

Vorlesungsskriptum Neutronen und Kernphysik

Erwin Jericha

Ausgabe — Wintersemester 2005

Vorwort

Eine kurze historische Einführung

Seit der Entdeckung des Neutrons durch James Chadwick (1891–1974) vor mehr als 70 Jahren hat sich die Neutronenphysik in mehreren Etappen in einen enorm weit gefächerten Forschungsbereich entwickelt. John Robson schreibt in seinem Vorwort zu J. Byrnes Buch *Neutrons, Nuclei and Matter* Byrne (1994), daß seit seiner Entdeckung

man's knowledge of the properties and interactions of the neutron has progressed at an ever increasing pace and has produced all kinds of applications of neutron-related technology in science, medicine, engineering and industrial activity. The discovery and understanding of neutron induced fission led to the development of the controlled nuclear reactor which, despite controversies regarding its safety and environmental impact, has provided, and will continue to provide, mankind with a reliable and economically competitive supply of electrical power. It also made possible intense sources of neutrons which have enabled the ongoing experimental investigations into the properties of the neutron and its interaction with nuclei and matter to be not only possible but extremely fascinating to those fortunate enough to have been able to take advantage of their availability. The constant and invigorating interplay between experimental data and theoretical implications and predictions has enhanced the progress and vitality of these investigations, and stimulated their use in ever widening areas of human endeavour.

Im Skriptum zur Vorlesung des gleichen Themas, herausgegeben 1973 von H. Rauch und Th. Stern wurden die folgenden drei Stationen in der Entwicklung der Neutronenforschung vorgestellt.

- Nach 1932 wurden vorerst die physikalischen Eigenschaften des Neutrons untersucht. Als Baustein der Atomkerne ist das Neutron der starken Wechselwirkung, d.h. den Kernkräften, unterworfen sowie der schwachen Wechselwirkung, die für den β -Zerfall bestimmter radioaktiver Kerne und des Neutrons selbst verantwortlich ist. Der Schwerpunkt der neutronenphysikalischen Forschung lag innerhalb der sich rasch entfaltenden Kernphysik.
- Nach 1938 verschob das Hauptinteresse der Neutronenphysik sich darauf, physikalische und technische Probleme der Nutzbarmachung der von O. Hahn entdeckten Kernspaltung zu lösen. In der Atombombe werden durch eine unkontrollierte Kettenreaktion solcher Kernspaltungen riesige Mengen destruktiver Kernenergie freigesetzt. Quasi als Nebenprodukt der forcierten Kriegsforschung wurden auch Reaktoren konstruiert, in den kontrollierte Kettenreaktionen ablaufen.

- Während seit 1945 die im Zweiten Weltkrieg entwickelten Reaktoren als Energiequellen (Kernkraftwerke) an Bedeutung gewonnen haben, geben sie auch als äußerst leistungsfähige Quellen für langsame Neutronen (Forschungsreaktoren) der neutronenphysikalischen Forschung einen entscheidenden Anstoß und der Beschuss mit Neutronen wurde seither zu einem der wichtigsten Mittel zur Untersuchung der Kernstruktur sowie der Struktur und Dynamik von Festkörpern und Flüssigkeiten.

Heute wird in allen drei oben vorgestellten Bereichen Neutronenforschung betrieben. Das Neutron selbst und seine Eigenschaften sind nach wie vor Gegenstand der Untersuchungen. Als Beispiele dazu können die Bestimmung der elektromagnetischen Struktur des Neutrons oder seiner Kohärenzeigenschaften dienen. Neutronen haben in den letzten Jahren verstärkt Bedeutung für moderne Konzepte der Energiegewinnung aus Kernenergie bekommen, die unter den Begriffen *Transmutation* und *Energieverstärker (energy amplifier)* zusammengefasst werden können. Und abschließend ist die Bedeutung der Neutronenforschung auf dem Gebiet der kondensierten Materie durch mehrere Projekte innovativer Neutronenquellen in den Vereinigten Staaten (SNS) und Japan (JPARC) dokumentiert. In Europa hingegen haben bereits ausgearbeitete Projekte von Neutronenquellen der neuen Generation (AUSTRON, ESS) noch keine Zustimmung zu einer definitiven Umsetzung erhalten.

Über diesen Text

Thema des vorliegenden Textes ist das Zusammenspiel der Physik der Neutronen und der Atomkerne. Er ist als Grundlage für die Vorlesung *Neutronen und Kernphysik*, Lehrveranstaltungsnummer 142.318 gedacht, die im Wintersemester an der Technischen Universität Wien abgehalten wird.

Fußnoten, denen fett gedruckte Begriffe vorangestellt sind, stammen aus dem Lexikon der Physik, Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg · Berlin, 1998–2000.

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	iii
1 Historische Einführung	1
1.1 What does nuclear physics deal with?	1
1.1.1 New forces	1
1.1.2 The nucleus as a quantum-mechanical many-particle system	2
1.1.3 Applications of nuclear physics	3
1.2 A short outline of historical development	4
1.2.1 The four phases of nuclear physics	4
1.2.2 Discovery of the fundamental nuclear constituents	4
1.3 Die Entdeckung des Neutrons	7
1.3.1 Nuclear Constitution of Atoms	8
1.3.2 Das unentdeckte Neutron	12
1.3.3 Die Veröffentlichungen in Nature Anfang 1932	13
1.3.4 Über den Bau der Atomkerne	18
1.3.5 The Neutron	18
2 Die Neutronenmasse - Bestimmung und Konsequenzen	21
2.1 Bestimmung der Neutronenmasse	21
2.1.1 Die Neutronenmasse nach der CODATA-Evaluierung 2002	22
2.2 Formale Beschreibung der Neutronen	42
2.2.1 Neutronendichte im Phasenraum; Fluß und Strom	43
2.2.2 Wellenbeschreibung der Neutronen	45
3 Theorie der Streuung thermischer Neutronen	49
3.1 Formale Streutheorie	50
3.1.1 Lippmann-Schwinger Gleichung	50
3.1.2 Übergangsoperator	50
3.1.3 Ewaldgleichungen	51
3.1.4 Kinematische Theorie	53
3.2 Streuamplitude	53
3.2.1 Komplexes optisches Potential	53
3.2.2 Impulsdarstellung	54
3.2.3 Ortsdarstellung	54
3.2.4 Der gestreute Zustand	55

3.3	Partialwellen	56
3.3.1	Wellenfunktion im Außenbereich	57
3.3.2	Lösung für freie Neutronen	57
3.3.3	Streuamplitude	58
3.3.4	Phasenschub	59
3.3.5	Streulänge	60
3.3.6	Fermi Pseudopotential	60
3.4	Streu- und Absorptionswirkungsquerschnitte	61
3.4.1	Kontinuitätsgleichung	61
3.4.2	Differentieller Streuwirkungsquerschnitt	63
3.4.3	Totaler Streuwirkungsquerschnitt	64
3.4.4	Absorptionswirkungsquerschnitt	64
3.4.5	Totaler Wirkungsquerschnitt	65
3.4.6	Wirkungsquerschnitte für thermische Neutronen	66
3.5	Neutronenstreuung durch ein freies Atom	67
3.5.1	Zweikörperproblem	67
3.5.2	Kinematik	68
3.5.3	Doppelt differentieller Streuwirkungsquerschnitt	70
3.5.4	Der Gesamtstreuwirkungsquerschnitt	72
3.5.5	Absorptionswirkungsquerschnitt	73
4	Neutronendetektoren	75
4.1	Pulshöhenspektren	77
4.1.1	Detektorkennlinien und Plateaus	79
4.2	Proportionalzähler	81
4.2.1	Ionenvervielfachung	81
4.2.2	Design von Proportionalzählern	86
4.3	Bor-10 als Detektionsmaterial	87
4.3.1	Die $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ Reaktion	87
4.3.2	Pulshöhenverteilung eines BF_3 Zählrohrs — Der Wandeffekt	89
4.3.3	BF_3 Zählrohrkonstruktion	92
4.3.4	Diskriminierung von γ -Strahlung	93
4.3.5	Detektionseffizienz eines BF_3 Zählrohrs	93
4.3.6	Borbeschichtete Proportionalzähler	94
4.3.7	Borhaltige Szintillatoren	94
4.4	Lithium-6 als Detektionsmaterial	96
4.4.1	Die $^6\text{Li}(n, \alpha)$ Reaktion	96
4.4.2	Lithiumdetektoren für langsame Neutronen	96
4.5	Helium-3 als Detektionsmaterial	98
4.5.1	Die $^3\text{He}(n, p)$ Reaktion	98
4.5.2	Das ^3He Proportionalzählrohr	98
4.6	Spaltkammern	100
4.7	Gadolinium als Detektionsmaterial	104

5	Detektion schneller Neutronen	113
5.1	Detektoren mit Neutronenmoderatoren	114
5.1.1	Allgemeines	114
5.1.2	Das sphärische Dosimeter	116
5.1.3	Der <i>Long Counter</i>	117
5.2	Detektoren auf Basis von Reaktionen schneller Neutronen	121
5.3	Lithium-6 als Detektionsmaterial	122
5.3.1	Der Lithiumiodid-Szintillator	123
5.3.2	Lithiumglasszintillatoren	123
5.3.3	Lithiumglasfaserszintillatoren	124
5.3.4	Das Lithium-Sandwichspektrometer	125
5.4	Helium-3 als Detektionsmaterial	126
5.4.1	Das ^3He Proportionalzählrohr	127
5.4.2	Die ^3He Ionisationskammer	128
5.4.3	Der ^3He Szintillator	130
5.4.4	Das ^3He Sandwichspektrometer	131
5.5	Detektoren auf Basis der elastischen Neutronenstreuung	131
5.5.1	Kinematik der elastischen Streuung	132
5.5.2	Energieverteilung der Rückstoßkerne	133
5.5.3	Detektionseffizienz	135
5.6	Protonrückstoßszintillatoren	137
5.6.1	Szintillationsmaterialien	137
5.6.2	Szintillatorgröße	138
5.6.3	Die Detektorantwortfunktion	139
5.6.4	Detektoreffizienz und Diskriminatorschwelle	143
5.6.5	Energiekalibrierung mit γ -Strahlung	145
5.6.6	Pulsformdiskriminierung von γ -Strahlung	147
5.7	Gasrückstoßproportionalzähler	148
5.7.1	Allgemeines	148
5.7.2	γ -Sensitivität und Pulsformdiskriminierung	148
5.7.3	Detektordesign und Wahl des Füllgases	149
5.7.4	Energiekalibrierung und Linearität	150
5.8	Protonenteleskope	152
5.9	Capture-Gated Neutron Spectrometer	154
6	Neutronenquellen	159
6.1	Natürliche Neutronenquellen	159
6.2	Radioisotopquellen	166
6.3	Photoneutronenquellen	166
6.4	Beschleuniger als Neutronenquellen	168
6.5	Kernspaltung und Kettenreaktion	183
6.5.1	Spaltung der Actinoide	183
6.5.2	Grundlegende Modelle zur Kernspaltung	188
6.5.3	Spontan spaltende Isomere und andere Folgerungen aus der Doppelhöckerbarriere	192

6.5.4	Neutronenwirkungsquerschnitte für ^{235}U und ^{238}U	194
6.5.5	Erhaltung der Kettenreaktion und Moderation	194
6.5.6	Materialien für Neutronentechnologie	197
6.6	Forschungsreaktoren	197
6.6.1	Energieverteilung der Reaktorneutronen	197
6.6.2	Der Hochflussreaktor am Institut Laue-Langevin	198
6.6.3	Gepulste Reaktoren	204
6.7	Spallation	208
6.7.1	Neutronen aus der Kernspaltung	210
6.7.2	Der Spallationsprozess	212
6.7.3	Spektral- und Winkelverteilung der Spallationsneutronen	214
6.7.4	Energiedissipation in Spallationstargets	215
6.7.5	Räumliche Verteilung der Neutronenerzeugung und der abgegebenen Leistung	217
6.7.6	Spallationsneutronenausbeute	218
6.7.7	Spallationsprodukte	220
6.8	Spallationsneutronenquellen	227
6.8.1	Allgemeines Design von Forschungsspallationsneutronenquellen	227
6.8.2	Beispiele für Forschungsspallationsneutronenquellen	229
6.8.3	PSI	229
6.8.4	ISIS	232
6.8.5	SNS	238
6.8.6	J-PARC	238
6.8.7	AUSTRON	239
7	Neutronenoptik	247
7.1	Geometrische Optik	247
7.1.1	Kohärente Neutronenstreuung	247
7.1.2	Brechungsindex und Neutronenreflexion	249
7.1.3	Fresnelsche Formeln	252
7.1.4	Neutronenleiter	254
7.2	Ultrakalte Neutronen	256
8	Herleitungen	263
8.1	Comptoneffekt und elastische Streuung	263
8.1.1	Comptonstreuung	263
8.1.2	Elastische Streuung	266
8.1.3	Energieübertrag im Schwerpunkt- und Laborsystem	267
8.2	Relativistische Kinematik beim Neutroneneinfang	268
8.3	Streufunktion eines idealen Gases	269

Kapitel 1

Historische Einführung

Das erste Kapitel dieses Texts ist als historische und konzeptuelle Einleitung zur Neutronen- und Kernphysik gedacht, in der die historischen Eckdaten zur Entdeckung des Neutrons hervorgehoben werden. Der erste Teil, eine kurze Einführung in die Kernphysik, ist Referenz Bergmann and Schaefer (1997) entnommen.

1.1 What does nuclear physics deal with?

The nucleus has been a fascinating research object for the physicist for many reasons. As far as the instrumental side is concerned, its dimensions (some 10^{-15} m or 1 fm) and the energies of the radiation emitted by it (typically mega-electron-volts, MeV) lie beyond our sensory perception. Therefore, sophisticated and, in most cases, elaborate detectors are required for its investigation. The history of nuclear physics is rich in ingeniously designed instruments. From a fundamental science perspective, nuclei are particularly fascinating because they show us new forces, besides the familiar forces of gravitation and electromagnetism.

Instrumente, Detektoren

1.1.1 New forces

The existence, size and shapes of nuclei, their composition of protons and neutrons and the nuclear reactions between them are determined by the internuclear force or *strong interaction*. Clarifying its characteristics has always been a primary aim of nuclear physics. In addition to gravitational attraction, which exists between all bodies having mass, and the Coulomb force, to which all charged bodies are subject, the strong interaction acts between those particles which we call *hadrons*. Examples of particles that do not experience the strong interaction are electrons and muons (particles whose properties are similar to those of the electron except for their mass which is 207 times greater). These light particles are called *leptons*. An important difference between the classical forces — reaching to infinity with their strength decreasing inversely proportional to the square of the distance — and the nuclear forces is the very short range of the latter which is somewhat less than the diameter of the nucleus.

Reichweite

The second new force, called the weak interaction, occurs in all the processes of β decay. The fact that a free neutron is not stable but decays into a proton (and leptons)

Neutronenzerfall

is one consequence of the weak interaction. For many decades, nuclei were the only objects accessible to the experimentalist in which these two new types of forces could be investigated. Only after the development of high-energy particle accelerators and sensitive detectors (mainly for neutrinos) was it possible to investigate systems in which the strong and the weak interaction could be observed independently of each other.

Since the electromagnetic and weak forces, which in modern field theory are collectively termed *electro-weak forces*, are many orders of magnitude smaller than the strong interaction, one might assume they had a negligible effect in the nucleus. This, however, is not the case, since in a microscopic system additional characteristics have to be taken into account besides the strength of the forces. In classical and atomic physics, the properties of the forces and interactions and their spatial symmetry are determined by the potential energy of a system — for example the symmetrical electrostatic $1/r$ potential in the hydrogen atom. In the field of strong and weak interactions other, partly non-spatial, symmetries also play a role. They can for example prohibit or inhibit processes that would otherwise be energetically possible. Including the electro-weak interaction in the inter-nucleon force does render the mathematical treatment of the problem more complicated, but one must be aware that the electro-weak forces are known and are thus calculable. Their interaction with the strong forces frequently makes hadronic effects visible. This is best demonstrated in nuclear decay phenomena. The existence and the interaction of these three forces are thus important in the microscopic physics of one and the same object — the nucleus — and this has acted as a special intellectual incentive from the earliest days of the subject of nuclear physics until today.

1.1.2 The nucleus as a quantum-mechanical many-particle system

Spin

The proton as well as the neutron have a half-integer intrinsic spin of $1/2$ (in units of the Planck constant $\hbar = h/2\pi$), so both are fermions. The naturally occurring nuclei are composed of up to 92 protons and 146 neutrons. The quantum-mechanical treatment of such a many-fermion system is, in view of the complexity of the interaction between the nucleons, distinctly difficult. There is a conspicuous difference between a nuclear system and an atom, whose electrons are also fermions: in the atom the heavy atomic nucleus produces an attractive long-range central Coulomb-field, which is modified principally by the residual forces between the electrons. In the nucleus there is no such specific central body but each nucleon interacts with every other. Thus, the realization that many characteristics of the nucleus could be described by rather simple models was all the more astonishing.

Today, we know that nucleons and pions (which from the outset were assumed to be the components of nuclei) are not actually elementary but, are, in turn, composed of constituents, *quarks*, and interact via *gluons*. Within the scope of a consistent description of all interactions, one tries to attribute the nuclear forces to the still mainly unclarified forces between the quarks. However, it is practically impossible to experiment with free quarks in the same way as has been done with protons, neutrons, pions and nuclei. In any case, the effort to create free quarks has not yet been successful. Furthermore, all known experimental properties of nuclei with more than four nucleons can be described without explicit reference to quarks, and this itself is an obstacle to the wish to explain

all the phenomena of microscopic physics from the characteristics of the most elementary constituents. At the present time the necessity and the use of *quantum chromodynamics* in the field of nuclear physics is being discussed intensively. From the above observations, it becomes clear that the effort to come to an understanding of atomic nuclei and the interaction between them is both difficult and interesting; it takes place at various theoretical levels and requires extensive and detailed experimental material.

1.1.3 Applications of nuclear physics

Besides the investigation of the nuclei and their decays and reactions, simply as a way to explore the strong interaction, nuclear physics offer some important applications in other fields of physics and many other sciences. The following, very incomplete, survey is aimed at making its reader aware of the varied and fruitful exchange with neighboring sciences. Nuclear physics provides important measuring methods mainly for astrophysics, solid-state physics, and material sciences. Among other things, astrophysics deals with the formation of elements and isotopes during the lifespan of stars and with the generation of energy within them. The formation of elements takes place in long reaction cycles or chains, depending on the large number of characteristics of individual nuclei and reactions that can be measured in the laboratory. Some of these reactions depend sensitively on stellar quantities like temperature and pressure and thus they enable discriminating tests of astrophysical scenarios. The long-lived radioactive remnants from stellar element formation, which are useful for determining the time of formation should also be mentioned here.

Astrophysik

In the fields of solid-state physics and material sciences, nuclear physics contributes to the methods of neutron diffraction (to clarify the structure of solids, polymers, liquids and also biological substances), to hyperfine physics (for investigating solid-state reactions, radiation effects, magnetic characteristics) and to elemental analysis by probes (produced by neutron activation or other nuclear reactions and by Rutherford backscattering). Exotic particles such as positrons and muons, that emerge from nuclear decays or reactions have been applied increasingly to problems of solid-state physics. Turning to chemistry, biology and medicine, we see the scope of work has been enlarged by the use of radioactive isotopes for marking macromolecules and for medical diagnosis. Radiochemistry and nuclear medicine are important disciplines. However, stable isotopes also have a use, for example in connection with the method of nuclear magnetic resonance (in chemistry) or in nuclear-spin tomography (in medicine). The various types of fission reactors for the generation of electric power and the still not decided projects of fusion reactors are probably the most important (and most controversial) technical applications of nuclear physics.

Neutronenstreuung

1.2 A short outline of historical development

1.2.1 The four phases of nuclear physics

Kernbestandteile, Zerfallsarten	During the 100 years of development of nuclear physics, four phases can be distinguished. The first period (1896–1932) is characterized by the discovery of the components of the atomic nucleus (proton, neutron) and the main radioactive decay modes. In this phase, the stimulation from the interaction with atomic physics and quantum mechanics is unmistakable. The second period covers approximately the years between 1930 and 1953. Theoretical work on the nature of nuclear forces and the development of simple nuclear models (liquid-drop model, shell model, collective model) belong to this phase. Many characteristics of ground-state nuclei, like their masses, spins, magnetic moments and decay were systematically investigated. The discovery of nuclear fission and its first technical applications gained nuclear physics wide acclaim and, at the same time, the production and the use of the first fission and hydrogen bombs gained notorious political importance.
Kernmodelle	
Kernspaltung	
Kernreaktionen	In the third and present phase, these ideas have been refined, stated more precisely and substantiated by a wealth of experimental results, gained by means of nuclear reactions or nuclear spectroscopy. The main emphasis has been on the low-energy “ <i>elementary excitations</i> ” (up to an excitation energy of about 50 MeV) and their quantum-mechanical treatment. The development of many efficient accelerators and detector systems and the use of computers are also characteristics of this phase. During the last 15 years the field of <i>medium-energy nuclear physics</i> (reactions with up to about 1 GeV/nucleon) has been established. The opening up of a fourth phase has emerged parallel to this. In this fourth phase phase, questions of particle physics and cosmology are increasingly being re-opened. In simplified term, it deals on the on the one hand with tracing the nuclear forces back to the interaction between the fundamental components, quarks, and on the other hand, with the role of the nuclear forces in the development of matter and specific types of star (neutron stars, supernovae, neutrino physics, nucleosynthesis). This renewed opening towards particle physics and cosmology is also nurtured by the hope of being able to <i>unify the strong and electro-weak interactions</i> .
Teilchenphysik, Kosmologie	
Nukleosynthese	

1.2.2 Discovery of the fundamental nuclear constituents

Radioaktivität	The discovery of natural <i>radioactivity</i> of uranium by Becquerel, Becquerel (1896), and the first chemical separation of the radioactive elements polonium (Po) and radium (Ra) by Pierre and Marie Curie, Curie and Curie (1898); Curie et al. (1898), happened shortly before the turn of the 20th century. All three elements emit radiation(s), which are able either to blacken photographic plates or ionize the air of an electrometer as indicated by discharge. This radiation contains two components that can penetrate matter, specifically, fast electrons (β radiation) and short-wave electromagnetic radiation (γ radiation), and one short range component (α radiation). By directly measuring the charge of the α particles, Rutherford and Geiger (1908), or by observing the optical spectrum of the neutralized helium in a gas discharge, Rutherford and Royds (1909), Rutherford and collaborators furnished proof that the α particles were doubly-charged helium ions. In 1911–1913, chemical identification was followed by the first scattering experiments of
α -Streuung	

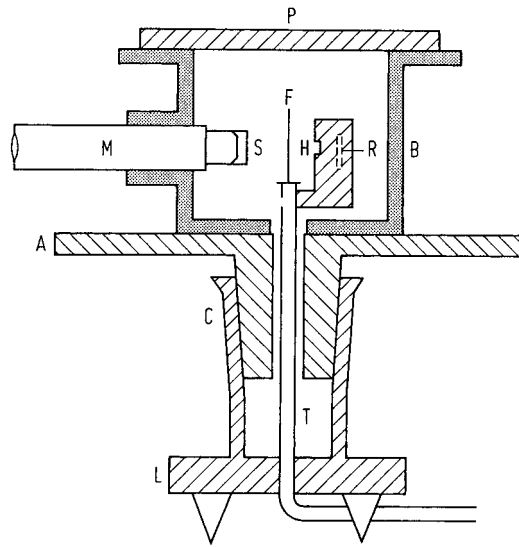


Figure 1.1: Historical apparatus for proving the Rutherford-scattering equation for α particles. The source (radium emanation R), the target (the gold foil F) and the detector (scintillator screen S and microscope M) are in a vacuum chamber, which is evacuated via T, Bergmann and Schaefer (1997).

Rutherford, Geiger and Marsden with a collimated beam of α particles on thin gold foils, Rutherford (1911); Geiger and Marsden (1913). They produced the result that the scattering rate decreases with the scattering angle ϑ as $1/\sin^4(\vartheta/2)$. This law was in agreement with the then surprising idea that the α particles are scattered in the Coulomb-field of almost pointlike scattering centres, inferring that the gold nuclei contain almost the entire mass of the atom. In this way, the existence of nuclei had been proved and it provided an essential prerequisite for Bohr's model of the atom. Fig. 1.1 shows the arrangement used by Geiger and Marsden: the α source (radium emanation R) is housed in a block of lead; the α particles collimated through the channel H are scattered in the gold foil F and after scattering they are observed on the scintillator S by means of a microscope M. Scintillator and microscope can be rotated around the foil to enable measurement of the angular dependence of the scattering rate.

The discovery of the natural radioactivity of the heavy elements Th, U, Po and Ra was followed by extensive investigations of the natural decay chains and the first nuclear reactions in which unstable isotopes were produced artificially, Rutherford (1919); Bothe and Becker (1930); Curie and Joliot (1932, 1934). The discovery of the second, neutral constituent of nuclei, the *neutron*, which had been predicted by Rutherford in 1920, was a further important step. During the irradiation of light elements like lithium, beryllium, boron, etc. with α rays, in 1930 Bothe and Becker had observed a penetrating radiation, Bothe and Becker (1930), which they first interpreted as hard γ radiation. With the apparatus sketched in Fig. 1.2 Chadwick was able to prove that the radiation consisted of neutral particles whose mass was close to that of the proton, Chadwick (1932b,a). In the nuclear reaction between a Be nucleus and an α particle, a neutron is produced which reaches the ionization chamber. As an uncharged particle, it cannot ionize the filling gas

Neutron

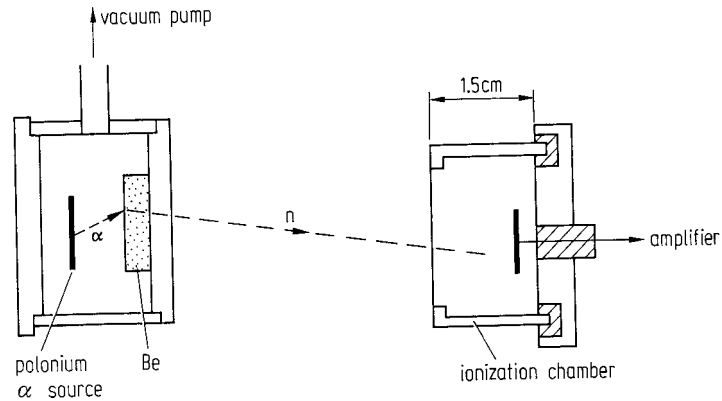


Figure 1.2: Proof of the neutrons produced in the reaction ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$. The neutrons perform elastic collisions with the gas atoms in the ionization chamber, which are thereby ionized and create impulse at the electrodes of the chamber, Bergmann and Schaefer (1997).

and hence it is not directly detectable. However, during an elastic nuclear collision with an atom or molecule of the filling gas (hydrogen, nitrogen, argon), the neutron transfers part of its kinetic energy. The recoiling particle ionizes the gas and the pulse height of the detected electrical signal is directly proportional to the recoil energy gained in the collision. In this way and by using the conservation laws of elastic collisions, Chadwick was able to determine the mass of the neutron for the first time.

In 1947, Lattes and coworkers, Lattes et al. (1947a,b), discovered the third particle essential for the understanding of the strong interaction, the *pion* π . The existence of such a particle had already been assumed by Yukawa in 1935, Yukawa (1935), in order to explain the nuclear forces' extremely short range of a few fm. Because of general field-theoretical considerations, one can imagine the interaction between two fermions to take place via the exchange of a boson (a particle with integer spin). Metaphorically speaking, this "field boson" delivers the message of the existence of the first fermion to the other one. The general relation $\Lambda m_B \approx \hbar/c$ exists between the range Λ of the force and the mass m_B of the boson with the length $\Lambda = \hbar/m_B c$ being called the *Compton wavelength*. From the nuclear range of about 1.5 fm Yukawa predicted a boson mass of the order of $m_B = \hbar/c\Lambda \approx 130 \text{ MeV}/c^2$ ($\hbar c = 197 \text{ MeV fm}$), thus postulating the existence of a particle of a particle of "medium" mass (*meson*), which should be about 260 times heavier than an electron and about seven times lighter than a nucleon.

A first candidate had already been found in 1937 by Anderson and Neddermeyer, Neddermeyer and Anderson (1938), in cosmic radiation: the *muon* μ . Its mass $m_\mu = 106 \text{ MeV}/c^2$ agreed very well with that of the required "messenger" but in later investigations it was found that the muon was "blind" to the strong interaction and that it was not a boson but, like the electron, a fermion. In contrast to this, the pion found by Lattes et al., Lattes et al. (1947a,b), which is little heavier ($m_\pi = 140 \text{ MeV}/c^2$) had all the characteristics of a nuclear messenger particle. Fig. 1.3 illustrates the cosmic $\pi^+ \rightarrow \mu^+$ decay of a charged pion visible as tracks in a nuclear emulsion, Powell and Occhialini (1947). Both masses given refer to the charged particles, μ^\pm or π^\pm , respectively, having positive

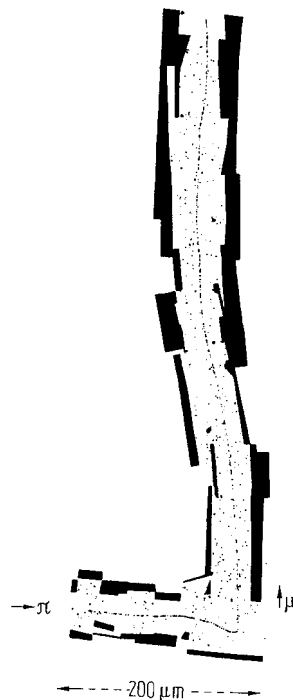


Figure 1.3: Proof of the decay of a charged pion π from cosmic radiation into a muon μ , observed by means of the tracks of both particles in a nuclear emulsion, Bergmann and Schaefer (1997).

or negative elementary charge. Additionally, there is a neutral pion, π^0 , with the mass $m_{\pi^0} = 134 \text{ MeV}/c^2$.

1.3 Die Entdeckung des Neutrons

Die Entdeckung des Neutrons wurde bereits in Abschnitt 1.2.2 erwähnt. Im zweiten Teil der Einführung folgen wir diesem historischen Prozess mit einer umfangreicheren Beschreibung und können auf diesem Weg verschiedene moderne Konzepte identifizieren, die ihren Ursprung in jenen ersten Tagen der Kernphysik haben. Tatsächlich war es um das Jahr 1920 noch zu früh eine Unterscheidung zwischen der Atom- und Kernphysik zu treffen. Das erste Dokument in der Serie, die zur Entdeckung und Identifikation des Neutrons führte, war die so genannte Bakerian Lecture*, die Ernest Rutherford 1920 vor der Royal Society in London hielt und die in den Proceedings of the Royal Society of London abgedruckt wurde, Rutherford (1920).

*Die Bakerian Lectures gab es seit 1775. Sie waren nach Henry Baker benannt. Für Rutherford war es die zweite prestigeträchtige Lecture nach 1904 über Radioaktivität.

1.3.1 Nuclear Constitution of Atoms

In der Einleitung fasste er die experimentellen Belege für das derzeitige Bild des Atoms zusammen. *The conception of the nuclear constitution of atoms arose initially from attempts to account for the scattering of α particles through large angles in traversing thin sheets of matter, Geiger and Marsden (1909).* Und er setzt fort, dass *to account for these results, it was found necessary to assume that the atom consists of a charged massive nucleus of dimensions very small compared with the ordinarily accepted magnitude of the diameter of the atom.*

Mit der Annahme, dass der geladene Atomkern eine elektrostatische Kraft auf das α -Teilchen ausübt, die sich wie das inverse Quadrat des Abstandes ändert, leitete Rutherford ein Streugesetz ab, das, in Form eines differentiellen Streuwirkungsquerschnitts ausgedrückt, durch

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_c^2}{16} \csc^4(\theta/2) = \left(\frac{Q_\alpha Q_N}{4\pi\epsilon_0 E_\alpha} \right)^2 \frac{1}{16 \sin^4(\theta/2)} \quad (1.1)$$

gegeben ist, wobei θ der Streuwinkel und

$$r_c = \frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 E_\alpha} \quad (1.2)$$

ist. Dabei bezeichnen E_α die kinetische Energie des α -Teilchens und Z die Kernladungszahl des streuenden Kerns.

Atom- und Kern-
physik

In seinem Artikel sagte Rutherford auch die Trennung von Atom- und Kernphysik voraus, indem er deren wesentliche Forschungsschwerpunkte hervorhob. *The general problem of the structure of the atom thus naturally divides itself into two parts: —*

- Constitution of the nucleus itself.
- The arrangement and modes of vibration of the external electrons.

In der Folge beschränkt er sich in der vorgestellten Arbeit auf die Diskussion des ersten Punkts.

Wichtige Fragen mussten geklärt werden wie etwa die Äquivalenz von Kernladung und Atomnummer im Periodensystem (was 1920 durch Chadwick experimentell bestätigt wurde, Chadwick (1920)) oder die räumliche Ausdehnung der Kerne. Die Größe eines Atomkerns ist eng mit seiner Zusammensetzung und den Kräften zwischen seinen inneren Bestandteilen verbunden. In Rutherford's Arbeit wird dies durch die Streuung von α -Teilchen and Wasserstoffatomen beschrieben *that the law of inverse squares no longer holds when the nuclei approach to within a distance of 3×10^{-13} cm of each other. This is an indication that the nuclei have dimensions of this order of magnitude and that the forces between the nuclei vary very rapidly in magnitude and in direction for a distance of approach comparable with the diameter of the electron as ordinarily calculated. It was pointed out that in such close encounters there were enormous forces between the nuclei.* Dies ist ein sehr frühe und intuitive Aussage über die kurzreichweitige starke Wechselwirkung. Er erkennt auch den komplexen Charakter des Atomkerns, in seinen eigenen Worten *the complexity of the nucleus structure.*

Kernkräfte

Im Bild, das man sich 1920 vom Atom machte, hatten die Elektronen zwei unterschiedliche Funktionen. Rutherford führt dazu aus, *it is of interest to note the very different rôle played by the electrons in the outer and inner atom* (die Atomhülle und der Kern). *In the former case, the electrons arrange themselves at a distance from the nucleus, controlled no doubt mainly by the charge on the nucleus and the interaction of their own fields. In the case of the nucleus, the electron forms a very close and powerful combination with the positively charged units and, as far as we know, there is a region just outside the nucleus where no electron is in stable equilibrium. It is to be anticipated that under the intense forces of the nucleus the electrons are much deformed and the forces may be of a very different character from those to be expected from an undeformed electron, as in the outer atom.*

Kern- und Hüllenelektronen

Was die positiv geladenen Einheiten betrifft, traten mehrere mögliche Kandidaten hervor wie das α -Teilchen, das vom radioaktiven Zerfall her als besonders stabile Einheit bekannt war oder der Wasserstoffkern (das Proton) oder eine neu entdeckte nukleare Einheit mit vermutlich Massenzahl 3 und Ladung 2, die sich als Reaktionsprodukt aus α -Streuung an Sauerstoff und Stickstoff ergab. Wieder mit Rutherfords Worten erfahren wir *the properties of the new atom. We have shown that atoms of mass about 3 carrying two positive charges are liberated by α -particles both from nitrogen and oxygen, and it is natural to suppose that these atoms are independent units in the structure of both gases. Since probably the charged atom during its flight is the nucleus of a new atom without any external electrons, we should anticipate that the new atom when it has gained two negative electrons should have physical and chemical properties very nearly identical with those of helium, but with a mass 3 instead of 4. We should anticipate that the spectrum of helium and this isotope should be nearly the same.* Auf diesem Weg bietet uns Rutherford eine hervorragende Charakterisierung des Konzepts der Isotope.

Isotope

Constitution of Nuclei and Isotopes

Dies ist der entscheidende Abschnitt der Publikation und es lohnt sich ihn in zur Gänze im Original zu zitieren. Das Thema wird von der Frage nach den grundlegenden Bausteinen der Atomkerne dominiert. Rutherford kombinierte es zusätzlich mit der Frage nach der Nukleosynthese, die bis zum heutigen Tag aktuell geblieben ist.

In considering the possible constitution of the elements, it is natural to suppose that they are built up ultimately of hydrogen nuclei and electrons. On this view the helium nucleus is composed of four hydrogen nuclei and two negative electrons with a resultant charge of two. The fact that the mass of the helium atom 3.997 in terms of oxygen 16 is less than the mass of the 4 hydrogen atoms, viz., 4.032, has been generally supposed to be due to the close interaction of the fields in the nucleus resulting in a smaller electromagnetic mass than the sum of the masses of the individual components. Sommerfeld, Sommerfeld (1919), has concluded from this fact that the helium nucleus must be a very stable structure which would require intense forces to disrupt it. Such a conclusion is in agreement with experiment, for no evidence has been obtained to show that helium can be disintegrated by the swift α -particles which are able to disrupt the nuclei of nitrogen and oxygen. In his recent experiments on the isotopes of ordinary elements Aston, Aston (1919, 1920a,b) has shown that within the limit of experimental accuracy the masses of

Magische Kerne

all the isotopes examined are given by whole numbers when oxygen is taken as 16. The only exception is hydrogen, which has a mass 1.008 in agreement with chemical observations. This does not exclude the probability that hydrogen is the ultimate constituent of which nuclei are composed, but indicates that either the grouping of the hydrogen nuclei and electrons is such that the average electromagnetic mass is nearly 1, or, what is more probable, that the secondary units, of which the atom is mainly built up, e.g. helium or its isotope, have a mass given nearly by a whole number when O is 16.

The experimental observations made so far are unable to settle whether the new atom has a mass exactly 3, but from the analogy with helium we may expect the nucleus of the new atom to consist of three H nuclei and one electron, and to have a mass more nearly 3 than the sum of the individual masses in the free state.

Deuteron

Neutron

Eigenschaften
des Neutrons

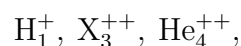
If we are correct in this assumption it seems very likely that one electron can also bind two H nuclei and possibly also one H nucleus. In this one case, this entails the possible existence of an atom of mass nearly 2 carrying one charge, which is to be regarded as an isotope of hydrogen. In the other case, it involves the idea of the possible existence of an atom of mass 1 which has zero nucleus charge. Such an atomic structure seems by no means impossible. On present views, the neutral hydrogen atom is regarded as a nucleus of unit charge with an electron attached at a distance, and the spectrum of hydrogen is ascribed to the movements of this distant electron. Under some conditions, however, it may be possible for an electron to combine much more closely with the H nucleus, forming a kind of neutral doublet. Such an atom would have very novel properties. Its external field would be practically zero, except very close to the nucleus, and in consequence it should be able to move freely through matter. Its presence would probably be difficult to detect by the spectroscope, and it may be impossible to contain it in a sealed vessel. On the other hand, it should enter readily the structure of atoms, and may either unite with the nucleus or be disintegrated by its intense field, resulting possibly in the escape of a charged H atom or an electron or both.

If the existence of such atoms be possible, it is to be expected that they may be produced, but probably only in very small numbers, in the electric discharge through hydrogen, where both electrons and H nuclei are present in considerable numbers. It is the intention of the writer to make experiments to test whether any indication of the production of such atoms can be obtained under these conditions.

Nukleosynthese

The existence of such nuclei may not be confined to mass 1 but may be possible for masses 2, 3, or 4, or more, depending on the possibility of combination between the doublets. The existence of such atoms seems almost necessary to explain the building up of the nuclei of heavy elements; for unless we suppose the production of charged particles of very high velocities it is difficult to see how any positively charged particle can reach the nucleus of a heavy atom against its intense repulsive field.

We have seen so far the nuclei of three light atoms have been recognized experimentally as probable units of atomic structure, viz.,



where the subscript represents the mass of the element.

In considering the possible ways in which nuclei can be built up, difficulties at once arise, for many combinations of these units with negative electrons are possible to give

an element of the required nuclear charge and mass. In our complete ignorance of the laws of force close to the nuclei, no criterion is available as to the stability or relative probability of the theoretical systems. With the exception of a few elements which can exist in the gaseous state, the possible isotopes of the elements have not yet been settled. When further information is available as to the products of the disintegration of other elements than the two so far examined, and more complete data have been obtained as to the number and mass of the isotopes, it may be possible to deduce approximate rules which may serve as a guide to the mode in which the nuclei are built up from the simpler units. For these reasons it seems premature at this stage to attempt to discuss with any detail the possible structure of even the lighter and presumably less complex atoms. It may, however, be of some interest to give an example to illustrate a possible method of the formation of isotopes in the case of the lighter elements. This is based on the view that probably in many cases a helium nucleus of mass 4 may be substituted in the complex structure for the corresponding nucleus of mass 3 without seriously interfering with the stability of the system. In such a case, the nuclear charge remains unchanged but the masses differ by unity.

Im ersten Kapitel des Buchs von Byrne, Byrne (1994), wird die weitere Entwicklung im Abschnitt *First evidence for the neutron* zusammengefasst.

Nuclear disintegration of nitrogen by α -particles followed by proton emission had been observed first by Rutherford in the reaction $^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O}$, and the detection of fine structure in the proton spectrum from the reaction $^{10}\text{B}(\alpha, p)^{13}\text{C}$ accompanied by γ -radiation had been reported by Bothe and Fränz, Bothe and Fränz (1928); Fränz (1930); Bothe (1930); Bothe and Becker (1930). Subsequently Bothe and Becker initiated a systematic search for γ -radiation emitted in (α, p) reactions with light nuclei, which indeed they observed in targets of B, Al and Mg, Bothe and Becker (1930). In the cases of Li and Be they detected the presence of an intense highly penetrating radiation, unaccompanied by protons and particularly prominent in the case of Be, which they identified as being electromagnetic in origin. These conclusions were supported in most important respects by the researches of Curie, Curie (1931).

Subsequently Webster reported in 1932, Webster (1932) that the radiation emitted from Be was absorbed by matter to a degree which would imply a quantum energy of about 7 MeV, more than twice as energetic as the most energetic known γ -ray, the 2.62 MeV γ -ray emitted from the nucleus ^{208}Pb in the thorium active deposit. He also made the observation, highly significant in retrospect, that the radiation emitted in the forward direction with respect to the incident α -momentum, appeared to be more energetic than that emitted in the backward direction, and speculated that the observed effects could be caused by 'high speed corpuscles consisting e.g. of a proton and an electron in close combination'. This was a possibility which he considered 'interesting in view of the ... usefulness of the conception of neutrons in accounting for astrophysical and nuclear phenomena.

Unfortunately the failure to observe any 'neutron' tracks in the cloud chamber led him to abandon this line of enquiry and revert to the electromagnetic explanation for want of anything better. The cloud chamber results were confirmed by Dee, Dee (1932) at about the same that Chadwick was announcing the discovery of the neutron, much to the

α -Streuung an
leichten Ele-
menten

displeasure of Rutherford and Chadwick, so firmly were they wedded to the view of the neutron as an intimate bound state of proton and electron.

Concurrently with Webster's studies Curie and Joliot, Curie and Joliot (1932) noted that the radiations from beryllium ejected protons from hydrogenic substances such as paraffin. These events they interpreted as Compton scattering of 50 MeV γ -rays by protons, an explanation which, bizarre as it may seem today, was in line with that offered to account for certain cosmic ray events which were ultimately shown to be examples of electron-positron pair production.

1.3.2 Das unentdeckte Neutron

Die Experimente Bothe, Fränz und Becker

In den späten 20er und frühen 30er Jahren untersuchten Forscher an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin die Umwandlung verschiedener Kerne (der Elemente Be, B, C, Al and Fe) durch α -Strahlung. Sie verwendeten hochreines Po als Quelle für die α -Teilchen und beobachteten die gestreuten α -Teilchen, sekundäre Röntgenstrahlung und die Reichweite sowie Anzahl der Reaktionsprodukte, Bothe and Fränz (1928); Fränz (1930); Bothe (1930). In der Zusammenfassung der Resultate für α -Streuung an Bor zieht Bothe den folgenden Schluss. *Außer dem einen H-Teilchen wird noch ein weiterer Kernbestandteil oder ein harter γ -Strahl ausgesandt.* Und er fügt in einer Fußnote hinzu: *Anmerkung bei der Korrektur. Neue, gemeinsam mit H. Becker ausgeführte Versuche haben ergeben, dass gewisse Leichtelemente unter der Einwirkung von α -Strahlen eine harte γ -Strahlung aussenden, jedoch scheint es, sofern überhaupt ein Zusammenhang mit der Zertrümmerbarkeit besteht, dass diese γ -Emission eher eine Begleiterscheinung als einen wesentlichen Teil des Zertrümmerungsvorganges darstellt.* Diese Fußnote bezieht sich auf die Veröffentlichung Bothe and Becker (1930), die die Beobachtung von γ -Strahlung leichter Elemente und deren Verbindungen nach Beschuss mit α -Teilchen aus einer starken Po-Quelle beschreibt. Dabei fanden sie heraus, dass die härteste γ -Strahlung von Bor und vor allem von Beryllium emittiert wurde. Sie untersuchten die Absorption dieser Strahlung. *Um einen ersten Anhaltspunkt zu gewinnen, haben wir gemessen, um wieviel die B-Strahlung herabgesetzt wird, wenn man 1 cm Blei zwischen das Präparat und den Zähler bringt. Entsprechende Messungen wurden an der intensiveren Be-Strahlung ausgeführt. Man sieht, dass die neuen Strahlungen ein Durchdringungsvermögen ähnlicher Größe haben wie die härtesten radioaktiven γ -Strahlen.* In ihrem Versuch die Natur dieser Strahlung zu erklären, die bei ihren Experimenten auftrat, führten die Autoren weiter aus: *Die Härte der sekundären γ -Strahlen, soweit sie bisher gemessen wurde, wie auch ihre Intensität sind von der Größenordnung, wie sie für Kern- γ -Strahlen zu erwarten sind. Für die Entstehung der Strahlen im einzelnen gibt es vorläufig nicht sehr viel direkte Anhaltspunkte. Man wird bei solchen Elementen, welche sich unter den gleichen Bedingungen als merklich zertrümmerbar und γ -strahlend erwiesen haben, annehmen können, dass die γ -Strahlen eine Begleiterscheinung des Zertrümmerungsvorgangs sind. Da aber die Zertrümmerung und γ -Strahlung keineswegs parallel gehen (N ist sehr leicht zertrümmerbar, aber nicht γ -strahlend, während Be nicht merklich zertrümmerbar ist, aber die stärkste γ -Strahlung gibt), so ist von vornherein wahrscheinlich, dass es bei verschiedenen Ele-*

menten verschiedene Prozesse sein können, welche zur γ -Emission führen. Hinsichtlich ihrer α -Streuexperimente zählen sie unterschiedliche Kategorien von Kernreaktionen auf, die für unsere Diskussion allgemeiner Kernreaktionen, an denen Neutronen beteiligt sind, von besonderer Bedeutung sein werden.

- Einfang und nukleare Ionisation (dieser Ausdruck lehnte sich offensichtlich an die Prozesse in der Atomhülle an, wir werden in diesem Zusammenhang allgemeiner von Transmutation und im Speziellen von Spallation sprechen); im Kontext unserer Diskussion stellen (α, n) -Reaktionen die zur Entdeckung des Neutrons führten ein Beispiel für diese Kategorie dar.
- Einfang mit reiner Kernanregung, wozu auch die Neutroneneinfangsreaktionen (n, γ) zählen.
- Kein Einfang und „Ionisation“, z.B. $(n, 2n)$ -Reaktionen.
- Kein Einfang und reine Kernanregung, z.B. $(n, n'\gamma)$ -Reaktionen.

Die Experimente von Curie und Joliot

Curie und Joliot verwendete ebenfalls die α -Strahlung von Po um Sekundärstrahlung in Beryllium und Bor anzuregen, Curie (1931); Joliot (1931); Curie and Joliot (1932). Sie beobachteten, dass der Massenabsorptionskoeffizient von Blei für diese Strahlung sehr klein war und dass dies auch für Absorptionsfilter aus C, Al, Cu und Ag gültig war, die vor der Ionisationskammer eingebracht wurden, die als Detektor diente. *Nous avons constaté que le courant d'ionisation produit par ces rayons filtrés par 1.5 cm de plomb reste sensiblement le même quand on place contre l'entrée de la chambre des écrans minces de substances très diverses. Au contraire, le courant augmente notablement quand on interpose des écrans de substance contenant de l'hydrogène comme la paraffine ; le courant varie presque du simple au double dans ce cas.* Die Strahlung, die aus dem Paraffin emittiert wurde, konnte als Wasserstoffkerne oder Protonen identifiziert werden (obwohl der erste Begriff zu jener Zeit offenbar bevorzugt wurde). Joliot und Curie setzten mit einer Interpretation dieses Phänomens fort. *L'interprétation du phénomène est rendue difficile par le fait qu'on ne peut estimer que très imparfaitement l'énergies des photons émis par le glucinium et le bore. Si l'on suppose que les photons peuvent communiquer aux protons une partie de leur énergie par un processus analogue à l'émission des électrons projetés par effet Compton, on trouve que les énergies des rayons du Be et du B seraient respectivement de l'ordre de $50 \cdot 10^6$ et $35 \cdot 10^6$ eV.*

1.3.3 Die Veröffentlichungen in Nature Anfang 1932

Am 17. Februar 1932 beendet James Chadwick einen *Letter* an den Editor von *Nature*, der am 27. Februar publiziert wird. Dieser Artikel ist die erste Veröffentlichung, die den experimentellen Nachweis von Neutronen beschreibt und erste Eigenschaften charakterisiert. Aus dem Text wird deutlich, dass es zu diesem Zeitpunkt noch keineswegs sicher war, ob Neutronen tatsächlich existierten. Im folgenden Abschnitt ist der Originaltext, der

schon allein wegen seiner historischen Bedeutung von Interesse ist, vollständig reproduziert, Chadwick (1932b).

Possible Existence of a Neutron

It has been shown by Bothe and others that beryllium when bombarded by α -particles of polonium emits a radiation of great penetrating power, which has an absorption coefficient in lead of about 0.3 cm^{-1} . Recently Mme. Curie-Joliot and M. Joliot found, when measuring the ionisation produced by this beryllium radiation in a vessel with a thin window, that the ionisation increased when matter containing hydrogen was placed in front of the window. The effect appeared to be due to the ejection of protons with velocities up to a maximum of nearly $3 \times 10^9 \text{ cm per sec}$. They suggested that the transference of energy to the proton was by a process similar to the Compton effect, and estimated that the beryllium radiation had a quantum energy of $50 \times 10^6 \text{ electron volts}$.

I have made some experiments using the valve counter to examine the properties of this radiation excited in beryllium. The valve counter consists of a small ionisation chamber connected to an amplifier, and the sudden production of ions by the entry of a particle, such as a proton or α -particle, is recorded by the deflexion of an oscillograph. These experiments have shown that the radiation ejects particles from hydrogen, helium, lithium, beryllium, carbon, air, and argon. The particles ejected from hydrogen behave, as regards range and ionising power, like protons with speeds up to about $3.2 \times 10^9 \text{ cm per sec}$. The particles from the other elements have a large ionising power, and appear to be in each case recoil atoms of the elements.

If we ascribe the ejection of the proton to a Compton recoil from a quantum of $52 \times 10^6 \text{ electron volts}$, then the nitrogen recoil atom arising by a similar process should have an energy not greater than about 400,000 volts, should produce not more than about 10,000 ions, and have a range in air at N.T.P of about 1.3 mm. Actually, some of the recoil atoms in nitrogen produce at least 30,000 ions. In collaboration with Dr. Feather, I have observed the recoil atoms in an expansion chamber, and their range, estimated visually, was sometimes as much as 3 mm at N.T.P.

These results, and others I have obtained in the course of the work, are very difficult to explain on the assumption that the radiation from beryllium is a quantum radiation, if energy and momentum are to be conserved in the collisions. The difficulties disappear, however, if it be assumed that the radiation consists of particles of mass 1 and charge 0, or neutrons. The capture of the α -particle by the Be^9 nucleus may be supposed to result in the formation of a C^{12} nucleus and the emission of the neutron. From the energy relations of this process the velocity of the neutron emitted in the forward direction may well be about $3 \times 10^9 \text{ cm per sec}$. The collisions of this neutron with the atoms through which it passes give rise to the recoil atoms, and the observed energies of the recoil atoms are in fair agreement with this view. Moreover, I have observed that the protons ejected from hydrogen by the radiation emitted in opposite direction to that of the exciting α -particle appear to have a much smaller range than those ejected by the forward radiation. This again receives a simple explanation on the neutron hypothesis.

If it be supposed that the radiation consists of quanta, then the capture of the α -particle by the Be^9 nucleus will form a C^{13} nucleus. The mass defect of C^{13} is known with

Letters to the Editor

[The Editor does not hold himself responsible for opinions expressed by his correspondents. Neither can he undertake to return, nor to correspond with the writers of, rejected manuscripts intended for this or any other part of NATURE. No notice is taken of anonymous communications.]

Possible Existence of a Neutron

It has been shown by Bothe and others that beryllium when bombarded by α -particles of polonium emits a radiation of great penetrating power, which has an absorption coefficient in lead of about 0.3 (cm.)^{-1} . Recently Mme. Curie-Joliot and M. Joliot found, when measuring the ionisation produced by this beryllium radiation in a vessel with a thin window, that the ionisation increased when matter containing hydrogen was placed in front of the window. The effect appeared to be due to the ejection of protons with velocities up to a maximum of nearly $3 \times 10^9 \text{ cm. per sec.}$ They suggested that the transference of energy to the proton was by a process similar to the Compton effect, and estimated that the beryllium radiation had a quantum energy of $50 \times 10^6 \text{ electron volts.}$

I have made some experiments using the valve counter to examine the properties of this radiation excited in beryllium. The valve counter consists of a small ionisation chamber connected to an amplifier, and the sudden production of ions by the entry of a particle, such as a proton or α -particle, is recorded by the deflexion of an oscillograph. These experiments have shown that the radiation ejects particles from hydrogen, helium, lithium, beryllium, carbon, air, and argon. The particles ejected from hydrogen behave, as regards range and ionising power, like protons with speeds up to about $3.2 \times 10^9 \text{ cm. per sec.}$ The particles from the other elements have a large ionising power, and appear to be in each case recoil atoms of the elements.

If we ascribe the ejection of the proton to a Compton recoil from a quantum of $52 \times 10^6 \text{ electron volts,}$ then the nitrogen recoil atom arising by a similar process should have an energy not greater than about 400,000 volts, should produce not more than about 10,000 ions, and have a range in air at N.T.P. of about 1.3 mm. Actually, some of the recoil atoms in nitrogen produce at least 30,000 ions. In collaboration with Dr. Feather, I have observed the recoil atoms in an expansion chamber, and their range, estimated visually, was sometimes as much as 3 mm. at N.T.P.

These results, and others I have obtained in the course of the work, are very difficult to explain on the assumption that the radiation from beryllium is a quantum radiation, if energy and momentum are to be conserved in the collisions. The difficulties disappear, however, if it be assumed that the radiation consists of particles of mass 1 and charge 0, or neutrons. The capture of the α -particle by the Be^9 nucleus may be supposed to result in the formation of a C^{12} nucleus and the emission of the neutron. From the energy relations of this process the velocity of the neutron emitted in the forward direction may well be about $3 \times 10^9 \text{ cm. per sec.}$ The collisions of this neutron with the atoms through which it passes give rise to the recoil atoms, and the observed energies of the recoil atoms are in fair agreement with this view. Moreover, I have observed that the protons ejected from hydrogen by the radiation emitted in the opposite direction to that of the exciting α -particle appear to have a much smaller range than those ejected by the forward radiation.

No. 3252, Vol. 129]

This again receives a simple explanation on the neutron hypothesis.

If it be supposed that the radiation consists of quanta, then the capture of the α -particle by the Be^9 nucleus will form a C^{13} nucleus. The mass defect of C^{13} is known with sufficient accuracy to show that the energy of the quantum emitted in this process cannot be greater than about $14 \times 10^6 \text{ volts.}$ It is difficult to make such a quantum responsible for the effects observed.

It is to be expected that many of the effects of a neutron in passing through matter should resemble those of a quantum of high energy, and it is not easy to reach the final decision between the two hypotheses. Up to the present, all the evidence is in favour of the neutron, while the quantum hypothesis can only be upheld if the conservation of energy and momentum be relinquished at some point.

J. CHADWICK.

Cavendish Laboratory,
Cambridge, Feb. 17.

The Oldoway Human Skeleton

A LETTER appeared in NATURE of Oct. 24, 1931, signed by Messrs. Leakey, Hopwood, and Reck, in which, among other conclusions, it is stated that "there is no possible doubt that the human skeleton came from Bed No. 2 and not from Bed No. 4". This must be taken to mean that the skeleton is to be considered as a natural deposit in Bed No. 2, which is overlaid by the later beds Nos. 3 and 4, and that all consideration of human interment is ruled out.

If this be true, it is a most unusual occurrence. The skeleton, which is of modern type, with filed teeth, was found completely articulated down even to the phalanges, and in a position of extraordinary contraction. Complete mammalian skeletons of any age are, as field palaeontologists know, of great rarity. When they occur, their perfection can usually be explained as the result of sudden death and immediate covering by volcanic dust. Many of the more or less perfect skeletons which may be seen in museums have been rearticulated from bones found somewhat scattered as the result of death from floods, or in the neighbourhood of drying water-holes. We know of no case of a perfect articulated skeleton being found in company with such broken and scattered remains as appear to be abundant at Oldoway. Either the skeletons are all complete, as in the *Stenomylus* quarry at Sioux City, Nebraska, or are all scattered and broken in various degrees, as in ordinary bone beds. The probability, therefore, that the Oldoway skeleton represents an artificial burial is thus one that will occur to palaeontologists.

The skeleton was exhumed in 1913, and published photographs show that the excavation made for its disinterment was extensive. It is, therefore, very difficult to believe that in 1931 there can be reliable evidence left at the site as to the conditions under which it was deposited. If naturally deposited in Bed No. 2, the skeleton is of the highest possible importance, because it would be of pre-Mousterian age, and would be in the company of *Pithecanthropus* and the Piltown, Heidelberg, and Peking men, all of whose remains are fragmentary to the last degree. Of the few other human remains for which such antiquity is claimed, the Galley Hill skeleton and the Ipswich skeleton are, or apparently were, complete. The first of these was never seen *in situ* by any trained observer, and the latter has, we believe, been withdrawn by its discoverer. The other fragments, found long ago, are entirely without satisfactory evidence as to their mode of occurrence.

Figure 1.4: Chadwick's nature paper in 1932.

sufficient accuracy to show that the energy of the quantum emitted in this process cannot be greater than about 14×10^6 volts. It is difficult to make such a quantum responsible for the effects observed.

It is to be expected that many of the effects of a neutron in passing through matter should resemble those of a quantum of high energy, and it is not easy to reach the final decision between the two hypotheses. Up to the present, all the evidence is in favour of the neutron, while the quantum hypothesis can only be upheld if the conservation of energy and momentum be relinquished at some point.

Kurz nach Erscheinen dieses Artikels schreibt Dmitrij Iwanenko einen kurzen Text an *Nature*, der die Neutronenhypothese annimmt und sie mit dem Aufbau der Atomkerne in Verbindung bringt. Natürlich waren in jener frühen Phase einige Spekulationen in diesen *Letter* verpackt. Es ist wichtig festzustellen, dass hier sofort die Frage gestellt wurde, ob es sich bei den Neutronen um Elementarteilchen handelte, obwohl sich noch die Vorstellung hielt, sie wären aus Protonen und Kernelektronen aufgebaut. Der Artikel ist mit 21. April datiert und wurde am 28. Mai in *Nature* veröffentlicht, Iwanenko (1932b).

The Neutron Hypothesis

DR. J. CHADWICK'S explanation, Chadwick (1932b), of the mysterious beryllium radiation is very attractive to theoretical physicists. Is it not possible to admit that neutrons play also an important rôle in the building of nuclei, the nuclei electrons being all packed in α -particles or neutrons? The lack of a theory of nuclei makes, of course, this assumption rather uncertain, but perhaps it sounds not so improbable if we remember that the nuclei electrons profoundly change their properties when entering into the nuclei, and lose, so to say, their individuality, for example, their spin and magnetic moment.

The chief point of interest is how far the neutrons can be considered as elementary particles (something like protons and electrons). It is easy to calculate the number of α -particles, protons, and neutrons for a given nucleus, and form in this way an idea about the momentum of nucleus (assuming for the neutron a moment $\frac{1}{2}$). It is curious that beryllium nuclei do not possess free protons but only α -particles and neutrons.

Byrne beschreibt Chadwicks Experiment und die sich daraus ergebenden Folgen für die weitere Sicht und die aus ihr resultierenden Modelle der Atomkerne, Byrne (1994).

The problem was taken up by Chadwick, who, using the apparatus shown in figure 1.5 with a range of converters, H, Li, Be, B and N in place of the paraffin converter, and a variety of ionization chamber gases H_2 , Ne, N_2 , O_2 and Ar, was able to demonstrate conclusively that it was impossible to account for the energy spectra of all the recoil atoms observed, in terms of a Compton process for a fixed incoming γ -ray energy. For example, to explain the detection of a maximum recoil proton energy of 5.7 MeV it was necessary to postulate an incident quantum energy of 54.6 MeV. In similar circumstances a recoiling nitrogen atom could have a maximum energy of 0.45 MeV as compared with the 1.6 MeV actually observed. However, the observations could be readily explained on the assumption that the incident radiation was a neutral particle of mass comparable with that of the proton, i.e. a neutron, and kinetic energy 5.7 MeV. In particular this hypothesis

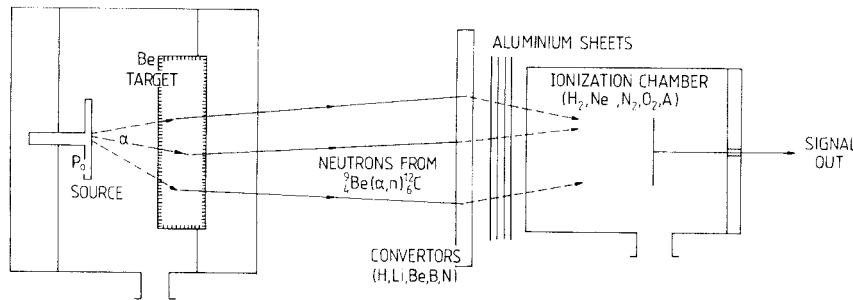


Figure 1.5: Apparatus used by Chadwick in his discovery of the neutron, Chadwick (1932b). Neutrons in the energy range 0–13 MeV from the reaction ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ undergo elastic collisions with nuclei of H, Li, Be, B and N in converter targets, whose energies after transmission through aluminium sheets are measured in an ionization chamber, Byrne (1994).

was quite adequate to account for the forward-backward asymmetry in energy detected by Webster. A detailed account of his researches leading up to the discovery of the neutron was given by Chadwick in his Bakerian lecture to the Royal Society in 1933, Chadwick (1933).

We know now that the generation of neutrons in beryllium targets bombarded with α -particles arises from two competing reactions



but this was not known at the time of Chadwick's discovery nor indeed had the mass of the ${}^9\text{Be}$ nucleus been measured. To determine the neutron mass Chadwick therefore studied the reaction ${}^{11}\text{B}(\alpha, n){}^{14}\text{N}$ and deduced that the masses of neutron and proton were equal to within about 0.3%. Final verification of Chadwick's conclusions was provided by Feather in 1932, Feather (1932) who observed the inverse reaction ${}^{14}\text{N}(n, \alpha){}^{11}\text{B}$ in the cloud chamber.

The suggestion that the neutron is not a bound state of electron and proton but is itself a spin $\frac{1}{2}$ fermion which is a fundamental constituent of the atomic nucleus was advanced by Heisenberg, Heisenberg (1932), and also by Iwanenko, Iwanenko (1932a) who proposed that the nucleus ${}^{14}\text{N}$ be considered as a bound state of three α -particles, a proton and a neutron. Heisenberg considered the properties of a nucleus composed entirely of neutrons and protons and, by postulating attractive forces between proton and neutron and neutron and neutron was able to account, in a qualitative sense, for the range of values of the neutron-to-proton ratio in stable nuclei. These ideas were further developed by Majorana who had been among the first to suggest that the radiations produced in reactions of α -particles in beryllium were in fact neutrons, and had independently developed a nuclear model based on neutrons and protons alone.

1.3.4 Über den Bau der Atomkerne

Es ist bemerkenswert, daß bereits kurz nach der Entdeckung des Neutrons Heisenberg ein Modell des Atomkerns zu entwickeln begann, das das neue Teilchen als wesentlichen Kernbaustein beinhaltet. Die reichhaltigen theoretischen Überlegungen zeigen, daß mit der Entdeckung des Neutrons die Möglichkeit bestand eine Vielzahl offener Fragen zu erklären. In der Folge ist die Einleitung aus Heisenbergs erster Publikation zu diesem Thema wiedergegeben, Heisenberg (1932). Dieser Artikel traf bei der *Zeitschrift für Physik* am 7. Juni 1932 ein, nur 3 Monate nach der Veröffentlichung von Chadwicks Natureartikel und nur 1 Woche nachdem Iwanenkos Beitrag im gleichen Magazin erschienen war!

Durch die Versuche von Curie und Joliot, Curie and Joliot (1932) und deren Interpretation durch Chadwick, Chadwick (1932b) hat es sich herausgestellt, daß im Aufbau der Kerne ein neuer fundamentaler Baustein, das Neutron, eine wichtige Rolle spielt. Dieses Ergebnis legt die Annahme nahe, die Atomkerne seien aus Protonen und Neutronen ohne Mitwirkung von Elektronen aufgebaut, Iwanenko (1932b). Ist diese Annahme richtig, so bedeutet sie eine außerordentliche Vereinfachung für die Theorie der Atomkerne. Die fundamentalen Schwierigkeiten, denen man in der Theorie des β -Zerfalls und der Stickstoffkernstatistik begegnet, lassen sich nämlich dann reduzieren auf die Frage, in welcher Weise ein Neutron in Proton und Elektron zerfallen kann und welcher Statistik es genügt, während der eigentliche Aufbau der Kerne nach den Gesetzen der Quantenmechanik aus den Kraftwirkungen zwischen Protonen und Neutronen beschrieben werden kann.

Für die folgenden Überlegungen wird angenommen, daß die Neutronen den Regeln der Fermistatistik folgen und den Spin $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$ besitzen. Die Annahme wird notwendig sein, um die Statistik des Stickstoffkerns zu erklären, und entspricht den empirischen Ergebnisse über die Kernmomente. Wollte man das Neutron als zusammengesetzt aus Proton und Elektron auffassen, so müßte man daher dem Elektron Bosestatistik und Spin Null zuschreiben. Er erscheint aber nicht zweckmäßig, ein solches Bild näher auszuführen. Vielmehr soll das Neutron als selbständiger Fundamentalbestandteil betrachtet werden, von dem allerdings angenommen wird, daß er unter geeigneten Umständen in Proton und Elektron aufspalten kann, wobei vermutlich die Erhaltungssätze für Energie und Impuls nicht mehr anwendbar sind.

1.3.5 The Neutron

Kehren wir zur experimentellen Bestätigung der Existenz von Neutronen, Chadwick (1932a) und zur Diskussion ihrer Eigenschaften zurück, Chadwick (1933). Der Grad der Sicherheit über die Existenz dieses neuen Teilchens drückt sich in den Titel aus, die Chadwick seinen Publikationen zu diesem Thema gab, *Possible Existence of a Neutron*, Chadwick (1932b), *The Existence of a Neutron*, Chadwick (1932a) (publiziert in den Proceedings of the Royal Society of London etwa 2 Monate nach der ersten Publikation in Nature) und *The Neutron*, Chadwick (1933) (publiziert als Bakerian Lecture in den Proceedings of the Royal Society im darauffolgenden Jahr).

Das Experiment von Chadwick, das zur Identifikation der Neutronen führte, wird in Chadwick (1932a) genauer beschrieben.

The properties of the beryllium radiation were first examined by means of the valve counter. Briefly, it consists of a small ionisation chamber connected to a valve amplifier. The sudden production of ions in the chamber by the entry of an ionising particle is detected by means of an oscillograph connected in the output circuit of the amplifier. The deflections of the oscillograph were recorded photographically on a film of bromide paper.

The source of polonium was prepared from a solution of radium (D+E+F) (ein Gemisch der Isotope von Pb, Bi und Po mit Massenzahl 210) by deposition on a disc of silver. The disc had a diameter of 1 cm and was placed close to a disc of pure beryllium of 2 cm diameter, and both were enclosed in a small vessel which could be evacuated, figs. 1.2 and 1.5. The first ionisation chamber used had an opening of 13 mm covered with aluminium foil of 4.5 cm air equivalent, and a depth of 15 mm. This chamber had a very low natural effect, giving on the average only about 7 deflections per hour (the effects of background events were clearly recognized and properly taken into account). For a distance of 3 cm between the beryllium and the counter the number of deflections was nearly 4 per minute. Since the number of deflections remained sensibly the same when thick metal sheets, even as much as 2 cm of lead, were interposed between the source vessel and the counter, it was clear that these deflections were due to a penetrating radiation emitted from the beryllium. The deflections were due to atoms of nitrogen set in motion by the impact of the beryllium radiation.

When a sheet of paraffin wax about 2 mm thick was interposed in the path of the radiation just in front of the counter, the number of deflections recorded by the oscillograph increased markedly. This increase was due to particles ejected from the paraffin wax so as to pass into the counter. By placing absorbing screens of aluminium between the wax and the counter it was found that when the size of the deflections (proportional to the number of ions produced in the chamber) due to these particles was compared with those due to protons of about the same range (i.e. energy) it was obvious that the particles were protons. We deduce therefore that the maximum velocity imparted to a proton by the beryllium radiation is about 3.3×10^9 cm per second, corresponding to an energy of about 5.7×10^6 electron volts.

If the ejection of the protons from the paraffin wax be ascribed to a Compton recoil from a quantum of radiation, then the energy of the quantum must be about 55×10^6 electron volts, for the maximum energy which can be given to a mass m by a quantum $h\nu$ is $\frac{2}{2+mc^2/h\nu} \cdot h\nu$ (eine Herleitung dieses Ausdrucks findet sich am Ende des Skriptums und stimmt mit jenem aus Gleichung (8.8) überein). The energies of the recoil atoms produced by this radiation by the same process in other elements can be readily calculated. We find that the nitrogen recoil atoms produced by the beryllium radiation have an energy of about 1.2×10^6 electron volts. In order that the nitrogen nucleus should acquire such an energy in a collision with a quantum of radiation, it is necessary to assume that the energy of the quantum should be about 90×10^6 electron volts, if energy and momentum are conserved in the collision. In general, the experimental results show that if the recoil atoms are to be explained by collision with a quantum, we must assume a larger and larger energy for the quantum as the mass of the struck atom increases.

It is evident that we must either relinquish the application of the conservation of energy and momentum in these collisions or adopt another hypothesis about the nature of the radiation. We suppose it to consist of particles which consist of a proton and an elec-

tron in close combination, the "neutron" discussed by Rutherford in his Bakerian Lecture of 1920. When such neutrons pass through matter they suffer occasionally close collisions with the atomic nuclei and so give rise to the recoil atoms which are observed. In order to explain the great penetrating power of the radiation we must assume that the particle has no net charge. It is also possible to prove that the mass of the neutron is roughly equal to that of the proton, by combining the evidence from the hydrogen collisions with that from the nitrogen collisions. If M, V be the mass and velocity of the neutron then the maximum velocity given to a hydrogen atom is

$$u_p = \frac{2M}{M+1} \cdot V,$$

and the maximum velocity given to a nitrogen atom is

$$u_n = \frac{2M}{M+14} \cdot V,$$

whence

$$\frac{M+14}{M+1} = \frac{u_p}{u_n} = \frac{3.3 \times 10^9}{4.7 \times 10^8},$$

and

$$M = 1.15.$$

The velocities of the recoil particles was determined by the measurement of the range of their tracks in an expansion chamber. The total error in the estimation of the velocity of the nitrogen recoil atom may easily be about 10 per cent, and it is legitimate to conclude that the mass of the neutron is very nearly the same as the mass of the proton.

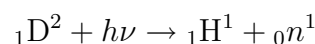
Kapitel 2

Die Neutronenmasse - Bestimmung und Konsequenzen

2.1 Bestimmung der Neutronenmasse

Die Neutronenmasse war seit den Anfängen der Neutronenforschung Gegenstand der Untersuchungen. Wurde zunächst eine erste Abschätzung aus den kinematischen Verhältnissen bei der elastischen Neutronenstreuung gewonnen, Chadwick (1933), so setzte sich sehr bald die Auffassung durch, dass sehr präzise Werte über die Bindungsenergie des Deuterons erhalten werden können.

Chadwick und Goldhaber verwendeten die γ -Strahlung des Thorium C'' (^{208}Tl), die mit 2.62 MeV die damals höchste γ -Energie zur Verfügung stellte, um Deuteriumkerne* zu dissoziieren, Chadwick and Goldhaber (1934, 1935).



Sie bezeichneten die Bindungsenergie des Deuterons mit W und folgerten, dass die Energie $h\nu - W$ dem Neutron und Proton als Reaktionsprodukten aufgrund ihrer annähernden Massengleichheit zu nahezu gleichen Teilen als kinetische Energie zu Verfügung stand. Zur Bestimmung der Bindungsenergie des Deuterons und der Neutronenmasse bestimmten sie die auftretenden Protonenenergien in einer mit Deuterium gefüllten Ionisationskammer. Das Resultat ist in Chadwick and Goldhaber (1935) zusammengefasst.

The sum of the kinetic energies of the proton and the neutron resulting from the division of the deuteron is thus nearly 500,000 e.v. The binding energy of the deuteron is therefore about $2 \cdot 1 \times 10^6$ e.v. or 0.0023 in mass units.

Für die Massen des Deuterons und Protons existierten zwei Datensätze, von denen einer aus Kernumwandlungsprozessen, der andere aus massenspektrometrischen Messungen abgeleitet wurde. Als Ergebnis für die Neutronenmasse wurden daraus 1.0084 bzw. 1.0090 atomare Masseneinheiten erhalten. Diese Werte bilden bereits sehr genaue

*Die Entdeckung des Deuteriums wurde übrigens ebenfalls 1932 im „*annus mirabilis*“ der Kernphysik veröffentlicht.

Symbol	Numerischer Wert	Einheit	relativer Fehler
m_n	$1.674\,927\,28(29) \times 10^{-27}$	kg	1.7×10^{-7}
$A_r(n)$	1.008 664 915 60(55)	u	5.5×10^{-10}
$m_n c^2$	939.565 360(81)	MeV	8.6×10^{-8}
m_n/m_p	1.001 378 418 70(58)	m_p	5.8×10^{-10}
$\lambda_{C,n} = h/m_n c$	$1.319\,590\,9067(88) \times 10^{-15}$	m	6.7×10^{-9}
h/m_n	$3.956\,034\,015(26) \times 10^{-7}$	m^2/s	6.7×10^{-9}

Tabelle 2.1: Aktueller Wert der Neutronenmasse in verschiedenen Einheiten nach Mohr and Taylor (2005). h/m_n wurde mit dem definierten Wert für die Lichtgeschwindigkeit berechnet.

Schranken, zwischen denen sich die heute mit aktuellen Methoden erhaltenen Werte für die Neutronenmasse befinden.

Der zur Zeit genaueste Wert für die Neutronenmasse basiert auf einer experimentellen Methode, die auf die Bestimmung der Bindungsenergie des Deuterons zurückgreift. Hier wird aber der Kern des Deuteriums nicht aufgespalten, sondern der umgekehrte Prozess, der Neutroneneinfang durch Wasserstoffkerne, betrachtet und die Energie der dabei frei werdenden γ -Quanten bestimmt.

Zusammenfassend lässt sich vorweg sagen, dass hier die Bestimmung der Masse des Neutrons auf eine Winkelmessung (Winkel zwischen zwei Stellungen eines Perfektkristalls) und eine Längenmessung (der Abstand zweier bestimmter Netzebenen im gleichen Perfektkristall) zurückgeführt wird.

2.1.1 Die Neutronenmasse nach der CODATA-Evaluierung 2002

Der nachfolgende Text stammt aus Mohr and Taylor (2000) sowie Mohr and Taylor (2005) und die tabellierten Zahlenwerte aus Mohr and Taylor (2005), der neuesten Evaluierung der Task Group on Fundamental Constants of the Committee on Data for Science and Technology (CODATA), die in regelmäßigen Abständen eine Zusammenstellung empfohlener und mit allen experimentellen Bestimmungen konsistenter Werte der Naturkonstanten mit entsprechender Fehlerangabe herausgeben.

Der Messwert, der den Wert für die relative Atommasse des Neutrons $A_r(n)$ am meisten beeinflusst, indem sein Messfehler den größten Beitrag zum Fehler von $A_r(n)$ liefert, ist die Bindungsenergie des Neutrons im Deuteron, $S_n(d)$. Die Beziehung zwischen der Neutronenmasse und der Bindungsenergie $S_n(d)$ ist

$$m_n c^2 = m_d c^2 - m_p c^2 + S_n(d), \quad (2.1)$$

was gleichbedeutend mit

$$A_r(n) = A_r(d) - A_r(p) + \frac{S_n(d)}{m_u c^2} \quad (2.2)$$

oder

$$A_r(n) = A_r(^2\text{H}) + A_r(^1\text{H}) + \frac{S_n(d)}{m_u c^2} \quad (2.3)$$

ist, wenn man die in diesem Zusammenhang unbedeutende Differenz der Elektronbindungsenergien in Wasserstoff und Deuterium vernachlässigt.

Diese Bindungsenergie wird durch Messung der Wellenlänge des 2.2 MeV γ -Strahls aus der Reaktion $n + p \rightarrow d + \gamma$ bestimmt und auf den d_{220} Netzebenenabstand eines speziellen Siliziumkristalls bezogen, wobei der Netzebenenabstand auf die gebräuchlichen Referenzbedingungen $t_{90} = 22.5^\circ\text{C}$ und $p = 0$, d.h. im Vakuum, hin korrigiert wird. Das Resultat für das Verhältnis von Wellenlänge zu Netzebenenabstand wurde aus 141 Braggwinkelmessungen erhalten, die 1995 und 1998 am GAMS4 Diffraktometer des Instituts Laue-Langevin (ILL), Grenoble, im Rahmen einer NIST und ILL Kooperation durchgeführt wurden, Kessler Jr. et al. (1999), und beträgt

$$\frac{\lambda_{meas}}{d_{220}(\text{ILL})} = 0.002\,904\,302\,46(50) [1.7 \times 10^{-7}], \quad (2.4)$$

wobei $d_{220}(\text{ILL})$ der $\{220\}$ Netzebenenabstand der Si-Kristalle des GAMS4 Diffraktometers bei $t_{90} = 22.5^\circ\text{C}$ und $p = 0$ ist. Basierend auf der Braggbeziehung ist die gemessene Wellenlänge der emittierten γ -Strahlen durch

$$\lambda_{meas} = 2d_{220}(\text{ILL}) \left(1 - \frac{p}{c_{11} + 2c_{12}} \right) \sin(\theta_{meas}) \quad (2.5)$$

Der Term mit den elastischen Konstanten $c_{11} = 165.7$ GPa und $c_{12} = 63.9$ GPa berücksichtigt die Volumskompressibilität der Si-Kristalle, die sich bei der Messung tatsächlich in Luft unter einem Druck von $p \approx 100$ kPa befanden. Unter Berücksichtigung von relativistischer Reaktionskinematik (mit der Annahme von ursprünglich ruhendem Proton und Neutron),

$$\frac{c\lambda_{meas}}{h} = 2 \frac{m_n + m_p}{(m_n + m_p)^2 - m_d^2} \quad (2.6)$$

und dem Zusammenhang

$$R_\infty = \frac{\alpha^2 m_e c}{2h}, \quad m_u c^2 = \frac{2R_\infty h c}{\alpha^2 A_r(e)} \quad (2.7)$$

wird folgende Beziehung für die Messgröße $\lambda_{meas}/d_{220}(\text{ILL})$ erhalten:

$$\frac{\lambda_{meas}}{d_{220}(\text{ILL})} \doteq \frac{\alpha^2 A_r(e)}{R_\infty d_{220}(\text{ILL})} \frac{A_r(n) + A_r(p)}{[A_r(n) + A_r(p)]^2 - A_r^2(d)}, \quad (2.8)$$

wobei alle sieben Größen auf der rechten Seite angepasste Naturkonstanten sind (die relativen Atommassen von Elektron, Proton und Deuteron, $A_r(e)$, $A_r(p)$ und $A_r(d)$, die Feinstrukturkonstante α und die Rydbergkonstante R_∞).

Als Teil ihrer Bemühungen um die Bestimmung von $S_n(d)$, Kessler Jr. et al. (1999), verglichen die Autoren den $\{220\}$ Netzebenenabstand der ILL-Kristalle mit jenen von 3 anderen Si-Kristallen, deren Netzebenenabstand in einem kombinierten Röntgen- und optischen Interferometer in Metern gemessen wurde, um ebenfalls einen Wert von $d_{220}(\text{ILL})$ in Metern zu bekommen.

Der aktuelle Wert der Neutronenmasse ist in Tabelle 2.1 in verschiedenen Einheiten zusammengefasst.

New Determination of the Deuteron Binding Energy and the Neutron Mass

G. L. Greene, E. G. Kessler, Jr., and R. D. Deslattes

Center for Basic Standards, National Bureau of Standards, Gaithersburg, Maryland 20899

and

H. Börner

Institut Laue-Langevin, Grenoble, France

(Received 17 January 1986)

A new value for the deuteron binding energy of $B(d) = 2.388\,176\,8(24) \times 10^{-3}$ u is reported based on an absolute wavelength determination of the 2.2-MeV n - p capture γ ray. Derived values of the n -H and n - p mass differences are also given. We also derive $M_n = 1.008\,664\,919(14)$ u. We note that the uncertainties in the neutron-mass data are now dominated by uncertainties arising from mass spectroscopy.

PACS numbers: 21.10.Dr, 14.20.Dh, 23.20.Lv, 27.10.+h

The deuteron binding energy $B(d)$, in addition to being a quantity of fundamental importance in nuclear physics, plays a central role in the determination of several other fundamental physical quantities. For example, the uncertainty in $B(d)$ has been the dominant uncertainty in previous determinations of the neutron mass. The deuteron binding energy also provides a critical reference energy for the determination of high-energy γ rays measured on the atomic-mass scale.¹ In this paper we present a new direct determination of $B(d)$ which provides a severalfold improvement in accuracy. We also report an improved derived value for the neutron mass.

While several methods for the determination of $B(d)$ have been employed in the past,^{1,2} the most accurate strategy has involved the measurement of the energy of the ~ 2.2 -MeV capture γ ray from the reaction $n + p \rightarrow d + \gamma$. This energy has been previously determined with the use of crystal diffraction spectrometers³ and solid-state detectors.⁴⁻⁷ All previous determinations have relied on an instrumental calibration obtained with a reference γ -ray line, most commonly the 411-keV transition in the ¹⁹⁸Hg β -decay daughter of the ¹⁹⁸Au nucleus. The work described here provides a determination of the wavelength of the 2.2-MeV γ ray, traceable, in a direct fashion, to the definition of the meter. The 411-keV transition was also measured in a parallel effort with the same apparatus, thereby establishing a robust connection with previous measurements of the 2.2-MeV line.

The complete procedure used in the current work involves three steps. In the first step the lattice spacing of a particular perfect single crystal of silicon was measured by simultaneous x-ray and optical interferometry.^{8,9} This procedure provides an absolute measurement of the repeat distance of the particular crystal. The second step involved a comparison between the lattice spacing of the measured silicon crystal and each of two germanium perfect single crystals

suitable for γ -ray diffraction. In the third step these calibrated germanium crystals were employed in a double-flat-crystal diffraction spectrometer having an absolute angle calibration. The combination of absolute crystal lattice-spacing determination and absolute angle measurement allowed, via the Bragg-Laue relation, a measurement of γ -ray wavelengths. This double-crystal diffraction instrument, known as GAMS-4, was installed at the high-flux reactor of the Institut Max von Laue-Paul Langevin. An in-pile hydrogenous target provided the source of n - p capture γ 's.

The work described here concerns only the third step in this procedure. The other steps as well as the operation of a similar γ -ray spectrometer are described elsewhere.¹⁰

With use of existing mass spectroscopic data for hydrogen and deuterium, our value of $B(d)$ can be used to provide an improved value for the neutron mass in unified mass units. The major source of error in this new value arises from existing mass-spectroscopic data. We note that the demonstration of sub-ppm absolute γ -ray spectroscopy above 2 MeV provides the prospect of a new method for the determination of a variety of fundamental constants including $N_A h/c$ and the fine-structure constant α .

The source of n - p capture γ rays used in this measurement was a sample of ~ 2 g of Kapton plastic having a stoichiometric composition of $N_2H_{10}O_5C_{22}$. The source and its graphite holder were placed near the core of the high-flux reactor of the Institut Max von Laue-Paul Langevin.¹¹ The thermal neutron flux distribution is approximately Maxwellian with a peak at 1.2 Å (56 MeV) and the capture flux at the source position is $\sim 5 \times 10^{14}$ cm⁻²s⁻¹. This implied a 2.2-MeV activity of ~ 150 Ci.

The GAMS-4 spectrometer is a two-axis flat-crystal transmission instrument. Gamma rays from the in-pile source pass through a slit collimator, are diffracted

by the first crystal, pass through an intercrystal collimator, are diffracted by the second crystal, pass through a third collimator, and are then detected. The measurement procedure involves rocking of the second crystal (and detector) so that its orientation is $\pm\theta_{\text{Bragg}}$ from the first diffracted beam. θ_{Bragg} is the Bragg angle given by $n\lambda = 2d \sin\theta_{\text{Bragg}}$. The angular separation of these two diffracted beams is $2\theta_{\text{Bragg}}$. Figure 1 gives a schematic picture of the two-crystal method.

The crystals were 5-cm-wide \times 2.5-cm-high \times \sim 5-mm-thick slabs of Ge oriented with the (400) planes available for diffraction. The measured a_0 spacing of these crystals has been previously reported¹⁰ to be 0.565 782 16(8) nm at 22.5 °C (see Appendix for a discussion of absolute lattice-spacing determinations). The diffraction of short-wavelength gamma rays puts stringent requirements on crystal perfection. We note that no deviation from dynamical crystal perfection¹² was observed up to 2.2 MeV.¹³

The diffraction angles are quite small at the wavelengths reported here ($\sim 0.12^\circ$ at 2.2 MeV). As a result, rather sensitive angle measurement is required. The diffraction angles are measured by polarization-sensitive Michelson interferometers which have a sensitivity and accuracy of $\sim 10^{-4}$ arc sec

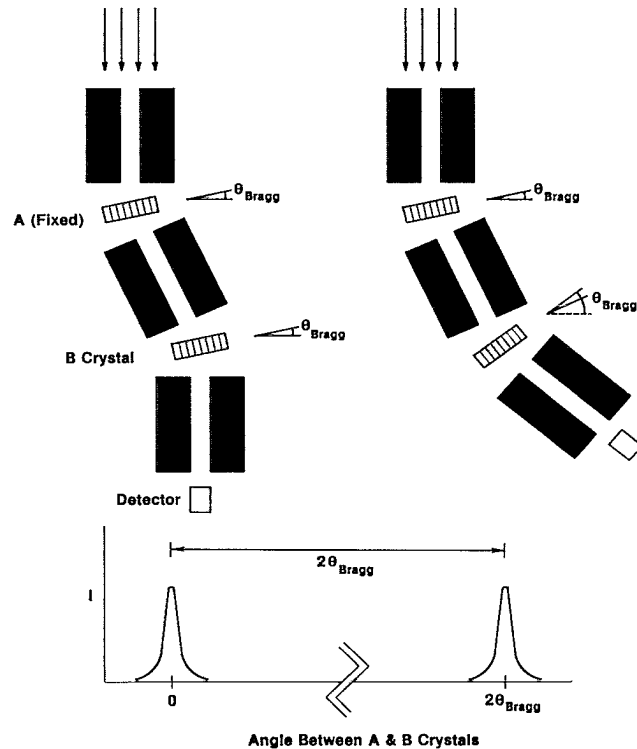


FIG. 1. Schematic of the two-crystal method. The first crystal insures that only highly collimated, nearly monochromatic radiation falls on the second, measuring crystal.

($\leq 10^{-9}$ rad). The angle interferometers were calibrated by the summing to closure of the exterior angles of an optical polygon. Details of the calibration procedure (as employed in a similar instrument) are given in Ref. 10.

All data were recorded by use of the first-order (400) reflection from the Ge crystals. Approximately thirty data points were recorded in each line profile with a counting time of ~ 4 min/point. The peak and background counting rates were approximately 15 and 13 counts/min, respectively. The positive (+) and negative ($-$) θ_{Bragg} profiles showed no discernible differences in width, intensity, or shape. Figure 2 shows a typical profile.

In order to determine θ_{Bragg} , both + and $-$ profiles must be recorded. Because the elapsed time between these two recordings was about 2 h, the profiles were recorded in a sequence which corrected for temporal drifts. Most of the data were recorded in the sequences +, -, -, + or -, +, +, -, which compensate for linear drifts. However, some of the data were recorded in the sequences +, -, + or -, +, -. It can be shown that such sets of three profiles provide drift-corrected values for θ_{Bragg} which should be weighted by 0.5 in comparison with the previous sequences. Data taken in the sequences +, -, +, - and -, +, -, + were analyzed in a fashion which is also linear-drift invariant.¹⁴ Such analysis leads to a weighting of 0.75. A total of 52 independent Bragg-angle measurements were recorded during 15 d of beam time. The weighted average of these 52 angle measurements is $0.112\,948\,60(11)^\circ$ at 22.5 °C. The er-

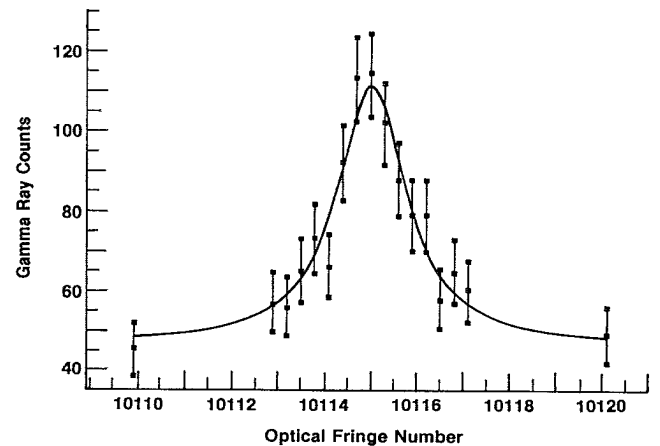


FIG. 2. Typical + scan of the n - p capture γ . The diffraction angle is $\sim 0.12^\circ$; total range displayed is ~ 0.4 arc sec ($2 \mu\text{rad}$). Error bars indicate Poisson uncertainty; theoretical curve is simple Lorentzian. Data accumulation time was ~ 1 h. The abscissa scale refers to the difference in optical path lengths in the angle interferometer and is proportional to the sine of the crystal orientation.

ror in this angle measurement is dominated by statistical uncertainty. Contributions from systematic effects include calibration constant (0.2 ppm), temperature effects (0.3 ppm), and effects of barometric pressure (0.1 ppm).

Using the values for θ_{Bragg} and the lattice spacing for Ge we obtain a value for the wavelength λ_{np} of the n - p capture radiation of

$$\lambda_{np} = 5.576\,698\,8(55) \times 10^{-13} \text{ m (0.98 ppm)}. \quad (1)$$

In order to obtain a value for $B(d)$ it is necessary to add the γ -ray energy to the recoil energy of the deuteron (the initial kinetic energy of the neutron $\sim \frac{1}{40}$ eV contributes a negligible broadening). It is convenient to define a quantity λ^* which corresponds to the wavelength of a (fictitious) γ ray having an energy equal to $B(d)$. It is easily shown that

$$\begin{aligned} \lambda^* &= \lambda_{np} [1 + h/(2m_d c \lambda_{np})]^{-1} \\ &= 5.573\,395\,6(55) \times 10^{-13} \text{ m}, \end{aligned} \quad (2)$$

where m_d is the deuteron mass. All the quantities on the right-hand side of Eq. (2) are sufficiently well known that there is no reduction in accuracy when we determine λ^* .

Using the atomic-mass/wavelength conversion factor¹⁵

$$N_A h/c = 1.331\,025\,13(18) \times 10^{-15} \text{ m u},$$

it is possible to obtain a value for $B(d)$ given by

$$B(d) = 2.388\,176\,3(24) \times 10^{-3} \text{ u (1.0 ppm)}. \quad (3)$$

Previous determinations⁴⁻⁷ of $B(d)$ were based on relative measurements between the 2.2-MeV n - p capture γ energy and the 411-keV γ energy from a transition in the ¹⁹⁸Hg β -decay daughter of ¹⁹⁸Au. These measurements were typically expressed in electronvolts. Note that the 411-keV γ energy was an absolute wavelength determination¹⁰ similar to the work reported here. For the previous $B(d)$ works the conversion from wave numbers to electronvolts was accomplished by the use of a conventional value of the energy-wavelength product $E\lambda = 1.239\,852\,0 \times 10^{-6} \text{ eV m exactly}$. No account was taken of the large (~ 2.6 ppm) uncertainty in this product. In order to compare the current work with previous published determinations

we express our value for $B(d)$ on this conventional scale. The most recent determinations of $B(d)$ are then

$$B(d) = 2\,224\,564(17) \text{ eV}$$

(Greenwood and Chrien⁴),

$$B(d) = 2\,224\,575(9) \text{ eV}$$

(Van der Leun and Alderliestein⁵),

$$B(d) = 2\,224\,568(8) \text{ eV}$$

(Vylov *et al.*⁶),

$$B(d) = 2\,224\,574(9) \text{ eV}$$

(Adam, Hnatowicz, and Kugler⁷), and

$$B(d) = 2\,224\,589\,0.0(2.2) \text{ eV}$$

(this work).

Note that this representation of these results is only for purposes of comparison, and is not intended to suggest an accurate value of the deuteron binding energy. The historical, conventional value for the energy-wavelength product employed above is likely in error by ~ 8 ppm.¹⁵ It is expected that the upcoming least-squares adjustment of the fundamental constants will provide a significantly improved value for this conversion constant.

As an experimental check and to provide an effective connection to earlier work, we also measured the 411-keV Au line and obtained, using the conventional $E\lambda$ value, $E_{411} = 411.804\,57(17) \text{ keV}$ which can be compared with our previous reported value of $E_{411} = 411.804\,44(13) \text{ keV}$.¹⁰ It should be noted that although these measurements employed the same germanium crystals, *all* other parts of the spectrometer were completely different. As such, the close agreement between the two 411-keV measurements gives additional confidence to the interferometric angle measurements.

The mass difference between the neutron and atomic hydrogen, $n - {}^1\text{H}$, may be determined from a knowledge of $B(d)$ and existing mass-spectroscopic data on the interval $2{}^1\text{H} - 2{}^2\text{H}$ (as calculated from raw mass-spectroscopic data presented by Wapstra and Audi¹⁶) by the following subtraction:

$$\begin{aligned} B(d) &= {}^1\text{H} + n - 2{}^2\text{H} = 2\,388\,176.3(2.4) \text{ nu (this work),} \\ 2{}^1\text{H} - 2{}^2\text{H} &= 1\,548\,292.7(7.3) \text{ nu (Wapstra and Audi}^{16}) \\ \hline n - {}^1\text{H} &= 839\,883.6(7.7) \text{ nu.} \end{aligned} \quad (4)$$

From a knowledge of $n - {}^1\text{H}$ it is possible to obtain $n - p$ by the use of the expression¹⁷

$$p = {}^1\text{H} [1 + (1 - \alpha^2/2) M_e/M_p]^{-1}. \quad (5)$$

Using $M_p/M_e = 1836.152\,701(37)$,¹⁸ we find that

$$n - p = 1\,388\,449.5(7.7) \text{ nu.}$$

The neutron mass can be obtained from knowledge of the ^1H mass excess of 7 825 035(12) nu.¹⁶ Thus

$$n = 1.008\,664\,919(14) \text{ u (14 ppb)}. \quad (6)$$

This result may be compared with the previously recommended value of

$$n = 1.008\,664\,904(14) \text{ u} \quad (7)$$

from the overall atomic-mass adjustment of Wapstra and Audi. The absence of any reduction in the error between Eqs. (6) and (7) is a reflection that the error on both results is dominated by mass-spectroscopic data.

This work would not have been possible without the excellent technical and scientific support from members of the staff of the National Bureau of Standards (NBS) and the Institut Laue-Langevin (ILL). In particular we express our appreciation to Mr. Ernest Brightwell for his fabrication of instrumentation components and subsystems having the highest quality and to Dr. F. Hoyler and Dr. P. Geltenborn of the ILL for continuous assistance during the course of the experiment. We also wish to thank Dr. E. Bauer of the ILL and the rest of the Reactor Operations Division for their guidance and patience during the development of hydrogenous sources suitable for insertion into the hostile environment at the core of the high flux reactor.

Appendix.—The NBS measurement of the lattice spacing of Si differs by 1.8 ppm from a similar measurement at the Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) in West Germany.¹⁹ The NBS result is $a_0 = 543\,102.997 \text{ fm} \pm 0.1 \text{ ppm}$ (at 22.5°C, in vacuum) while the PTB result is $a_0 = 543\,102.018 \text{ fm} \pm 0.06 \text{ ppm}$ (also at 22.5°C, in vacuum). Inter-comparison of crystal samples from NBS and PTB suggests that the lattice spacings are equal to within 0.2 ppm.²⁰ Efforts to understand the origin of this apparent discrepancy are under way. It is expected that consistent lattice-spacing measurements accurate to $\leq 0.1 \text{ ppm}$ will be available in the near future. No

allowance for this evident systematic problem has been included in the error budget given above.

¹J. Chadwick and M. Goldhaber, Proc. Roy. Soc. London **151**, 479 (1934).

²W. E. Stephens, Rev. Mod. Phys. **19**, 19 (1947).

³See J. W. Knowles, Can. J. Phys. **40**, 257 (1962), for the most accurate such determination as well as a review of other results to that date.

⁴R. C. Greenwood and R. E. Chrien, Phys. Rev. C **21**, 498 (1980).

⁵C. Van der Luen and C. Alderliesten, Nucl. Phys. **A380**, 261 (1982).

⁶Ts. Vylov *et al.*, Yad. Fiz. **36**, 812 (1982) [Sov. J. Nucl. Phys. **36**, 474 (1982)].

⁷J. Adam, V. Hnatowicz, and A. Kugler, Czech. J. Phys. B **33**, 465 (1983).

⁸R. D. Deslattes and A. Henins, Phys. Rev. Lett. **31**, 972 (1973).

⁹R. D. Deslattes, A. Henins, R. M. Schoonover, C. L. Carroll, and H. A. Bowman, Phys. Rev. Lett. **36**, 898 (1976).

¹⁰R. D. Deslattes, E. G. Kessler, W. C. Sauder, and A. Henins, Ann. Phys. (N.Y.) **129**, 378 (1980).

¹¹H. R. Koch *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **175**, 401 (1980).

¹²See, for example, B. W. Batterman and H. Cole, Rev. Mod. Phys. **36**, 681 (1964).

¹³E. G. Kessler, G. L. Greene, R. D. Deslattes, and H. Börner, Phys. Rev. C **32**, 374 (1985).

¹⁴W. B. Dress *et al.*, Phys. Rev. D **15**, 9 (1977).

¹⁵B. N. Taylor, private communication (preliminary result from 1985 adjustment of the fundamental constants).

¹⁶A. H. Wapstra and G. Audi, Nucl. Phys. **A432**, 1 (1985).

¹⁷E. R. Cohen and B. N. Taylor, J. Phys. Chem. Ref. Data **2**, 663 (1973).

¹⁸R. S. Van Dyck, Jr., F. L. Moore, D. L. Farnham, and P. B. Schwinberg, to be published; R. S. Van Dyck, Jr., private communication.

¹⁹P. Becker *et al.*, Phys. Rev. Lett. **46**, 1540 (1981).

²⁰P. Becker, P. Seyfried, and H. Siegert, Z. Phys. B **48**, 17 (1982).



ELSEVIER

17 May 1999

PHYSICS LETTERS A

Physics Letters A 255 (1999) 221–229

The deuteron binding energy and the neutron mass

E.G. Kessler, Jr.^a, M.S. Dewey^a, R.D. Deslattes^a, A. Henins^a, H.G. Börner^b,
M. Jentschel^b, C. Doll^b, H. Lehmann^b

^a National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD 20899, USA

^b Institut Laue-Langevin, F-38042 Grenoble Cedex, France

Received 17 November 1998; accepted 25 January 1999

Communicated by P.R. Holland

Abstract

A new value for the deuteron binding energy of $S(d) = 2.38817007(42) \times 10^{-3}$ u is reported based on an absolute wavelength determination of the 2.2 MeV n-p capture gamma-ray using a crystal diffraction spectrometer. A new more precise value for the neutron mass $m_n = 1.00866491637(82)$ u is obtained by summing this binding energy and the ${}^2\text{H} - {}^1\text{H}$ mass difference. © 1999 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

PACS: 21.10.Dr; 07.85.Nc; 06.20.Jr; 32.10.Bi

1. Introduction

In 1986 a new value for the deuteron binding energy $S(d)$ measured with a flat crystal spectrometer and calibrated crystals was published [1]. The measured energy had a relative standard uncertainty (relative estimated standard deviation) u_r of about 1×10^{-6} and was approximately $8 \times 10^{-6} S(d)$ larger than previous determinations. This measurement was one of the first results obtained at the GAMS4 crystal diffraction facility which was being developed at the high flux reactor of the Institut Max von Laue-Paul Langevin (ILL) [2,3]. When this measurement was combined with accurate atomic mass measurements, an improved value for the neutron mass was obtained with an uncertainty which was dominated by the then available mass measurements [4].

Since that time, two significant developments related to the deuteron binding energy have occurred.

First, new mass spectroscopy techniques have been developed which are more than an order of magnitude more accurate than previous atomic mass determinations [5,6]. When these new mass measurements are combined with the 1986 deuteron binding energy measurement to obtain a value for the neutron mass, the uncertainty is completely dominated by the gamma-ray measurements. Second, the GAMS4 crystal diffraction facility has been continually improved during the last ten years toward the goal of providing gamma-ray wavelength measurements for $0.1 \text{ MeV} < E \leq 6 \text{ MeV}$ with $u_r \approx 1 \times 10^{-7}$. There have been a number of improvements which, we believe, reduce or eliminate some of the errors which were present in the earlier measurement. Both of these developments justify the remeasurement of the deuteron binding energy.

In two experimental campaigns, separated by about 3 years (February 1995 and March 1998), we have remeasured the 2.2 MeV gamma-ray emitted in

the reaction $n + p \rightarrow d + \gamma$, which after correction for recoil, is the deuteron binding energy. The uncertainty has been reduced by a factor of five, which leads to a reduction in the uncertainty of the neutron mass by 2.5.

In addition to its contribution to the neutron mass, this gamma-ray is an essential input in the determination of the values of high energy gamma-ray wavelengths from the atomic mass scale. In a typical neutron capture reaction, $n + {}^A\text{X} \rightarrow {}^{A+1}\text{X} + \gamma$'s, the binding energy of the captured neutron can be determined in two ways: (1) by measuring and summing, after correction for recoil, the appropriate gamma-rays; and (2) by measuring the relative atomic mass difference $A_r(n) - [A_r({}^{A+1}\text{X}) - A_r({}^A\text{X})]$. For reactions where the mass difference is measured with greater accuracy than the gamma-rays, the mass difference route is employed to set the gamma-ray scale. However, the mass difference route requires knowledge of a value for the neutron mass which, in turn, depends on the deuteron binding energy.

2. The experiment

The GAMS4 crystal diffraction facility is a precision gamma-ray metrology laboratory coupled to a reactor port which is specially equipped to transport and hold sources in a position tangential to the reactor core. It is an ideal facility for studying prompt gamma-rays. The gamma-rays are diffracted by a two axis flat crystal spectrometer used in transmission. The precision wavelength measuring capability of GAMS4 results from the incorporation of two unique features. First, the crystals are nearly perfect specimens whose lattice spacings have been measured in meters with a u_r of $\approx 5 \times 10^{-8}$. Second, the diffraction angles are measured with sensitive interferometers which are instrumented for frequent calibrations that are robust at the fractional level of 1×10^{-7} .

The major improvements in the GAMS4 facility since the 1986 deuteron binding energy measurements include (1) a precisely positioned vibration isolated platform for the crystal spectrometer, (2) improved angle interferometers with reduced periodic errors [7], (3) an angle calibration facility which is now a permanent part of the spectrometer, (4)

state-of-the-art gamma-ray detection facilities which significantly reduce the background, (5) temperature stabilization of the spectrometer, (6) improved spectrometer control electronics, and (7) a larger variety of nearly perfect Si and Ge crystals whose lattice spacings have been precisely measured.

The 2.2 MeV gamma-ray source consisted of three thin walled graphite holders filled with Kapton plastic, a material containing hydrogen which is compatible with the reactor environment ¹. The Kapton (chemical formula $\text{N}_2\text{H}_{10}\text{O}_5\text{C}_{22}$) had a total mass of ≈ 6 gm and was placed in a neutron flux of $\approx 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. The estimated total activity of the 2.2 MeV line at the beginning of the measurement was $1.6 \times 10^{13} \text{ Bq}$. The temperature of the targets in the reactor is in the neighborhood of 450°C , which leads to a hydrogen loss by chemical processes of about 1.2% per day.

Each crystal is a 2.5 mm thick Si plate cut so that the (220) crystal planes are normal to the crystal surface and oriented so that the normal to the crystal planes is perpendicular to the axis of rotation. The crystals, called ILL2.5, are mounted in a strain-free manner and an area $2 \text{ mm} \times 25 \text{ mm}$ is used for diffraction. The lattice parameter of these crystals is obtained from absolute and relative lattice parameter measurements as described in Section 3.

The angle interferometer is calibrated by measuring the 24 exterior angles of an optical polygon and requiring the sum to equal 2π [8]. Four calibrations were done near the time that the deuteron binding energy measurements were made. The dates for these calibrations are: calibration 1, March 6–7, 1995; calibration 2, March 7–8, 1998; calibration 3, March 25–26, 1998; and calibration 4, March 29–30, 1998. Calibration 1 was used for the February-March, 1995 data and calibrations 2, 3, and 4 were used for the March 1998 data. Calibrations 2, 3, and 4 along with a calibration that was done in September 1997 exhibit a dependence on the relative humidity which is approximately 0.5×10^{-6} of the calibration for a 10% change in relative humidity. We have used this

¹ The use of trade name Kapton is included to more completely describe the experiment. Such identification does not suggest endorsement nor indicate that this item is necessarily best suited for this application.

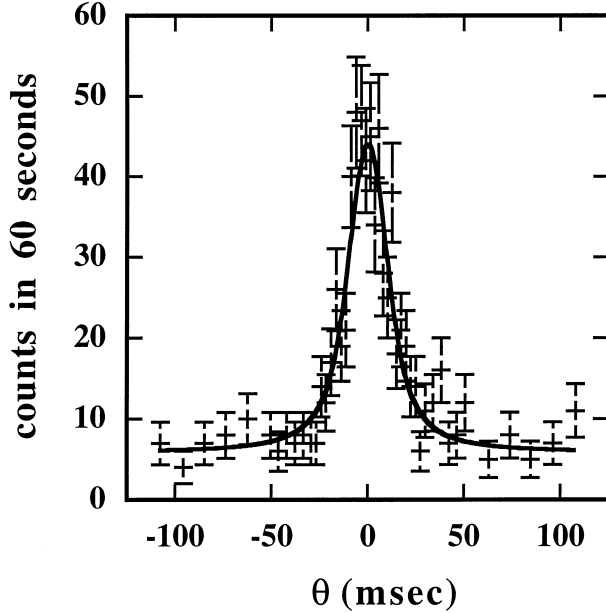


Fig. 1. The 2.2 MeV gamma-ray profile using 2.5 mm thick Si crystals in the (220,440) configuration.

coefficient in determining the diffraction angles for the March 1998 data and have expanded the relative uncertainty due to systematic effects associated with the calibration to 0.1×10^{-6} to allow for this influence. The calibration/humidity dependence is not understood, but might result from absorption of moisture by the epoxy used to mount the optics or by the coatings associated with a particular optical element.

Gamma-ray profiles were recorded in three different configurations of the two axis spectrometer: $(m, n) = (1, 2)$ and $(1, -2)$; $(2, 2)$ and $(2, -1)$; $(1, 3)$ and $(1, -3)$ where (m, n) denotes the reflection orders of

the first (A) and second (B) crystals, respectively. The Bragg angles are sufficiently small (first order $\theta_{\text{Bragg}} = 0.083^\circ$) that non-dispersive profiles, $(1, -1)$ and $(2, -2)$, cannot be recorded because the detector cannot be isolated from the direct beam. The profiles were recorded by scanning the angular setting of the second axis; approximately 45 points were recorded in each profile with counting times of 60 s or 90 s per point. The gamma-ray counts recorded in the Ge detector for each angular setting on a profile are stored in a multichannel analyzer. At the conclusion of the profile scan, the counts in the 45 multichannel analyzer spectra are summed and an energy window appropriate for the individual scan is chosen. Using the window chosen by summing the multichannel analyzer spectra, the gamma counts that fall within this window for each point along the profile are determined. This procedure avoids problems that may arise due to the use of a fixed pulse-height window for Ge detector signals. A typical profile for the $(1, 2)$ configuration is shown in Fig. 1. The Bragg angles, peak count rates, and background count rates recorded for the different configurations are given in Table 1. The profiles were fitted with a numerical profile generated using dynamical diffraction theory broadened with a Gaussian function to account for crystal imperfections, vibrations, and thermal motion of the atoms in the source. The FWHM of this Gaussian function is included in the table.

Although crystal imperfections and vibrations contribute a fixed width to each of the reflections, thermal motion of the atoms in the source broadens the emitted gamma-ray spectrum. This results in a contribution to the width that depends on the dispersion of the configuration. Within the uncertainty, the

Table 1
Bragg angles, count rates, and excess broadening for the various crystal orders.

A crystal		B crystal		Peak count rate (s^{-1})	Background count rate (s^{-1})	FWHM Gaussian broadening (")
order (m)	Bragg angle (deg)	order (n)	Bragg angle (deg)			
1	0.083	-2	0.166	1.02	0.035	0.011
1	0.083	2	0.166	0.78	0.078	0.017
1	0.083	-3	0.249	0.21	0.008	0.012
1	0.083	3	0.249	0.18	0.079	0.020
2	0.166	-1	0.083	0.90	0.048	0.011
2	0.166	2	0.166	0.29	0.063	0.019

broadening is explained by a fixed contribution of 53.3 nrad (0.011") and a line broadening contribution of 0.45 eV, which implies a source temperature of about 450°C; this temperature agrees well with the known target environment.

3. The results

In each configuration, a group of 4 profiles, recorded in the sequence +, -, -, + (where + denotes positive and - denotes negative n) were used to determine θ_{Bragg} at 22.5°C from the optical angle interferometer fringe numbers and the value of the calibration constant at that temperature and time. Table 2 gives the date, configuration, number of Bragg angle measurements, and mean first order Bragg angle and standard deviation of the mean for each date and configuration. In order to obtain a final Bragg angle measurement, we treated the five measurements as two independent sets, February 1995 and March 1998, because within each set the individual angle measurements are correlated through the angle calibration which was determined for that set. For each set the weighted mean and the uncertainty of the mean were determined and the uncertainty was expanded by the square root of the χ^2 per degree of freedom. The calibration uncertainty (relative uncertainty = 1×10^{-7}) was added in quadrature to this uncertainty to obtain an uncertainty for each set. The final Bragg angle entry in the table is the weighted mean and the uncertainty of the mean for the two sets. In this final step the χ^2 per degree

of freedom was < 1 so the uncertainty was not expanded. If the angle measurements are treated as 5 independent measurements, the relative difference between the result and the final Bragg angle value in Table 2 is $< 3 \times 10^{-8}$. The total uncertainty for the Bragg angle measurements is obtained by adding in quadrature the statistical uncertainty and systematic contributions from the crystal temperature (0.1×10^{-6}) and vertical divergence (0.05×10^{-6}) to account for misalignment of the gamma-ray beam with respect to the plane of dispersion [9]. The last line in Table 2 is the first order Bragg angle measurement including uncertainties from systematic effects.

The lattice spacing of the ILL2.5 crystals can be determined via three independent routes starting from absolute lattice measurements at the Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) (WASO4.2 crystal) [10], at the Istituto di Metrologia "G. Colonnetti" (IMGC) (MO crystal) [11], and at the National Research Laboratory of Metrology (NRLM) (SH1 crystal) [12]. The ILL2.5 crystals are linked to each of the absolute lattice crystals by lattice comparison measurements at PTB [13] and the National Institute of Standards and Technology (NIST) [14,15]. In the absolute lattice measurements, the lattice parameter of a particular Si crystal is compared to the wavelength of an $^{127}\text{I}_2$ stabilized laser. In the lattice comparison measurements, the lattice spacing differences between Si crystal samples are measured. Tables 3 A and 3 B show the details of the three routes to the ILL2.5 lattice spacing. In Table 3 A there is a heavy reliance on lattice comparisons made at NIST while in Table 3 B there is a heavy reliance on

Table 2

Measured values of the first order Bragg angle for the 2.2 MeV gamma-ray emitted in the reaction $n + p \rightarrow d + \gamma$.

Date	Configuration	Number of Bragg angle measurements	First order Bragg angle (deg)	First order Bragg angle (deg)
Feb. 1995	(1, - 2); (1,2)	44	0.083202185(11)	
Feb. 1995	(2, - 1); (2,2)	8	0.083202104(40)	
Final Feb. 1995 result				0.083202180(22)
March 1998	(1, - 2); (1,2)	32	0.083202197(12)	
March 1998	(2, - 1); (2,2)	32	0.083202229(22)	
March 1998	(1, - 3); (1,3)	25	0.083202190(12)	
final March 1995 result				0.083202199(12)
final Bragg angle				0.083202194(11)
final Bragg angle including uncertainties from systematic effects				0.083202194(14)

Table 3

Lattice spacing of the ILL2.5 crystals. Part (A) relies more heavily on NIST lattice comparisons, while part (B) relies more heavily on PTB lattice comparisons. ‘‘ab lat xtal’’ refers to absolute lattice crystal.

(A)	PTB	IMGC	NRLM
$d(220)^a$ ab lat xtal (m)	$1.92015563(12) \times 10^{-10}$	$1.92015551(5) \times 10^{-10}$	$1.92015587(10) \times 10^{-10}$
$\frac{\text{ILL2.5} - \text{ab lat xtal}}{\text{ILL2.5}}$	$1.7(1.7) \times 10^{-8}{}^b$	$8.6(1.0) \times 10^{-8}{}^c$	$3.4(1.0) \times 10^{-8}{}^c$
$d(220)^a$ ILL2.5 (m)	$1.92015566(12) \times 10^{-10}$	$1.920155676(54) \times 10^{-10}$	$1.92015593(10) \times 10^{-10}$
mean $d(220)^a$ ILL2.5 (m)			$1.920155723(96) \times 10^{-10}$
(B)	PTB	IMGC	NRLM
$d(220)^a$ ab lat xtal (m)	$1.92015563(12) \times 10^{-10}$	$1.92015551(5) \times 10^{-10}$	$1.92015587(10) \times 10^{-10}$
$\frac{\text{ILL2.5} - \text{ab lat xtal}}{\text{ILL2.5}}$	$1.7(1.7) \times 10^{-8}{}^b$	$11.2(1.7) \times 10^{-8}{}^b$	$3.7(1.8) \times 10^{-8}{}^b$
$d(220)^a$ ILL2.5 (m)	$1.92015566(12) \times 10^{-10}$	$1.920155725(60) \times 10^{-10}$	$1.92015594(11) \times 10^{-10}$
mean $d(220)^a$ ILL2.5 (m)			$1.920155760(96) \times 10^{-10}$

^a $t = 22.5^\circ\text{C}$ in vacuum. ^b Includes PTB and NIST comparisons. ^c Direct NIST comparison.

lattice comparisons made at PTB. The first lines in 3 A and 3 B contain values for the three absolute lattice measurements at $t = 22.5^\circ\text{C}$ in vacuum. The second lines give the relative difference measured by lattice comparisons between the ILL2.5 and the absolute lattice crystals. For the PTB crystal only one comparison route is available: ILL2.5-WASO17 (NIST) plus WASO17-WASO REF (PTB) plus WASO REF-WASO4.2 (PTB). For the IMGC crystal two comparisons are available: in Table 3 A, a direct ILL2.5-MO (NIST) comparison and in Table 3 B, a ILL2.5-WASO17 (NIST) plus WASO17-WASO REF (PTB) plus WASO REF-MO (PTB) comparison. For the NRLM crystal two comparisons are available: in Table 3 A, a direct ILL2.5-SH1 (NIST) comparison and in Table 3 B, a ILL2.5-WASO17 (NIST) plus WASO17-WASO REF (PTB) plus WASO REF-SH1 (PTB) comparison. The third line of the table contains the lattice spacing of the ILL2.5 crystal at $t = 22.5^\circ\text{C}$ in vacuum. The weighted mean of these three values is given in line 4 where the relative uncertainty has been arbitrarily increased to 5×10^{-8} . We believe this is a more reasonable estimate of the uncertainty in light of the present consistency of absolute and lattice comparison results. Note that the $d(220)$ ILL2.5 values via PTB and IMGC are very consistent ($\approx 1 \times 10^{-8}$), but differ from the value via the NRLM route by $\approx 1.4 \times 10^{-7}$. A similar inconsistency is evident in the absolute lattice parameter measurements even after allowance is made for the measured carbon and oxygen concentration in the three absolute lattice

parameter crystals [16]. If the NRLM route is not used in obtaining a weighted mean, the ILL2.5 lattice spacing decreases by $< 3 \times 10^{-8}$. The relative difference of the final results obtained in Tables 3 A and 3 B is $\approx 2 \times 10^{-8}$, which is an indication of the consistency of the lattice comparisons made at PTB and NIST. Because the lattice comparisons involve fewer steps in Table 3 A, we have chosen to use the value $d(220)$ ILL2.5 = $1.920155723(96) \times 10^{-10}$ m ($t = 22.5^\circ\text{C}$, in vacuum) to obtain wavelengths from our angle measurements.

In a new Adjustment of the Fundamental Physical Constants (AFPC), the lattice parameter of a particular silicon sample (called WASO 04) produced for the ‘‘Avogadro Project’’ will be an output. Using the above value for $d(220)$ ILL2.5 and lattice comparisons from Ref. [16] and NIST, we derive a value for $d(220)$ WASO 04 = $1.92015570(10) \times 10^{-10}$ ($t = 22.5^\circ\text{C}$, in vacuum). Comparison of this number with the $d(220)$ WASO 04 output from the up-coming AFPC will provide a convenient check on the consistency of the lattice parameter value used here with that derived from the AFPC.

Because the angle measurements reported in Table 2 were made with the ILL2.5 crystals at the atmospheric pressure present in the reactor hall ($p \approx 0.987$ atmospheres), it is necessary to account for the atmospheric compressibility of the lattice spacing, $d(1 - \epsilon p)$, where $\epsilon = 0.3452 \times 10^{-6}$ /atmosphere when determining wavelengths from the Bragg equation [17,18]. Using $\lambda = 2d(1 - \epsilon p)\sin\theta_{\text{Bragg}}$ and the values of d and θ_{Bragg} determined above, the wave-

length of the 2.2 MeV gamma-ray was determined to be

$$\lambda_{\text{meas}} = 5.57671299(99) \times 10^{-13} \text{ m.} \quad (1)$$

This measured gamma-ray wavelength must be corrected for recoil to obtain a wavelength value λ^* , that corresponds to the binding energy of the deuteron $S(d)$. The appropriate expression is

$$\lambda^* = \lambda_{\text{meas}} \left[1 + \frac{h}{2m_d c \lambda_{\text{meas}}} \right]^{-1}, \quad (2)$$

where h is the Planck constant, m_d is the deuteron mass, and c is the speed of light. The accuracy with which these quantities are known leads to a relative uncertainty of the recoil correction of 5×10^{-10} , which can be completely neglected in the determination of λ^* [19]. Because the time scale of the gamma-ray decay is short compared to the electron velocity and the molecular vibration frequency, the appropriate mass in Eq. (2) is the deuteron mass, not the deuterium mass or the Kapton molecular mass. The value obtained for λ^* is

$$\lambda^* = 5.57340978(99) \times 10^{-13} \text{ m.} \quad (3)$$

The deuteron binding energy, $S(d)$, can be obtained in atomic mass units from λ^* by using the inverse meter to atomic mass unit conversion factor. Although a value for this conversion factor with a relative uncertainty of 9.0×10^{-8} is available from Ref. [19], a significantly more accurate value can be derived from recent measurements of fundamental constants. It can be shown that

$$1\text{m}^{-1} = \left\{ \frac{h}{m_u c} \right\}_{\text{SI}} \text{ u} = \left\{ \frac{A_r(\text{e}) \alpha^2}{2R_\infty} \right\}_{\text{SI}} \text{ u} \quad (4)$$

where:

$\{\}_{\text{SI}}$ indicates the numerical value of the quantities contained in the curly brackets when expressed in their respective SI units,

h = the Planck constant,

m_u = atomic mass constant,

c = speed of light in vacuum,

$A_r(\text{e})$ = relative atomic mass of the electron
 $= 5.485799111(12) \times 10^{-4}$ [20],

α^{-1} = inverse fine-structure constant
 $= 137.03599958(52)$ [21],

R_∞ = Rydberg constant

$$= 10973731.568639(91) \text{ m}^{-1} [22],$$

which leads to the inverse meter to atomic mass conversion factor: $1\text{m}^{-1} = 1.331025045(11) \times 10^{-15} \text{ u}$ (relative uncertainty of 7.9×10^{-9}). Using this conversion factor, the value obtained for $S(d)$ is

$$S(d) = 2.38817007(42) \times 10^{-3} \text{ u.} \quad (5)$$

The deuteron binding energy $S(d)$, can also be expressed in eV by using the inverse meter to eV conversion factor. A value for this conversion factor (relative uncertainty of 3.0×10^{-7}) is also available from Ref. [19], but a more accurate value is available from recent measurements of fundamental constants. It can be shown that

$$1\text{m}^{-1} = \left\{ \frac{hc}{e} \right\}_{\text{SI}} \text{ eV} = \left\{ \sqrt{\frac{\mu_o c^3 h}{2\alpha}} \right\}_{\text{SI}} \text{ eV}, \quad (6)$$

where:

$\{\}_{\text{SI}}$ is as defined above,

h = the Planck constant,

$$= 6.62606891(58) \times 10^{-34} \text{ J s} [23],$$

c = speed of light in vacuum,

e = elementary charge,

μ_o = permeability of vacuum,

α^{-1} = inverse fine-structure constant
 $= 137.03599958(52)$ [21],

which leads to the inverse meter to eV conversion factor: $1\text{m}^{-1} = 1.239841870(54) \times 10^{-6} \text{ eV}$ (relative uncertainty of 4.4×10^{-8}). Using this conversion factor the value obtained for $S(d)$ is

$$S(d) = 2224566.14(41) \text{ eV.} \quad (7)$$

Finally, the relative atomic mass of the neutron, $A_r(\text{n})$, can be obtained from the equation $A_r(\text{n}) = A_r(^2\text{H}) - A_r(^1\text{H}) + S(d)/\text{u}$ where the most precise value of $A_r(^2\text{H}) - A_r(^1\text{H})$ is available from Ref. [6], $A_r(^2\text{H}) - A_r(^1\text{H}) = 1.00627674630(71)$. The result is $A_r(\text{n}) = 1.00866491637(82)$, or $m_n = 1.00866491637(82) \text{ u}$.

4. Discussion

In order to compare the value for $S(d)$ obtained in this work with the value for $S(d)$ published in 1986, it is necessary to apply two corrections to the 1986 value. First, in the appendix to Ref. [1], we noted that there was an apparent fractional discrepancy in the then available absolute lattice spacing measurements of about 1.8×10^{-6} . This discrepancy is now understood and the lattice spacing used in the 1986 publication needs to be reduced by 1.73×10^{-6} ². Second, the inverse meter to atomic mass unit conversion factor used in the 1986 publication needs to be replaced by the value generated in the previous section (a fractional increase of 6.4×10^{-8}). The corrected 1986 binding energy is given in Table 4.

A number of deuteron binding energy measurements using Ge detectors were published prior to 1986. We have used three of the more recent measurements to obtain non-crystal diffraction estimates of the deuteron binding energy. Since these measurements were referenced to gamma-ray standards determined by the same crystal diffraction procedures used in the 1986 measurement, they also need to be corrected for the lattice spacing discrepancy. Corrected values from Refs. [24–26] are included in Table 4. We note that a more recent Ge detector measurement of the deuteron binding energy is reported in Ref. [27] with a relative uncertainty of 2.3×10^{-7} . Although the reported value appears to be preliminary and the small uncertainty appears to be an indication of the internal consistency of the measurement, we have included the value in Table 4. However, we have increased the relative uncertainty to 1×10^{-6} to account for the uncertainty of the crystal diffraction standards used in this measurement.

In Fig. 2 we graphically compare deuteron binding energy values obtained in the 1986 crystal diffraction measurement, the four Ge detector measurements, and this work, as given in Table 4. The current value is $4.2 \times 10^{-6} S(d)$ smaller than the

Table 4
Deuteron binding energy measurements.

Measurement	Reference	$S(d) \times 10^3$ (u)
Greene et al., (1986)	[1]	2.3881803(24)
Vylov et al., (1982)	[24]	2.3881513(97)
Van der Leun et al., (1982)	[25]	2.3881642(97)
Adam et al., (1983)	[26]	2.3881631(97)
Röttger et al., (1997)	[27]	2.3881760(24)
this work		2.38817007(42)

1986 value, is consistent with two of the three early Ge detector results, and is $2.5 \times 10^{-6} S(d)$ smaller than the 1997 Ge detector measurement. The reason for the large discrepancy between the 1986 value and the current value is not fully understood. The 1986 measurements were made with Ge crystals whose lattice spacing was obtained by measuring the difference in lattice spacing of a Ge sample and the standard Si crystal [8]. We have remeasured this Ge-Si difference and found it to be consistent with the results reported in Ref. [8]. As mentioned above, the GAMS4 facility has been significantly improved since 1986. Although, we are not able to identify with certainty any particular problems which caused the $4.2 \times 10^{-6} S(d)$ discrepancy, plausible explanations exist. For example, in 1986 temperature measurements were limited to the instrument and the air near the interferometers. The instrument temperature sensor was used as an indicator of crystal temperature to correct for thermal expansion of the Ge even though the crystals were far removed from this temperature sensor. The instrument was enclosed in a thermal shield, but the volume was so large ($\approx 0.2 \text{ m}^3$) that it is unlikely that isothermal conditions were realized. A crystal temperature error of 0.7°C would account for the $4.2 \times 10^{-6} S(d)$ discrepancy, but the facility has changed so drastically that there is no way to validate this hypothesis. Similar hypotheses related to the vertical divergence and periodic interferometer errors can be constructed.

The GAMS4 instrument improvements significantly increase our confidence in the measurement reported here. In particular, the consistency of the results over a long time period (3 years) and from three different crystal configurations is the primary evidence that this deuteron binding energy measurement is more reliable than the 1986 measurement.

²This value was obtained by direct comparison of the NIST standard crystal to the PTB, IMG, and NRLM absolute lattice spacing crystals. It is very close to the value of 1.8×10^{-6} reported in [10].

228

E.G. Kessler, Jr. et al. / Physics Letters A 255 (1999) 221–229

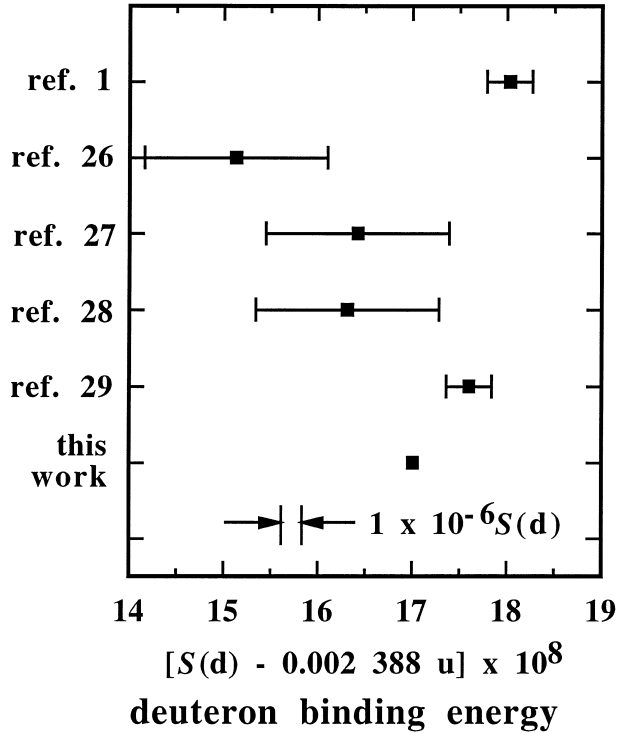


Fig. 2. Recent deuteron binding energy measurements: ref. [1], Greene et al.; Ref. [24], Vylov et al.; Ref. [25], Van de Leun et al.; Ref. [26], Adam et al.; Ref. [27], Röttger et al.

The recent history of our understanding of the neutron mass is shown in Fig. 3 and Table 5. The squares show the uncertainty contribution from the deuteron binding energy, the triangles show the uncertainty contribution from the mass measurements, and the circles show the total neutron mass uncertainty. Prior to 1986, the best deuteron binding energy measurements were made using Ge detectors and the best mass measurements came from measuring mass doublets $2^1\text{H} - 2^2\text{H}$. The neutron mass uncertainty was dominated by the mass measurements. The crystal diffraction deuteron binding energy measurement in 1986 decreased the $S(d)$ uncertainty by about a factor of 5, increased the neutron mass by 20×10^{-9} u, but had little influence on the neutron mass uncertainty. The situation changed dramatically when mass measurements based on the cyclotron frequency of trapped single ions became available in 1993. The uncertainty of the mass measurements decreased by a factor of 9 and the neutron mass uncertainty became dominated by the deuteron binding energy measurement. The neutron mass in-

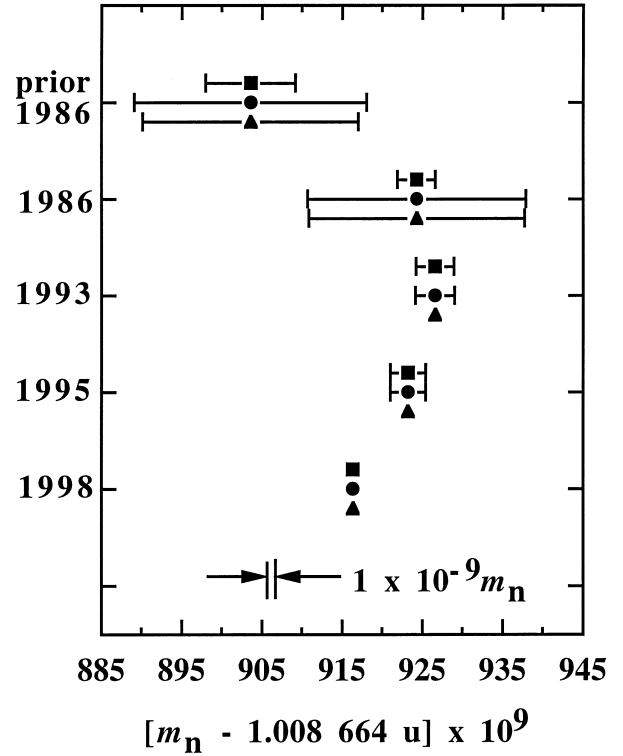


Fig. 3. Recent history of the neutron mass. The three entries for each point show the $S(d)$ uncertainty (square), the total neutron mass uncertainty (circle), and the $2^1\text{H} - 1^1\text{H}$ uncertainty (triangle).

creased by only about 3×10^{-9} u because the new, more precise mass measurements are consistent with the older mass measurements. In the 1995 Atomic Mass Evaluation, the deuteron binding energy used to obtain the neutron mass was an average of the 1986 crystal diffraction measurement and Ge detector measurements [28]. With this choice of input data, the neutron mass decreased by about 3×10^{-9} u, but the uncertainties remained essentially unchanged. The improved deuteron binding energy measurement reported here decreases the neutron

Table 5

Recent history of the neutron mass, m_n

Year	Neutron mass, $m_n(\text{u})$
prior to 1986	1.008664904(15)
1986	1.008664924(14)
1993	1.0086649266(25)
1995	1.0086649232(22)
1998	1.00866491637(82)

mass by about 7×10^{-9} u from the value given in the 1995 Atomic Mass Evaluation and reduces the uncertainty by ≈ 2.5 . The contributions to the uncertainty due to the binding energy and mass spectroscopic measurements are 0.42×10^{-9} u and 0.71×10^{-9} u respectively.

References

- [1] G.L. Greene, *Phys. Rev. Lett.* 56 (1986) 819.
- [2] R.D. Deslattes, *Journal de Physique* 45 (1984) C3.
- [3] M.S. Dewey, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research A* 284 (1989) 151.
- [4] A.H. Wapstra, G. Audi, *Nucl. Phys. A* 432 (1985) 1.
- [5] V. Natarajan, *Phys. Rev. Lett.* 71 (1993) 1998.
- [6] F. DiFilippo, *Phys. Rev. Lett.* 73 (1994) 1481.
- [7] E.G. Kessler et al., *AIP Conf. Proc.*, AIP, edited by R.W. Hoff American Institute of Physics, New York, 1991, Vol. 238, p. 191.
- [8] R.D. Deslattes, *Ann. Phys.* 129 (1980) 378.
- [9] H.W. Schnopper, *J. Appl. Phys.* 36 (1965) 1415.
- [10] P. Becker, *Phys. Rev. Lett.* 46 (1981) 1540.
- [11] G. Basile, *Phys. Rev. Lett.* 72 (1994) 3133.
- [12] K. Nakayama, H. Fujimoto, *IEEE Trans. Instr. and Meas.* 46 (1997) 580.
- [13] D. Windisch, P. Becker, *Phys. Stat. Sol. (a)* 118 (1990) 379.
- [14] E.G. Kessler, *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* 99 (1994) 1.
- [15] E.G. Kessler, *IEEE Trans. Instr. and Meas.* 46 (1997) 551.
- [16] J. Martin et al., accepted for publication in *Metrologia* (1998).
- [17] J.F. Nye, in: *Physical Properties of Crystals* Oxford Univ. Press, Oxford, England, 1957, pp. 146–147.
- [18] H.J. McSkimin, *J. Appl. Phys.* 24 (1953) 988.
- [19] E.R. Cohen, B.N. Taylor, *Rev. Mod. Phys.* 59 (1987) 1121.
- [20] D.L. Farnham, *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995) 3598.
- [21] T. Kinoshita, preprint <http://xxx.lanl.gov/abs/hep-ph/9808351> and references therein; T. Kinoshita, to be published in the proceedings of the International Workshop Hadronic Atoms and Positronium in the Standard Model, May 26–31, 1998, Dubna, Russia and references therein.
- [22] T. Udem, *Phys. Rev. Lett.* 79 (1997) 2646.
- [23] E.R. Williams, *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998) 2404.
- [24] T. Vyllov, *Sov. J. Nucl. Phys.* 36 (1982) 474.
- [25] C. Van der Leun, C. Alderliesten, *Nucl. Phys. A* 380 (1982) 261.
- [26] J. Adam, *Czech. J. Phys. B* 33 (1983) 465.
- [27] S. Röttger, *IEEE Trans. Instr. and Meas.* 46 (1997) 560.
- [28] G. Audi, A.H. Wapstra, *Nucl. Phys. A* 595 (1995) 409.

should be pointed out. First, a broad second-neighbor peak is clearly resolved in the DDF's and higher broad coordination shells are quite evident. Information on such broad shells cannot be obtained from EXAFS analysis because of the lack of low- k information. Another advantage of DAS is that electron phase shifts and mean-free-path terms are not required. On the other hand, DAS is not as sensitive to the coordination of dilute species since it is obtained by looking at the difference between two large signals. Also, the DAS cannot be Fourier transformed to yield DDF's unless a fairly high energy-absorption edge is used (due to the limited k range available).

The current accuracy of DAS is mainly limited by inadequate knowledge of f' . The composition range is limited to, perhaps, $>5\%$, except for heavy elements in a light matrix, and the elemental range to above Cr if k information beyond 6 \AA^{-1} is desired. This elemental limit applies mainly to Fourier transformation. Small- and low-angle scattering information useful for model building can be obtained on much lower- Z materials. Thus we are confident that DAS can be successfully applied to a wide range of problems in structural analysis of amorphous materials, poorly crystallized materials, and materials on

low- Z substrates (e.g., catalysts).

We would like to thank R. Flasck and Energy Conversion Devices for providing the sputtered GeSe sample and G. Brown and the Stanford Synchrotron Radiation Laboratory technical staff for their valuable assistance. This work was supported in part by the National Science Foundation through the Metastable Materials Thrust Program of the Center for Materials Research, Stanford University, and the experiment was performed at the Stanford Synchrotron Radiation Laboratory under Contract No. DMR-77-27489 (in cooperation with U. S. Department of Energy).

¹N. J. Shevchik, *Philos. Mag.* **35**, 805, 1289 (1977).

²F. Betts, A. Bienenstock, D. T. Keating, and J. P. deNeufville, *J. Non-Cryst. Solids* **7**, 417 (1972).

³A. Bienenstock, *J. Non-Cryst. Solids* **11**, 447 (1973).

⁴B. E. Warren, *X-Ray Diffraction* (Addison-Wesley, Reading, Mass., 1969), Chap. 10.

⁵P. H. Fuoss, Ph.D. thesis, 1980, Stanford University, 1980 (unpublished), Stanford Synchrotron Radiation Laboratory Report No. 80/06, 1980.

⁶W. H. Zachariasen, *Phys. Rev.* **49**, 884 (1936).

⁷D. E. Aspnes, J. C. Phillips, K. L. Tai, and P. M. Bridenbraugh, *Phys. Rev. B* **23**, 816 (1981).

Absolute Measurement of the (220) Lattice Plane Spacing in a Silicon Crystal

Peter Becker, Klaus Dorenwendt, Gerhard Ebeling, Rolf Lauer, Wolfgang Lucas, Reinhard Probst, Hans-Joachim Rademacher, Gerhard Reim, Peter Seyfried, and Helmut Siegert
Physikalisch-Technische Bundesanstalt, D-3300 Braunschweig, Federal Republic of Germany

(Received 3 February 1981)

The (220) lattice plane spacing of an almost perfect crystal of silicon was measured by means of a combined scanning (LLL) x-ray interferometer and a two-beam optical interferometer. From 170 measurements, a value $d_{220} = (192\,015.560 \pm 0.012)$ fm results in vacuum at 22.50°C . This value is smaller by $1.8 \times 10^{-6} d_{220}$ than that reported by Deslattes *et al.* for another crystal. Generic variabilities of the two crystals account only for a part of this difference.

PACS numbers: 61.55.Dc, 06.30.Bp, 61.10.Fr

Bonse and Hart¹ proposed to measure the lattice plane spacing of crystals by means of a scanning x-ray interferometer and Bonse and te Kaat² observed x-ray fringes in a two-crystal (LLL) interferometer. Deslattes and Henins,³ using this method, succeeded first in measuring the (220) lattice plane spacing of silicon with a stated uncertainty of 3×10^{-7} . The reported value has become the basis of the latest evaluation of charac-

teristic x-ray wavelengths (Cu $K\alpha_1$ and Mo $K\alpha_1$). An extended series of measurements with a reduced uncertainty led to a new value for the Avogadro constant.⁴ The d_{220} value was corrected for systematic errors,⁵ and its uncertainty finally reduced to 1×10^{-7} .⁶⁻⁸

In this paper, a new and significantly different value for d_{220} of silicon is reported. It was measured by the same method as before, but with a

measuring device rather different from that employed by Deslattes. The silicon material investigated was grown and purified by multiple-float-zone melting by Wacker-Chemitronic.⁹ Its impurity concentrations were found to be less than $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ for boron atoms and less than $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ for carbon and oxygen atoms.¹⁰

From this material, the two crystals of the (LLL) x-ray interferometer were cut. The analyzer was mounted on a translation stage, similar to that described earlier.¹¹ The translation was measured by two-beam interferometry with use of an optical polarization interferometer according to Curtis *et al.*¹² The principle of the arrangement is shown in Fig. 1.

During the displacement of the analyzer crystal, in the outgoing x-ray and laser beams intensity variations are simultaneously observed, which are periodic with the lattice plane spacing d of the crystal and half the wavelength λ of the laser radiation, respectively.

The displacement of an integer number m of $\lambda/$

2 corresponds to a number n of x-ray fringes. Thus the lattice plane spacing results from

$$d = (n/m)^{-1} \lambda / 2, \quad (1)$$

with $n = N(m) + f(m)$. Here $N(m)$ is the integer part of n , while $f(m)$ is the residual fraction. In a series of measurements n/m was determined over pathlengths $m\lambda/2$, starting with $1\lambda/2$ and proceeding over $2\lambda/2$, $4\lambda/2$, and so on successively until $N(m)$ was ascertained for $m = 120$. Then $f(m)$ alone was measured as a function of the displacement $m\lambda/2$. For each of the 170 measurements of d mentioned below typical values of m were 0, 30, 60, 90, 120, 90, 60, 30, and 0. Details with regard to the determination of the relative phase of optical and x-ray signal have been reported previously.¹³

The measuring device possesses the following special features^{13,14}: Two entirely separated interferometer crystals, each with three steel balls attached to its base, rest on supports S_a and S_b , as shown in Fig. 2, without being fixed to them. By this provision the crystals may be exchanged easily. The direct comparison of crystal material from different sources will be facilitated. For the optical measurement of the displacement, the front faces of the crystals are polished in order to form optical mirrors which are a part of the lattice itself. Stability problems which may arise from having glue or resin somewhere in the link between the optical mirrors and the interferometer crystals are thus avoided. The point of impact of the laser beam is optimized in order to get a negligible Abbe correction. By making the waist of the laser beam not too narrow only a

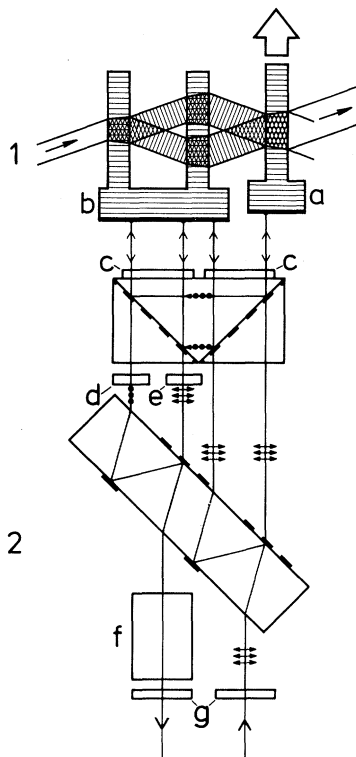


FIG. 1. Principle of the measuring device x-ray interferometer 1 with the movable analyzer crystal a and fixed crystal b . Optical polarization interferometer 2 with $\lambda/4$ plates, c ; $\lambda/2$ plate, d ; compensation plate, e ; phase modulator (Pockels cell), f ; and polarizers, g .

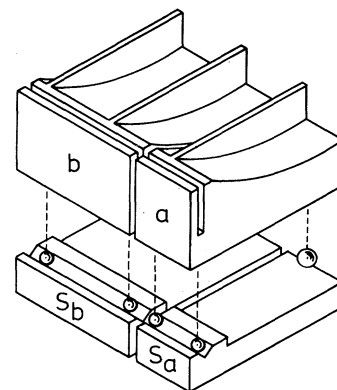


FIG. 2. View of the x-ray interferometer with optical mirrors a and b . Each crystal stands on three steel balls, two in a groove, avoiding undesired rotations and translations.

very small correction due to the nonplanarity of the wave fronts¹⁵ (Fresnel phase shift) is necessary (see correction k_1 below). We used a Lamb-dip stabilized He-Ne laser (Spectra Physics model 119), the frequency of which was controlled repeatedly during measurements by a $^{127}\text{I}_2$ stabilized He-Ne laser. Optical feedback was avoided by a light trap (> 30 dB attenuation¹⁴). The double parallel spring used as a translation stage has very small guiding errors, so that the visibility of the x-ray fringes did not noticeably decrease for a translation of $40\ \mu\text{m}$, achieved with a piezoelectric drive. With an improved drive the translation stage is expected to be capable of translations up to $500\ \mu\text{m}$. With computer-aided on-line evaluation, fractions $f(m)$ of one thousandth can be detected. Detailed off-line evaluations with the fitting of a sine function to the x-ray signal with use of the least-squares methods yielded identical results.

With this apparatus 170 measurements of the ratio n/m were carried out in vacuum at temperatures between 22.42 and 22.50°C . Each value was reduced to 22.50°C with use of the thermal expansion coefficient¹⁶ $\alpha = (2.56 \pm 0.03) \times 10^{-6}\ \text{K}^{-1}$. From these reduced values, a histogram of which is displayed in Fig. 3, a mean value $\langle n/m \rangle = 1648.281\ 626$ with a standard deviation of the single measurement, $\sigma = 0.000\ 095$, and a standard deviation of the mean, $\sigma_m = 0.000\ 007$, were calculated.

The sequence of mean values each calculated from ten successive measured values—shown in Fig. 4 together with the related σ_i values—does not exhibit any significant change of the measured value with time. Fourteen of the seventeen values (more than 67%) fall into the interval $\langle n/m \rangle \pm \sigma / \sqrt{10}$. Large values of σ_i indicate ground vibra-

tions which could be correlated to stormy weather.

Before d was calculated according to Eq. (1), the value $\langle n/m \rangle$ had to be corrected for several effects:

(a) The laser beam has a vacuum wavelength $\lambda_0 = 632\ 991\ 415 \pm 5\ \text{fm}$ and a Gaussian beam profile. The beam radius in the waist within the interferometer is $w_0 = 0.52 \pm 0.02\ \text{mm}$. To take into account the Fresnel phase shift in the laser beam, a correction $k_1 = (-3.8 \pm 0.2) \times 10^{-8} \langle n/m \rangle$ had to be made.¹⁷

(b) The translation of the analyzer crystal is correctly measured only if the normal of the mirror, the direction of the laser beam, and the direction of movement are parallel to the normal of the lattice planes. In this experiment, however, residual misalignments are present, leading to a cosine correction $k_2 = (-0.1 \pm 0.2) \times 10^{-8} \langle n/m \rangle$.

(c) The laser beam, impinging on the mirror of the movable crystal, does not point exactly to the center of the x-ray beam at the entrance surface of the analyzer crystal. The lateral offset, together with the tilting of the crystal during movement, produces the well-known Abbe error, given by the product of offset and tilting angle. Since the tilting angle was determined to be zero, no Abbe correction was necessary. From the uncertainty in determining this angle of $\pm 5 \times 10^{-9}$ rad combined with a horizontal offset of $40\ \mu\text{m}$ and a vertical offset of $240\ \mu\text{m}$ an uncertainty of $\pm 3.0 \times 10^{-8} \langle n/m \rangle$ follows.

(d) An uncertainty of $\pm 5.1 \times 10^{-8} \langle n/m \rangle$ results from the uncertainties of the crystal temperature ($\pm 0.02\ \text{K}$) and of the thermal expansion coefficient ($\pm 3 \times 10^{-8}\ \text{K}^{-1}$).

Taking into account the corrections (a) to (d) and summing up all uncertainties by quadrature, the following value for the lattice plane spacing d_{220} of our silicon crystal at 22.50°C in vacuum was

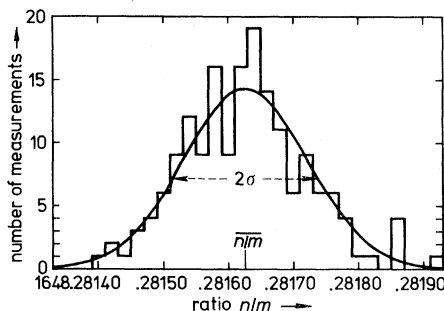


FIG. 3. Histogram of 170 measurements of the ratio n/m ; the drawn line represents a least-squares fit of a Gaussian curve. All values reduced to 22.5°C and vacuum; no systematic corrections were performed.

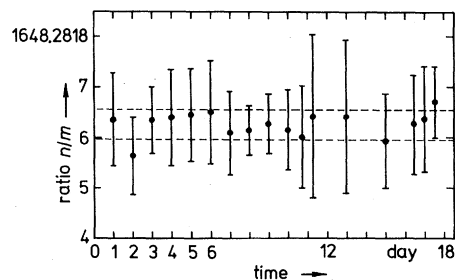


FIG. 4. Temporal fluctuations of the mean of ten successive measurements.

determined:

$$d_{220} = 192\,015.560 \pm 0.012 \text{ fm.}$$

This value (relative uncertainty 6×10^{-9}) is by $1.8 \times 10^{-6} d_{220}$ smaller than that reported by Deslattes for his PERFX crystal under the same conditions. According to Ando, Bailey, and Hart,¹⁸ the lattice spacings of dislocation-free float zone crystals of Wacker and crystals of comparable generic characteristics differ from carbon- and oxygen-free PERFX by $(-0.6 \pm 0.2) \times 10^{-6} d_{220}$. The difference can well be assumed to be due to carbon (dominant) and oxygen impurities ($\Delta d/d = -6.5 \times 10^{-24} n_C$ and $\Delta d/d = +3.8 \times 10^{-24} n_O$ with n_C , n_O number of C and O atoms per cm^3). With use of the above-stated impurity concentrations for our sample crystal, a maximum impurity-induced lattice-spacing deviation of $-6.5 \times 10^{-8} d_{220}$ to $+3.8 \times 10^{-8} d_{220}$ is possible. From this we argue that the material we used is closer to PERFX than to any other float zone material investigated by Ando, Bailey, and Hart and that the difference in d_{220} cannot be explained by impurities of our crystal material.

The unit cell volume of a PERFX crystal was used in the latest determination of the Avogadro constant.^{4,19} If crystal to crystal comparison should show that the lattice parameters of that PERFX crystal and our crystal are very close to each other, as we assume, our result would imply an increase in the Avogadro number by $5.4 \times 10^{-6} N_A$. Should such comparison show a considerable difference in lattice parameters, the reasons for that difference (and its influence on the Avogadro number) must be explored in detail.

We wish to thank Professor U. Bonse, University of Dortmund, for his longstanding, scientific assistance and for many helpful discussions. We are also indebted to Professor K.-J. Hanszen for scientific stimulations of the work for many years. These investigations were made supported in part by a grant from the Federal Minister of Economics.

³R. D. Deslattes and A. Henins, Phys. Rev. Lett. **31**, 972 (1973).

⁴R. D. Deslattes, A. Henins, H. A. Bowman, R. M. Schoonover, C. L. Carroll, I. L. Barnes, L. A. Machlan, L. J. Moore, and W. R. Shields, Phys. Rev. Lett. **33**, 463 (1974).

⁵R. D. Deslattes, A. Henins, R. M. Schoonover, C. L. Carroll, and H. A. Bowmann, Phys. Rev. Lett. **36**, 898 (1976).

⁶R. D. Deslattes, in *Metrology and Fundamental Constants*, edited by A. Ferro Milone and P. Giacomo (North-Holland, Amsterdam, 1980), p. 38.

⁷R. D. Deslattes, A. Henins, and E. G. Kessler, Jr., in *Accuracy in Powder Diffraction*, edited by S. Block and C. R. Hubbard, National Bureau of Standards Special Publication No. 567 (U.S. GPO, Washington, D. C., 1980), p. 55.

⁸R. D. Deslattes, E. G. Kessler, W. C. Sauder, and A. Henins, Ann. Phys. (N.Y.) **129**, 378 (1980).

⁹This sample was delivered in 1973 by Wacker-Chemitronic, Burghausen, Germany (trade name WASO, p type, $R = 1600 \Omega \text{ cm}$, EPD free).

¹⁰We are indebted to F. G. Vieweg-Gutberlet of Wacker-Chemitronic for these measurements. High-resolution double-crystal reflection topography of this material gave an upper limit for inhomogeneous strain of $\Delta d/d = (15.5 \pm 4.3) \times 10^{-8}$ (U. Bonse, private communication). In the transmission geometry used in the interferometer the lattice can well be assumed to be more homogenous than measured at the surface, where strain relaxation is possible.

¹¹Ch. Hoffrogge and H.-J. Rademacher, PTB-Mitt. **83**, 79 (1973).

¹²I. Curtis, I. Morgan, M. Hart, and A. D. Milne, in *Precision Measurement and Fundamental Constants*, edited by D. N. Langenberg and B. N. Taylor, National Bureau of Standards Special Publication No. 343 (U.S. GPO, Washington, D. C., 1971), p. 285.

¹³P. Becker, in *Neutron Interferometry*, edited by U. Bonse and H. Rauch (Clarendon, Oxford, 1979), p. 416.

¹⁴H.-J. Rademacher, P. Becker, H. Siegert, W. Lucas, K. Dorenwendt, G. Reim, K.-J. Hanssen, R. Lauer, R. Probst, and P. Seyfried, PTB-Bericht APh-13, 1980 (Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig).

¹⁵H. Kogelnik and T. Li, Appl. Opt. **5**, 1550 (1966).

¹⁶We are indebted to H. Wagenbreth of the Physikalisch-Technische Bundesanstalt for this measurement.

¹⁷K. Dorenwendt and G. Bönsch, Metrologia **12**, 57 (1976).

¹⁸M. Ando, D. Bailey, and M. Hart, Acta Crystallogr. **A34**, 484 (1978).

¹⁹R. D. Deslattes, Ann. Rev. Phys. Chem. **31**, 435 (1980).

¹U. Bonse and M. Hart, Z. Phys. **188**, 154 (1965).

²U. Bonse and E. te Kaat, Z. Phys. **214**, 16 (1968).

Neutronenenergiebereich	Temperaturbeschreibung
0.1 – 10 meV	kalte Neutronen
10 – 100 meV	thermische Neutronen
100 – 500 meV	heiße Neutronen
> 500 meV	epithermische Neutronen

Tabelle 2.2: Energiebereiche und zugehörige Neutronenbezeichnungen

2.2 Formale Beschreibung der Neutronen

Die Masse des Neutrons hat mehrere wichtige Konsequenzen. Zum einen haben Neutronen im Schwerfeld der Erde potentielle Energie, ein Effekt, der z.B. bei der Bestimmung der Neutronenstretulängen mit dem Schwerkraftdiffraktometer ausgenutzt wurde und vor allem bei Neutronen mit sehr geringen Energien über größere Flugstrecken zu beachten ist. Die potentielle Energie eines Neutrons im Schwerfeld der Erde bei einer Distanz h zur Referenzfläche der Energieskala ist

$$V = m_n g h . \quad (2.9)$$

Als weitere Konsequenz ergibt sich, daß hochenergetische Neutronen, wie sie bei der Spaltung oder Spallation schwerer Kerne erzeugt werden, moderiert (d.h. abgebremst) werden können bis sie die gleiche Energie oder Temperatur besitzen wie die Atome des moderierenden Mediums. Ihre Energien sind für die Untersuchung eines weiten Bereichs dynamischer Phänomene in Festkörpern oder Flüssigkeiten geeignet. Moderation durch Neutron-Protonstöße sind besonders effizient, da sie nahezu identische Massen besitzen und das Energiespektrum der aus einem Moderator austretenden Neutronen kann durch Wahl der Moderatortemperatur auf spezielle Anwendungen zugeschnitten werden. Neutronencharakteristika aus dem niederenergetischen Bereich sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst. Diese Einteilung ist jedoch nicht streng genormt und kann bei verschiedenen Autoren unterschiedlich ausfallen.

Ist die kinetische Energie der Neutronen definiert, bestimmt die Neutronenmasse sowohl die Neutronengeschwindigkeit v ,

$$v = \sqrt{\frac{2E}{m_n}} , \quad (2.10)$$

als auch die de Broglie-Wellenlänge λ ,

$$\lambda = \frac{h}{m_n v} = \frac{h}{\sqrt{2m_n E}} . \quad (2.11)$$

Ein weiterer wichtiger Neutronenparameter ist der Wellenvektor \vec{k} , der in Richtung der Neutronengeschwindigkeit \vec{v} zeigt und einen Betrag von

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2.12)$$

hat.

Im einfachsten Bild können wir uns das Neutron als punktförmiges Objekt der Masse m vorstellen, das sich mit Geschwindigkeit v bewegt. Auf diesem Bild beruht die sogenannte Flugzeitmethode (*time-of-flight* oder *TOF*), in der die Neutronengeschwindigkeit aus der Flugzeit t_{TOF} über eine definierte Flugstrecke L bestimmt wird,

$$v = \frac{L}{t_{TOF}} . \quad (2.13)$$

Aus der Flugzeit können wir auch sofort, die mit diesem Objekt verknüpfte Wellenlänge bestimmen,

$$\lambda = \frac{h}{m_n v} = \frac{h}{m_n} \frac{t_{TOF}}{L} , \quad (2.14)$$

wobei sich der Wert für h/m_n aus Tabelle 2.1 als sehr nützlich erweist.

Weiters ist es von besonderer Bedeutung, daß thermische Neutronen aufgrund ihrer Masse eine de Broglie-Wellenlänge besitzen, die von der gleichen Größenordnung ist wie die interatomaren Abstände in kondensierter Materie. Dadurch werden Interferenzeffekte beobachtbar, die Informationen über die Struktur des streuenden Systems liefern.

2.2.1 Neutronendichte im Phasenraum; Fluß und Strom

In vielen Fällen kann ein Neutronenensemble als freies Gas angesehen werden, das durch analoge Größen wie Temperatur, Dichte, Fluß oder Teilchenstrom charakterisiert ist. Die Beschreibung kann dabei im (dreidimensionalen) realen Raum, dem (ebenfalls dreidimensionalen) reziproken Raum oder dem aus den Achsen dieser beiden Räume aufgespannten (6-dimensionalen) Phasenraum sowie einem beliebigen seiner Unterräume erfolgen. Der weitere Text dieses Abschnitts folgt (bis auf einen Faktor 2) der Publikation Maier-Leibnitz (1966).

Wir betrachten Neutronen mit dem Impuls $\hbar\vec{k}$ und der Energie $\hbar\omega$ in einer Gleichgewichtsverteilung entsprechend der Temperatur T , so daß die mittlere Neutronengeschwindigkeit v_T und der mittlere Impuls $\hbar k_T$ gegeben sind durch

$$\frac{m_n}{2} v_T^2 = \frac{\hbar^2 k_T^2}{2m_n} = k_B T \quad (2.15)$$

mit der Boltzmannkonstante $k_B = 1.380\,6505(24) \times 10^{-23}$ J/K. Thermische Neutronen werden z.B. durch die Werte

v_T	2200 m/s
T	293.6 K
k_T	3.494 \AA^{-1}
λ_T	1.798 \AA
E_T	25.30 meV

charakterisiert.

ρ sei die nur langsam mit dem Ort veränderliche Neutronendichte. Dann ist die Zahl dN der Neutronen in einem Phasenraumelement

$$dV_p = dx dy dz dk_x dk_y dk_z \quad (2.16)$$

gegeben durch

$$dN = \frac{1}{\pi^{\frac{3}{2}}} \rho e^{-\left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m_n k_B T}\right)} dx dy dz \frac{dk_x dk_y dk_z}{k_T^3}. \quad (2.17)$$

Die Dichte im Phasenraum ist also konstant bis auf den Exponentialfaktor, der sich für $k \ll k_T$ nicht auswirkt. Wenn wir statt der Neutronendichte ρ den gesamten thermischen Fluß Φ einführen, gemäß der Beziehung

$$\Phi = \frac{2\rho}{\sqrt{\pi}} v_T, \quad (2.18)$$

so erhalten wir anstelle von (2.17)

$$dN = \frac{\Phi}{2\pi v_T} e^{-\left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m_n k_B T}\right)} dx dy dz \frac{dk_x dk_y dk_z}{k_T^3}. \quad (2.19)$$

Die Phasenraumdichte

$$\frac{dN}{dV_p} = \frac{\Phi}{2\pi v_T k_T^3} e^{-\left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m_n k_B T}\right)} \quad (2.20)$$

berechnet sich für thermische Neutronen ($k = k_T$) bei einem für Forschungsneutronenquellen hohen Fluss von $\Phi = 10^{15}$ Neutronen/cm² s zu 6.3×10^{-18} und für $T = 20$ K und $k \ll k_T$ bei gleichem Fluss zu 3.6×10^{-15} , während im Vergleich dazu die Photondichte thermischer Lichtquellen bei etwa 10^{-3} und bei Lasern in der Größenordnung 10^{14} liegt.

Wenn das Phasenraumelement so liegt, dass die Neutronen in z -Richtung fliegen, dann passieren sie die Strecke dz in der Zeit $dt = dz/v$ und der Strom in z -Richtung von unserem Phasenraumelement ist

$$dJ = \frac{dN}{dt} = \frac{\Phi}{2\pi} \frac{v}{v_T} e^{-\left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m_n k_B T}\right)} dx dy \frac{dk_x dk_y dk_z}{k_T^3}. \quad (2.21)$$

Wenn wir den Strom dJ als Produkt von Leuchtdichte \times Fläche $dF \times$ Raumwinkel $d\Omega$ bei der relativen Geschwindigkeitsauflösung dv/v darstellen, bekommen wir mit

$$\left. \begin{aligned} dF &= dx dy; & d\Omega &= \frac{dk_x dk_y}{k^2}; & \frac{dv}{v} &= \frac{dk_z}{k}, \\ dJ &= \frac{\Phi}{2\pi} e^{-\left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m_n k_B T}\right)} \frac{k^4}{k_T^4} dF d\Omega \frac{dv}{v}. \end{aligned} \right\} \quad (2.22)$$

Der Neutronenfluss ist der über den gesamten Raumwinkel integrierte Neutronenstrom pro Flächeneinheit,

$$d\Phi = 2\Phi e^{-\left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m_n k_B T}\right)} \frac{k^4}{k_T^4} \frac{dv}{v} = 2\Phi e^{-\left(\frac{v^2}{v_T^2}\right)} \frac{v^3}{v_T^4} dv. \quad (2.23)$$

Anmerkung: Integration der rechten Seite von (2.23) über den Bereich $v = 0$ bis $v = \infty$ liefert exakt Φ , was die Wahl von (2.18) nachträglich rechtfertigt.

2.2.2 Wellenbeschreibung der Neutronen

Für die meisten Problemstellungen der Neutronenphysik ist jedoch eine quantenmechanische Beschreibung unerlässlich. Der Text dieses Abschnitts folgt im wesentlichen Sears (1989). Wir werden dabei oft annehmen, daß ein Neutronenstrahl durch eine einfallende ebene Welle mit Wellenvektor \vec{k} beschrieben werden kann. Ein derartiger Neutronenstrahl ist im Prinzip vollständig *kohärent*. Tatsächlich sind unsere Neutronenquellen mit ihren Moderatoren Schwarzkörperstrahlern ähnlich und erzeugen Neutronenstrahlen, die ein *inkohärentes* Gemisch von Wellenvektoren erzeugen, die annähernd eine der Modertemperatur entsprechenden Maxwell-Boltzmannverteilung aufweisen. Strahlrohre und Neutronenleiter erlauben danach Neutronenausbreitung nur in bestimmte Richtungen und Monochromatoren wie Kristalle oder Geschwindigkeitsselektoren (*Chopper*) filtern aus der ursprünglichen Verteilung schmale Bereiche heraus, sodaß die Wellenvektoren sowohl in Richtung als auch Betrag annähernd gleich werden, aber die ihnen zugeordneten ebenen Wellen zufällige Phasen haben. Die so entstandenen Neutronenstrahlen werden auch als *partiell kohärent* bezeichnet.

Die Wellenfunktion ψ eines Neutrons im freien Raum erfüllt die Schrödingergleichung

$$L\psi = 0 \quad (2.24)$$

mit

$$L = \frac{\hbar^2}{2m_n} \Delta + i\hbar \frac{\partial}{\partial t}. \quad (2.25)$$

Im Vergleich dazu erfüllen in der Lichtoptik die Komponenten des elektromagnetischen Feldes gleichfalls eine homogene lineare Differentialgleichung der Form (2.24) mit

$$L = \Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}. \quad (2.26)$$

In beiden Fällen hat die Wellengleichung (2.24) als Lösung eine ebene Welle,

$$\psi(\vec{r}, t) = a \exp[i(\vec{k}\vec{r} - \omega_{\vec{k}}t)] \quad (2.27)$$

mit

$$\omega_{\vec{k}} = \begin{cases} \hbar k^2 / 2m_n, & \text{Neutronen} \\ ck, & \text{Licht} \end{cases} \quad (2.28)$$

Aufgrund dieser formalen Ähnlichkeit sind in der Neutronenoptik zur Lichtoptik analoge Phänomene zu erwarten und analoge Techniken und Instrumente anwendbar.

Die allgemeine Lösung von Gleichung (2.24) kann als kohärente Superposition ebener Wellen, d.h. als *Wellenpaket*, ausgedrückt werden,

$$\psi(\vec{r}, t) = \int a(\vec{k}) \exp[i(\vec{k}\vec{r} - \omega_{\vec{k}}t)] d^3k \quad (2.29)$$

Thermische Neutronenstrahlen

Wir sagen, daß sich ein System, das durch eine einzige Wellenfunktion ψ beschrieben wird, in einem *reinen Zustand* befindet. Andernfalls ist es in einem *gemischten Zustand* und muß durch ein geeignetes Ensemble unterschiedlicher Wellenfunktionen beschrieben werden.

Ein kollimierter Strahl aus einem thermischen Spaltreaktor ist ein Beispiel für ein System in einem gemischten Zustand. Die Neutronendichte im Strahl ist genügend klein, daß Neutron-Neutronwechselwirkung vernachlässigbar ist und der Strahl daher als System freier Neutronen betrachtet werden kann. Die reinen Zustände eines einzelnen freien Neutrons sind Wellenpakete der Form (2.29) und der Strahl kann als geeignetes Ensemble solcher Wellenpakete betrachtet werden.

Es ist wichtig zu beachten, dass in dieser Beschreibung die Wellenpakete im Ensemble nicht einzelnen Neutronen im Strahl entsprechen sollen. In diesem Fall wäre jedes Neutron im Strahl in einem reinen Zustand. Tatsächlich ist jedes Neutron in einem gemischten Zustand, der durch das Ensemble der Wellenpakete repräsentiert wird. Da alle Neutronen statistisch gleichwertig sind, genügt es, in der Beschreibung nur ein einziges Ensemble von Wellenpaketen zu betrachten.

Da der Neutronenstrahl durch zufällige Stöße mit den Moderatoratomen präpariert wurde, können wir annehmen, dass die Koeffizienten $a(\vec{k})$ im entsprechenden Ensemble Zufallsvariable sind (die als Nebenbedingung für die Impulsverteilung des Ensembles nur die Maxwell-Boltzmannverteilung bei der entsprechenden Moderatortemperatur haben.)

Kohärenz

Die makroskopischen Eigenschaften eines thermischen Neutronenstrahls werden durch eine Dichtematrix

$$\Gamma(\vec{r}, t) = \langle \psi^*(0, 0) \psi(\vec{r}, t) \rangle \quad (2.30)$$

beschrieben, wobei $\psi(\vec{r}, t)$ das Wellenpaket nach Gleichung (2.29) und die spitzen Klammern $\langle \dots \rangle$ den Mittelwert über das Ensemble beschreiben. $\Gamma(\vec{r}, t)$ wird als *Autokorrelationsfunktion* von $\psi(\vec{r}, t)$ bezeichnet. Da nach Gleichung (2.24) $L\psi = 0$ gilt, folgt daraus auch $L\Gamma = 0$, d.h. $\Gamma(\vec{r}, t)$ erfüllt die gleiche Wellengleichung wie $\psi(\vec{r}, t)$.

Wir sagen, dass die Dichtematrix $\Gamma(\vec{r}, t)$ die Kohärenz des Neutronenstrahls beschreibt. Im speziellen beschreibt $\Gamma(\vec{r}, 0)$ seine *räumliche Kohärenz* und $\Gamma(0, t)$ seine *zeitliche Kohärenz*.

Da die Amplituden $a(\vec{k})$ in (2.29) durch Zufallsprozesse erzeugt werden, können wir die Annahme

$$\langle a(\vec{k}) \rangle = 0 \quad (2.31)$$

treffen und eine statistische Unabhängigkeit von $a(\vec{k})$ und $a(\vec{k}')$ für $\vec{k} \neq \vec{k}'$ unterstellen. Daraus folgt

$$\langle a^*(\vec{k}) a(\vec{k}') \rangle = \rho(\vec{k}) \delta(\vec{k} - \vec{k}') \quad (2.32)$$

mit

$$\rho^*(\vec{k}) = \rho(\vec{k}) \geq 0. \quad (2.33)$$

Wir erhalten damit für die Dichtematrix (2.30)

$$\Gamma(\vec{r}, t) = \int \rho(\vec{k}) \exp[i(\vec{k}\vec{r} - \omega_{\vec{k}}t)] d^3k. \quad (2.34)$$

Wir finden weiters

$$\langle \psi^*(\vec{r}, t) \psi(\vec{r}', t') \rangle = \Gamma(\vec{r}' - \vec{r}, t' - t) = \Gamma(\vec{\Delta r}, \tau), \quad (2.35)$$

sodass der Neutronenstrahl makroskopisch homogen im Raum und stationär in der Zeit ist.

Die mittlere Neutronendichte ist durch

$$\rho = \langle |\psi(\vec{r}, t)|^2 \rangle = \Gamma(0, 0) = \int \rho(\vec{k}) d^3k \quad (2.36)$$

gegeben, was bedeutet, dass $\rho(\vec{k}) d^3k$ die mittlere Anzahl der Neutronen im Phasenraumvolumen $d^3r d^3k$ darstellt.

Die mittlere Neutronenstromdichte ist

$$\vec{J} = \langle \text{Re}[\psi^*(\vec{r}, t) \frac{\hbar}{im_n} \vec{\nabla} \psi(\vec{r}, t)] \rangle = \int \rho(\vec{k}) \frac{\hbar \vec{k}}{m_n} d^3k \quad (2.37)$$

Wir sehen, dass ρ und \vec{J} , wie es sein sollte, von \vec{r} und t unabhängig sind.

Kapitel 3

Theorie der Streuung thermischer Neutronen

Byrne beschreibt den Unterschied zwischen Experimenten zur Gültigkeit der Quantenelektrodynamik und Untersuchungen zur starken Wechselwirkung, Byrne (1994). QED-Tests, die die extreme Genauigkeit dieser Theorie belegen, beruhen auf der experimentellen Bestimmung einiger Frequenzen, die speziellen Übergängen zugeordnet sind. Als Beispiele dienen der Unterschied für Elektronen zwischen der Zyklotronfrequenz und der Spinpräzessionsfrequenz (Lamorrotation) in einem magnetischen Feld (anomales magnetisches Moment der Elektronen) sowie die Energieaufspaltung zwischen dem 2s und 2p Niveau im Wasserstoffatom (Lamb shift). Für die Untersuchung der starken Wechselwirkung gibt es keine vergleichsweise einfachen Systeme. Während es in der Atomphysik für rein leptonsche Paare eine Vielzahl von gebundenen Zuständen zweier Teilchen gibt (das Wasserstoffatom, ionisiertes Helium, das Positronium oder das Myonium), existiert im Bereich der Kernphysik gerade ein einziger gebundener Zweiteilchenzustand, der Tripletgrundzustand des Deuterons. Im ersten Fall richten sich daher die Untersuchungen auf Lösungen der Schrödingergleichung, die gebundene Zustände mit negativen Energieeigenwerten beschreiben. In der Kernphysik dagegen beschäftigt sich ein Schwerpunkt mit Streuzuständen positiver Energieeigenwerte, die sich asymptotisch wie ein- und auslaufende Wellen verhalten.

Die elementare Theorie der Streuung thermischer Neutronen basiert auf der Bornschen Näherung und verwendet das so genannte Fermi-Pseudopotential. In der Neutronenoptik müssen zusätzlich Mehrfachstreuereffekte berücksichtigt werden, die in der Bornschen Näherung vernachlässigt sind. Eine wesentliche Anwendung der Neutronenoptik ist dabei die genaue Bestimmung der *Streulängen*, die als phänomenologische Konstanten im Fermi-Pseudopotential auftreten, Sears (1989).

Die folgende Zusammenfassung der theoretischen Grundlagen ist den Referenzen Sears (1989) und Byrne (1994) entnommen.

3.1 Formale Streutheorie

Wir beginnen unsere Diskussion mit der Streuung eines Neutrons durch ein beliebiges makroskopisches System. Der Hamiltonoperator, der diese Situation beschreibt, kann allgemein durch

$$H = H_0 + V \quad (3.1)$$

ausgedrückt werden, wobei H_0 den Hamiltonoperator ohne Wechselwirkung zwischen dem Neutron und dem System und V die Wechselwirkungsenergie beschreibt.

3.1.1 Lippmann-Schwinger Gleichung

Bezeichnen wir mit $|\Phi\rangle$ eine Lösung der Gleichung

$$H_0 |\Phi\rangle = E |\Phi\rangle \quad (3.2)$$

für einen möglichen Anfangszustand vor der Streuung mit der Gesamtenergie E . Mit der Kenntnis von $|\Phi\rangle$ können wir einen weiteren Zustand $|\Psi\rangle$ konstruieren,

$$|\Psi\rangle = (1 - GV)^{-1} |\Phi\rangle, \quad (3.3)$$

in dem G den Greenschen Operator darstellt,

$$G = (E + i\epsilon - H_0)^{-1}, \quad (3.4)$$

dessen Ortsrepräsentation die retardierte Greensche Funktion ist. $|\Psi\rangle$ erfüllt die *Lippmann-Schwinger Gleichung*

$$|\Psi\rangle = |\Phi\rangle + GV |\Psi\rangle. \quad (3.5)$$

Wenden wir G^{-1} auf beide Seiten der Gleichung an und lassen ϵ gegen 0^+ gehen, erkennen wir, dass $|\Psi\rangle$ die Gleichung

$$H |\Psi\rangle = E |\Psi\rangle \quad (3.6)$$

erfüllt. Daraus folgt für einen Eigenzustand $|\Phi\rangle$ von H_0 mit der Energie E , dass $|\Psi\rangle$ (zumindest formal) ein Eigenzustand von H mit der gleichen Energie ist. Dem ersten Term in Gleichung (3.5) wird in der Ortsraumdarstellung eine einfallende ebene Welle und dem zweiten Term eine auslaufende Kugelwelle entsprechen.

3.1.2 Übergangsoperator

Gleichung (3.3) kann in

$$V |\Psi\rangle = T |\Phi\rangle \quad (3.7)$$

umgeschrieben werden, wobei T als Übergangsoperator (*transition operator*) oder *T-Matrix* bezeichnet wird und durch

$$T = V(1 - GV)^{-1} \quad (3.8)$$

definiert ist. Damit schreibt sich die Lippmann-Schwinger Gleichung als

$$|\Psi\rangle = (1 + GT) |\Phi\rangle . \quad (3.9)$$

Diese Gleichung bedeutet eine formale Lösung des Streuproblems unter Verwendung des Operators T . Dadurch wird das Problem, die Schrödingergleichung (3.6) oder die dazu äquivalente Lippmann-Schwinger Gleichung zu lösen, darauf reduziert die T-Matrix zu finden.

Nach (3.8) erfüllt T die Gleichung

$$T = V + TGV , \quad (3.10)$$

deren Lösung durch Iteration die Bornsche Reihe

$$T = V + VGV + VGVGV + \dots \quad (3.11)$$

ergibt (erste Iteration: Ansatz $T = V$ ergibt $T = V + VGV$; dies ist der Ausgangspunkt für die nächste Iteration und es folgt $T = V + (V + VGV)GV$ usw.). Die Reihe (3.11) kann mit Vielfachstreuung interpretiert werden, wobei der V -Beitrag Einfachstreuung, der VGV -Beitrag Zweifachstreuung usw. darstellt. In der *Bornschen Näherung* wird

$$T = V \quad (3.12)$$

Bornsche Näherung

gesetzt, was eine Vernachlässigung von Mehrfachstreuung bedeutet.

3.1.3 Ewaldgleichungen

Das makroskopische System setzt sich im allgemeinen aus vielen Objekten (Kerne und Elektronen) zusammen, so dass wir das Wechselwirkungspotential als

$$V = \sum_i V_i \quad (3.13)$$

schreiben können, wobei V_i die Wechselwirkungsenergie des Neutrons mit dem Objekt mit Nummer i beschreibt. Die Bornsche Reihe (3.11) schreibt sich damit als

$$T = \sum_i V_i + \sum_{ij} V_i G V_j + \sum_{ijk} V_i G V_j G V_k + \dots \quad (3.14)$$

und enthält Beiträge von Intrapartikelvielfachstreuung ($V_1 G V_1$ als Beispiel) und Interpartikelvielfachstreuung (z.B. $V_1 G V_2$). Für die Atomkerne kann die Intrapartikelvielfachstreuung nicht vernachlässigt werden (sie ist z.B. für die Bildung des Compoundkerns verantwortlich).

Mit den Gleichungen (3.11) und (3.13) lässt sich ein Übergangoperator

$$T_i = V_i + T_i G V_i \quad (3.15)$$

definieren, der die hypothetische Situation beschreibt, dass das Neutron nur mit dem i ten Objekt wechselwirkt. Die iterierte Lösung dieser Gleichung ist

$$T_i = V_i + V_i G V_i + V_i G V_i G V_i + \dots \quad (3.16)$$

und beschreibt die Intrapartikelvielfachstreuung für das i te Teilchen. Gleichung (3.15) lässt sich in

$$V_i = T_i - T_i G V_i \quad (3.17)$$

umkehren, wodurch V_i als Iterationslösung mit den T_i berechnet werden kann,

$$V_i = T_i - T_i G T_i + T_i G T_i G T_i - \dots \quad (3.18)$$

Setzt man diese Lösung in Gleichung (3.17) und von dort in Gleichung (3.14) ein, ergibt sich

$$T = \sum_i T_i + \sum_{i \neq j} T_i G T_j + \sum_{i \neq j \neq k} T_i G T_j G T_k + \dots \quad (3.19)$$

Indem wir T durch die Größen T_i anstelle der V_i ausdrücken, werden alle Intrapartikel-mehrfachstreuungsprozesse implizit über alle Ordnungen aufsummiert und wir erhalten eine Reihe, die explizit die Interpartikelmehrfachstreuung enthält.

Die Reihe (3.19) kann zu

$$T = \sum_i T_i (1 + G Z_i), \quad (3.20)$$

geeignet zusammengefasst werden, wobei die Größen Z_i Lösung des Satzes

$$Z_i = \sum_{j(\neq i)} T_j (1 + G Z_j) \quad (3.21)$$

linearer inhomogener Gleichungen sind.

Die physikalische Bedeutung dieses Resultats lässt sich durch die Zustände

$$|\chi_i\rangle = (1 + G Z_i) |\Phi\rangle \quad (3.22)$$

verdeutlichen. Mit ihnen wird nach (3.9)

$$|\Psi\rangle = |\Phi\rangle + \sum_i G T |\chi_i\rangle, \quad (3.23)$$

d.h. die Gesamtwellenfunktion Ψ ist eine Summe der einfallenden Welle Φ und einer gestreuten Welle $G T_i \chi_i$ von jedem streuenden Objekt des Systems. χ_i wird als *lokales Feld* am Ort des i ten Objekts bezeichnet und setzt sich aus der einfallenden Welle und den von allen anderen Objekten des Systems gestreuten Wellen zusammen,

Lokales Feld

$$|\chi_i\rangle = |\Phi\rangle + \sum_{j(\neq i)} G T_j |\chi_j\rangle. \quad (3.24)$$

Dies sind die Grundgleichungen der Vielfachstreuungstheorie (und ein quantenmechanisches Analogon zur Vielfachstreuung von elektromagnetischer Strahlung, die von Ewald 1916, 1917 formuliert wurde). Der $G Z_i$ -Term in Gleichung (3.20) stellt die Lokalfeldkorrektur für den Übergangsoperator T dar.

3.1.4 Kinematische Theorie

Die kinematische Theorie der Neutronenstreuung basiert auf der Näherung

$$T = \sum_i T_i. \quad (3.25)$$

Sie kann entweder als Vernachlässigung von Interpartikelvielfachstreuung oder als Vernachlässigung der Lokalfeldkorrektur verstanden werden. Sie ist formal der Bornschen Näherung

$$T = \sum_i V_i \quad (3.26)$$

ähnlich. In der elementaren Behandlung der Streuung thermischer Neutronen wird T_i heuristisch als effektives Potential eingeführt und so gewählt, dass es die *richtige Antwort* in der Bornschen Näherung gibt. Statt ein Modell für das Potential V_i einzuführen und damit Gleichung (3.15) für den Übergangoperator T_i zu lösen, wird ein Modell für T_i selbst erstellt. Dieses Modell ist das *Fermi Pseudopotential*, das eine einfache phänomenologische Behandlung der Streuung thermischer Neutronen ermöglicht.

3.2 Streuamplitude

Ziel dieses Abschnitts ist es, für ein sphärisch symmetrisches Wechselwirkungspotential die Greensche Funktion und die Amplitude der gestreuten Neutronenwelle vorzustellen.

3.2.1 Komplexes optisches Potential

Eine allgemeine Beschreibung der Wechselwirkung eines Neutrons mit einem Atom enthält Beiträge von der starken und schwachen Wechselwirkung des Neutrons mit dem Kern und von der elektromagnetischen Wechselwirkung des Neutrons mit dem Kern und den Elektronen. Beschränken wir uns in dieser Diskussion auf die starke Wechselwirkung zwischen Neutronen und Kernen, die in nichtmagnetischen Materialien die am weitaus bedeutendste ist.

Wenn ein thermisches Neutron auf einen Atomkern trifft kann es entweder gestreut oder absorbiert werden. Unter Absorption wollen wir Reaktionen wie (n, γ) , (n, p) oder (n, α) verstehen, in denen kein Neutron im Endzustand auftritt. Absorption kann mittels eines komplexen optischen Potentials berücksichtigt werden, das die effektive Wechselwirkung des Neutrons mit dem Kern repräsentiert.

Streuung und Absorption eines Neutrons durch einen einzelnen im Raum fixierten Atomkern werden durch einen Hamiltonoperator der Form

$$H = \frac{1}{2m} \vec{P}^2 + V(\vec{R}) \quad (3.27)$$

beschrieben. Hier ist m die Neutronenmasse, \vec{P} der Impulsoperator für das Neutron, $V(\vec{R})$ das komplexe optische Potential und \vec{R} der Ortsoperator für den Relativabstand des Neutrons zum Kern.

Wechselwirkung mit einem einzelnen, raumfesten Atomkern

Einschränkungen

Wir werden in der weiteren Diskussion V als Zentralkraftpotential $V(R)$ behandeln, was in der Praxis jedoch die Allgemeinheit unserer Resultate nicht beschränken wird, wie aus der Partialwellenzerlegung der Neutronenwellenfunktion hervorgehen wird. Wir werden zunächst auch davon ausgehen, dass V spin-unabhängig ist und später die Auswirkungen von Kern- und Neutronenspin auf die Streuung und Absorption untersuchen. Weiters werden wir kein spezielles Modell für V entwickeln. Wir werden sehen, dass Streuung und Absorption thermischer Neutronen nicht vom expliziten Verlauf von V abhängen, sondern im wesentlichen durch einen einzigen komplexen Parameter, die s-Wellen Streulänge, charakterisiert sind, der als phänomenologische Konstante betrachtet werden kann (und in der Praxis als solche behandelt werden muss).

3.2.2 Impulsdarstellung

Bezeichnen wir mit $|\vec{k}\rangle$ den Zustand, in dem das Neutron den Impuls $\hbar\vec{k}$ hat,

$$\vec{P}|\vec{k}\rangle = \hbar\vec{k}|\vec{k}\rangle. \quad (3.28)$$

Der Hamiltonoperator H_0 des freien Neutrons ist in der Impulsdarstellung diagonal,

$$H_0|\vec{k}\rangle = E_{\vec{k}}|\vec{k}\rangle = E_k|\vec{k}\rangle \quad (3.29)$$

und die Neutronenenergie durch

$$E_k = \frac{(\hbar k)^2}{2m} \quad (3.30)$$

gegeben. Die Greensche Funktion (3.4) kann sehr praktisch in der Impulsdarstellung spektral zerlegt werden,

$$G = \frac{1}{E_k + i\epsilon - H_0} \int d^3k' |\vec{k}'\rangle \langle \vec{k}'| = \int d^3k' \frac{|\vec{k}'\rangle \langle \vec{k}'|}{E_k + i\epsilon - E_{k'}}. \quad (3.31)$$

3.2.3 Ortsdarstellung

Bezeichnen wir mit $|\vec{r}\rangle$ den Zustand, in dem sich das Neutron am Ort \vec{r} befindet. Die Wellenfunktion des Zustands $|\vec{k}\rangle$ in der Ortsraumdarstellung ist nach Definition die Wahrscheinlichkeitsamplitude

$$\phi_{\vec{k}}(\vec{r}) = \langle \vec{r} | \vec{k} \rangle = \langle \vec{k} | \vec{r} \rangle^* \quad (3.32)$$

und diese Größe ist eine ebene Welle mit Wellenvektor \vec{k} ,

$$\phi_{\vec{k}}(\vec{r}) = (2\pi)^{-3/2} \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}). \quad (3.33)$$

Der Hamiltonoperator des freien Neutrons in der Ortsraumdarstellung ist

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta, \quad (3.34)$$

womit die zu Gleichung (3.29) analoge Gleichung im Ortsraum folgt,

$$H_0\phi_{\vec{k}}(\vec{r}) = E_k\phi_{\vec{k}}(\vec{r}). \quad (3.35)$$

Die Greensche Funktion in Ortsraumdarstellung kann mit Hilfe der Spektralzerlegung (3.31) berechnet werden,

$$\langle \vec{r} | G | \vec{r}' \rangle = \frac{m}{4\pi^3 \hbar^2} \int d^3 k' \frac{\exp[i \vec{k}' \cdot (\vec{r} - \vec{r}')] }{k^2 + i\eta - k'^2} \quad (3.36)$$

mit $\eta = 2m\epsilon/\hbar^2$. Das Integral in (3.36) wird nach dem Residuensatz berechnet und man findet im Grenzwert $\eta \rightarrow 0^+$,

$$G(\vec{r} - \vec{r}') = \langle \vec{r} | G | \vec{r}' \rangle = \frac{m}{2\pi \hbar^2} \frac{\exp[ik|\vec{r} - \vec{r}'|]}{|\vec{r} - \vec{r}'|}. \quad (3.37)$$

Die Funktion (3.37) wird als retardierte Greensche Funktion bezeichnet und stellt eine auslaufende Kugelwelle dar. Wenn wir den Grenzwert $\eta \rightarrow 0^-$ bilden erhalten wir die avancierte Greensche Funktion, die eine einlaufende Kugelwelle repräsentiert. Die Randbedingungen des Streuproblems (auslaufende gestreute Zustände) erfordern es, die retardierte Greensche Funktion zu verwenden.

3.2.4 Der gestreute Zustand

Der gestreute Zustand $|\psi_{\vec{k}}\rangle$ entwickelt sich aus dem Anfangszustand $|\vec{k}\rangle$, ist nach Gleichung (3.9) als

$$|\psi_{\vec{k}}\rangle = (1 + GT)|\vec{k}\rangle \quad (3.38)$$

gegeben und erfüllt die Schrödingergleichung

$$H |\psi_{\vec{k}}\rangle = E_k |\psi_{\vec{k}}\rangle. \quad (3.39)$$

Die Wellenfunktion des Zustandes $|\psi_{\vec{k}}\rangle$ in der Ortsraumdarstellung ist

$$\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = \langle \vec{r} | \psi_{\vec{k}} \rangle = \phi_{\vec{k}}(\vec{r}) + \int d^3 r' \langle \vec{r} | G | \vec{r}' \rangle \langle \vec{r}' | T | \vec{k} \rangle. \quad (3.40)$$

Die Wellenfunktion ist eine kohärente Superposition der einfallenden ebenen Welle $\phi_{\vec{k}}$ und der an jedem Punkt \vec{r}' , wo $\langle \vec{r}' | T | \vec{k} \rangle \neq 0$ ist, gestreuten Kugelwellen $\langle \vec{r} | G | \vec{r}' \rangle$.

Was wir nun wissen wollen, ist das asymptotische Verhalten von $\psi_{\vec{k}}(\vec{r})$, wenn $r \rightarrow \infty$, da der Abstand des Neutronendetektors im Vergleich zu den Abmessungen des effektiven Potentials sehr groß ist. In unserem Zusammenhang ist daher $r \rightarrow \infty$ gleichbedeutend mit $r \gg r'$. Für die Neutron-Kernwechselwirkung heißt das etwa $r \gg 10^{-14}$ m. Schreiben wir den Einheitsvektor in Richtung von \vec{r} als \hat{r} , ist der Wellenvektor des gestreuten Neutrons in diese Richtung $\vec{k}' = k\hat{r}$ und das Argument in der Exponentialfunktion der auslaufenden Kugelwelle wird in der asymptotischen Näherung

$$k|\vec{r} - \vec{r}'| = kr \sqrt{1 - \frac{2\vec{r} \cdot \vec{r}'}{r^2} + \frac{r'^2}{r^2}} = kr - \vec{k}' \cdot \vec{r}' + O(r^{-1}) \quad (3.41)$$

Die Geometrie des Streuprozesses ist in Abbildung 3.1 gezeigt.

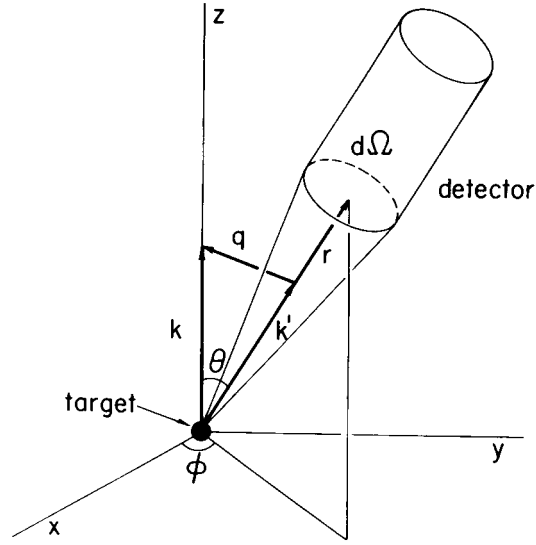


Abbildung 3.1: Streugeometrie.

Für die Greensche Funktion ergibt sich mit (3.37) und (3.32)

$$\langle \vec{r} | G | \vec{r}' \rangle \rightarrow -\frac{m\sqrt{2\pi}}{\hbar^2} \frac{\exp(ikr)}{r} \langle \vec{k}' | \vec{r}' \rangle \quad (3.42)$$

und für die Wellenfunktion des gestreuten Neutrons (3.40)

$$\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) \rightarrow (2\pi)^{-3/2} \left\{ \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) - \frac{4\pi^2 m}{\hbar^2} \langle \vec{k}' | T | \vec{k} \rangle \frac{\exp(ikr)}{r} \right\}. \quad (3.43)$$

Die Amplitude der gestreuten Kugelwelle wird $f(\theta)$ geschrieben und als *Streuamplitude* bezeichnet. Sie ist, abgesehen von einem konstanten Faktor aus Naturkonstanten, das T-Matrixelement zwischen dem Anfangszustand und dem Streuzustand,

$$f(\theta) = -\frac{4\pi^2 m}{\hbar^2} \langle \vec{k}' | T | \vec{k} \rangle = \langle \vec{k}' | F | \vec{k} \rangle. \quad (3.44)$$

Über den letzten Term wird der *Streuamplitudenoperator*

$$F = -\frac{4\pi^2 m}{\hbar^2} T \quad (3.45)$$

definiert.

3.3 Partialwellen

In der Ortsraumdarstellung ist die Schrödingergleichung (3.39)

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(r) \right\} \psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = E_k \psi_{\vec{k}}(\vec{r}). \quad (3.46)$$

Wir müssen nun eine Lösung dieser Gleichung finden, die das asymptotische Verhalten von Gleichung (3.43) zeigt, d.h., wenn wir wie üblich den beliebigen Normierungsfaktor weglassen, fordern wir, dass

$$\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) \rightarrow \exp(ikr \cos \theta) + f(\theta) \frac{\exp(ikr)}{r}. \quad (3.47)$$

Da das Potential als sphärisch symmetrisch und die einfallende Welle nicht vom Azimutwinkel ϕ abhängig angenommen wurde, können auch die gestreute Neutronenwelle und die Streuamplitude nicht davon abhängen. $\psi_{\vec{k}}(\vec{r})$ lässt sich daher in einer Reihe nach Legendrepolyomen entwickeln,

$$\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = \sum_{l=0}^{\infty} R_l(r) P_l(\cos \theta), \quad (3.48)$$

wobei die radialen Funktionen $R_l(r)$ die Differentialgleichung

$$\left[\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d}{dr} \right) + k^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{2m}{\hbar^2} V(r) \right] R_l(r) = 0 \quad (3.49)$$

erfüllen. Der Ausdruck (3.48) wird Partialwellenentwicklung genannt und es wird die spektroskopische Nomenklatur s, p, d, f, ... verwendet, um die Partialwellen mit $l = 0, 1, 2, 3, \dots$ zu benennen.

3.3.1 Wellenfunktion im Außenbereich

Da das optische Potential $V(r)$ die kurzreichweitige starke Wechselwirkung zwischen dem Neutron und dem Kern darstellt, können wir annehmen, dass

$$V(r) = 0, \quad r > r_0 \quad (3.50)$$

mit r_0 als geeignetem Maß für den Kernradius. Mit $V(r) = 0$ kann eine allgemeine Lösung für die Wellenfunktion außerhalb des Bereichs, in dem das Kernpotential wirkt, angegeben werden,

$$R_l(r) = A_l [\cos(\delta_l) j_l(kr) - \sin(\delta_l) n_l(kr)], \quad r > r_0. \quad (3.51)$$

Die Funktionen $j_l(kr)$ sind die sphärischen Besselfunktionen und $n_l(kr)$ die sphärischen Neumannfunktionen, die bei $r = 0$ singularär sind.

Die Koeffizienten A_l und δ_l sind durch die asymptotische Bedingung (3.47) und die Randbedingung bei $r = r_0$ bestimmt.

3.3.2 Lösung für freie Neutronen

Ist $V(r) = 0$ im gesamten Raum, den die Neutronen durchqueren, gibt es keine gestreuten Wellen und

$$\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = \exp(ikr \cos \theta). \quad (3.52)$$

Da $\psi_{\vec{k}}(0) = 1$, während die Funktionen $n_l(kr)$ für $r \rightarrow 0$ divergieren, folgt für freie Neutronen $\delta_l = 0$. Bestimmt man noch die korrekte Normierung, erhält man die Partialwellenzerlegung für die Wellenfunktion des freien Neutrons,

$$\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l j_l(kr) P_l(\cos \theta). \quad (3.53)$$

3.3.3 Streuamplitude

Das asymptotische Verhalten der sphärischen Bessel- und Neumannfunktionen ist für $r \rightarrow \infty$ mit

$$j_l(kr) \rightarrow \frac{1}{kr} \cos(kr + \beta_l) \quad n_l(kr) \rightarrow \frac{1}{kr} \sin(kr + \beta_l) \quad (3.54)$$

gegeben, wobei

$$\beta_l = -(l+1) \frac{\pi}{2}. \quad (3.55)$$

Daher hat die radiale Funktion (3.51) das asymptotische Verhalten

$$R_l(r) \rightarrow \frac{A_l}{kr} \cos(kr + \alpha_l), \quad r \rightarrow \infty \quad (3.56)$$

mit

$$\alpha_l = \beta_l + \delta_l. \quad (3.57)$$

Hier ist α_l die Phase der l ten Partialwelle, β_l die entsprechende Phase, wenn $V(r) = 0$ und δ_l der *Phasenschub*, der durch das Potential $V(r)$ verursacht wird.

Im weiteren vergleichen wir die asymptotische Form der Wellenfunktion in Partialwellenzerlegung (3.48) mit der asymptotischen Form nach Gleichung (3.47) mit der Reihenentwicklung (3.53). Als Ergebnis erhalten wir

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) [\exp(2i\delta_l) - 1] P_l(\cos \theta). \quad (3.58)$$

Die Streuamplitude wird eindeutig durch die Phasenschübe δ_l bestimmt. Die Größen

$$S_l(k) = \exp[2i\delta_l(k)] \quad (3.59)$$

sind die Diagonalelemente der Streumatrix, die von Wheeler in die Streutheorie eingeführt wurde und von Heisenberg als *S-Matrix* bezeichnet wurde.

Obwohl die S-Matrix nur das asymptotische Verhalten der Wellenfunktion bestimmt, ist sie ausreichend um die experimentell beobachtbaren Charakteristika des Streuprozesses zu berechnen. Da wir uns auf ein Potential beschränkt haben, bei dem die Gleichungen für die Radialanteile der einzelnen Partialwellen entkoppeln, ist die S-Matrix diagonal. Im allgemeinen kann die S-Matrix auch Nichtdiagonalelemente haben, z.B. wenn das Potential eine Tensorkomponente aufweist. Im Fall der Streuung von zwei Spin 1/2 Nukleonen in einen Endzustand mit Gesamtspin $S = 1$ und Gesamtdrehimpuls $I = 1$ erfüllen die Partialwellen mit $l = 0$ und $l = 1$ gekoppelte Differentialgleichungen.

3.3.4 Phasenschub

Um den Phasenschub δ_l zu berechnen, müssen wir die Lösung (3.51) für den Bereich außerhalb des Potentials mit der entsprechenden Lösung innerhalb des Potentialbereichs in Beziehung setzen. Betrachten wir als Beispiel das Hartkugelpotential

$$V(r) = \begin{cases} \infty, & r < r_0 \\ 0, & r > r_0 \end{cases} \quad (3.60)$$

mit der Lösung

$$R_l(r) = 0, \quad r < r_0 \quad (3.61)$$

für den Innenbereich. Die Anschlussbedingung bei $r = r_0$ in Verbindung mit Gleichung (3.51) erfordert

$$R_l(r_0) = A_l [\cos(\delta_l) j_l(kr_0) - \sin(\delta_l) n_l(kr_0)] = 0 \quad (3.62)$$

und führt auf

$$\tan \delta_l = \frac{j_l(kr_0)}{n_l(kr_0)}. \quad (3.63)$$

Für $l = 0$ ist $j_0(x) = \sin x/x$ und $n_0(x) = \cos x/x$ und damit

$$\delta_0 = -kr_0 \quad (3.64)$$

Allgemein gilt für $x \rightarrow 0$, $j_l(x) \sim x^l$ und $n_l(x) \sim x^{-(l+1)}$, woraus für die Phasenschübe

$$\delta_l \sim (kr_0)^{2l+1} \quad (3.65)$$

folgt.

Setzen wir als typische Zahlenwerte $r_0 = 5 \text{ fm} = 5 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ und $k = 2 \text{ \AA}^{-1} = 2 \cdot 10^{10} \text{ m}^{-1}$, ergibt sich für $kr_0 = 10^{-4}$ und

$$\frac{\delta_l}{\delta_0} \sim (kr_0)^{2l} \simeq 10^{-8l}. \quad (3.66)$$

Wir folgern daraus, dass für thermische Neutronen alle Terme mit $l \geq 1$ in Gleichung (3.58) für alle praktischen Zwecke vernachlässigbar sind und wir nur den s-Wellenterm mit $l = 0$ weiter betrachten müssen.

Dieser Schluss wurde zwar nur auf Basis des Hartkugelpotentialbeispiels gezogen, es lässt sich aber auch zeigen, dass für ein beliebiges kurzreichweitiges optisches Potential $\delta_l \sim k^{2l+1}$ für $k \rightarrow 0$ gilt.

Da $P_0(\cos \theta) = 1$ ist, ergibt sich für die s-Wellenstreuamplitude

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} [\exp(2i\delta_0) - 1] \quad (3.67)$$

oder

$$f(\theta) = \frac{1}{k \exp(-i\delta_0)} \frac{\exp(i\delta_0) - \exp(-i\delta_0)}{2i} = \frac{1}{k \cot \delta_0 - ik}. \quad (3.68)$$

3.3.5 Streulänge

Aus $\delta_0 \sim kr_0$ für $k \rightarrow 0$ folgt, dass δ_0 eine ungerade Funktion von k ist, womit auch $\cot \delta_0 = 1/\delta_0 - \delta_0/3 - \delta_0^3/45 + O(\delta_0^5)$ eine ungerade Funktion und $k \cot \delta_0$ eine gerade Funktion ist, die wir in eine Reihe nach Potenzen von k entwickeln können,

$$k \cot \delta_0 = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2}r_e k^2 + O(k^4). \quad (3.69)$$

Die Koeffizienten dieser Entwicklung werden als die *Streulänge* a und die *effektive Reichweite* r_e bezeichnet. Sie sind charakteristische Eigenschaften des optischen Potentials $V(r)$.

Im Beispiel des Hartkugelpotentials erhalten wir aus Gleichung (3.64)

$$k \cot \delta_0 = -\frac{1}{r_0} + \frac{r_0}{3}k^2 + O(k^4), \quad a = r_0, \quad r_e = \frac{2}{3}r_0. \quad (3.70)$$

Die Streuamplitude (3.68) hat eine entsprechende Reihenentwicklung

$$f(\theta) = -a + ika^2 + O(k^2), \quad (3.71)$$

wobei der k^2 Term den Beitrag mit der effektiven Reichweite enthält. Werden zusätzlich Partialwellen mit höherer Ordnung berücksichtigt, enthält der k^2 Term auch einen anisotropen Beitrag der p-Welle.

In der Praxis wird die Streulänge a als phänomenologische Konstante behandelt und durch das Experiment bestimmt, wofür sich speziell neutronenoptische Methoden eignen. Wir finden, dass ein typischer Wert für $|a|$ mit 5 fm gegeben ist, was mit $k \simeq 2 \text{ \AA}^{-1}$ für thermische Neutronen auf $|ka| \simeq 10^{-4}$ führt.

3.3.6 Fermi Pseudopotential

Für die meisten Anwendungszwecke behalten wir nur den ersten Term in der Entwicklung (3.71),

$$f(\theta) = -a. \quad (3.72)$$

Andererseits folgt aus Gleichung (3.44)

$$f(\theta) = \langle \vec{k}' | F | \vec{k} \rangle = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3r \exp[i(\vec{k} - \vec{k}') \cdot \vec{r}] F(\vec{r}), \quad (3.73)$$

worin $F(\vec{r})$ der Streuamplitudenoperator in der Ortsraumdarstellung ist. Vergleichen wir die beiden letzten Gleichungen, sehen wir dass

$$F(\vec{r}) = -(2\pi)^3 a \delta(\vec{r}) \quad (3.74)$$

gelten muss und der ihm entsprechende Übergangsoperator

$$T(\vec{r}) = -\frac{\hbar^2}{4\pi^2 m} F(\vec{r}) = \frac{2\pi\hbar^2}{m} a \delta(\vec{r}) \quad (3.75)$$

wird.

Das ist das Fermi Pseudopotential. In seiner ursprünglichen Arbeit, Fermi (1936), hatte Fermi noch ein Minuszeichen vor seinem Potentialausdruck, da er die Streulänge a einfach als den Grenzwert der Streuamplitude gegen niedrige Energien definierte. Mit der Entwicklung der Kernreaktoren wurde es nach 1945 möglich, a mit neutronenoptischen Methoden experimentell zu bestimmen. Dabei zeigte sich, dass die Streulänge der meisten Kerne negativ war. Fermi änderte daraufhin die Vorzeichenkonvention gemäß Gleichung (3.72), um die Streulängen zu vorwiegend positiven Größen zu machen. Diese Vorzeichenkonvention wird heute einheitlich in der Neutronenstreuung verwendet.

Die Streulänge a ist im allgemeinen eine komplexe Größe und ihr Imaginärteil ist in der Regel von der gleichen Größenordnung wie der zweite Term in Gleichung (3.71). In Situationen, in denen die Berücksichtigung des Imaginärteils von $f(\theta)$ wichtig ist, kann der zweite Term in (3.71) nicht mehr vernachlässigt werden und das Fermi Pseudopotential, das auf (3.72) basiert, ist nicht mehr gültig. Zusammenfassend lässt sich dazu feststellen: Während die Streuamplitude für thermische Neutronen in der Praxis eindeutig durch die Streulänge bestimmt wird, ist eine Beschreibung durch das Fermi Pseudopotential nicht immer geeignet.

Die Begriffe Streuamplitude und Streulänge sollten nicht synonym verwendet werden. Abgesehen vom anderen Vorzeichen wird der konzeptuelle Unterschied in der Entwicklung (3.71) deutlich, vor allem wenn der zweite Term nicht vernachlässigt werden kann. Es zeigt sich auch, dass der Imaginärteil der Streulänge mit dem Absorptionswirkungsquerschnitt zusammenhängt und der Imaginärteil der Streuamplitude mit dem Gesamtwirkungsquerschnitt, der Beiträge von Streuung und Absorption enthält.

Die Streuamplitude für ein allgemeines Potential ist nach (3.73) durch

$$f(\theta) = -\frac{4\pi^2 m}{\hbar^2} \int d^3r \exp[i(\vec{k} - \vec{k}') \cdot \vec{r}] T(\vec{r}), \quad (3.76)$$

gegeben. In der Bornschen Näherung (3.12) wird daraus die bekannte Beziehung

$$f(\theta) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int d^3r \exp[i(\vec{k} - \vec{k}') \cdot \vec{r}] V(\vec{r}), \quad (3.77)$$

d.h. die Streuamplitude wird mit der Fouriertransformierten des Potentials in Verbindung gesetzt.

3.4 Streu- und Absorptionswirkungsquerschnitte

3.4.1 Kontinuitätsgleichung

Wir wollen zunächst zeigen, dass das komplexe optische Potential,

$$V(r) = V'(r) - iV''(r) \quad (3.78)$$

tatsächlich Streuung und Absorption beschreibt. Betrachten wir dazu die zeitabhängige Schrödingergleichung,

$$i\hbar\dot{\Psi}(\vec{r}, t) = \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V(r) \right\} \Psi(\vec{r}, t) \quad (3.79)$$

und führen die Größen

$$\begin{aligned} \rho &= |\Psi|^2 \\ \vec{J} &= \text{Re}[\Psi^* \vec{v} \Psi] \\ s &= \frac{2}{\hbar} \rho V'' \end{aligned} \quad (3.80)$$

ein. Darin ist \vec{v} der Operator für die Neutronengeschwindigkeit

$$\vec{v} = \frac{1}{m} \vec{P} = \frac{\hbar}{im} \nabla. \quad (3.81)$$

Aus der Schrödingergleichung in der Form (3.79), multipliziert mit Ψ^* , und in ihrer komplex konjugierten Form, multipliziert mit Ψ , d.h. $\Psi^* L \Psi - \Psi L \Psi^*$, folgt mit diesen Größen

$$\dot{\rho} + \text{div} \vec{J} = -s, \quad (3.82)$$

was wir als Kontinuitätsgleichung interpretieren können, in der ρ die mittlere Teilchendichte der Neutronen, \vec{J} die mittlere Stromdichte und s die Dichte der verloren gehenden Neutronen („Schwunddichte“) darstellt.

Dieser Interpretation folgend erhalten wir die Anzahl der Neutronen in einem Volumen V durch

$$N = \int_V \rho d^3r. \quad (3.83)$$

Die zeitliche Änderung dieser Neutronenzahl ist nun durch

$$\dot{N} = - \int_V (\text{div} \vec{J} + s) d^3r \quad (3.84)$$

gegeben. Mit dem Gaußschen Satz folgt

$$\int_V \text{div} \vec{J} d^3r = \int_S \vec{J} \cdot \hat{n} dS. \quad (3.85)$$

Hier ist \hat{n} ein Einheitsvektor, der aus dem Volumen heraus weist und normal zur Oberfläche S steht, die V begrenzt sowie dS ein Flächenelement der Oberfläche S . Damit ergibt sich für die Veränderung der Neutronenzahl im Volumen V

$$\dot{N} = \int_S \vec{J} \cdot (-\hat{n}) dS - \int_V s d^3r. \quad (3.86)$$

Diese Änderungsrate wird aus dem Neutronenstrom durch die Oberfläche ins Volumen hinein und aus der Verlustrate der in V absorbierten Neutronen gebildet.

Wenn V den gesamten Raum umfasst, verschwindet der erste Term in Gleichung (3.86) und

$$\dot{N} = - \int s d^3r. \quad (3.87)$$

Ist das optische Potential reell folgt daraus $s = 0$ und $\dot{N} = 0$, wodurch die Neutronenanzahl zeitlich konstant und damit eine Erhaltungsgröße ist. In diesem Fall können wir eine Normierung so wählen, dass $N = 1$ und somit $\int \rho d^3r = 1$. Damit erhält ρ seine übliche Interpretation als Wahrscheinlichkeitsdichte. Ist hingegen das optische Potential komplex, bleibt die Neutronenanzahl nicht erhalten und es ist notwendig ρ als Neutronenteilchendichte zu betrachten.

3.4.2 Differentieller Streuwirkungsquerschnitt

Da der Streuzustand $|\psi_{\vec{k}}\rangle$ ein stationärer Zustand mit Energie E_k ist, erhalten wir

$$\Psi_{\vec{k}}(\vec{r}, t) = \exp(-iE_k t/\hbar) \psi_{\vec{k}}(\vec{r}), \quad (3.88)$$

wobei $\psi_{\vec{k}}(\vec{r})$ die zeitunabhängige Schrödingergleichung (3.46) erfüllt. In diesem Fall sind auch ρ und \vec{J} zeitunabhängig:

$$\rho = |\Psi_{\vec{k}}(\vec{r})|^2, \quad \vec{J} = \text{Re}[\Psi_{\vec{k}}(\vec{r})^* \vec{v} \Psi_{\vec{k}}(\vec{r})]. \quad (3.89)$$

Wenn wir die Wellenfunktion so normieren, dass sie einen einfallenden Neutronenstrahl mit Teilchendichte ρ_0 repräsentiert, erhalten wir ihre asymptotische Form als

$$\Psi_{\vec{k}}(\vec{r}) \rightarrow \sqrt{\rho_0} \left\{ \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) + f(\theta) \frac{\exp(ikr)}{r} \right\}. \quad (3.90)$$

In vielen Experimenten ist der einfallende Neutronenstrahl kollimiert und der Detektor sieht nur die gestreute Intensität (Abbildung 3.1). Dadurch können die einfallende und die gestreute Neutronenstromdichte getrennt bestimmt werden und es ist keine quantenmechanische Interferenz zwischen ihnen zu berücksichtigen.

Die *einfallende Neutronenstromdichte* ist unter Verwendung von (3.89), (3.90) und (3.81)

$$\vec{J} = \rho_0 \vec{v} \quad (3.91)$$

mit der Neutronengeschwindigkeit $\vec{v} = \hbar\vec{k}/m$. Charakterisieren wir die Einfallrichtung mit dem Einheitsvektor \hat{k} , ist $\vec{v} = v\hat{k}$ mit $v = \hbar k/m$. Weiters gilt

$$\vec{J} = J \hat{k}, \quad (3.92)$$

wobei J als der *einfallende Neutronenfluss* bezeichnet wird und durch

$$J = \rho_0 v \quad (3.93)$$

gegeben ist. Der *gestreute Fluss* J' ist als radiale Komponente der Stromdichte der gestreuten Neutronenwelle definiert,

$$J' = \vec{J} \cdot \hat{r}. \quad (3.94)$$

\hat{r} bezeichnet wieder den Einheitsvektor in Richtung \vec{r} . Für große Abstände $r \rightarrow \infty$ ergibt sich mit $\vec{\nabla}_r = \frac{\partial}{\partial r}$ und unter Vernachlässigung von $\vec{\nabla}_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta}$, $\vec{\nabla}_\phi = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi}$ bei großem r ,

$$J' = J \frac{|f(\theta)|^2}{r^2} \quad (3.95)$$

Im Grenzwert $r \rightarrow \infty$ spannt das Detektorfenster (mit Fläche A) einen infinitesimalen Raumwinkel

$$d\Omega = \frac{A}{r^2} \quad (3.96)$$

in Bezug auf den streuenden Kern auf.

Der *differentielle Streuwirkungsquerschnitt* $d\sigma$ ist definiert als die mittlere Anzahl einfallender Neutronen, die pro Zeiteinheit und pro Einheit des einfallenden Flusses in diesen Detektor, d.h. in den Raumwinkel $d\Omega$, gestreut werden,

$$d\sigma = \frac{J' A}{J} = |f(\theta)|^2 d\Omega \quad (3.97)$$

oder

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (3.98)$$

3.4.3 Totaler Streuwirkungsquerschnitt

Der *totale Streuwirkungsquerschnitt* σ_s ist definiert als die mittlere Anzahl einfallender Neutronen, die pro Zeiteinheit und pro Einheit des einfallenden Flusses gestreut werden,

$$\sigma_s = \int d\sigma = \int_{4\pi} |f(\theta)|^2 d\Omega. \quad (3.99)$$

Da $f(\theta)$ für ein Zentralkraftpotential vom Azimuth ϕ unabhängig und das Raumwinkel-element mit $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ gegeben ist, erhalten wir

$$\sigma_s = 2\pi \int_0^\pi |f(\theta)|^2 \sin\theta d\theta. \quad (3.100)$$

Aus der Partialwellenentwicklung (3.58) und der Orthogonalität der Legendre-Polynome

$$\int_{-1}^1 P_l(x) P_{l'}(x) dx = \frac{2}{2l+1} \delta_{ll'} \quad (3.101)$$

folgt schließlich

$$\sigma_s = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) |\exp(2i\delta_l) - 1|^2. \quad (3.102)$$

3.4.4 Absorptionswirkungsquerschnitt

Der *Absorptionswirkungsquerschnitt* σ_a ist definiert als die mittlere Anzahl einfallender Neutronen, die pro Zeiteinheit und pro Einheit des einfallenden Flusses absorbiert werden,

$$\sigma_a = \frac{1}{J} \int_V s d^3r. \quad (3.103)$$

Hier bezeichnet nun V ein beliebiges Volumen, das den Kern enthält. Da ρ zeitunabhängig ist, folgt $\dot{N} = 0$ und mit Gleichung (3.86)

$$\sigma_a = \frac{1}{J} \int_S \vec{J} \cdot (-\hat{n}) dS, \quad (3.104)$$

wobei \vec{J} die gesamte Neutronenstromdichte bedeutet und sowohl die einfallende als auch die gestreuten Wellen beinhaltet.

Für die Berechnung von σ_a ist es zweckmäßig V als Kugel mit Radius r anzunehmen und den Grenzwert $r \rightarrow \infty$ zu betrachten,

$$\sigma_a = -\frac{r^2}{J} \int_{4\pi} \vec{J} \cdot \hat{r} d\Omega. \quad (3.105)$$

Mit Hilfe der Partialwellenzerlegungen (3.53) und (3.58) und der Definition (3.80) für die Stromdichte erhalten wir schließlich

$$\sigma_a = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) [1 - |\exp(2i\delta_l)|^2]. \quad (3.106)$$

Für ein reelles Potential sind auch die δ_l reell und $\sigma_a = 0$.

3.4.5 Totaler Wirkungsquerschnitt

Der *totale Wirkungsquerschnitt* σ_t ist definiert als die mittlere Anzahl der einfallenden Neutronen, die pro Zeiteinheit und pro Einheit des einfallenden Flusses gestreut oder absorbiert werden,

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a. \quad (3.107)$$

Der Phasenschub δ_l ist im allgemeinen komplex,

$$\delta_l = \delta'_l + i\delta''_l, \quad (3.108)$$

was auf

$$\sigma_s = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) [1 + \exp(-4\delta''_l) - 2 \exp(-2\delta''_l) \cos(2\delta'_l)] \quad (3.109)$$

und

$$\sigma_a = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) [1 - \exp(-4\delta''_l)] \quad (3.110)$$

führt. Damit ergibt sich der totale Wirkungsquerschnitt zu

$$\sigma_t = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) [1 - \exp(-2\delta''_l) \cos(2\delta'_l)] \quad (3.111)$$

Dieser Ausdruck für σ_t kann auch durch Vergleich mit $f(0)$ aus der Partialwellenzerlegung (3.58) unter Berücksichtigung von $P_l(1) = 1$ erhalten werden,

$$f(0) = \frac{1}{2k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) [\exp(-2\delta''_l) \sin(2\delta'_l) + i(1 - \exp(-2\delta''_l) \cos(2\delta'_l))] \quad (3.112)$$

d.h.

$$\sigma_t = \frac{4\pi}{k} \text{Im}[f(0)]. \quad (3.112)$$

Dies ist das so genannte *optische Theorem*, das den Gesamtwirkungsquerschnitt mit dem Imaginärteil der Vorwärtsstreuamplitude in Beziehung setzt.

3.4.6 Wirkungsquerschnitte für thermische Neutronen

Für thermische Neutronen kann die Entwicklung (3.71) der Streuamplitude verwendet werden. Da die Streulänge im allgemeinen komplex ist,

$$a = a' - i a'' , \quad (3.113)$$

folgt mit Gleichung (3.98)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |a|^2 [1 - 2ka'' + O(k^2)] \quad (3.114)$$

und

$$\sigma_s = 4\pi |a|^2 [1 - 2ka'' + O(k^2)] . \quad (3.115)$$

Aus dem optischen Theorem erhalten wir

$$\sigma_t = \frac{4\pi}{k} a'' + 4\pi(a'^2 - a''^2) + O(k) \quad (3.116)$$

und damit

$$\sigma_a = \frac{4\pi}{k} a'' [1 - 2ka'' + O(k^2)] . \quad (3.117)$$

Setzen wir als Beispiel wieder $|a| = 5 \text{ fm}$, $k = 2 \text{ \AA}^{-1}$ und $|ka| = 10^{-4}$. Für sehr viele Kerne gilt $\sigma_a \lesssim \sigma_s$ und damit

$$\frac{a''}{a'} \lesssim ka' = 10^{-4} \quad (3.118)$$

sowie

$$ka'' \lesssim (ka')^2 = 10^{-8} . \quad (3.119)$$

Für stark absorbierende Kerne mit z.B. $\sigma_a = 10^4 \sigma_s$ erhalten wir $a'' \simeq a'$ und damit $ka'' \simeq 10^{-4} \ll 1$. Für praktische Zwecke können wir daher

$$\sigma_s = 4\pi |a|^2 \quad (3.120)$$

und

$$\sigma_a = \frac{4\pi}{k} a'' \quad (3.121)$$

schreiben.

Bei thermischen Neutronen ist somit σ_s von k unabhängig, während σ_a umgekehrt proportional zu k und damit zur Geschwindigkeit v der einfallenden Neutronen ist. Dieses „ $1/v$ -Gesetz“ wurde erstmals durch ein einfaches heuristisches Argument erhalten, Amaldi (1935). Zu dieser Zeit wurde die Streulänge a noch nicht als komplexe Größe begriffen, deren Imaginärteil als Proportionalitätskonstante im $1/v$ Gesetz auftritt.

Der Ausdruck (3.72) für die Streuamplitude gibt zwar σ_s , nicht aber σ_t , korrekt wieder. Der Streubeitrag zu σ_t stammt vom zweiten Term in (3.71), der in (3.72) vernachlässigt wurde. Das Fermi Pseudopotential verletzt daher das optische Theorem (was jedoch in den meisten Anwendungen zu keinen Problemen führt).

Da nach Definition $\sigma_a \geq 0$ ist, folgt aus Gleichung (3.121) $a'' \geq 0$. Dies ist der Grund für die Vorzeichenkonvention in Gleichung (3.113). Auf der anderen Seite kann a' entweder positiv oder negativ sein. Wenn das optische Potential $V(r)$ abstoßend wirkt, ist a' positiv, wofür das Hartkugelpotential ein Beispiel ist. Ist $V(r)$ anziehend, ist a' in den meisten Fällen weiterhin positiv; es ist nur dann negativ, wenn $V(r)$ ein schwaches Potential ist, das keine gebundenen Zustände aufweist. Da $V(r)$ tatsächlich ein stark anziehendes Potential darstellt, werden wir erwarten, dass a' für die meisten Kerne positiv ist, was auch durch das Experiment bestätigt wird. Nur für wenige Kerne wie ^1H , ^6Li , ^{48}Ti oder ^{55}Mn ist a' negativ. Das Fermi Pseudopotential ist also in den meisten Fällen abstoßend, auch wenn das zugrunde liegende optische Potential anziehend ist.

Die hier vorgestellten Resultate müssen für einige Kerne wie ^{113}Cd modifiziert werden, die eine (n, γ) -Resonanz bei thermischen Neutronenenergien haben. In diesem Fall ist die Diskussion von Streuung und Absorption durch ein komplexes optisches Potential nicht zielführend (obwohl prinzipiell möglich), da in diesem Fall $V(r)$ stark von der Energie der einfallenden Neutronen abhängen müßte. In der Nähe einer (n, γ) -Resonanz wird $f(\theta)$ durch die Breit-Wignerformel beschrieben. σ_s und σ_a variieren im Bereich der Resonanz stark als Funktion von k .

3.5 Neutronenstreuung durch ein freies Atom

3.5.1 Zweikörperproblem

Betrachten wir den Stoß eines Neutrons mit einem einzelnen Atom im sonst freien Raum. Das Neutron habe Masse m_n und befinde sich an der Position \vec{r} im Laborsystem, während wir die Masse des Atoms mit M und seine Position mit \vec{R} bezeichnen. Dann schreiben wir den Hamiltonoperator als

$$H = \frac{1}{2M} \vec{P}^2 + \frac{1}{2m_n} \vec{p}^2 + V(\vec{r} - \vec{R}), \quad (3.122)$$

wobei $\vec{p} = m_n \dot{\vec{r}}$ der Impuls des Neutrons ist, $\vec{P} = M \dot{\vec{R}}$ der Impuls des Atoms und $V(\vec{r} - \vec{R})$ das komplexe optische Potential, das die Wechselwirkung des Neutrons mit dem Atomkern beschreibt.

Mit den Definitionen

$$\begin{aligned} M_x &= M + m_n, & \vec{R}_x &= \frac{M\vec{R} + m_n\vec{r}}{M + m_n}, & \vec{P}_x &= M_x \dot{\vec{R}}_x, \\ m &= \frac{Mm_n}{M + m_n}, & \vec{r}_0 &= \vec{r} - \vec{R}, & \vec{p}_0 &= m \dot{\vec{r}}_0 \end{aligned} \quad (3.123)$$

kann der Hamiltonoperator (3.122) gleichwertig als

$$H = \frac{1}{2M_x} \vec{P}_x^2 + \frac{1}{2m} \vec{p}_0^2 + V(\vec{r}_0) \quad (3.124)$$

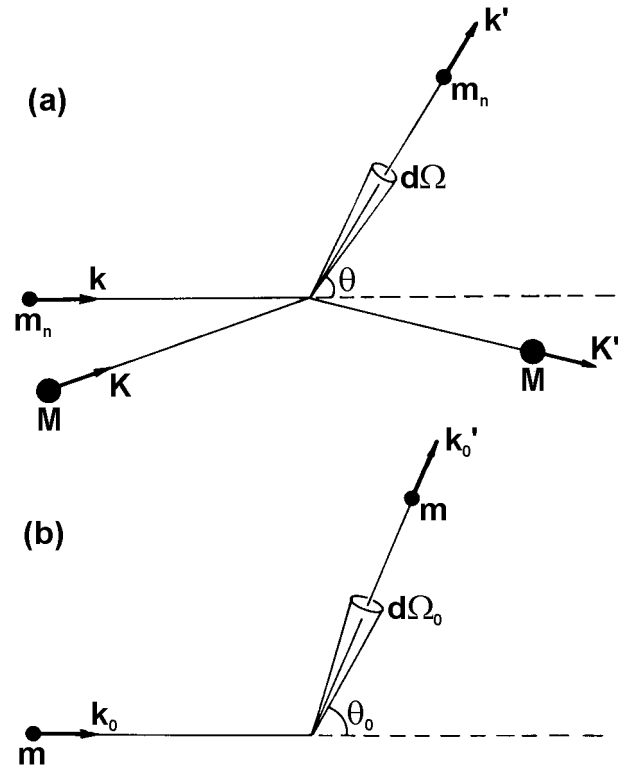


Abbildung 3.2: Streukinetik bei der Streuung eines Neutrons durch ein freies Atom im Laborsystem (a) und im Schwerpunktsystem (b).

ausgedrückt werden. Daher ist das Zweikörperproblem formal äquivalent zu zwei Einkörperproblemen. Ein „Teilchen“ befindet sich dabei im Schwerpunkt \vec{R}_x und bewegt sich wie ein freies Teilchen der Masse M_x . Das zweite „Teilchen“ hat die *reduzierte Masse* m und befindet sich an der Position \vec{r}_0 relativ zum Atomkern, wobei es sich so bewegt, als wäre der Kern im Raum fixiert. Der Hamiltonoperator dieses Teilchens ist der gleiche wie in Gleichung (3.27) mit der Ausnahme, dass die Masse m_n durch die reduzierte Masse m ersetzt wurde. Die Resultate der vorigen Abschnitte gelten also genau für dieses Teilchen, wenn die dort verwendete Masse als reduzierte Masse m des Zweikörperproblems interpretiert wird.

3.5.2 Kinematik

Die geometrischen Verhältnisse sind in Abbildung 3.2 dargestellt. Nehmen wir an, dass ursprünglich das Neutron den Impuls $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ und das Atom den Impuls $\vec{P} = \hbar\vec{K}$ im Laborsystem hat (Abb. 3.2a). Impulserhaltung erfordert, dass

$$\vec{k} + \vec{K} = \vec{k}' + \vec{K}' \quad (3.125)$$

gilt, wobei sich die ungestrichenen Größen auf den Anfangszustand und die gestrichenen auf den Endzustand beziehen. Die Änderung des Neutronenimpulses (in Einheiten von \hbar)

durch den Stoß ist demnach durch

$$\vec{q} = \vec{k}' - \vec{k} = \vec{K} - \vec{K}' \quad (3.126)$$

gegeben. Auf gleiche Weise erfordert die Energieerhaltung

$$E_{\vec{k}} + E_{\vec{K}} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n} + \frac{\hbar^2 K^2}{2M} = \frac{\hbar^2 k'^2}{2m_n} + \frac{\hbar^2 K'^2}{2M} = E_{\vec{k}'} + E_{\vec{K}'}. \quad (3.127)$$

Die Neutronenenergie (in Einheiten von \hbar) ändert sich bei der Streuung um

$$\omega = \frac{\hbar}{2m_n}(k^2 - k'^2) = \frac{\hbar}{2M}(K'^2 - K^2). \quad (3.128)$$

Wir erhalten aus den Gleichungen (3.126) und (3.128)

$$\omega = \frac{\hbar}{2M}(q^2 - 2\vec{q} \cdot \vec{K})$$

und

$$\omega = \omega_r - \vec{q} \cdot \vec{V} \quad (3.129)$$

mit der Anfangsgeschwindigkeit des Atoms $\vec{V} = \hbar\vec{K}/M$ und der an das Atom übertragenen Energie $\hbar\omega_r = (\hbar q)^2/2M$, wenn das Atom anfänglich in Ruhe ist. Die Größe $\hbar\omega_r$ wird für gewöhnlich als Rückstoßenergie bezeichnet. Es ist festzuhalten, dass Gleichung (3.129) auf jeden beliebigen Streuprozess angewendet werden kann*.

Kennzeichnen wir in der Folge Größen im Schwerpunktsystem durch tiefgestellte 0 (vgl. Abb. 3.2b). Damit sind im Schwerpunktsystem Impuls- und Energieübertrag (in Einheiten von \hbar) durch

$$\vec{q}_0 = \vec{k}'_0 - \vec{k}_0, \quad \omega_0 = \frac{\hbar}{2m}(k_0'^2 - k_0^2) \quad (3.130)$$

gegeben. Im Schwerpunktsystem ändert sich bei elastischer Streuung der Impuls, $\vec{q} - 0 \neq 0$, nicht jedoch die Energie, d.h. $k'_0 = k_0$ und $\omega_0 = 0$.

Transformation zwischen dem Labor- und dem Schwerpunktsystem erfolgt über die Relativgeschwindigkeit $\vec{r}_0 = \vec{r} - \vec{R}$, sodass

$$\frac{\hbar\vec{k}_0}{m} = \frac{\hbar\vec{k}}{m_n} - \frac{\hbar\vec{K}}{M}. \quad (3.131)$$

Mit (3.123) folgt

$$\vec{k}_0 = \frac{A\vec{k} - \vec{K}}{A+1}, \quad (3.132)$$

wobei $A = M/m_n$ das Verhältnis aus Kern- und Neutronenmasse darstellt (das annähernd mit der Massenzahl des Kerns übereinstimmt). Analog erhalten wir

$$\vec{k}'_0 = \frac{A\vec{k}' - \vec{K}'}{A+1}. \quad (3.133)$$

*Z.B. ist im Fall von Röntgenstreuung durch Elektronen ω die Gesamtfrequenzverschiebung, ω_r die Comptonverschiebung und $\vec{q} \cdot \vec{V}$ die Dopplerverschiebung

Damit ergibt sich

$$\vec{q}_0 = \vec{q}, \quad (3.134)$$

d.h. der Impulsübertrag ist in beiden Systemen gleich. Für den Energieübertrag ergibt sich (siehe dazu auch Abschnitt 8.1.3)

$$\omega_0 = \omega - \omega_r + \vec{q} \cdot \vec{V} = 0. \quad (3.135)$$

Aus den Gleichungen (3.125) und (3.133) erhalten wir eine Beziehung zwischen den Wellenvektoren des Neutrons in beiden Systemen, die sonst nur Anfangsgrößen im Laborsystem enthält,

$$\vec{k}' = \vec{k}_0 + \frac{\vec{k} + \vec{K}}{A + 1}, \quad (3.136)$$

sodass für festgelegte Werte von \vec{k} und \vec{K}

$$d^3k' = d^3k_0. \quad (3.137)$$

Wenn \vec{k}' wie in Abbildung 3.1 durch die Polarkoordinaten (k', θ, ϕ) beschrieben wird, haben wir

$$d^3k' = k'^2 dk' \sin \theta d\theta d\phi = \frac{m_n k'}{\hbar^2} d\Omega dE' \quad (3.138)$$

mit dem Raumwinkelelement $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$. Analog gilt für das Schwerpunktsystem

$$d^3k_0 = \frac{m k_0'}{\hbar^2} d\Omega_0 dE_0', \quad (3.139)$$

sodass mit (3.137)

$$k' d\Omega dE' = \frac{A}{A + 1} k_0' d\Omega_0 dE_0' \quad (3.140)$$

folgt.

3.5.3 Doppelt differentieller Streuwirkungsquerschnitt

Der *doppelt differentielle Streuwirkungsquerschnitt* $d^2\sigma$ ist definiert als die mittlere Anzahl einfallender Neutronen, die pro Zeiteinheit und pro Einheit des einfallenden Flusses in das Volumselement d^3k' des reziproken Raums gestreut werden. Als Folge von (3.137) gilt

$$J d^2\sigma = J_0 d^2\sigma_0, \quad (3.141)$$

wobei J der einfallende Fluss im Laborsystem ist,

$$J = \rho \frac{\hbar k}{m_n} \quad (3.142)$$

mit der Dichte ρ der einfallenden Neutronen, vgl. (3.93). J_0 ist der einfallende Fluss im Schwerpunktsystem,

$$J_0 = \rho \frac{\hbar k_0}{m}. \quad (3.143)$$

Wir definieren

$$\eta = \frac{J_0}{J} = \frac{m_n k_0}{mk} = \frac{A+1}{A} \frac{k_0}{k}, \quad (3.144)$$

womit sich

$$d^2\sigma = \eta d^2\sigma_0 = \frac{A+1}{A} \frac{k_0}{k} d^2\sigma_0 \quad (3.145)$$

ergibt. Da $k'_0 = k_0$ ist, folgt mit (3.140)

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \left(\frac{A+1}{A}\right)^2 \frac{k'}{k} \frac{d^2\sigma_0}{d\Omega_0 dE'_0}. \quad (3.146)$$

Den differentiellen Streuwirkungsquerschnitt erhalten wir durch Integration des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts über die Energie,

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega_0} = \int_0^\infty \frac{d^2\sigma_0}{d\Omega_0 dE'_0} dE'_0. \quad (3.147)$$

Wir haben in Gleichung (3.114) in erster Näherung

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega_0} = |a|^2 \quad (3.148)$$

erhalten. Da die Streuung im Schwerpunktsystem elastisch ist, folgt, mit Ausnahme von $\omega_0 = 0$, $d^2\sigma_0 = 0$, d.h.

$$\frac{d^2\sigma_0}{d\Omega_0 dE'_0} = |a|^2 \delta(\hbar\omega_0) \quad (3.149)$$

und mit (3.135) und (3.146)

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{k'}{k} |b|^2 \delta(\hbar\omega - \hbar\omega_r + \hbar\vec{q} \cdot \vec{V}), \quad (3.150)$$

wobei

$$b = b' - ib'' = \frac{A+1}{A} a \quad (3.151)$$

als *gebundene Streulänge* bezeichnet wird. Die Bedeutung dieses Ausdrucks wird später im Skriptum noch verständlicher werden. Zunächst mag es paradox erscheinen, dass der doppelt differentielle Streuwirkungsquerschnitt für Streuung an einem freien Atom von einer „gebundenen“ Streulänge abhängen sollte. Wir wollen daher betonen, dass sich (3.151) einfach aus der Transformation vom Schwerpunktsystem ins Laborsystem ergibt. Die Größe b ist wie a eine Eigenschaft des freien Atoms und hat, trotz seiner Bezeichnung, mit der chemischen Bindung als solcher noch nichts zu tun.

Für ein ideales Gas mit n Atomen ist der doppelt differentielle Streuwirkungsquerschnitt

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = n \frac{k'}{k} |b|^2 \frac{S(\vec{q}, \omega)}{\hbar}, \quad (3.152)$$

wobei $S(\vec{q}, \omega)$ als *Streufunction* bezeichnet wird und durch

$$S(\vec{q}, \omega) = \langle \delta(\omega - \omega_r + \vec{q} \cdot \vec{V}) \rangle \quad (3.153)$$

gegeben ist. Dabei bedeuten die spitzen Klammern eine Mittelung über die Anfangsgeschwindigkeiten \vec{V} der streuenden Atome. Schreiben wir ihre normierte Geschwindigkeitsverteilung als $f(\vec{V})$, sodass

$$\int f(\vec{V}) d^3V = 1 \quad (3.154)$$

gilt, entspricht die Mittelung der Integration

$$\langle \dots \rangle = \int \dots f(\vec{V}) d^3V. \quad (3.155)$$

Ist das Gas im thermischen Gleichgewicht mit der Temperatur T , wird $f(\vec{V})$ durch eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung beschrieben,

$$f(\vec{V}) = \left(\frac{M}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{MV^2}{2k_B T}\right). \quad (3.156)$$

Die Berechnung der Streufunction nach (3.153) führt schließlich auf

$$S(\vec{q}, \omega) = \sqrt{\frac{M}{2\pi k_B T}} \frac{1}{q} \exp\left[-\frac{M}{2k_B T} \left(\frac{\omega - \omega_r}{q}\right)^2\right] \quad (3.157)$$

mit $q = |\vec{q}|$ (siehe dazu auch Abschnitt 8.3). Die Streufunction eines idealen Gases ist also eine Gaußverteilung, die um die Rückstoßenergie ω_r zentriert ist und eine zu q proportionale Breite aufweist.

3.5.4 Der Gesamtstreuwirkungsquerschnitt

Der gesamte Streuwirkungsquerschnitt ist durch

$$\sigma_s = \int \int d^2\sigma = \int \int \eta d^2\sigma_0 \quad (3.158)$$

gegeben, wobei η in der Form (3.144) definiert wurde, was auch gleichbedeutend mit

$$\eta = \frac{v_0}{v} = \sqrt{1 + \frac{V^2 - 2\vec{v} \cdot \vec{V}}{v^2}} \quad (3.159)$$

ist. Dabei steht \vec{v} für die Geschwindigkeit des einfallenden Neutrons im Laborsystem und $\vec{v}_0 = \vec{v} - \vec{V}$ für diese Geschwindigkeit im Schwerpunktsystem. Da η nicht von \vec{k}'_0 abhängt, ergibt sich

$$\sigma_s = \eta \int \int d^2\sigma_0 = \eta \sigma_{s0}, \quad (3.160)$$

wobei σ_{s0} der Gesamtstreuungswirkungsquerschnitt im Schwerpunktsystem ist und in Gleichung (3.120) zu

$$\sigma_{s0} = 4\pi |a|^2$$

bestimmt wurde. Damit folgt für den Wirkungsquerschnitt im Laborsystem

$$\sigma_s = 4\pi\eta |a|^2. \quad (3.161)$$

Ist das Atom ursprünglich in Ruhe, d.h. $\vec{V} = 0$, erhalten wir $\eta = 1$ und $\sigma_s = \sigma_{s0}$. Im allgemeinen wird jedoch $\vec{V} \neq 0$ sein und damit $\sigma_s \neq \sigma_{s0}$.

Für das Beispiel eines idealen Gases mit n Atomen gilt

$$\sigma_s = 4\pi n \langle \eta \rangle |a|^2. \quad (3.162)$$

Ist das Gas im thermischen Gleichgewicht bei der Temperatur T , sodass die Verteilung $f(\vec{V})$ durch (3.156) gegeben ist, erhalten wir

$$\langle \eta \rangle = 1 + \frac{k_B T}{2AE_{\vec{k}}}, \quad (3.163)$$

wobei $E_{\vec{k}}$ wieder für die Energie des einfallenden Neutrons im Laborsystem steht.

3.5.5 Absorptionswirkungsquerschnitt

Die mittlere Anzahl einfallender Neutronen, die pro Zeiteinheit absorbiert werden, ist durch

$$J\sigma_a = J_0 \sigma_{a0} \quad (3.164)$$

gegeben. Der Zusammenhang zwischen dem Absorptionswirkungsquerschnitt im Labor- und Schwerpunktsystem

$$\sigma_a = \eta \sigma_{a0} \quad (3.165)$$

ist formal der gleiche wie (3.160). Der Absorptionswirkungsquerschnitt im Schwerpunktsystem ist nach (3.121)

$$\sigma_{a0} = \frac{4\pi}{k_0} a'',$$

woraus mit (3.144) und (3.151)

$$\sigma_a = \frac{4\pi}{k} b'', \quad (3.166)$$

folgt. b'' ist der Imaginärteil der „gebundenen“ Streulänge und k die Wellenzahl der einfallenden Neutronen im Laborsystem.

Schließlich ist der Absorptionswirkungsquerschnitt eines idealen Gases mit n Atomen

$$\sigma_a = \frac{4\pi n}{k} b'', \quad (3.167)$$

der im Gegensatz zu σ_s von der Temperatur unabhängig ist.

Kapitel 4

Neutronendetektoren

In diesem und dem nachfolgenden Kapitel werden unterschiedliche Neutronendetektoren vorgestellt, die sich nach den Energien der Neutronen, für deren Detektion sie entwickelt wurden, unterscheiden. Der Text ist dem Buch von G. Knoll, Knoll (2000), entnommen.

Der Nachweis von Neutronen erfolgt im allgemeinen durch Kernreaktionen, deren prompte, energiereiche geladene Reaktionsprodukte wie Protonen oder α -Teilchen detektiert werden. Ein Neutronendetektor besteht daher aus der Kombination eines Konvertermaterials, in dem die Kernreaktion stattfindet, mit einem für geladene Teilchen üblichen Detektor. Da die Wirkungsquerschnitte für Neutron-Kernwechselwirkungen in den meisten Materialien stark von der Neutronenenergie abhängen, wurden für unterschiedliche Energiebereiche unterschiedliche Methoden zur Neutronendetektion entwickelt. Im ersten Teil wollen wir uns mit der Detektion von Neutronen beschäftigen, deren Energie unter dem so genannten *Cadmium Cutoff* von ca. 0.5 eV liegt. Diese Neutronen werden allgemein als *langsame Neutronen* bezeichnet. Eine spezielle Anwendung sind hier Neutronendetektoren für die Kerntechnik, mit denen der Neutronenfluss in Kernreaktoren bestimmt wird.

Wir beschränken in diesem Kapitel unsere Diskussion auf Methoden, die anzeigen, dass ein Neutron detektiert wurde, ohne den Versuch zu machen seine kinetische Energie zu bestimmen. Die Energien von langsamen Neutronen werden zumeist in Kristallspektrometern (Bragg-Gleichung) oder in Chopper-Spektrometern (Flugzeitmethode) gemessen.

Auf der Suche nach nützlichen Kernreaktionen für die Neutronendetektion müssen unterschiedliche Faktoren berücksichtigt werden.

geeignete Kernreaktionen

- Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion muss groß sein, um effiziente Detektoren mit kleinen Abmessungen bauen zu können. Dies ist besonders wichtig, wenn das Detektionsmaterial gasförmig vorliegt.
- Die Targetkerne sollten entweder mit großer natürlicher Häufigkeit im entsprechenden Element vorkommen oder es sollte ein ökonomisches Verfahren zur Isotopenanreicherung existieren, um kostengünstige Detektoren herstellen zu können.
- In vielen Fällen müssen Neutronen in einer Umgebung mit starkem γ -Hintergrund detektiert werden. Die verwendete Kernreaktion muss es ermöglichen neutroneninduzierte Ereignisse von γ -induzierten zu diskriminieren. Von genereller Bedeutung

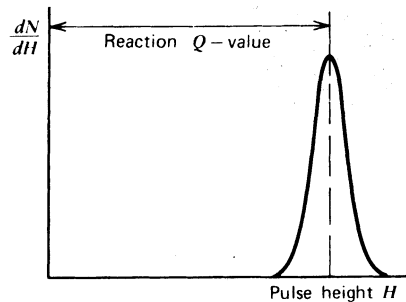
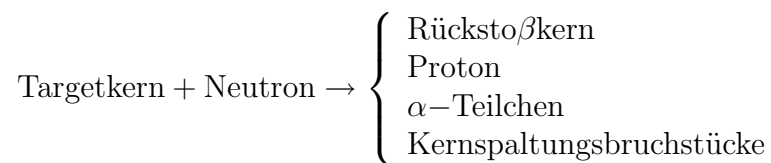


Abbildung 4.1: Skizze der einfachen Pulshöhenverteilung eines idealen Neutronendetektors.

ist hier der Q -Wert der Reaktion, der angibt, wie viel Energie bei der Kernreaktion als Folge des Neutroneneinfangs freigesetzt wird. Je höher der Q -Wert ist, desto mehr kinetische Energie wird den Reaktionsprodukten mitgegeben und desto einfacher können neutroneninduzierte und γ -induzierte Ereignisse durch einfache Pulshöhendiskriminierung unterschieden werden.

Alle Reaktionen, die zur Detektion langsamer Neutronen verwendet werden, weisen schwere Teilchen als Reaktionsprodukte auf,



Alle Konversionsreaktionen sind ausreichend exotherm, sodass in der Praxis die kinetische Energie der Reaktionsprodukte allein durch den Q -Wert der Kernreaktion bestimmt wird und die dagegen sehr kleine kinetische Energie der einfallenden Neutronen nicht aufgelöst werden kann.

Reichweite

Die Strecke, die die Reaktionsprodukte zurücklegen, hat ebenfalls entscheidende Auswirkungen auf das Detektordesign. Wollen wir die gesamte kinetische Energie der Reaktionsprodukte erfassen, muss das aktive Volumen des Detektors groß genug sein, um die Teilchen vollständig abzubremesen. Wenn das Detektionsmaterial ein Festkörper ist, wird diese Forderung leicht erfüllt, da die Reichweite der oben erwähnten Reaktionsprodukte wenige Zehntelmillimeter in jedem in Frage kommenden Festkörper nicht übersteigt. Ist auf der anderen Seite das Detektionsmedium ein Gas, können die Reichweiten der Reaktionsprodukte (typisch einige Zentimeter) gleich groß wie die Detektorabmessungen werden und nicht alle Teilchen werden ihre gesamte kinetische Energie im aktiven Volumen deponieren.

Ist der Detektor groß genug, dass diese Verluste vernachlässigt werden können, wird die Pulshöhenverteilung der Detektorsignale eine sehr einfache Form haben und aus einem einzigen Signalmaximum bestehen, das der gesamten kinetischen Energie der Reaktionsprodukte entspricht, Abbildung 4.1. Unter diesen Umständen würde der Detektor ein sehr flaches Plateau aufweisen und die Möglichkeit, Ereignisse mit niedriger Amplitude (wie γ -induzierte Ereignisse) zu diskriminieren, wäre maximal. Deponieren auf der anderen

Seit viele Reaktionsprodukte nur einen Teil ihrer ursprünglichen kinetischen Energie, wird ein Pulshöhenkontinuum bei niedrigen Energien zur idealen Verteilung hinzugefügt. Dadurch leidet die Fähigkeit einer optimalen Diskriminierung von Untergründereignissen mit geringer Pulshöhe und tatsächlichen Neutronen.

4.1 Pulshöhenspektren

In jedem beliebigen Strahlungsdetektor, der einzelne Detektionsereignisse in Form von Signalpulsen auflöst, enthält die Amplitude jedes einzelnen Detektorpulses Information über die Ladung, die ursprünglich bei der Wechselwirkung der Strahlung mit dem Detektionsmedium erzeugt wurde. Untersuchen wir eine große Anzahl solcher Pulse, werden wir feststellen, dass ihre Amplituden nicht alle gleich groß sind. Variationen können entweder durch Energieunterschiede in der einfallenden Strahlung oder durch inhärente Fluktuationen in der Detektorantwort auf monochromatische einfallende Strahlung entstehen. Die Pulshöhenverteilung ist eine grundlegende Eigenschaft des Detektionsergebnisses und wird dazu verwendet, Information über die einfallende Strahlung oder die Arbeitsweise des Detektors selbst zu erhalten.

Die *differentielle Pulshöhenverteilung* ist eine gebräuchliche Art, die Pulshöheninformation darzustellen. Abbildung 4.2a zeigt eine fiktive Verteilung als Beispiel für die charakteristischen Größen. Auf der Abszisse wird die Pulshöhe linear aufgetragen; sie reicht von Pulshöhe Null bis zu einem Wert, der größer ist, als die Amplitude jedes im Experiment beobachteten Pulses. Die Ordinate repräsentiert den Differentialquotienten dN/dH aus der differentiellen Anzahl dN von Pulsen, deren Amplitude innerhalb eines differentiellen Amplitudeninkrements dH liegt und eben diesem Amplitudeninkrement dH . Die horizontale Achse hat die Einheit der Pulshöhen (Volt) und die vertikale Achse die Einheit der inversen Pulshöhe (Volt^{-1}). Die Anzahl der Pulse, deren Amplitude zwischen zwei bestimmten Werten, H_1 und H_2 , liegt, wird durch Integration der Pulshöhenverteilung zwischen diesen Werten erhalten. Der entsprechende Bereich ist in Abbildung 4.2a schraffiert hervorgehoben und durch

$$\text{Anzahl der Pulse zwischen } H_1 \text{ und } H_2 = \int_{H_1}^{H_2} \frac{dN}{dH} dH \quad (4.1)$$

gegeben.

Die Gesamtanzahl aller beobachteten Pulse N_0 , die durch die Verteilung beschrieben werden, wird durch Integration über das gesamte Spektrum erhalten,

$$N_0 = \int_0^{\infty} \frac{dN}{dH} dH . \quad (4.2)$$

Die physikalische Interpretation des differentiellen Pulshöhenspektrums benötigt immer Flächen unter der Verteilung zwischen zwei gegebenen Pulshöhengrenzen. Die Werte auf der Ordinate selbst (dN/dH) haben keine physikalische Bedeutung und müssen mit einem Inkrement auf der Abszisse H multipliziert werden.

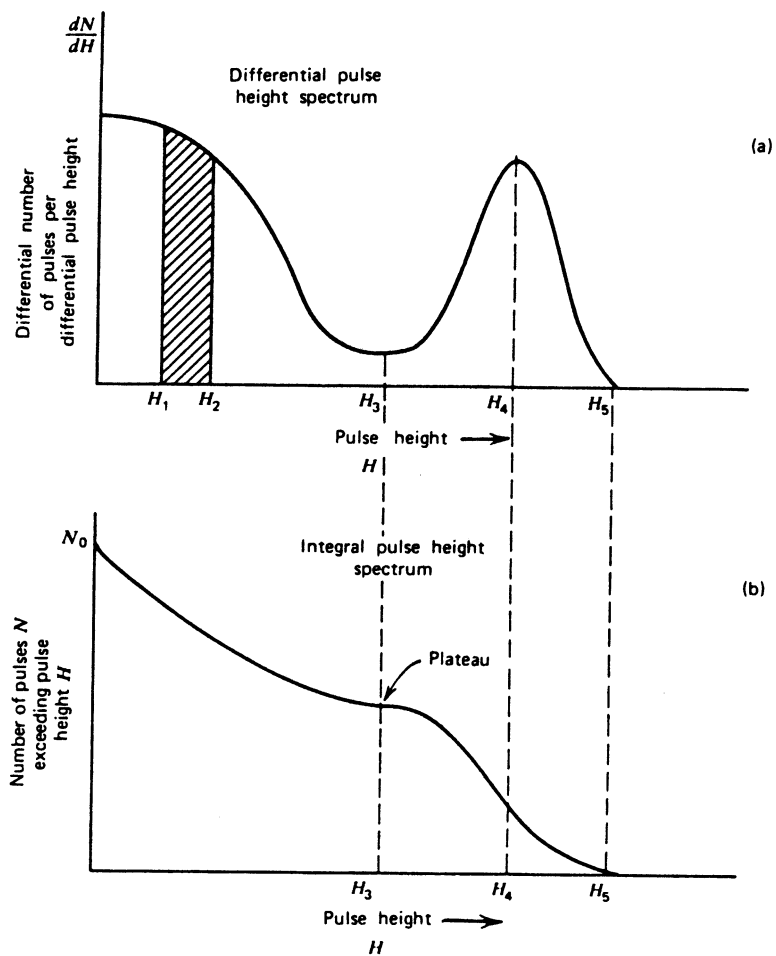


Abbildung 4.2: Beispiel eines differentiellen und integralen Pulshöhenspektrums für eine angenommene Strahlungsquelle.

Eine gleichwertige Möglichkeit, die Information über die Verteilung der Pulshöhen darzustellen, ist die *integrale Pulshöhenverteilung*. Abbildung 4.2b zeigt die integrale Verteilung für die gleiche Quelle von Pulsen wie im differentiellen Spektrum aus Abbildung 4.2a. Die Abszisse im integralen Fall ist mit jener des differentiellen Spektrums ident. Die Ordinate repräsentiert nun die Anzahl der Pulse, deren Amplitude den ihr auf der Abszisse zugeordneten Wert H übersteigt. Die Ordinate N muss immer eine monoton fallende Funktion der Pulshöhe H sein, da immer weniger Pulshöhen über einer immer höheren Amplitude H liegen werden. Da alle Pulse eine endliche Amplitude haben, entspricht der Wert des integralen Spektrums bei $H = 0$ der Gesamtzahl aller beobachteten Pulse N_0 . Die integrale Verteilung muss wie die differentielle beim Maximum der beobachteten Pulshöhen H_5 gegen Null gehen.

Die differentielle und die integrale Verteilung enthalten die exakt gleiche Information und können aus einander abgeleitet werden. Ein Wert der differentiellen Verteilung bei einer bestimmten Pulshöhe H ist durch den Absolutwert der Steigung der integralen Verteilung an der gleichen Pulshöhe H gegeben. Wo Maxima in der differentiellen Pulshöhenverteilung auftreten, wie H_4 in Abb. 4.2a, hat die integrale Verteilung ein lokales

Maximum des Betrags der Steigung. Treten andererseits Minima wie H_3 in der differentiellen Verteilung auf, werden dort Minima des Betrags der Steigung (Plateaus) in der integralen Verteilung der Pulshöhen beobachtet.

Da geringe Unterschiede in den Pulshöhen leichter in der differentiellen Verteilung sichtbar gemacht werden können, ist die differentielle Verteilung im allgemeinen vorzuziehen.

4.1.1 Detektorkennlinien und Plateaus

Oft werden die Ausgangspulse des Detektors einem Zähler mit fester Diskriminator-schwelle zugeführt. Die Signale müssen eine feste Schwelle H_d überschreiten um von der Zählerelektronik registriert zu werden. Manchmal ist es möglich die Schwelle H_d während einer Messung zu verändern um Information über die Amplitudenverteilung der Pulse zu erhalten. Nehmen wir an, dass H_d zwischen 0 und H_5 in der durch Abbildung 4.2 dargestellten Situation verändert werden kann. Wir können nun eine Reihe von Messungen durchführen, in denen die Zahl der Pulse N pro Zeiteinheit als Funktion von H_d bestimmt wird, das wir in einer festgelegten Reihe von Werten zwischen 0 und H_5 variieren. Diese Serie von Messungen entspricht der experimentellen Bestimmung der integralen Pulshöhenverteilung und die Messwerte sollten auf der Kurve aus Abbildung 4.2b liegen.

Beim Einrichten eines Experiments mit Zählung von Einzelpulsen ist es wünschenswert, einen Arbeitspunkt einzustellen, der über längere Zeit stabile Verhältnisse garantiert. Zum Beispiel könnten kleine Änderungen im Wert von H_d in einer tatsächlichen Anwendung erwartet werden. Dabei ist es von Vorteil Bedingungen herzustellen, bei denen solche Änderungen nur minimalen Einfluss auf die erhaltenen Zählraten haben. Ein stabiler Arbeitspunkt wäre in unserem Beispiel nach Abbildung 4.2 gegeben, indem man die Diskriminatorschwelle H_d auf den Wert H_3 setzte. Da die Steigung der integralen Verteilung hier ein Minimum aufweist, wirken sich kleine Änderungen in der Diskriminatorschwelle nur sehr schwach auf die Gesamtzahl der registrierten Pulse aus. Allgemein werden Bereiche minimaler Steigung der integralen Pulshöhenverteilung als *Plateaus* bezeichnet und stellen Arbeitsbereiche dar, in denen geringste Empfindlichkeit auf Änderungen der Diskriminatorschwelle realisiert ist. Im differentiellen Spektrum entsprechen Bereiche minimaler Zählraten den Plateaus des integralen Spektrums.

Plateaus im Zählratenverlauf können auch in einem anderen Zusammenhang beobachtet werden. Für Detektoren oder die nachgeschaltete Detektionselektronik ist es zumeist möglich, den Verstärkungsfaktor (*gain*) für die Ladung, die als Folge der Wechselwirkung der Strahlung mit dem Detektionsmedium entsteht, oder für die daraus abgeleitete Spannung zu verändern. Diese Änderung kann zum Beispiel über den Verstärkungsfaktor eines Linearverstärkers (*amplification*) zwischen dem Detektor und der Zählerelektronik oder über die Betriebsspannung des Detektors erfolgen. Abbildung 4.3 zeigt differentielle Pulshöhenverteilungen für drei verschiedene Verstärkungsfaktoren, die bei gleicher Strahlungsquelle eingestellt werden. In diesem Zusammenhang kann der Wert der Verstärkung als das Verhältnis der Spannungsamplitude für ein bestimmtes Ereignis im Detektor und der gleichen Amplitude vor der Änderung eines beliebigen Parameters (Verstärkungsfaktor oder Detektorspannung) definiert werden.

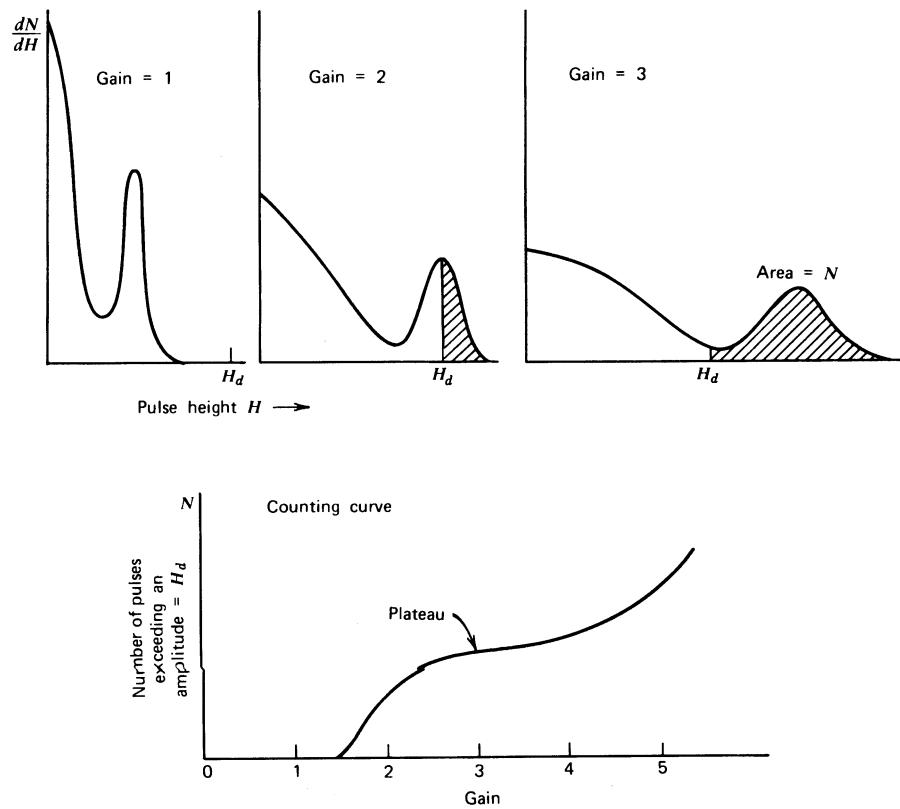


Abbildung 4.3: Beispiel einer Detektorkennlinie, die mit variablem Verstärkungsfaktor und einer Strahlungsquelle unter konstanten Bedingungen erzeugt wurde. Die 3 oberen Bilder zeigen diesem Beispiel entsprechende differentielle Pulshöhenspektren.

Die größte maximale Pulshöhe wird durch den höchsten eingestellten Verstärkungsfaktor hervorgerufen, aber die Fläche unter der differentiellen Pulshöhenverteilung wird in allen Fällen gleich sein. Im Beispiel aus Abbildung 4.3 werden für die Verstärkung $G = 1$ keine Zählraten registriert, da unter diesen Bedingungen alle Pulshöhen kleiner als H_d sind. An einem Punkt zwischen $G = 1$ und $G = 2$ werden die ersten Pulse gezählt. Man kann nun ein Experiment durchführen, bei dem die Zählrate als Funktion der Verstärkung aufgenommen wird. Damit wird die so genannte *Detektorkennlinie* aufgenommen. Eine Beispielkurve ist in Abbildung 4.3 gezeigt, die einer integralen Pulshöhenverteilung ähnelt. Wir haben nun jedoch ein Spiegelbild der integralen Verteilung vor uns, da bei kleinen Verstärkungswerten keine Pulse gezählt werden und die Zählraten zu größeren Werten ansteigen. Auch für die Kennlinie können wir Plateaus erwarten, wenn sich für bestimmte Werte der Verstärkung die effektive Diskriminatorschwelle H_d in einem Minimum der differentiellen Pulshöhenverteilung befindet. In dem in Abbildung 4.3 gezeigten Beispiel entspricht die minimale Steigung der Kennlinie ungefähr einer Verstärkung $G = 3$, wo die Diskriminatorschwelle mit dem Minimum der differentiellen Pulshöhenverteilung zusammenfällt.

Bei vielen Detektoren lässt sich die Verstärkung durch Variation der Betriebsspannung verändern. Obwohl sich die Verstärkung nicht linear mit der Betriebsspannung ändern muss, können doch die qualitativen Eigenschaften der Kennlinie durch eine einfache Messung der Detektorzählrate als Funktion der Betriebsspannung bestimmt werden. Für einen Arbeitspunkt hoher Stabilität werden danach Plateaus in den Kennlinien aufgesucht und die Betriebsspannung so ausgewählt, dass sie einem Punkt minimaler Steigung der Kennlinie entspricht.

4.2 Proportionalzähler

Proportionalzähler sind gasgefüllte Detektoren, die in den späten 1940er Jahren erstmals eingesetzt wurden. Sie beruhen auf dem Prinzip der *Ionenvervielfachung*, um die Ladung ursprünglich im Gas gebildeter Ionenpaare zu verstärken. Die damit erzielten Pulse sind beträchtlich höher als bei Ionisationskammern unter gleichen Bedingungen. Proportionalzähler kommen daher dort zum Einsatz, wo die Zahl der durch die einfallende Strahlung erzeugten Ionenpaare zu gering ist, um einen zufriedenstellenden Betrieb von Ionisationskammern zu gewährleisten. Proportionalzähler finden vielfältigen Einsatz als Neutronendetektoren.

4.2.1 Ionenvervielfachung

Lawinenbildung

Ionenvervielfachung ist eine Folge des Anstiegs der elektrischen Feldstärke innerhalb des Gases bis zu einem genügend hohen Wert. Bei kleinen elektrischen Feldern wandern die Elektronen und Ionen, die durch die einfallende Strahlung erzeugt wurden, zu den sie jeweils sammelnden Elektroden. Auf ihrem Weg erleiden die geladenen Teilchen viele Stöße mit vorwiegend neutralen Gasatomen. Aufgrund ihrer geringen Mobilität erhalten positive oder negative Ionen zwischen den Stößen nur wenig Zuwachs an kinetischer Energie. Freie Elektronen auf der anderen Seite werden durch das angelegte elektrische Feld sehr schnell beschleunigt und können beträchtliche kinetische Energie aufgenommen haben, bevor sie den nächsten Stoß erleiden. Ist ihre Energie größer als die Ionisationsenergie eines neutralen Gasatoms oder -moleküls, kann ein weiteres Ionenpaar bei diesem Stoß erzeugt werden. Da die mittlere Energie der Elektronen zwischen den Stößen mit dem angelegten elektrischen Feld ansteigt, gibt es einen Schwellwert des Feldes, ab dem Sekundärionisation auftritt. In typischen Detektorgasen bei Atmosphärendruck liegt diese Schwelle bei einer Größenordnung von 10^6 V/m.

Die bei diesem sekundären Ionisationsprozess freigesetzten Elektronen werden ebenfalls durch das elektrische Feld beschleunigt. Auf ihrem Weg durch das Gas stoßen sie mit weiteren neutralen Gasmolekülen oder -atomen zusammen und können zusätzliche freie Ladungsträger erzeugen. Der Prozess der Ionenvervielfachung verläuft daher in Form einer Kaskade, der so genannten *Townsend-Lawine*. Die relative Zunahme der Elektronenanzahl pro Einheitsstrecke wird durch die Townsend-Gleichung beschrieben,

$$\frac{dn}{n} = \alpha dx . \quad (4.3)$$

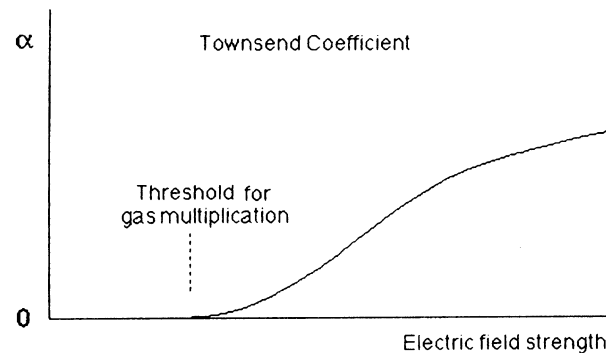


Abbildung 4.4: Darstellung des Verlaufs des ersten Townsend-Koeffizienten als Funktion der Stärke des elektrischen Feldes für ein typisches Zählgas.

Hier wird α als der erste Townsend-Koeffizient des Gases bezeichnet. Sein Wert ist 0 für elektrische Felder, deren Stärke unter der Ionisationsschwelle liegt und steigt im allgemeinen oberhalb dieser Schwelle mit zunehmender elektrischer Feldstärke an, Abb. 4.4. In einem räumlich konstanten Feld (wie bei der Parallelplattengeometrie) ist α eine Konstante in der Townsend-Gleichung. Deren Lösung sagt eine exponentielle Zunahme der Elektronendichte mit zunehmender Lawinenstrecke voraus,

$$n(x) = n(0) \exp(\alpha x) . \quad (4.4)$$

Bei der zylindrischen Geometrie, die für die meisten Proportionalzählrohre verwendet wird, nimmt das elektrische Feld in der Richtung, in die die Lawine fortschreitet, zu und die Zunahme als Funktion der Wegstrecke wird sogar steiler. Die Lawine endet im Proportionalzähler, wenn alle freien Elektronen in der Anode gesammelt wurden. Unter geeigneten Bedingungen bleibt die Anzahl der sekundär erzeugten Ionenpaare proportional zur Anzahl der primär gebildeten, die Gesamtanzahl der Ionenpaare kann jedoch um einen Faktor von mehreren Tausend erhöht sein. Die Ladungsverstärkung innerhalb des Detektors selbst reduziert die Anforderungen an externe Verstärker und kann zu einem beträchtlich verbesserten Signal-zu-Rauschverhältnis im Vergleich zu Ionisationskammern im Pulsbetrieb führen. Die Lawinenbildung schließt eine Vielzahl von Elektron-Atomstößen ein, als deren Folge verschiedene angeregte Atom- und Molekülzustände gebildet werden können. Die Leistungscharakteristik eines Proportionalzählrohrs ist dadurch viel empfindlicher auf geringste Verunreinigungen im Zählgas als Ionisationskammern.

Detektorbetriebsbereiche

Die Unterschiede zwischen den unterschiedlichen Typen von Gaszählern im Pulsbetrieb sind in Abbildung 4.5 illustriert. Die Amplitude des beobachteten Signalpulses wird als Funktion der angelegten Spannung oder gleichbedeutend des elektrischen Feldes im Detektor dargestellt.

Bei sehr kleinen Spannungswerten reicht das Feld nicht aus, um Rekombinationen der ursprünglich gebildeten Ionenpaare zu verhindern. Die gesammelte Ladung ist geringer

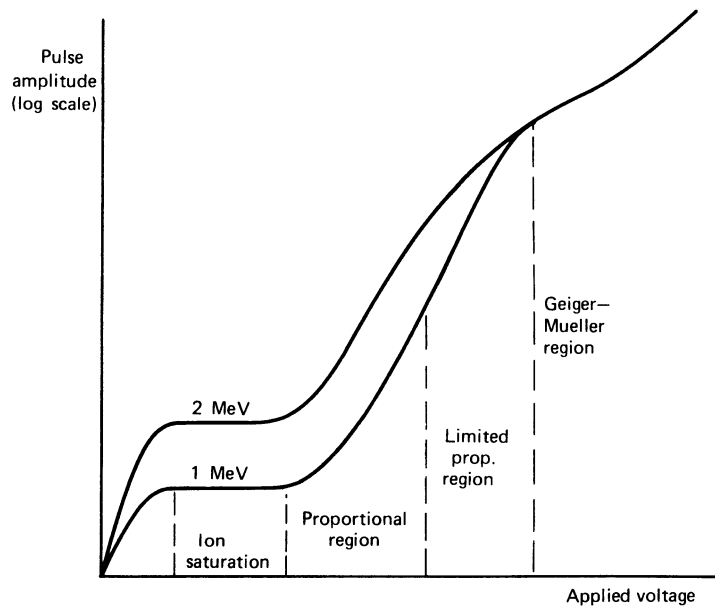


Abbildung 4.5: Unterschiedliche Betriebsbereiche eines Gaszählers. Die beobachtete Pulshöhe wird für zwei Ereignisse mit unterschiedlicher Energiedeposition im Zählergas dargestellt.

als die der ursprünglichen Ionenpaare. Mit zunehmender Spannung wird die Rekombination unterdrückt und der Sättigungsbereich erreicht. Dies ist der Betriebsbereich der Ionisationskammern.

Bei weiterer Spannungserhöhung erreichen wir die Schwelle für Ionenvervielfachung. Die gesammelte Ladung beginnt sich zu vervielfachen und die beobachtete Pulshöhe wird größer. Über einen bestimmten Bereich bleibt die Ionenvervielfachung linear mit dem elektrischen Feld und die gesammelte Ladung ist den ursprünglich gebildeten Ionenpaaren proportional. Dies ist der Bereich *wahrer Proportionalität*, der den Betriebsbereich der Proportionalzähler darstellt. Unter konstanten Betriebsbedingungen weist die beobachtete Pulshöhe immer noch auf die Anzahl der ursprünglich gebildeten Ionenpaare hin, obwohl ihre Ladung stark vervielfacht wurde.

Weitere Spannungserhöhung kann nun nichtlineare Effekte verursachen. Der wichtigste von ihnen hängt mit den positiven Ionen zusammen, die durch den sekundären Ionisationsprozess erzeugt wurden. Während die freien Elektronen sehr schnell gesammelt werden, bewegen sich die positiven Ionen viel langsamer. Sie kommen während der Zeit, in der alle Elektronen gesammelt werden, kaum voran. Daher erzeugt jeder Puls im Detektor eine Wolke positiver Ladung, die sich langsam zur Kathode hin bewegt. Ist die Konzentration dieser Ionen groß genug, stellen sie eine Raumladung im Detektor dar, die sein elektrisches Feld beträchtlich verändern kann. Da die weitere Ionenvervielfachung von der Stärke des elektrischen Feldes abhängt, werden Nichtlinearitäten beobachtet werden. Diese Effekte markieren den Beginn des Bereichs *begrenzter Proportionalität*, wo die Amplitude der Signalpulse zwar noch mit zunehmender Zahl der ursprünglichen Ionenpaare ansteigt, nicht aber mit linearem Zusammenhang.

Wird die Betriebsspannung schließlich genügend hoch, kann die durch die positiven

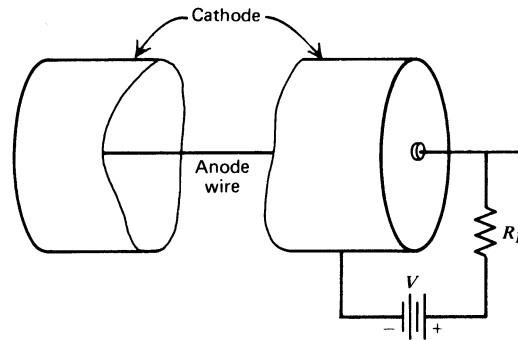


Abbildung 4.6: Wesentliche Elemente eines Proportionalzählers. Die außen liegende Kathode muss zugleich einen vakuumdichten Einschluss des Zählergases sicherstellen. Der Ausgangspuls wird über den Lastwiderstand R_L generiert.

Ionen verursachte Raumladung das Verhalten nachfolgender Pulse entscheidend bestimmen. Unter diesen Bedingungen setzt sich Lawinenbildung fort bis eine ausreichende Anzahl positiver Ionen erzeugt wurde, um das elektrische Feld im Detektor soweit zu verringern, dass keine Ionenvervielfachung mehr stattfinden kann. Der Prozess ist selbstbegrenzend und endet, wenn die gleiche Anzahl positiver Ionen gebildet wurde, gleichgültig wie viele Ionenpaare durch die einfallende Strahlung ursprünglich gebildet wurden. Danach hat jeder Signalpuls die gleiche Amplitude und spiegelt nicht mehr die Eigenschaften der einfallenden Strahlung wieder. Dies ist der *Geiger-Müller*-Betriebsbereich.

Wahl der Detektorgeometrie

Typische Proportionalzählrohre werden, wie in Abbildung 4.6 gezeigt, in zylindrischer Geometrie hergestellt. Die Anode ist ein dünner Draht, der als zentrale Achse in einer großen leeren Röhre, die als Kathode dient, positioniert ist. Die Polarität der angelegten Spannung ist bei dieser Anordnung wichtig, da die Elektronen zum zentralen Anodendraht hin beschleunigt werden müssen. Diese Polarität ist aus zwei Gründen von Bedeutung:

1. Ionenvervielfachung benötigt hohe elektrische Feldstärken. In der zylindrischen Geometrie ist das elektrische Feld bei einem Radialabstand r vom Mittelpunkt des Anodendrahts durch

$$\mathcal{E}(r) = \frac{V}{r \ln(b/a)} \quad (4.5)$$

gegeben, wobei

- V = Spannung zwischen der Anode und der Kathode
- a = Radius des Anodendrahts
- b = Innenradius der Kathodenröhre

bedeutet.

Das elektrische Feld ist demnach in der unmittelbaren Nähe des Anodendrahts hoch, wo der Abstand r klein ist. Da Elektronen von der Anode angezogen werden, bewegen sie sich von selbst in Bereiche immer höheren elektrischen Feldes.

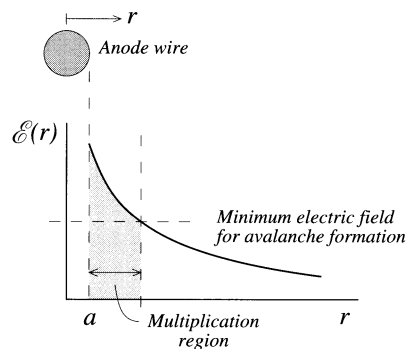


Abbildung 4.7: Der steile Abfall der elektrischen Feldstärke mit zunehmendem Abstand vom Anodendraht grenzt den Bereich der Ladungsträgervielfachung auf ein kleines Volumen ein.

Ein Zahlenbeispiel soll die herrschenden Verhältnisse verdeutlichen. Legen wir dazu eine Spannung V von 2000 V an ein zylindrisches Zählrohr mit $a = 0.008 \text{ cm} = 80 \mu\text{m}$ und $b = 1.0 \text{ cm}$ an. Das elektrische Feld an der Oberfläche des Anodendrahts beträgt dann $5.18 \times 10^6 \text{ V/m}$.

Bei Parallelplattengeometrie wäre das elektrische Feld zwischen den beiden Elektroden gleichförmig. Bei einem Elektrodenabstand von 1.0 cm müsste die angelegte Spannung 51 800 V betragen, um das gleiche elektrische Feld zu erreichen. Derart hohe Spannungen sind für den Routinebetrieb unbrauchbar, weshalb dünne Anodendrähte in Proportionalzählrohren verwendet werden um die nötigen hohen elektrischen Feldstärken zu erzielen.

2. Will man gleichförmige Ionenervielfachung für alle von der einfallenden Strahlung primär erzeugten Ionenpaare erreichen, muss der Bereich der Vervielfachung im Verhältnis zum gesamten aktiven Volumen des Detektors klein sein. Unter diesen Bedingungen werden nahezu alle primären Ionenpaare außerhalb des Vervielfachungsbereichs erzeugt und die primären Elektronen bewegen sich einfach zu diesem Bereich hin, bevor tatsächlich Ionenervielfachung einsetzt. Daher verursacht jedes Elektron im wesentlichen den gleichen Vervielfachungsprozess, gleichgültig an welcher ursprünglichen Position es freigesetzt wurde. Der Multiplikationsfaktor wird dadurch für alle ursprünglich erzeugten Ionenpaare gleich sein.

In Abbildung 4.7 ist das elektrische Feld als Funktion des Abstands vom Mittelpunkt des Anodendrahts gezeichnet. Der Bereich der Ionenervielfachung beginnt, wenn die die Feldstärke den Minimalwert zur Lawinenbildung überschreitet und setzt sich bis zur Oberfläche des Anodendrahts fort. Nehmen wir für unser obiges Zahlenbeispiel an, dass die Schwelle für Ladungsträgervielfachung im Zählgas bei 10^6 V/m liegt. Nach Gleichung (4.5) überschreitet die Feldstärke diesen Wert nur für Abstände $r < 0.041 \text{ cm} = 410 \mu\text{m}$, d.h. für Abstände die kleiner als ungefähr der fünffache Anodenradius sind. Das Volumen, das diesem Abstand entspricht, ist nur etwa 0.17% des gesamten Innenvolumens des Gasdetektors.

Um die Lawinenbildung in der Umgebung des Anodendrahts zu veranschaulichen, zeigt Abbildung 4.8 das Resultat einer Monte-Carlo Simulation, die die Elektronenver-

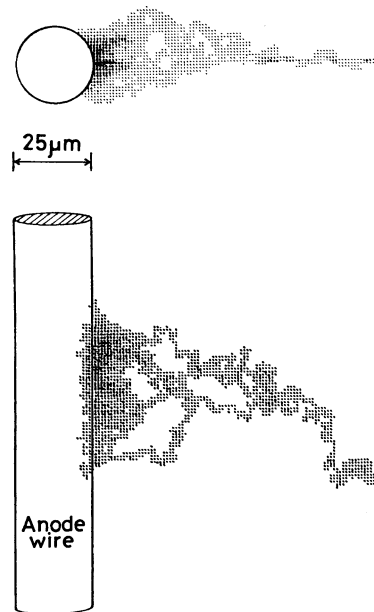


Abbildung 4.8: Orthogonale Ansichten einer durch ein einzelnes Elektron erzeugten Ladungsträgerlawine nach einer Monte Carlo Simulation. Der Grad der Schattierung zeigt die Konzentration der in der Lawine gebildeten Elektronen an.

vielfachung und die für die Lawine typischen Diffusionsprozesse modelliert. Es wurde angenommen, dass sich ein einzelnes freies Elektron in die Nähe des Anodendrahtes bewegt. Die resultierende Lawine ist auf eine kleine Strecke entlang des Drahtes beschränkt, die sich über nur wenige Durchmesser des Anodendrahts erstreckt. Daraus folgt, dass eine ortsempfindliche Messung entlang des Drahtes die axiale Position des einfallenden Elektrons sehr genau bestimmen kann. Die Lawine erstreckt sich auch nur auf einen beschränkten Bereich des Drahtumfangs, der im allgemeinen in Richtung des einfallenden Elektrons orientiert ist. Da die Lawine nur einen kleinen Bereich um den Anodendraht einnimmt, kann der Detektor auf andere Ereignisse, die weiter entfernt entlang des Anodendrahts stattfinden, reagieren, bevor die positiven Ionen des ersten Ereignisses eingesammelt wurden. Aus diesem Grund sind so genannte *Totzeiteffekte* in Proportionalzählrohren weniger limitierend als z.B. in Geiger-Müller Zählern.

4.2.2 Design von Proportionalzählern

Abbildung 4.9 zeigt die Skizze eines Proportionalzählers, die viele typische Designmerkmale dieses Detektortyps aufweist. Der dünne axiale Anodendraht wird auf beiden Enden von Isolatoren gehalten, die auch eine elektrische Vakuumdurchführung für die Hochspannungsverbindung bereitstellen. Die außen liegende Kathode wird üblicherweise auf Erde gelegt, sodass eine positive Hochspannung angelegt werden muss, um Elektronen in den Bereich hoher Feldstärke um den Anodendraht zu beschleunigen. Für Anwendung als Neutronendetektor oder Detektor hochenergetischer γ -Strahlen kann die Kathode mehrere Millimeter dick sein und so für strukturelle Festigkeit sorgen. Für niederenergetische

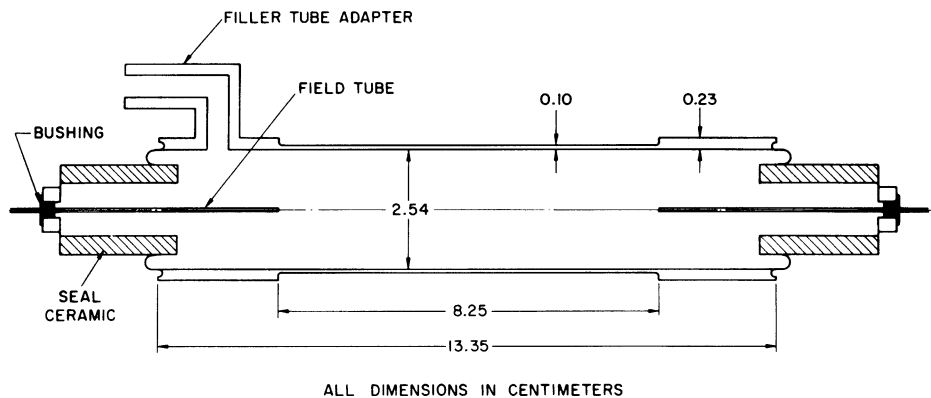


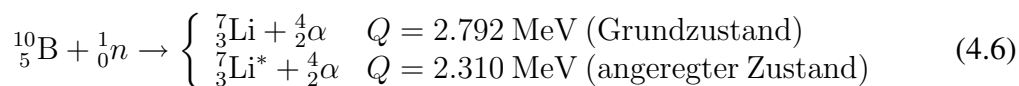
Abbildung 4.9: Querschnitt eines speziellen Proportionalzählerdesigns zum Nachweis schneller Neutronen. Die Anode besteht aus einem 0.025 mm dicken Draht aus rostfreiem Stahl.

Photonen (niederenergetische γ s, Röntgenstrahlen) oder geladene Teilchen kann an einem Ende des Zählrohrs oder in einem Bereich entlang der Kathodenwand ein dünnes Eintrittsfenster vorgesehen werden. Geeignete Eintrittsfenster werden auch für Detektoren mit axialem Neutroneneintritt verwendet.

4.3 Bor-10 als Detektionsmaterial

4.3.1 Die $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ Reaktion

Die $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ Reaktion ist sehr gut geeignet, langsame Neutronen in direkt detektierbare Teilchen zu konvertieren. Sie kann als



geschrieben werden, wobei die Verzweigung anzeigt, dass das Reaktionsprodukt ^7Li entweder in seinem Grundzustand oder in seinem ersten angeregten Zustand vorliegen kann*. Wenn thermische Neutronen ($E_n = 25 \text{ meV}$) diese Reaktion hervorrufen, führen etwa 94% aller Reaktionen auf den angeregten Zustand und nur 6% direkt in den Grundzustand. In jedem dieser beiden Fälle ist der Q -Wert der Reaktion (2.310 oder 2.792 MeV) sehr groß im Vergleich zur Energie des einfallenden langsamen Neutrons. Die Energie, die den beiden Reaktionsprodukten (^7Li oder α) als kinetische Energie mitgegeben wird, ist daher im wesentlichen der Q -Wert selbst. Die kinetische Energie des einfallenden Neutrons geht in der viel größeren Reaktionsenergie unter und es ist unmöglich, irgendeine Information über ihren ursprünglichen Wert zu erhalten. In gleicher Weise ist der Impuls des einfallenden Neutrons vernachlässigbar und der Gesamtimpuls der Reaktionsprodukte

*Der angeregte Lithiumkern kehrt schnell in den Grundzustand zurück (Halbwertszeit $\sim 10^{-13} \text{ s}$) und sendet dabei ein 480 keV γ -Quant aus. Wir nehmen an, dass diese Photon immer aus dem Detektor entkommt und nicht zu seiner Antwort auf das Ereignis beiträgt.

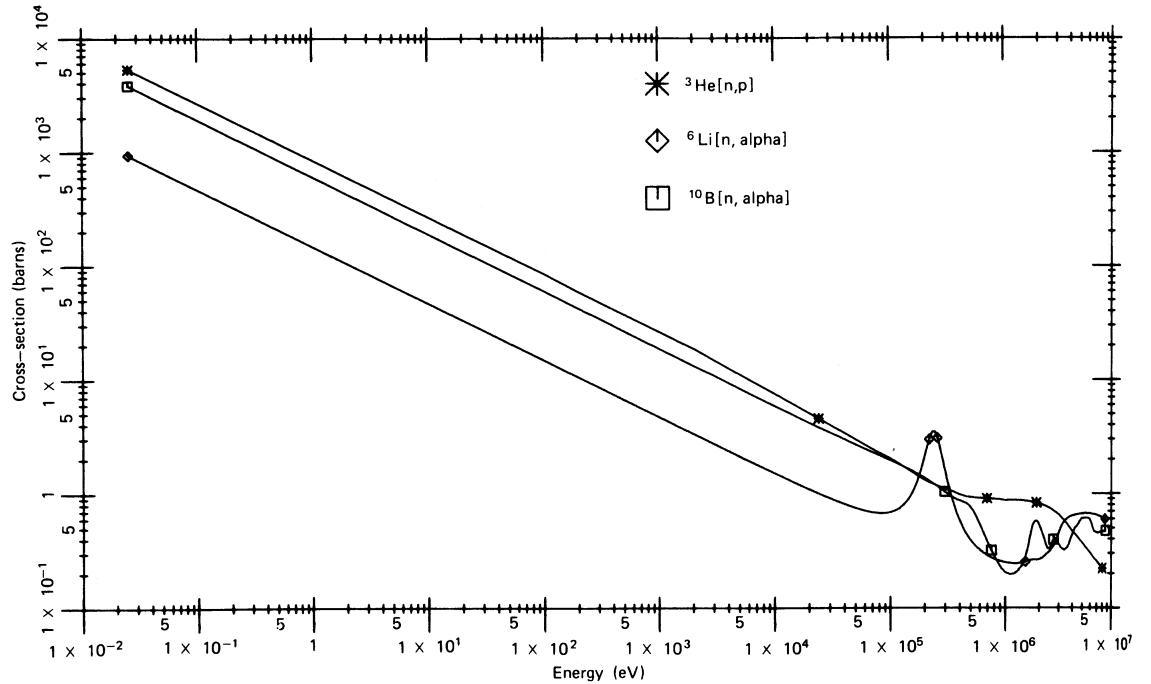


Abbildung 4.10: Wirkungsquerschnitte als Funktion der Neutronenenergie einiger Kernreaktionen, die für die Neutronendetektion von Bedeutung sind.

muss sich zu Null addieren. Daraus folgt, dass die Reaktionsprodukte in exakt entgegengesetzte Richtungen emittiert werden und sich die Energie immer in gleichem Verhältnis auf sie aufteilt. Die kinetischen Energien des α -Teilchens und des Lithiumkerns können über die Erhaltung von Energie und Impuls leicht berechnet werden:

$$E_{\text{Li}} + E_{\alpha} = Q = 2.31 \text{ MeV} \quad (4.7)$$

$$m_{\text{Li}}v_{\text{Li}} = m_{\alpha}v_{\alpha} \quad (4.8)$$

$$\sqrt{2m_{\text{Li}}E_{\text{Li}}} = \sqrt{2m_{\alpha}E_{\alpha}}$$

Werden die Gleichungen (4.7) und (4.8) gemeinsam gelöst, erhalten wir für den Fall, dass der Li-Kern im angeregten Zustand ist

$$E_{\text{Li}} = 0.84 \text{ MeV}, \quad E_{\alpha} = 1.47 \text{ MeV}.$$

Ist der Li-Kern im Grundzustand lauten die entsprechenden Energien

$$E_{\text{Li}} = 1.015 \text{ MeV}, \quad E_{\alpha} = 1.777 \text{ MeV}.$$

Abbildung 4.10 zeigt den Wirkungsquerschnitt der $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ Reaktion als Funktion der Neutronenenergie; für thermische Neutronen beträgt er 3835 b. Der Wirkungsquerschnitt fällt rasch mit zunehmender Neutronenenergie und ist wie in Gleichung (3.121) proportional zu $1/v$ über den Großteil des gezeigten Bereichs.

Die Brauchbarkeit der Reaktion stammt aus ihrem relativ großen und strukturlos verlaufenden Wirkungsquerschnitt und aus der Tatsache, dass hoch angereichertes ^{10}B gut verfügbar ist. Die natürliche Häufigkeit von ^{10}B beträgt 19.8%.

Ein weit verbreiteter Detektor für langsame Neutronen ist das BF_3 Proportionalzählrohr. In diesem Detektor kommt Bortrifluorid sowohl für die Konversion der langsamen Neutronen in sekundäre Teilchen als auch als Proportionalgas zum Einsatz. Eine Reihe anderer gasförmiger Borverbindungen wurde getestet, aber BF_3 ist wegen seiner günstigen Eigenschaften als Proportionalgas und wegen seiner hohen Konzentration an Bor die universell erste Wahl. In nahezu allen kommerziell erhältlichen Detektoren ist das Gas hoch mit ^{10}B angereichert, wodurch die Effizienz des Detektors gegenüber einem Gas aus natürlichem Bor um den Faktor 5 ansteigt. Die Güte von BF_3 als Proportionalgas sinkt allerdings mit höheren Fülldrücken, weshalb der Druck in typischen Zählrohren mit etwa 0.5 – 1.0 bar begrenzt ist.

4.3.2 Pulshöhenverteilung eines BF_3 Zählrohrs — Der Wandeffekt

Abbildung 4.11a zeigt eine ideale Pulshöhenverteilung, die für ein BF_3 Zählrohr mit großen Abmessungen erwartet wird. In einem großen Zählrohr ereignen sich nahezu alle Reaktionen genügend weit von der Detektorwand entfernt, wodurch die gesamte bei der Reaktion frei werdende Energie im Detektor deponiert wird. Der einzige Unterschied in den Pulshöhen stammt von der Verzweigung der Reaktion in den angeregten Zustand und den Grundzustand des resultierenden ^7Li Kerns. Die Flächen unter den beiden Maxima in Abbildung 4.11a spiegeln das Verzweigungsverhältnis von 94 : 6 dieser Reaktion wieder.

Sind die Zählrohrabmessungen im Vergleich zu den Reichweiten des α -Teilchens und des rückgestreuten Lithiumkerns nicht mehr groß, wird bei manchen Ereignissen nicht mehr die gesamte Reaktionsenergie im Zählergas deponiert. Trifft eines der beiden Reaktionsprodukte die Zählrohrwand, wird ein kleinerer Signalpuls erzeugt. Dieser Effekt wird als *Wandeffekt* in Gaszählern bezeichnet. Da die Reichweite der α -Teilchen für typische BF_3 Gasdruckwerte etwa 1 cm beträgt, ist für praktisch alle erhältlichen Zählrohre aufgrund ihrer Durchmesser in der gleichen Größenordnung der Wandeffekt zu berücksichtigen.

Abbildung 4.11b zeigt ein differentielles Pulshöhenspektrum, das für ein Zählrohr erwartet wird, in dem der Wandeffekt zu berücksichtigen ist. Der wesentliche Unterschied zu dem Spektrum aus Abbildung 4.11a ist das Auftreten eines zusätzlichen Kontinuums bei niedrigeren Energien links der Maxima, das einer partiellen Energiedeposition im Zählergas entspricht. Die beiden Stufen im Kontinuum sind eine interessante Eigenschaft des Spektrums und finden im folgende eine einfache Erklärung.

Da bei langsamen einfallenden Neutronen der Impuls vernachlässigt werden kann, weisen die beiden Reaktionsprodukte wie erwähnt entgegengesetzte Bewegungsrichtungen auf. Trifft das α -Teilchen die Wand, ist der Rückstoß des ^7Li Kerns von der Wand weg gerichtet und wird mit hoher Wahrscheinlichkeit seine gesamte Energie im Zählergas deponieren. Trifft andererseits der ^7Li Kern die Wand, wird die gesamte Energie des α -Teilchens vom Zählergas absorbiert.

Dadurch werden wir Verluste durch Absorption in der Wand nur für ein Reaktionsprodukt einer bestimmten Reaktion und damit für einen bestimmten Zeitpunkt erwarten. Es gibt nun die beiden erwähnten Möglichkeiten:

1. das α -Teilchen trifft die Wand, nachdem es einen Teil seiner kinetischen Energie im

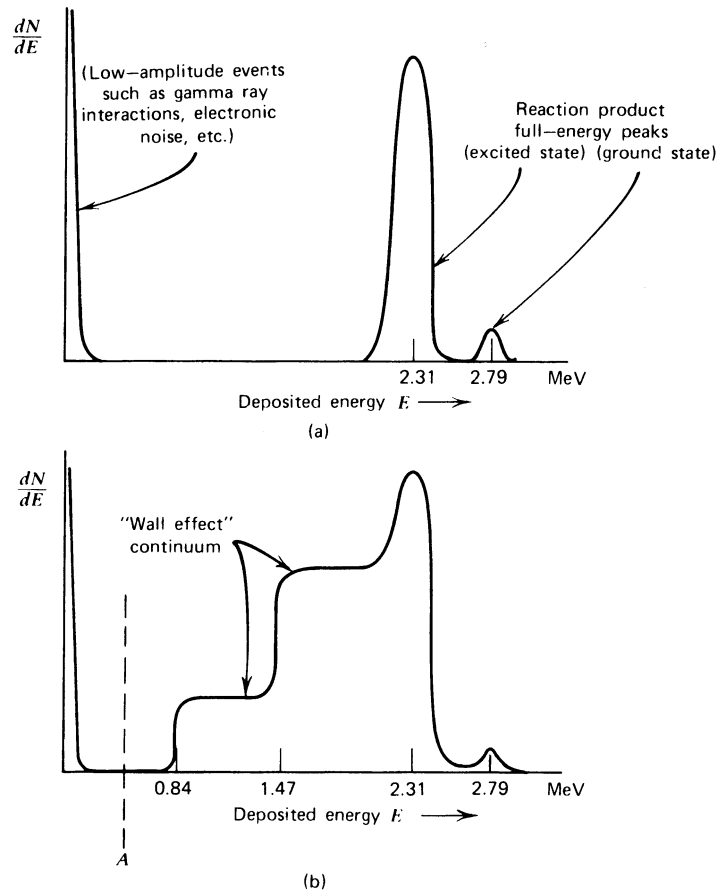


Abbildung 4.11: Erwartete Pulshöhenspektren von BF_3 Zählrohren. (a) Spektrum eines großen Zählrohrs, in dem die kinetische Energie aller Reaktionsprodukte vollständig im Zählgas absorbiert wird. (b) Zusätzliches Kontinuum als Folge des Wandeffekts.

Zählgas deponiert hat, während die Energie des ${}^7\text{Li}$ Kerns vollständig absorbiert wird,

2. der ${}^7\text{Li}$ Kern trifft nach teilweiser Deposition seiner kinetischen Energie die Wand und die Energie des α -Teilchens wird vollständig absorbiert.

Im ersten Fall kann sich die Reaktion an einer Position mit beliebigem Abstand von der Wand zwischen 0 und der Reichweite des α -Teilchens ereignen. Der Betrag der im Gas deponierten Energie kann entsprechend zwischen $(E_{\text{Li}} + 0)$ und $(E_{\text{Li}} + E_{\alpha})$ variieren. Die Abbildungen 4.12 bis 4.15 fassen die Erklärung des Wandeffekts zusammen.

Zusätzlich zu den Ereignissen, in denen der Wandeffekt eine Rolle spielt, zeigt Abbildung 4.15 das Gesamtenergiemaximum, das von allen Reaktionen stammt, bei denen die kinetische Energie beider Reaktionsprodukte im Gas absorbiert wird. Das Wandeffekt-kontinuum reicht von E_{Li} (0.84 MeV) bis zum Gesamtenergiemaximum bei $(E_{\text{Li}} + E_{\alpha})$ (2.31 MeV). Wir haben dabei nur die Reaktionen betrachtet, die zum angeregten Zustand des ${}^7\text{Li}$ Kerns führen, da das Wandeffekt-kontinuum, das mit dem viel weniger wahrscheinlichen Grundzustand verbunden ist, normalerweise im restlichen Spektrum untergeht.

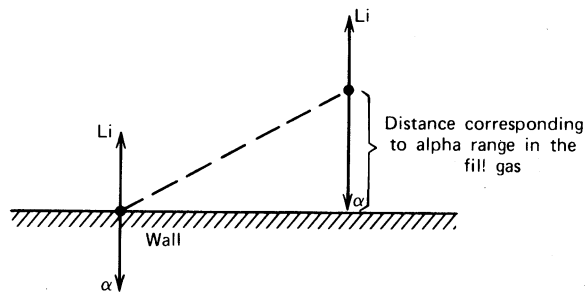


Abbildung 4.12: Illustration der unterschiedlichen Positionen im Detektor, an denen die Kernreaktion stattfinden kann.

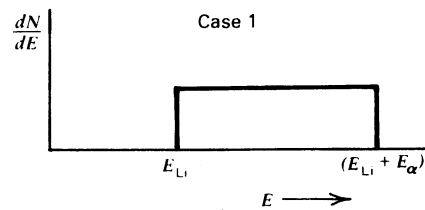


Abbildung 4.13: Da alle Orte für die Kernreaktion gleich wahrscheinlich sind, wird die deponierte Energie zwischen den gezeigten Extremen annähernd gleich verteilt sein.

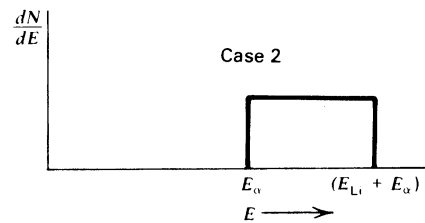


Abbildung 4.14: Analoge Argumentation für den zweiten möglichen Fall zeigt, dass die im Gas deponierte Energie zwischen $(E_{\alpha} + 0)$ und $(E_{\alpha} + E_{Li})$ liegen kann.

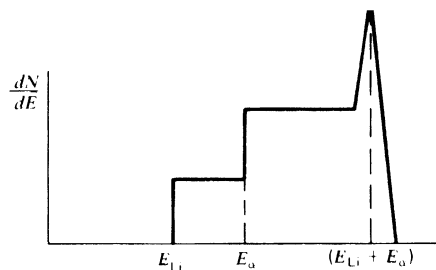


Abbildung 4.15: Die kombinierte Verteilung der Energiedeposition aller Ereignisse, in denen eines der beiden Reaktionsprodukte die Detektorwand trifft, ist die Summe der beiden oben dargestellten Fälle.

Das BF_3 Zählrohr ist ein Beispiel für einen Detektor, wo das differentielle Pulshöhenspektrum keine Aussage über das Energiespektrum der einfallenden Strahlung zulässt und nur von der Größe und der Geometrie des Detektors selbst abhängt. In Routineanwendungen gibt es daher keine Motivation, das Pulshöhenspektrum eines BF_3 Zählrohrs aufzuzeichnen. Wir werden vielmehr einen stabilen Arbeitspunkt oder ein Zählerplateau suchen, in dem kleine Änderungen der Betriebsparameter die Neutronenempfindlichkeit des Detektors nicht wesentlich ändern. Derart stabile Betriebsbedingungen würden zum Beispiel durch Setzen der Diskriminatorschwelle auf den Punkt A in Abbildung 4.11b erreicht, der unter der minimal möglichen Amplitude eines Signals liegt, das von einer neutroneninduzierten Reaktion stammt.

4.3.3 BF_3 Zählrohrkonstruktion

Fülldruck

Die Detektoreffizienz für Neutronen kann durch größere Abmessungen des Zählrohrs erhöht werden, wodurch sich auch der Einfluss des Wandeffekts reduziert. Vergleichbare Verbesserungen können auch durch eine Erhöhung des BF_3 Fülldrucks erreicht werden. Fowler hat über die Konstruktion und den Betrieb von BF_3 Zählrohren mit bis zu 15 cm Durchmesser und bis zu 180 cm Länge berichtet, Fowler (1973). Der Fülldruck variierte dabei zwischen 100 und 600 torr (etwa 13 – 80 kPa). Ein Fülldruck aus dem Bereich 200 – 300 torr (27 – 40 kPa) lieferte in dieser Arbeit die besten Ergebnisse, während sich die Gesamtenergiemaxima im Pulshöhenspektrum bei höherem Druck als Folge von Rekombination und Bildung negativer Ionen beträchtlich verbreiterten. In vielen Anwendungen ist die schlechtere Auflösung kein wirkliches Problem und Zählrohre mit höherem Fülldruck sind durchaus verwendbar, solange ein deutlich ausgeprägtes Zählerplateau vorhanden bleibt. Kommerziell erhältliche Zählrohre mit kleinen Durchmessern können sogar einen Fülldruck von mehreren bar haben, üblicher sind allerdings Werte im Bereich 500 – 600 torr (etwa 67 – 80 kPa).

Betriebsspannung

Wie die meisten Proportionalzähler werden BF_3 Zählrohre im allgemeinen mit zylindrischen Außenkathoden und zentralen Anodendrahten kleinen Durchmessers konstruiert. Aluminium wird wegen seines geringen Reaktionswirkungsquerschnitts häufig als Kathodenmaterial verwendet. Für Anwendungen, die einen besonders niedrigen Untergrund benötigen, werden auch andere Materialien wie rostfreier Stahl bevorzugt, da Aluminium in der Regel einen kleinen Beitrag von α -Aktivität aufweist. Mit typischen Anodendrahtdurchmessern von 0.1 mm oder weniger werden typische Betriebsspannungen von 1500 – 3000 V verwendet. Anodendrahte mit größerem Durchmesser und höherem Füllgasdruck erfordern noch höhere Betriebsspannungen. Typische Faktoren für Ionenvervielfachung haben bei Betriebsspannung Werte aus dem Bereich 100 – 500.

Temperatur

BF_3 Zählrohre sind in der Regel auf Betriebstemperaturen bis 100 °C beschränkt, mit speziellem Design sind Temperaturen bis 150 °C möglich. Jedoch sinken sowohl die Pulshöhe als auch die Auflösung stark, wenn die Temperatur weit über Raumtemperatur steigt. Diese Änderungen können auf mögliche Desorption von Verunreinigungen aus der Detektorwand oder aus anderen Komponenten bei höheren Temperaturen zurückgeführt werden.

Störpulse

Da die Betriebsspannungen relativ hoch sind, können Störpulse auftreten, deren Amplituden die gleiche Größe wie die Signale erreichen können. Sie entstehen vor allem

bei hoher Luftfeuchtigkeit auf Grund von Fluktuationen in den Leckströmen durch die Isolatoren hindurch. Störpulse treten auch auf, wenn der Detektor Vibrationen oder Stößen ausgesetzt ist.

Gemeinsam mit anderen Proportionalzählern zeigen BF_3 Zählrohre signifikant Effekte von Alterung. In einigen Fällen wurde eine erkennbare Verschlechterung nach 10^{10} – 10^{11} registrierten Ereignissen festgestellt. Die Verschlechterung hängt am wahrscheinlichsten mit einer Verschmutzung des Anodendrahts und der Kathodenwand als Folge der Molekülaufspaltung in den Lawinen des Ionenvervielfachungsprozesses zusammen. ^3He Zählrohre haben sich in diesem Zusammenhang als weniger anfällig erwiesen.

Alterung

4.3.4 Diskriminierung von γ -Strahlung

Ein wichtiger Gesichtspunkt in der Anwendung von BF_3 Zählrohren ist die Fähigkeit, γ -Strahlen zu diskriminieren, die häufig mit dem zu messenden Neutronenfluss auftreten. Die Wechselwirkung der γ -Strahlen mit dem Detektor findet vor allem in der Zählrohrwand statt, wo sie Sekundärelektronen produzieren, die im Zählgas Ionisation erzeugen können. Da der Energieverlust von Elektronen in Gasen gering ist, wird ein für den beschriebenen Prozess typisches Elektron nur einen kleinen Teil seiner ursprünglichen kinetischen Energie im Zählgas deponieren, bevor es die gegenüberliegende Zählrohrwand erreicht. Daher erwarten wir, dass die meisten γ -induzierten Ereignisse zu Pulsen niedriger Amplitude führen, die in Abbildung 4.11b links des Punktes A liegen. Einfache Diskriminierung nach der Pulshöhe reicht dadurch aus, um γ -induzierte Ereignisse zu eliminieren, ohne die Detektoreffizienz für Neutronen zu beeinträchtigen. In starken γ -Feldern kann sich die Effektivität der Pulshöhendiskriminierung jedoch verschlechtern (pile-up von γ -induzierten Ereignissen, chemische Änderungen des BF_3 Füllgases).

4.3.5 Detektionseffizienz eines BF_3 Zählrohrs

Die Detektionseffizienz eines BF_3 Zählrohrs für Neutronen, die entlang der Detektorachse einfallen ist annähernd durch

$$\epsilon(E) = 1 - \exp[-\Sigma_a(E)L] \quad (4.9)$$

gegeben, wobei $\Sigma_a(E) = N_{^{10}\text{B}}\sigma_a(E)$ der makroskopische Absorptionswirkungsquerschnitt von ^{10}B bei der Neutronenenergie E und L die aktive Länge des Zählrohrs ist.

Mit Gleichung 4.9 berechnen wir die Effizienz eines 30 cm langen BF_3 Zählrohrs (mit 96% ^{10}B -Anreicherung) mit 600 torr (80 kPa) Fülldruck zu $\epsilon = 91.5\%$ für thermische Neutronen ($E = 0.025$ eV), die für 100 eV Neutronen auf $\epsilon = 3.8\%$ fällt. Ein BF_3 Zählrohr, das einem Neutronenstrahl mit unterschiedlichen Neutronenenergien ausgesetzt ist, wird daher vorwiegend auf die langsamen Neutronen reagieren.

Gleichung (4.9) überschätzt die Detektoreffizienz für Neutronen leicht, da es für gewöhnlich Bereiche an den Enden des Zählrohrs gibt, wo die Ladungssammlung ineffizient und die Detektorantwort auf Neutronenereignisse daher reduziert ist. Der Einfluss dieser Toträume ist am schwerwiegendsten für Detektoren mit geringer Länge, deren Effizienz

experimentell untersucht wurde, was zu einer genaueren Vorhersage der Detektoreffizienz führte, Sampson and Vincent (1971). Das Endfenster an einem Ende des Zählrohrs ist zumeist so konzipiert, dass der Totraum und die Menge von Strukturmaterial minimiert werden.

Die meisten BF_3 Zählrohre werden mit reinem Bortrifluorid gefüllt, das bis zu 96% mit ^{10}B angereichert ist. Da jedoch BF_3 kein ideales Gas für Proportionalzähler ist, werden manchmal Zählrohre hergestellt, die eine Mischung aus BF_3 und einem geeigneteren Gas wie zum Beispiel Argon verwenden. Diese Verdünnung reduziert zwar die Detektoreffizienz, das Pulshöhenspektrum zeigt aber schärfere Maxima und stabilere Plateaus als Zählrohre, die mit reinem BF_3 gefüllt sind.

4.3.6 Borbeschichtete Proportionalzähler

Ein alternativer Zugang ist es, Bor in Form einer festen Beschichtung in einen sonst konventionellen Proportionalzähler einzubringen. Diese Konfiguration hat den Vorteil, dass ein geeigneteres Gas als BF_3 verwendet werden kann.

4.3.7 Borhaltige Szintillatoren

Da die Signale am Ausgang eines BF_3 Zählrohrs von Reaktionsprodukten stammen, die an einem weitgehend zufälligen Ort mit beliebiger Bewegungsrichtung entstehen, haben typische Pulse Anstiegszeiten von $3-5\ \mu\text{s}$ in Zählrohren mittlerer Größe. Ein weiterer Nachteil besteht bei Flugzeitanwendungen, dass der Wechselwirkungsort des Neutrons mit dem absorbierenden Borkern nicht genauer als das gesamte mit Gas gefüllte Volumen des Detektors angegeben werden kann. Da typische Zählrohre $10-20\ \text{cm}$ lang sind, um brauchbare Effizienz zu erzielen, können die Unsicherheiten in der Wegstrecke groß werden.

Um beide Begrenzungen zu umgehen wurden andere Typen borhaltiger Detektoren untersucht. Szintillatoren[†] aus B_2O_3 und ZnS finden nun breite Anwendung in Neutro-

[†]**Szintillator**, Material, welches fähig ist, beim Durchgang schneller geladener Teilchen selbst Photonen im sichtbaren oder im ultravioletten Spektralbereich auszusenden. Ein optimaler Szintillator besitzt eine hohe Effizienz, d.h. er erzeugt möglichst viele Photonen als Folge des durchgehenden Teilchens. Gleichzeitig ist er für das entstehende Licht möglichst transparent. Absorptions- und Emissionsspektrum sind gegeneinander verschoben, damit im Inneren des Szintillators keine Selbstabsorption stattfindet. Das entstandene Licht wird unter Ausnutzung der Totalreflexion oder mittels Lichtleitern auf die Kathode eines Photomultiplier fokussiert. Als Szintillatoren dienen anorganische und organische Monokristalle, etwa $\text{NaI}(\text{Tl})$, organische Flüssigkeiten, Polymere, Gase und Gläser.

Szintillation, je nach Art des Szintillators auf ganz unterschiedliche Weise erzeugte Leuchterscheinung, die zu den Lumineszenz-Phänomenen gehört. Szintillation tritt u.a. auf durch molekulare Anregung (in organischen Stoffen mit aromatischen Ringen), durch Exzitonen (z.B. in Plastikszintillatoren, erklärbar durch das Bändermodell von Kristallen) und in Gasen durch Abregung angeregter Atome in den Grundzustand. Organische Szintillatoren liegen häufig kristallin, flüssig oder als »plastics« vor. Die Lichtausbeute liegt bei etwa einem emittierten Photon je $100\ \text{eV}$ deponierter Teilchenenergie. Die typischen Anstiegszeiten der Signale liegen bei $150\ \text{ps}$, während die Zerfallszeiten etwa im Nanosekundenbereich liegen. Durch die leichte Handhabung ist die Geometrie, in die diese Materialien verarbeitet werden können, stark variabel. In Plastikszintillatoren werden häufig 2 bis 3 ausgewählte Fluoreszenzstoffe verarbeitet (z.B. Polystyren,

nenflugzeitmessungen. Diese Szintillatoren werden mit etwa 1 – 2 mm ziemlich dünn gehalten, um sowohl die Selbstabsorption dieses Materials für sein eigenes Szintillationslicht als auch die Unsicherheit in der Neutronenflugstrecke zu minimieren.

Borhaltige Plastikszintillatoren mit großen Abmessungen sind ebenfalls kommerziell erhältlich, enthalten bis zu 5% Bor und haben eine Lichtausbeute von etwa 75% eines Standardplastikszintillators. Höhere Borkonzentrationen sind möglich, führen aber zu einer weiteren Verminderung der Lichtausbeute.

Diese Szintillatoren sind gegenüber BF_3 Zählrohren bei der Diskriminierung des γ -Untergrunds aus mehreren Gründen weniger effektiv. Sekundäre Elektronen aus der Wechselwirkung von γ -Strahlen mit dem Detektionsmaterial deponieren ihre gesamte Energie im festen Szintillator, während sie nur einen Bruchteil ihrer Energie im BF_3 Zählgas abgeben. Weiters produzieren organische Szintillatoren viel mehr Licht pro Energieeinheit bei Elektronen als bei schweren geladenen Teilchen, die beim Neutroneneinfang entstehen (etwa 4% beim Plastikszintillator BC-454 als Beispiel), während die Ionisationsausbeute in Gasen für alle geladenen Teilchen bei gleicher Energie ungefähr gleich ist. Die inhärente Trennung von Signalen aus neutronen- oder γ -induzierten Ereignissen nach ihrer Amplitude im BF_3 Zählrohr wird im borhaltigen Plastikszintillator nicht mehr beobachtet. Eine Alternative ist die Verwendung von borhaltigen Flüssigszintillatoren, die kommerziell mit 4.4% Bor, angereichert mit bis zu 90% ^{10}B , angeboten werden. Die Dis-

Acryl mit Naphtalen als Szintillator), da der Fluoreszenzstoff im allgemeinen nicht transparent für sein eigenes Licht ist. Die zweite oder gegebenenfalls dritte Komponente dient dann als Wellenlängenschieber. Außerdem werden die Zerfallszeiten der emittierten Signale stark beschleunigt. Plastikszintillatoren finden z.B. auch beim Neutronennachweis durch Rückstoßprotonen Anwendung. Besonders ausgeprägt leuchten organische Stoffe mit aromatischen Ringen (z. B. Polyvinyltoluen). Anorganische Szintillatoren haben zwar längere Abklingzeiten, verfügen aber über eine deutlich größere Lichtausbeute als organische Stoffe. Der Szintillationsmechanismus in diesen Materialien ist als Effekt der Anregung des Gitters über Exzitonen verstehbar.

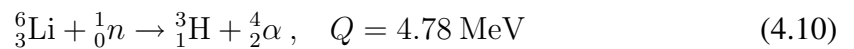
Szintillationszähler, unter Ausnutzung der Szintillationseigenschaften mancher Materialien arbeitender Detektortyp. Ein Szintillationszähler besteht im Prinzip aus einem Szintillator und einem Photomultiplier. Charakteristische Größen eines szintillierenden Materials sind seine Lichtausbeute (Verhältnis aus Energie des einfallenden Teilchens zu emittiertem Licht) und sein lineares Verhalten in Abhängigkeit der Energie des einfallenden Teilchens (möglichst unter Vermeidung von Sättigungsphänomenen), das Absorptions- und Emissionspektrum des Materials selbst und die Pulsform des emittierten Lichts, das durch die Anstiegs- und Abklingzeit des Detektormaterials gegeben ist. Häufig eingesetzte Szintillatoren sind organische Materialien wie feste Kristalle, Polymere, Flüssigkeiten (z. B. Anthrazen $\text{C}_{14}\text{H}_{10}$, Naphtalen C_{10}H_8 oder Stilben $\text{C}_{14}\text{H}_{12}$), anorganische Materialien wie Kristalle und Gläser mit bestimmten Dotierungen (Natrium-Iodid $\text{NaI}(\text{Tl})$, Cäsium-Iodid $\text{CsI}(\text{Tl})$, BGO, BaF_2) und Gase (wie die Edelgase Xe, Kr, Ar, He, aber auch Stickstoff N_2). In organischen Materialien erfolgt die Anregung zur Szintillation durch das ionisierende Teilchen auf molekularer Ebene. Die typische Anregung erfolgt daher im Ultravioletten. Durch Wellenlängenschieber kann die Emission in den für Photomultiplier günstigeren Bereich um 400 nm »verschoben« werden. Anorganische Materialien sind häufig mit Aktivator dotiert (z. B. Thallium (Tl)). Anthrazen dient als Standard für die Lichtausbeute. Die absolute Lichtausbeute für Anthrazen liegt bei 0.05, während $\text{NaI}(\text{Tl})$ als anorganischer Szintillator eine Ausbeute (absolut) von 0.1 erreicht: je 25 eV Energie (des einfallenden Teilchens), die im Szintillator deponiert wird, wird 1 Photon emittiert. $\text{NaI}(\text{Tl})$ besitzt eine gute Energieauflösung, ist aber leider hygroskopisch, was Probleme bei der Verarbeitung und Handhabung aufwirft. Benutzt werden Szintillationszähler häufig als Time-of-Flight-Zähler (TOF), schnelle Trigger und Kalorimeter (die Lichtausbeute ist proportional zum Energieverlust pro im Detektor zurückgelegtem Weg, dE/dx). Das hohe Ansprechvermögen für harte Röntgen- und Gammastrahlung, das hohe zeitliche Auflösungsvermögen durch die kurzen Ansprechzeiten sowie die gute Proportionalität zwischen Eingangsenergie und emittierter Photonenanzahl zeichnen diese Detektoren aus.

kriminierung erfolgt hier über die Pulsform der entstehenden Signale.

4.4 Lithium-6 als Detektionsmaterial

4.4.1 Die ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ Reaktion

Eine weitere für den Nachweis langsamer Neutronen geeignete Kernreaktion ist (n, α) in ${}^6\text{Li}$. Sie verläuft ausschließlich über den Grundzustand der Reaktionsprodukte und wird als



geschrieben. Die Rechnung für die kinetische Energie der Reaktionsprodukte unter Vernachlässigung der kinetischen Energie der einfallenden langsamen Neutronen liefert

$$E_{3\text{H}} = 2.73 \text{ MeV}, \quad E_{\alpha} = 2.05 \text{ MeV}.$$

Das α -Teilchen und das Triton, die bei der Reaktion entstehen, müssen bei kleinen Neutronenenergien wieder entgegengesetzte Flugrichtungen aufweisen.

Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion beträgt für thermische Neutronen 940b. Abbildung 4.10 zeigt, dass der Wirkungsquerschnitt bis zum Resonanzbereich ($> 100 \text{ keV}$) unter dem der ${}^{10}\text{B}$ Reaktion bleibt. Der geringere Wirkungsquerschnitt ist im Prinzip ein Nachteil, der aber durch den höheren Q -Wert der Reaktion und die daraus resultierende höhere kinetische Energie der Reaktionsprodukte teilweise wieder aufgehoben wird.

${}^6\text{Li}$ besitzt eine natürliche Häufigkeit von 7.5% und ist in getrennter Form ausreichend erhältlich[‡].

4.4.2 Lithiumdetektoren für langsame Neutronen

Da ein stabiles lithiumhaltiges Proportionalzählergas nicht existiert, gibt es keinen zum BF_3 Zählrohr äquivalenten mit Gasdetektor mit Lithium. Dennoch bietet der hohe Q -Wert der Lithiumreaktion tatsächliche Vorteile, wenn Diskriminierung von Gamma Pile-up oder anderer Ereignisse mit niedrigen Amplituden erforderlich ist. Da die Lithiumreaktion immer auf den Grundzustand des Endkerns führt, wird bei langsamen Neutronen die immer gleiche Energie auf die Reaktionsprodukte übertragen. Die resultierende Pulshöhenverteilung in Detektoren, die deren gesamte Energie absorbieren, wird daher um ein einzelnes Maximum zentriert sein.

Die häufigste Anwendung der Lithiumreaktion findet sich in Szintillationsdetektoren. Ein offensichtlich geeignetes Material ist kristallines Lithiumiodid auf Grund seiner chemischen Ähnlichkeit mit dem hervorragenden Szintillator Natriumiodid. Wird eine

[‡]Jedoch stellt Lithium ein äußerst sensibles Material in der Frage der Verbreitung von Kernwaffen dar. In Bomben, die auf der Energiefreisetzung bei Kernfusion beruhen, wird Li_6D als Brennstoff verwendet. Über den Neutroneneinfang nach Gleichung (4.10) wird ein Tritium gebildet, das mit Deuteriumkern verschmelzen kann, $d + t \rightarrow n + \alpha$, $Q = 17.6 \text{ MeV}$. In der Reaktion wird ein weiteres Neutron frei, das für die Kettenreaktion zur Verfügung steht.

geringe Menge (weniger als 0.1 Atom-%) Europium als Aktivator beigemischt, kann eine Lichtausbeute von etwa 35% der äquivalenten NaI(Tl)-Ausbeute erreicht werden. Die Abklingzeit des Szintillationssignals beträgt ungefähr $0.3 \mu\text{s}$.

Lithiumiodidkristalle sind im Vergleich zu den Reichweiten der Reaktionsprodukte der Neutronenreaktion im allgemeinen groß. Daher spielen Wandeffekte keine wesentliche Rolle. Die Reichweite durch Gammastrahlen erzeugter sekundärer Elektronen wird aber verglichen mit den typischen Detektorabmessungen ebenfalls klein sein. Die Szintillationseffizienz für Lithiumiodid ist für Elektronen und schwere geladene Teilchen nahezu gleich. So wird ein 4.1 MeV Elektron etwa die gleiche Lichtausbeute erzielen wie die 4.78 MeV Reaktionsprodukte der Neutronenreaktion. Die Wechselwirkung eines einzelnen γ -Quants mit dem LiI-Kristall produziert eine maximale Pulshöhe, die der Energie des γ -Quants proportional ist, während die Neutronenwechselwirkung eine Pulshöhe erzeugt, die 4.1 MeV auf der γ -Energieskala entspricht. Die Unterdrückung von γ -Strahlung ist daher schlechter als bei gasgefüllten Neutronendetektoren, in denen ein γ -Quant nur einen geringen Teil seiner Energie deponieren kann.

Ähnlich wie Natriumiodid ist auch Lithiumiodid stark hygroskopisch und kann nicht Wasserdampf ausgesetzt werden. Kommerziell erhältliche Kristalle sind daher in dünnwandigen Behältern hermetisch abgeschlossen, die an einer Seite ein optisches Fenster besitzen. Auf Grund der hohen Dichte des Materials müssen die Kristallabmessungen für eine effiziente Detektion langsamer Neutronen nicht allzu groß sein. Als Beispiel bleibt ein 10 mm dicker Kristall aus hoch angereichertem ${}^6\text{LiI}$ für Neutronen vom thermischen Bereich bis zum Cadmium-*Cutoff* von 0.5 eV zu praktisch 100% effizient.

Andere lithiumhaltige Detektoren verwenden ZnS als Szintillator. Dabei wird z.B. eine Lithiumverbindung in einer ZnS(Ag) Matrix verteilt. Kommerziell erhältliche Detektoren dieser Art haben z.B. bei 0.6 mm Dicke eine Effizienz von 25 – 30% für Neutronen der Energie 0.1 eV. Eine andere Variante sind Kombinationen dünner Schichten aus LiF und ZnS. Auf Grund ihrer geringen Dicke kann Gammastrahlung sehr effektiv diskriminiert werden, da ein Großteil der von ihr erzeugten Sekundärelektronen entkommen können, bevor sie ihre gesamte Energie abgegeben haben.

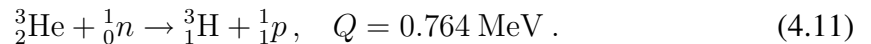
Flüssigszintillatoren mit ${}^6\text{Li}$ bis zu 0.15% Konzentration sind ebenfalls kommerziell erhältlich. Solche Szintillatoren zeichnen sich durch hohe Lichtausbeute und Transmission aus, die sie für Verwendung in Detektoren mit großem Volumen geeignet machen. Sie erlauben, wie auch Flüssigszintillatoren für andere Strahlungsarten, die Unterscheidung von γ - und neutroneninduzierten Pulsen nach ihrer Pulsform.

Lithiumhaltige Glasszintillatoren finden breite Anwendung in der Detektion schneller Neutronen. Für langsame Neutronen haben sich lithiumhaltige Glasfasern als sehr nützlich erwiesen. Es konnte gezeigt werden, dass Szintillationslicht von der Wechselwirkung eines einzelnen Neutrons am Ende einer Faser mit kleinem Durchmesser über mehrere Meter hinweg nachweisbar war. Diese Eigenschaft ermöglicht eine Flexibilität im Design, die von anderen Detektoren für langsame Neutronen nicht erreicht werden kann.

4.5 Helium-3 als Detektionsmaterial

4.5.1 Die ${}^3\text{He}(n, p)$ Reaktion

Das Gas ${}^3\text{He}$ ist gleichfalls ein weit verbreitetes Detektionmaterial für Neutronen. Die relevante Kernreaktion ist



Für Reaktionen, die durch langsame Neutronen verursacht werden, teilt sich die Energie von 764 keV auf die Reaktionsprodukte mit

$$E_p = 0.573 \text{ MeV}, \quad E_{3\text{H}} = 0.191 \text{ MeV}$$

auf. Die Bewegungsrichtung der Reaktionsprodukte ist wieder entgegengesetzt.

Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion beträgt für thermische Neutronen 5333 b und ist damit signifikant größer als jener der ${}^{10}\text{B}$ Reaktion (Abbildung 4.10).

${}^3\text{He}$ ist kommerziell ausreichend erhältlich, seine Kosten sind jedoch wegen der geringen natürlichen Häufigkeit von 0.00013% relativ hoch.

4.5.2 Das ${}^3\text{He}$ Proportionalzählrohr

Mit einem Wirkungsquerschnitt, der noch größer ist als jener der Borreaktion, stellt die ${}^3\text{He}(n, p)$ Reaktion eine attraktive Alternative zum Nachweis langsamer Neutronen dar, die immer häufiger verwendet wird. Da ${}^3\text{He}$ ein Edelgas ist, können keine festen Verbindungen hergestellt werden und das Material muss in seiner gasförmigen Phase verwendet werden.

${}^3\text{He}$ ausreichender Reinheit ist ein brauchbares Proportionalzählgas. Für einen großen Detektor würde man erwarten, dass bei jedem Neutroneneinfang 765 keV in Form der kinetischen Energie des Protons und Tritons deponiert werden. Da die Reichweite dieser Reaktionsprodukte dennoch oft im Vergleich mit den Detektorabmessungen groß ist, kann der Wandeffekt auch für ${}^3\text{He}$ Zählrohre häufig eine bedeutende Rolle spielen. Die erwartete Pulshöhenverteilung für eine Zählrohr typischer Größe ist in Abb. 4.16 skizziert. Wir erwarten für Neutronen, deren Energie klein gegenüber 764 keV ist, ein einzelnes Maximum, das der gesamten bei der Einfangreaktion entstehenden Energie entspricht. Die Stufenstruktur ist jener in Abbildung 4.11b für das BF_3 Zählrohr ähnlich, wobei die Abstufungen bei jenen Energien auftreten die der Protonenenergie von 573 keV und der Tritonenenergie von 191 keV entsprechen.

Das Kontinuum im Pulshöhenspektrum wirkt sich aus mehreren Gründen nachteilig aus. Der Spannungsbereich, über den sich ein brauchbares Zählerplateau beobachten lässt, wird reduziert und die kleineren Pulshöhen für die entsprechenden neutroneninduzierten Ereignisse verschlechtern die erwartete Separation von γ -induzierten Ereignissen mit kleiner Amplitude. Im Design von ${}^3\text{He}$ Zählrohren wird man daher bestrebt sein, die Auswirkungen des Wandeffektes gering zu halten. Eine offensichtliche Lösung ist der Bau von möglichst großen Detektoren, sodass der Großteil der Neutronenreaktionen weit genug von der Wand stattfinden kann. Eine weitere Lösung besteht in der Erhöhung des ${}^3\text{He}$

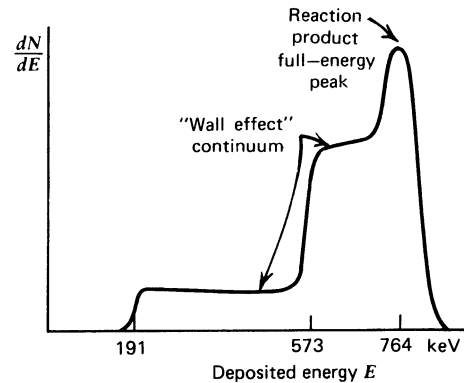


Abbildung 4.16: Erwartetes Pulshöhenspektrum eines ^3He Zählrohrs, in dem der Wandeffekt ausgeprägt ist.

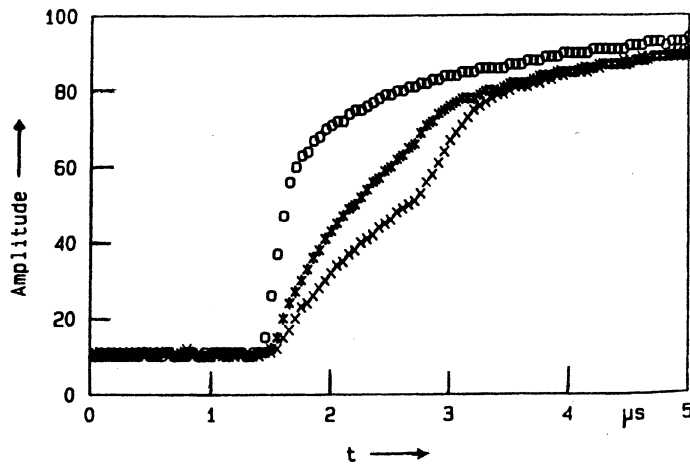


Abbildung 4.17: Unterschiedliche Anstiegsflanken im digitalisierten Signal eines ^3He Zählrohrs als Folge der verschiedenen Proton-Triton Trajektorien in Bezug auf den Anodendraht.

Fülldrucks, um die Reichweite der geladenen Reaktionsprodukte zu verkürzen. Wegen der geringen Masse der ^3He Atome ist die Reichweite dieser Reaktionsprodukte äußerst groß, was den Wandeffekt im Vergleich zu einem BF_3 Zählrohr gleicher Abmessungen und mit gleichem Fülldruck wesentlich signifikanter werden lässt. Eine Möglichkeit, die Reichweite der geladenen Teilchen zu reduzieren, ist die kleine Beimischung eines schwereren Gases um das Bremsvermögen zu erhöhen.

Die Anstiegszeit der Detektorausgangssignale hängt sowohl für ^3He als auch für BF_3 Zählrohre von der Position des Neutroneneinfangs im Detektorvolumen und der Richtung der Trajektorien der geladenen Teilchen in Bezug auf die Zählrohrachse ab. Da beide Größen zufällig variieren, werden in den Anstiegszeiten der Detektorsignale substantielle Unterschiede beobachtet. In dem in Abb. 4.17 gezeigten Beispiel betragen die Zeiten, um 80% der vollen Amplitude zu erreichen, $0,3 - 1,6 \mu\text{s}$. Diese Variationen entstehen als Folge der unterschiedlichen Driftzeiten der Elektronen vom Ort ihrer Bildung entlang ihrer Bahn im Detektor bis zum Anodendraht. Die signifikanten Ladungen, die schließlich für

die Stärke des Signalpulses verantwortlich sind, werden nur in den Ladungsträgerlawinen in der Nähe des Anodendrahts erzeugt. Wenn alle Elektronen die gleiche Driftzeit haben, werden alle Lawinen nach der ungefähr gleichen Zeitdauer ausgelöst. Bei einer verteilten Ankunftszeit der Elektronen als Folge ihrer unterschiedlichen Driftzeiten folgen auch die Ladungsträgerlawinen einer zeitlichen Verteilung und die Anstiegszeit der Pulse wird länger. In diesem Zusammenhang wurde auch festgestellt, dass die volle Signalamplitude erst nach etwa $50 \mu\text{s}$ erreicht wurde. Dies hängt mit der langsamen Bewegung der positiv geladenen Ionen zusammen, mit der sie sich vom Anodendraht entfernen. In der Praxis müssen viel kürzer Pulsformungszeiten verwendet werden, um Pile-up zu verhindern. Dadurch wird aber nur ein bestimmter Prozentsatz der vollen Amplitude berücksichtigt (*ballistic deficit*). Werden die Pulsformungszeiten zu klein, tragen auch die unterschiedlichen Signalanstiegszeiten zu diesem Defizit bei und die Maxima im Pulshöhenspektrum beginnen sich zu verbreitern. In extremen Fällen kann dies zu einer Verkleinerung der Plateaubereiche und zu einer verminderten Diskriminationsfähigkeit gegenüber γ -Strahlung führen.

Im Vergleich zu BF_3 Zählrohren können ^3He Detektoren bei viel höherem Fülldruck mit akzeptablem Ladungsvervielfachungsverhalten betrieben werden. Sie werden daher in Anwendungen bevorzugt, in denen es auf maximale Detektionseffizienz ankommt. Der geringere Q -Wert der ^3He Reaktion erschwert allerdings die γ -Diskriminierung im Vergleich zu einem äquivalenten BF_3 Zählrohr. Um γ -Pile-up zu minimieren, können andere Gase wie CO_2 oder Ar beigemischt werden, die die Elektronendrift beschleunigen und den Einsatz von Elektronik mit kürzeren Pulsformungszeiten ermöglichen.

Der Betriebsbereich von ^3He Zählrohren kann $200 - 250^\circ\text{C}$ erreichen. Im allgemeinen steigt die Signalamplitude mit zunehmender Temperatur, während die Pulshöhenauflösung sinkt. Die Signalanstiegszeiten zeigen nur geringe Abhängigkeit von der Temperatur.

Wie für alle Proportionalzähler ist die Reinheit des Gases eine kritische Größe und eine typische Fehlerursache besteht im Eindringen von Luft über einen längeren Zeitraum. Ein weiterer Faktor ist die Ausbildung elektronegativer Gasverunreinigungen während des Betriebs. Wie in BF_3 Detektoren kann eine Schicht aus Aktivkohle diese Verunreinigungen aus dem Zählrohr entfernen und die Lebensdauer des ^3He Detektors verlängern.

4.6 Spaltkammern

Die Wirkungsquerschnitte für Kernspaltung von ^{233}U , ^{235}U und ^{239}Pu sind bei niedrigen Neutronenenergien relativ groß. Daher können diese Materialien in Detektoren für langsame Neutronen eingesetzt werden. Eine charakteristische Eigenschaft der Kernspaltungsreaktion ist ihr im Vergleich mit den zuvor diskutierten Kernreaktionen extrem hoher Q -Wert (ungefähr 200 MeV). Dadurch können Detektoren, die auf Spaltreaktionen basieren, oft Signalpulse liefern, die um Größenordnungen über jenen konkurrierender Reaktionen oder einfallender γ -Strahlung liegen, wodurch eine sehr saubere Diskriminierung durchgeführt werden kann.

Abbildung 4.18 zeigt den Verlauf der Spaltwirkungsquerschnitte einiger spaltbarer Nuklide, darunter auch solche, die primär zur Detektion schneller Neutronen genutzt wer-

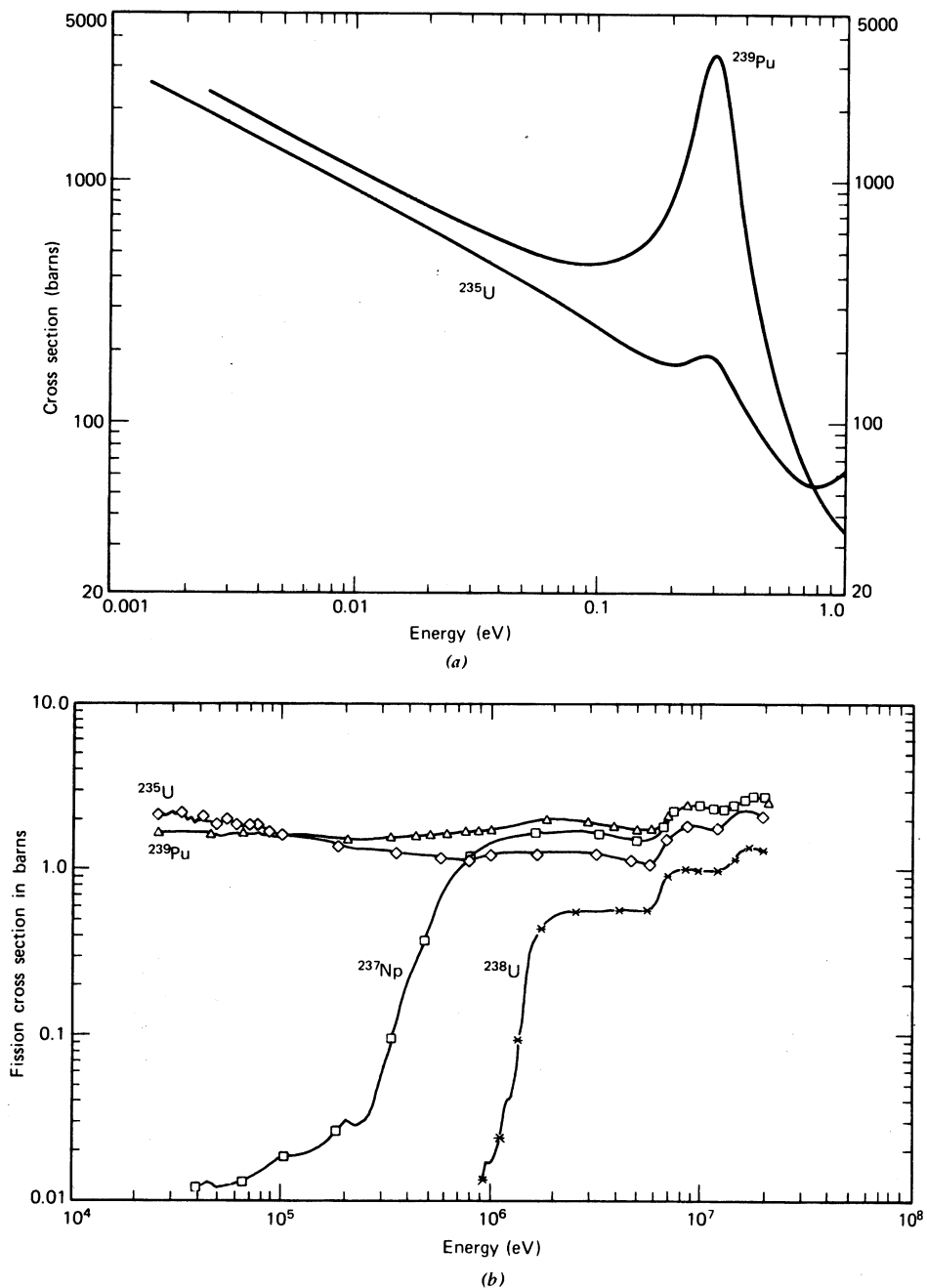


Abbildung 4.18: Wirkungsquerschnitte für Kernspaltung einiger Targetnuklide, die in Spaltkammern verwendet werden. (a) Energiebereich der langsamen Neutronen, wo die gezeigten Wirkungsquerschnitte relative hoch sind. (b) Energiebereich schneller Neutronen. Kammern mit ^{237}Np oder ^{238}U werden als Schwellwertdetektoren verwendet, die nur auf schnelle Neutronen empfindlich sind.

den. Fast alle spaltbaren Nuklide sind α -Strahler und jeder Detektor, der diese Materialien enthält, gibt spontane Signale, die auf α -Teilchen aus dem radioaktiven Zerfall zurückzuführen sind. Die Energie der α -Teilchen ist jedoch in allen Fällen um ein Vielfaches kleiner als die Energie der Reaktionsprodukte aus der Kernspaltung, wodurch diese Ereignisse im allgemeinen über die Pulshöhe sehr gut diskriminiert werden können.

Neutroneninduzierte Spaltung kann also dazu dienen, langsame Neutronen in ionisierende Reaktionsprodukte zu konvertieren, die mit konventionellen Mitteln detektiert werden können. Von den etwa 200 MeV Energie, die bei der Reaktion frei werden, treten typischer Weise 160 MeV als kinetische Energie der Spaltbruchstücke auf. Die erwarteten Signalamplituden aus den Kernspaltungsreaktionen in entsprechenden Detektoren sind daher viel größer als bei allen anderen konkurrierenden Reaktionen oder bei Untergrundereignissen. Unter diesen Umständen können extrem geringe Untergrundzählraten erreicht und dadurch Neutronen mit sehr kleine Zählraten nachgewiesen werden.

In einigen Detektortypen, von denen Szintillatoren extreme Beispiele sein können, besteht nicht immer eine linearer Zusammenhang zwischen der Amplitude des Detektorsignals und der Energie des auslösenden Teilchens. Nichtlinearitäten wirken sich besonders für stark ionisierende Teilchen wie Spaltbruchstücke aus, wodurch die aus neutroneninduzierten Reaktionen resultierenden Pulshöhen geringer ausfallen, als mit einer linearen Energie-Amplitudenbeziehung berechnet würde. Unter diesen Umständen sind die Signale aus der Spaltreaktion nach wie vor größer als von konkurrierenden Reaktionen, jedoch nicht um Größenordnungen stärker als man bei linearem Zusammenhang erwarten könnte.

Die bevorzugte Ausführung der auf Spaltreaktionen basierenden Detektoren sind Ionisationskammern, deren innere Oberfläche mit spaltbarem Material beschichtet ist. Gasdetektoren konnten aufgrund ungünstiger physikalischer und chemischer Eigenschaften des spaltbaren Materials im gasförmigen Zustand nicht realisiert werden.

Das Pulshöhenspektrum einer Spaltkammer hängt in erster Linie von der Schichtdicke des spaltbaren Materials und den geometrischen Bedingungen, unter denen die Spaltbruchstücke gesammelt werden, ab. Für Schichten, die viel dünner sind als die Reichweite der Spaltbruchstücke, wird ein doppelhöckriges Energiespektrum beobachtet, in dem die Verteilung der leichten Bruchstücke um etwa 100 MeV und der schweren um etwa 70 MeV zentriert sind. Wird die Schicht dicker gemacht, um die Detektionseffizienz zu steigern, reduziert der Energieverlust in der Schicht die mittlere kinetische Energie der Spaltbruchstücke und verzerrt die Form der gemessenen Verteilung. Abbildung 4.19 verdeutlicht diese Änderung der Form des Energiespektrums für zwei UO_2 Schichten unterschiedlicher Dicke.

Der Energieverlust der Spaltbruchstücke limitiert in der Praxis die maximal möglichen Schichtdicken auf $2 - 3 \text{ mg/cm}^2$. Für eine Lage hochangereichertes ^{235}U beträgt die entsprechende Detektoreffizienz in 2π -Geometrie bei thermischer Neutronenenergie ungefähr 0.5% und fällt bei 0.5 eV auf etwa 0.1%. Typische Spaltkammern verwenden einzelne Schichten und sind daher auf diese Effizienzwerte begrenzt. Komplexere Spaltkammern können mit höherer Detektionseffizienz hergestellt werden, indem mehrere Schichten mit

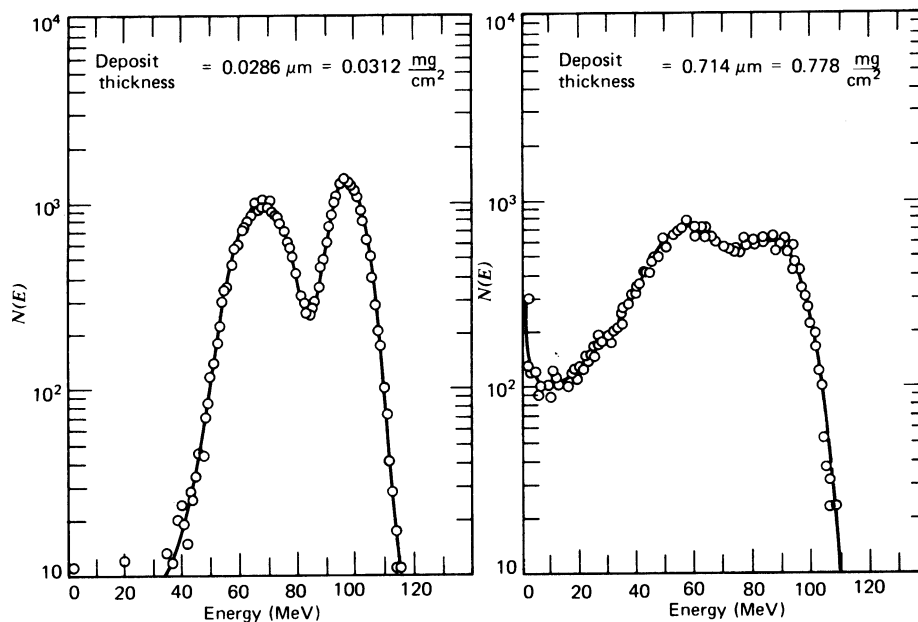


Abbildung 4.19: Energiespektren der Spaltbruchstücke, die aus zwei flachen UO_2 Schichten unterschiedlicher Dicke austreten. Hier ist ein 2π Detektor angenommen, der auf alle Spaltbruchstücke anspricht, die aus einer Oberfläche der Schicht in alle Richtungen austreten.

spaltbarem Material eingebracht und die Spaltbruchstücke in jedem Segment zwischen diesen Schichten nachgewiesen werden.

Die Abmessungen der Detektoren sind jenen zum Nachweis von α -Teilchen ähnlich, da die Spaltbruchstücke ungefähr die halbe Reichweite von 5 MeV α -Teilchen haben. Die Spaltbruchstücke haben zudem unmittelbar nach der Spaltung eine sehr hohe elektrische Ladung (in der Größenordnung 15 – 20 Elementarladungen), wodurch der Energieverlust am Beginn ihrer Trajektorie maximal ist, während die Energieverlustrate sinkt, wenn die Ionen langsamer werden und zusätzliche Elektronen aufnehmen. Bei leichten geladenen Teilchen ist das Verhalten gerade umgekehrt und sie verlieren am Ende ihrer Bahn die meiste Energie. In Detektoren, die die Teilchen nicht vollständig stoppen, geben die Spaltbruchstücke daher einen größeren Teil ihrer ursprünglichen Energie ab als α -Teilchen oder Protonen mit gleicher Reichweite. Für typische Zählergase beträgt die mittlere Reichweite dieser Teilchen einige Zentimeter, sodass Detektoren dieser Größe als brauchbare Spaltkammern verwendet werden können.

Bei Spaltung durch langsame Neutronen ist die Bewegung der beiden Spaltbruchstücke immer entgegengesetzt gerichtet. Detektoren mit einer festen Beschichtung aus spaltbarem Material werden daher nur auf eines der beiden ansprechen, dessen Bewegung in das aktive Volumen des Detektors gerichtet ist. Manche Detektoren werden daher mit extrem dünnen Folien ausgeführt, auf die die Schicht aus spaltbarem Material aufgebracht ist, sodass beide Spaltbruchstücke in die unterschiedlichen Hälften der so entstandenen Dop-

pelkammer austreten und somit gemeinsam nachgewiesen werden können. Koinzidenzmessungen sind dabei zusätzlich geeignet, α -Teilchen oder andere Untergründereignisse auszuschließen. Das dünne Trägermaterial ist natürlich entsprechend empfindlich, worauf beim Umgang mit diesen Detektoren geachtet werden muss.

Das spaltbare Material, das in den Spaltkammern verwendet wird ist praktisch immer zu einem gewissen Grad α -radioaktiv. Daraus folgt, dass typische Spaltkammern immer intrinsische α -induzierte Signale liefern, die als unerwünschter Untergrund auftreten. Da die durchschnittliche Energie der α -Teilchen typisch 5 MeV beträgt und die Spaltbruchstücke eine etwa 10-fache Energie besitzen, können die α -Pulse zumeist einfach durch Pulshöhendiskriminierung eliminiert werden. In spaltbarem Material mit hoher α -Aktivität, wie z.B. in ^{239}Pu , können Probleme auf Grund von Pile-up der α -Pulse entstehen, wenn deren Summenamplitude die Signalamplitude der niederenergetischen Spaltbruchstücke übersteigt. Die maximale Amplitude durch Pile-up ist jedoch eine zur Auflösungszeit des Detektors inverse Funktion. Daher kann Pile-up durch schnelle Spaltkammern unterdrückt werden. Kleine methangefüllte Spaltkammern wurden bereits mit Pulsdauern bis 10 ns herunter betrieben. Sehr schnelle Spaltkammern können auch mit gasförmigen Szintillatoren zur Detektion der Spaltbruchstücke oder durch Beimischung von spaltbarem Material in feste Szintillatoren hergestellt werden.

4.7 Gadolinium als Detektionsmaterial

^{157}Gd hat mit 259 000 b für den Einfang thermischer Neutronen den größten Absorptionswirkungsquerschnitt aller stabilen Kerne. Die natürliche Häufigkeit dieses Isotops beträgt 15.7%. Neutronenabsorption führt auf eine Reihe möglicher prompter Reaktionsprodukte wie γ -Strahlung und Konversionselektronen, die direkt ionisierende Teilchen sind. Für die Anwendung dieser Einfangsreaktion in der Neutronendetektion und Bildgebung (*neutron imaging*) sind daher die schnellen Elektronen die verwendeten Reaktionsprodukte. Die wichtigsten sind dabei die 72 keV Konversionselektronen, die in 39% der Einfangsreaktionen emittiert werden.

Ihre Reichweite in einer typischen gadoliniumhaltigen Schicht sind etwa 20 μm . Konverter ungefähr dieser Dicke können also für die Konversion der Neutronen in schnelle Elektronen verwendet werden, deren Nachweis in einem anliegenden Detektor erfolgt. Die Konversionseffizienz einer solchen Schicht kann bis zu 30% betragen und ist damit viel größer als die typischen 1% ^6Li - oder 3 – 4% ^{10}B -haltiger Folien.

Die *Gd*-Reaktion wird häufig in der Neutronenbildgebung verwendet, wo die Konversionselektronen dazu dienen, die Position des Neutroneneinfangs auf einen Film oder ortsempfindlichen Detektor zu übertragen.

Flüssigszintillatoren können auch Gadolinium in Lösung enthalten (typisch ist etwa eine Konzentration von 0.5%), um sie hochempfindlich für Neutronen zu machen. Da die Reaktionsprodukte sich aus schnellen Elektronen und γ -Strahlung zusammensetzen, ist der γ -Hintergrund ein viel größeres Problem als bei den anderen vorgestellten Konver-

sionsreaktionen, wo schwere geladene Teilchen entstehen und Pulshöhendiskriminierung angewendet werden kann.



Position sensitive detection of thermal neutrons with solid state detectors (Gd Si planar detectors)

G. Bruckner^{a,b,*}, A. Czermak^c, H. Rauch^b, P. Weilhammer^d

^a*Institut Laue Langevin, B.P. 156, F-38042 Grenoble, France*

^b*Atominstytut der Österreichischen Universitäten, Stadionallee 2, A-1020 Wien, Austria*

^c*Institute of Nuclear Physics, PL-31-342 Krakow, Poland*

^d*CERN, CH-1211 Geneva 23, Switzerland*

Abstract

Recent advances in the technology of position sensitive silicon detectors and the corresponding electronics allow the construction of fast time response thermal neutron detectors. These detectors also exhibit excellent position resolution by combination of silicon detectors with thin Gd converter foils. We constructed several one- and two-dimensional prototype detectors, using DC and AC coupled silicon strip detectors, pad detectors and different VLSI readout electronics. The position resolution and the detector efficiency for different converters at wavelengths from 1.1 to 3.3 Å were determined at the TRIGA reactor in Vienna and at the ILL in Grenoble. Spatial resolutions of less than 100 μm and efficiencies up to 40% have been achieved. The results of these measurements are compared with a Monte Carlo simulation of the detector operation. These detectors can also be used for phase topography experiments using perfect crystal neutron interferometers. In certain cases an increase of the sensitivity in the order of 100 can be anticipated compared to beam attenuation radiography. © 1999 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

Keywords: Position sensitive neutron detector; Silicon; Gadolinium; Image

1. Introduction

The central concept of these new detectors is to combine position sensitive Si planar sensors with external Gd converter foils [1–3]. The thermal neutrons are absorbed in the Gd foil and the resulting conversion electrons are detected in the silicon devices. Fig. 1 shows a schematic drawing of

a Gd–Si neutron detector consisting of one Gd converter foil and two Si detectors. A position sensitive Si planar detector consists of an array of many p⁺n-diodes on one single substrate. Each p⁺n-junction works as a detector for ionizing particles. The position of the detected particle is given by the individual address of the diode that collects the charge. Each diode is equipped with an individual amplifier chain to ensure real time readout. Typical wafers have a diameter of 4–6 in. and a thickness of about 300 μm. The single structures can be as small as 10 μm and are limited in their

* Corresponding author: Tel: + 33 4 76 20 7523; fax: + 33 4 76 20 7777; e-mail: bruckner@ill.fr.

184

G. Bruckner et al./Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 424 (1999) 183–189

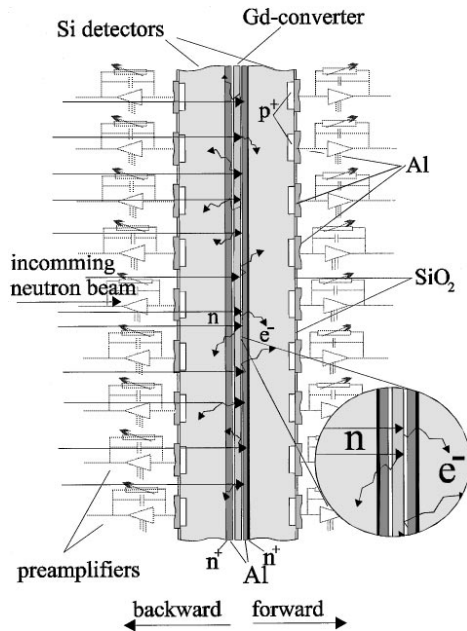


Fig. 1. Schematic of a 4π Gd-Si-neutron detector consisting of one converter foil and two Si-detectors with corresponding electronics.

extent only by the size of the wafer. A position resolution of less than $10\ \mu\text{m}$ has been achieved with these devices [4], as well as the construction of large detectors with areas up to m^2 , for several high-energy physics experiments [5–7].

2. External converter

Considering only one converter layer (no sandwich detectors), the (n, γ) reaction in Gd, which produces also a reasonable number of conversion electrons, is the only suitable one for high detector efficiency. The proton, α -particle and triton from the ${}^6\text{Li}$ and ${}^{10}\text{B}$ reactions have a very short range. Therefore, these converters can only be used in situations, which require a low detection efficiency, e.g. beam monitors, or for the detection of cold or ultra cold neutrons. One can also think of doping the Si detectors with Li, but the usual doping concentrations of about $10^{16}/\text{cm}^3$ are much too low for efficient absorption of thermal neutrons.

The (n, γ) reaction in Gd produces a quite complex conversion electron spectra (Figs. 2 and 3)

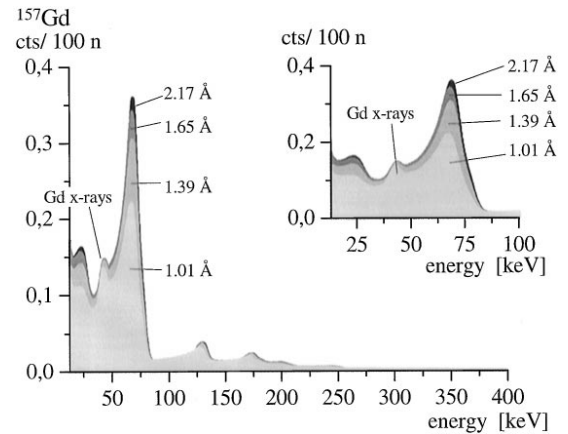


Fig. 2. Spectra of the reaction products of the neutron capture in ${}^{157}\text{Gd}$ for different neutron wavelengths, as seen in a Si-planar detector in backward direction.

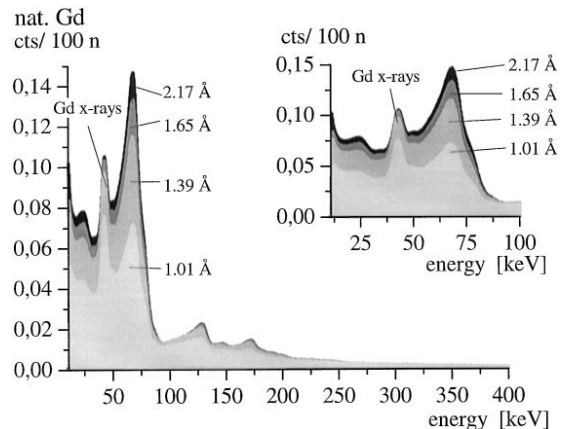


Fig. 3. Spectra of the reaction products of the neutron capture in natural Gd for different neutron wavelengths, as seen in a Si-planar detector in backward direction.

with significant energy lines between 29 and about 200 keV. Due to the high absorption cross section of Gd ($\sigma_a = 61\ 100\ \text{b}$ for natural Gd, $259\ 000\ \text{b}$ for ${}^{157}\text{Gd}$) the converter can be made very thin, so that the range of the conversion electrons is sufficient to reach the Si-detector. The band-gap in Si of 1.11 eV results in an average energy of about 3.6 keV for the electron hole creation. Therefore, the device must be capable to measure a charge of less than 5000 e^- to detect the low-energy conversion electrons,

which have already lost part of their energy when escaping the converter foil.

3. Planar diode detectors and VLSI readout electronics

The detectors are made of high resistivity silicon in planar technology and operated in fully depleted mode [8,9]. For a typical detector less than 100 V applied to the p^+n -junction ensures, that the whole detector works as one large depletion region. This mode decreases the detector noise, because it reduces the capacity between strip and backplane, and the thermally generated leakage currents. In addition, it guarantees that the entrance window on the rear side is as thin as the one on the front side and that there are no dead sections between the strips. While CCDs are made of only partly sensitive shift registers and contain inefficient channel stops to separate the columns, Si planar detectors are continuously efficient devices. Another important distinction between these detectors and CCDs concerns their readout. CCDs are integrating devices with charge transfer, that means serial readout. Therefore, a high-resolution time information is very difficult to obtain. Contrary Si detectors are constructed to measure single events with parallel readout electronics. Provided the lower level discriminator is set sufficiently high, the energy distribution of the conversion electrons does not effect the detector response, as in the case when the spectra would be detected by an integrating device such as film or CCD.

The theoretical time resolution of the Gd Si detector is given by the charge collection time in Si, the transit time of the thermal neutrons through the converter foil and the lifetime of the excited Gd atoms after the neutron capture. None of these intervals is longer than some nanoseconds, which allows the construction of a very fast detector.

For parallel readout it is necessary to equip each detector diode with the full amplification and readout electronics (more sophisticated readout techniques can reduce the number of channels). For many channels and/or a high position resolution this can only be done by the use of very large-scale integrated electronics (VLSI) [10]. Although the

technique used for the detector fabrication is from a general point of view similar to the one used for electronic circuits, it differs in some essential aspects which prevent so far the construction of detector and electronics on the same wafer.

4. Efficiency

The probability $P_n(x)$ that the neutron will be absorbed in the converter between x and $x + dx$ after surviving the distance x is given by the properties of the converter material namely the absorption cross section σ_a and number of converter atoms per unit volume N

$$P_n(x) = (1 - e^{-N\sigma_a x}) N\sigma_a dx. \quad (1)$$

For every stopped neutron the probability, that an electron will be emitted is given by the conversion factors of the corresponding (n, γ) reaction. As the decay pattern of Gd is quite complex some simplifications have to be made for the calculations of the detector efficiency. Taking the values of the dominant isotopes ^{155}Gd and ^{157}Gd from the nuclear data sheets, we used only the lowest energy levels which have the highest conversion factors, E_γ (keV) = 88.97, 199.21, 296.53, 263.58 for ^{156}Gd and E_γ (keV) = 79.51, 181.93, 277.54, 255.66 for ^{158}Gd [11]. The energy distribution of the conversion electrons was calculated, by subtracting the binding energies of the K, L and M shells. Although each conversion electron is accompanied by several γ -rays as well as X-rays and Auger electrons, which follow the ionization of the atom, only the conversion electrons, and the Auger electrons with an energy of more than 20 keV have been taken into account.

To each electron created between x and $x + dx$, an energy E and a creation probability can be assigned according to the energy distribution, together with an isotropically distributed emission angle. From these values the probability for the electrons to reach the detector volume has been calculated by evaluating the escape probability successively for every layer the electron has to penetrate (Gd-converter, Al-contacts, p^+ -doping) using the following semiempirical equations [12]. The range R in (μm) is a function of the initial

186

G. Bruckner et al./Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 424 (1999) 183–189

energy E_0 (keV), the atomic weight A (g/mol), the atomic number Z , and the density ρ (g/cm³)

$$R (\mu\text{m}) = \frac{0.0276 \cdot A \cdot E_0 (\text{keV})^{5/3}}{Z^{8/9} \cdot \rho (\text{g/cm}^2)}. \quad (2)$$

The residual energy E_r after penetrating a distance s in a given material can be expressed in terms of the reduced range $y = s/R$

$$E_r = (1 - y)^{3/5} \cdot E_0. \quad (3)$$

The electron transmission in forward direction is also a function of the reduced range and a parameter γ , which accounts for multiple scattering and diffusion losses.

$$\frac{I}{I_0} = \exp\left(-\frac{\gamma \cdot y}{1 - y}\right) \quad \gamma = 0.187 \cdot Z^{2/3}. \quad (4)$$

For all electrons, which enter the Si detector with a remaining energy of at least 15 keV, the efficiency of the Si detector can be assumed to be 100%.

Our calculations show, that the detector efficiency depends critically on the cross section of the element and is therefore a function of the neutron energy (Fig. 5). The extremely high cross section of Gd results in different characteristic of the efficiency in forward and backward direction, as can be seen in Fig. 4. This has to be kept in mind when comparing Gd with other converters as for example Li.

The efficiency, defined as the number of registered neutrons divided by the number of incident neutrons, was measured in backward direction for six different wavelengths in comparison to a calibrated He³ counter. The results for natural Gd and an enriched (90.5%) ¹⁵⁷Gd converter are shown in Fig. 5. Figs. 2 and 3 show the spectra of the reaction products of the neutron capture in ¹⁵⁷Gd and nat. Gd as seen by the Si-planar detector for the measurements made at the ILL. For thermal neutrons we can conclude an efficiency of more than 35% for the enriched ¹⁵⁷Gd converter and about half of this value for natural Gd. One can clearly see the increase towards higher wavelengths.

The measured values are constantly higher than the calculated ones. The dashed line in Fig. 5 gives the calculated values, but with a constant offset. From the spectra in Figs. 2 and 3 one can assume,

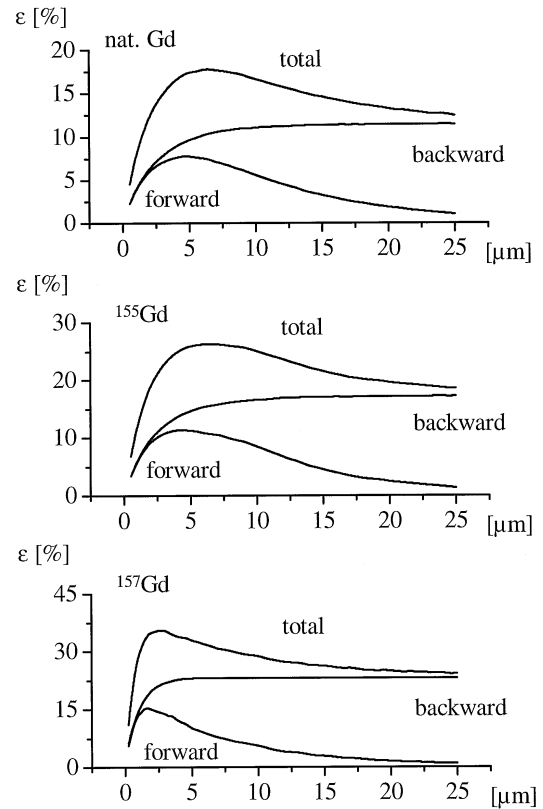


Fig. 4. Calculated detection efficiency for neutrons with 1.8 Å as a function of the converter thickness for different converters.

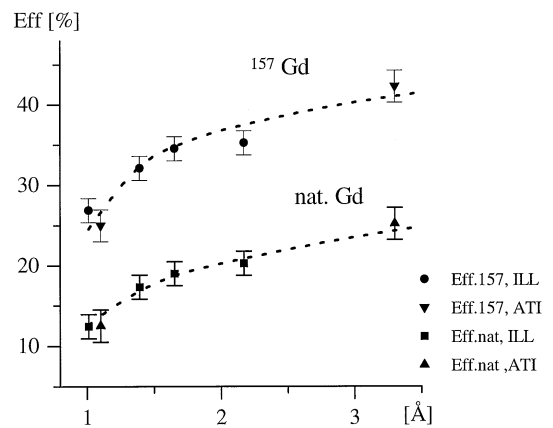


Fig. 5. Detector efficiencies in backward direction for different wavelengths, measured at the Atominstut in Vienna (ATI) and the ILL in Grenoble.

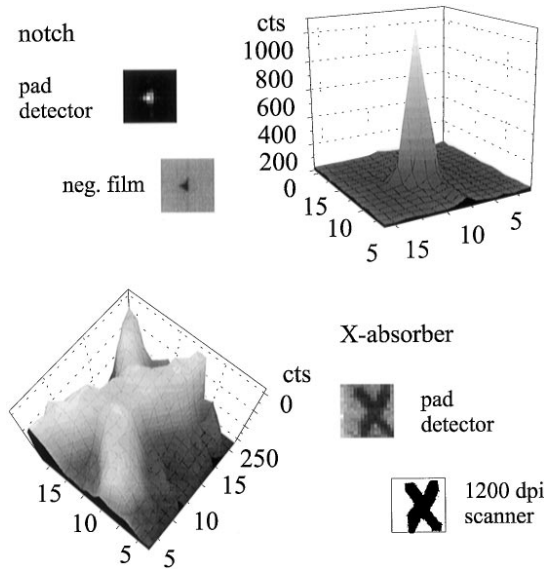


Fig. 6. Thermal neutron images and histograms for simply formed absorbers as seen by the pad detector. Original size 16×16 pads with $300 \times 300 \mu\text{m}^2$ each, respectively, $4.8 \times 4.8 \text{mm}^2$.

that this is caused by X-rays and γ -rays following the neutron capture, which are partly detected. The X-ray lines of Gd can be seen in both spectra, although, it is more dominant for natural Gd. Conversion electrons, γ -rays and X-rays are emitted simultaneously compared to the time resolution of the amplifier of about $1 \mu\text{s}$, therefore, one captured neutron can cause only one signal in the detector. Nevertheless, the electromagnetic radiation can increase the overall efficiency in the case when the electron is not detected. Otherwise, the detection of γ -rays and X-rays causes only a spread of the energy spectra.

5. Position sensitive detectors

With our first measurements about three years ago, we could demonstrate that a one-dimensional neutron detector can be constructed from a single-sided strip detector [2]. The position resolution achieved with this early system is compared with the results of a pad detector and the latest measurements with a double-sided strip detector in Fig. 7.

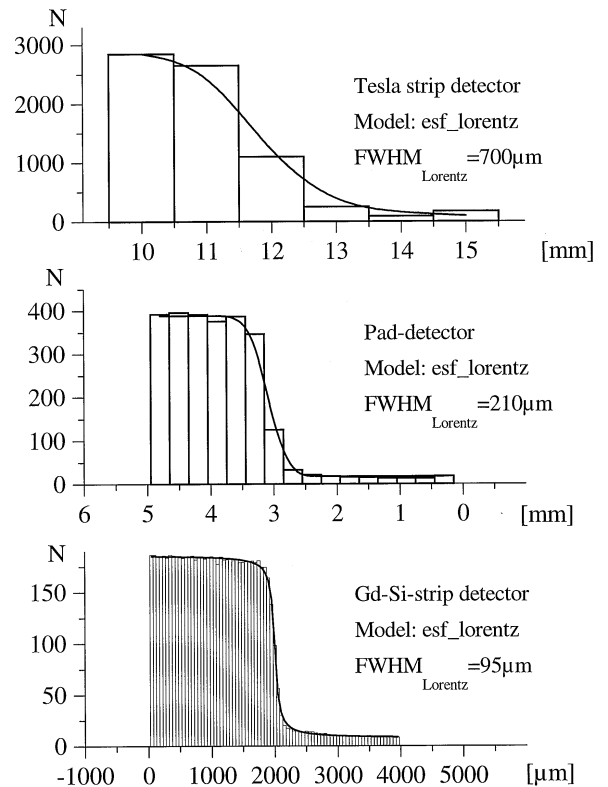


Fig. 7. Comparison of the position resolution, defined by a Lorentzian edge spread function, for three different detectors.

A pad detector offers the advantage of a two-dimensional position information on a single-sided detector design [13]. The sensor used for neutron detection has 256 pads with pitch of $300 \mu\text{m}^2$, corresponding to an area of $4.8 \times 4.8 \text{mm}^2$. For the readout we used two VA2 chips, each consisting of 128 channels with preamplifier, shaping amplifier and output multiplexer.¹ The external trigger for this electronic system was provided by processing the backplane signal of the detector with a shorter shaping time (500 ns) than that of the VA2 amplifiers ($1.2 \mu\text{s}$) [13,14]. Fig. 6 shows the images and histograms of some simply shaped neutron absorbers taken with the pad detector, in comparison with a negative film pattern and a scanner image, respectively. The almost triangular shaped hole was

¹ VLSI chip produced by Integrated Detector and Electronics AS (IDE AS), Veritasveien 9, N-1322 Hovik, Norway.

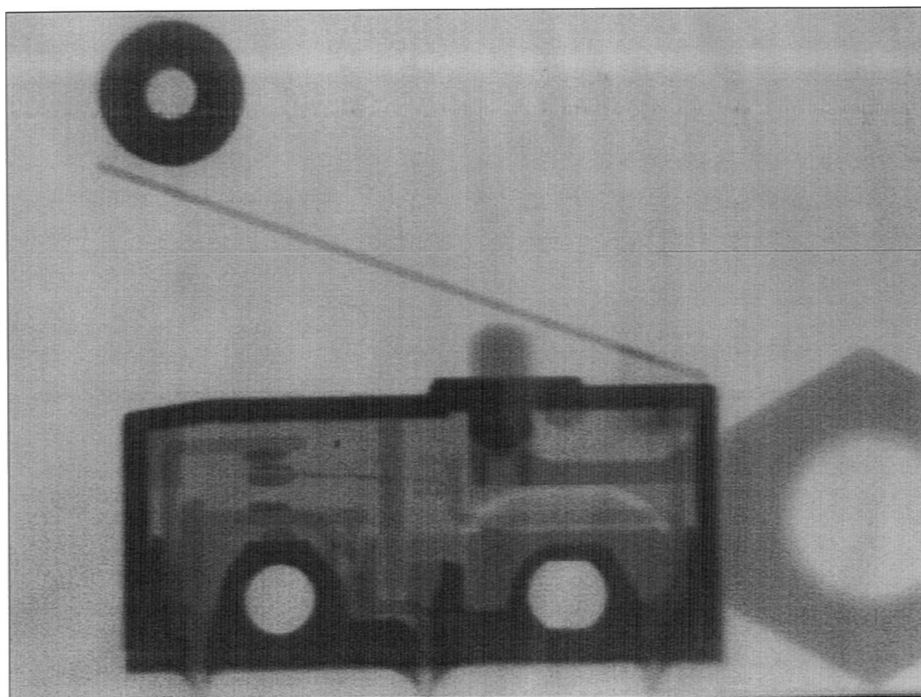


Fig. 8. Transmission image of a micro switch next to a nut as seen by the double-sided strip detector. Original size $23.4 \times 30.0 \text{ mm}^2$.

prepared by cutting an absorber into two pieces and making a notch in one side. The cut does not shield the neutrons completely, as can be seen in the histogram. As for the previous setup the position resolution was determined by measuring the detector response to an edge. An Lorentzian edge spread function was fitted to the data near the edge, which gives a position resolution of $\text{FWHM}_{\text{Lorentz}} = 210 \text{ }\mu\text{m}$ (see Fig. 7).

Figs. 8 and 9 show some images obtained with our latest system with neutrons of 2.1 \AA . It is based on a double-sided strip detector with a pitch of $50 \text{ }\mu\text{m}$. 640×512 strips were read out by five plus four 128 channel CMOS VLSI chips developed by IDE AS, which contain a low-noise charge sensitive preamplifier, a shaping amplifier and a discriminator for each channel.¹

The self-triggering capability of this circuit is essential for neutron experiments, where the trigger cannot be provided by an external source. The system was setup in a way, so that only single hits were accepted with a shaping time of $1.2 \text{ }\mu\text{s}$ and

a threshold of 20 keV . The detector area of $32.0 \times 25.6 \text{ mm}$ was only partly covered by the natural Gd converter, resulting in an effective area of $23.4 \times 30.0 \text{ mm}^2$.

The measurements confirmed, that the distance between Gd converter foil and detector is the critical parameter for the position resolution. To take advantage of the extremely high resolution of the strip detector, the Gd converter has to be placed onto the detector surface or deposited directly on the Si wafer.

The position resolution for neutrons. $\text{FWHM}_{\text{Lorentz}} = 95 \text{ }\mu\text{m}$ has been obtained by shielding about half of the detector with a ${}^6\text{Li}$ containing absorber and evaluating the data near to the edge. This value includes not only the variances produced in the detector but also the divergence of the neutron beam, the imperfection of the edge, the scattering of the neutrons at the absorber and geometric misalignments. We therefore expect a further improvement of this value for the near future.

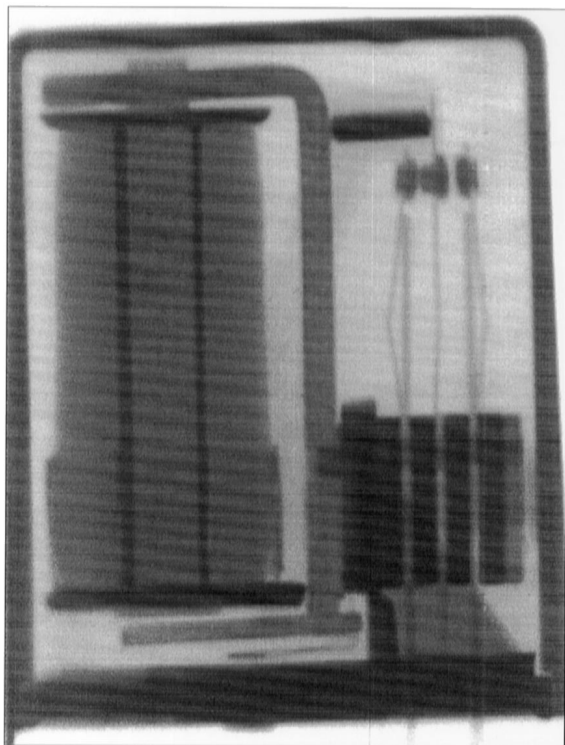


Fig. 9. Transmission image of a relay, $23.4 \times 30.0 \text{ mm}^2$, taken at a wavelength of 2.1 \AA with the double-sided strip detector.

Acknowledgements

This work has partly been supported by the EURATOM fusion program.

References

- [1] B. Feigl, H. Rauch, Nucl. Instr. and Meth. 61 (3) (1968) 349.
- [2] G. Bruckner, H. Rauch, J. Neutron Res. 4 (1996) 141.
- [3] C. Petrillo, F. Sacchetti, O. Toker, N.J. Rhodes, Nucl. Instr. and Meth. A 378 (1996) 54.
- [4] J. Straver et al., Nucl. Instr. and Meth A 348 (1994) 485.
- [5] K. Borer et al., Nucl. Instr. and Meth A 253 (1987) 548.
- [6] Proc. 5th Int. Workshop on Vertex Detectors, Nucl. Instr. and Meth A 386 (1) (1997).
- [7] Proc. 2nd Int. Symp. on Development and Application of Semiconductor Tracking Detectors, Nucl. Instr. and Meth. A 383 (1) (1996).
- [8] Proc. 7th Symp. on Semiconductor Detectors, Nucl. Instr. and Meth. A 377 (1994).
- [9] G. Lutz, Nucl. Instr. and Meth 367 (1995) 21.
- [10] E. Nygård et al., Nucl. Instr. and Meth. A 301 (1991) 506.
- [11] P. Aspell et al., Nucl. Instr. and Meth. A 315 (1992) 425.
- [11] Nuclear Data Sheets 49 (2) (1986) and Nuclear Data Sheets 56 (2) (1989).
- [12] K. Kanaya, S. Okoyama, J. Phys. D 5 (1972).
- [13] P. Weilhammer et al., Nucl. Instr. and Meth. A 383 (1996) 89–97.
- [14] G. Bruckner, H. Rauch, A. Rudge, P. Weilhammer, W. Dulinsky, SPIE 2867 (1996) 554.

Kapitel 5

Detektion schneller Neutronen

Im vorigen Kapitel wurden neutroneninduzierte Kernreaktionen vorgestellt, die als Basis für die Konversion der Neutronen in direkt nachweisbare geladene Teilchen dienen können. Im Prinzip lassen sich alle diese Reaktionen auch zur Detektion schneller Neutronen verwenden. Aus dem Verlauf der Wirkungsquerschnitte nach Abbildung 4.10 sehen wir allerdings, dass die Wahrscheinlichkeit für Neutroneneinfang durch die vorgestellten Reaktionen mit zunehmender Neutronenenergie stark abfällt. Aus diesem Grund haben konventionelle BF_3 Zählrohre nur sehr geringe Detektoreffizienz für schnelle Neutronen und werden für ihren Nachweis praktisch nie verwendet. ^3He Proportionalzählrohre hingegen werden sowohl als Detektoren für thermische Neutronen als auch zur Spektroskopie schneller Neutronen eingesetzt. Generell lässt sich sagen, dass Instrumente mit schnellen Neutronen ein modifiziertes oder gänzlich anderes Detektionsverfahren verwenden müssen, um akzeptable Detektionseffizienz zu erzielen.

Reaktions-
wirkungsquer-
schnitte

Der wichtigste zusätzliche Konversionsprozess für schnelle Neutronen ist die elastische Streuung. Bei dieser Wechselwirkung überträgt das einfallende Neutron einen Teil seiner kinetischen Energie an den streuenden Kern, der einen Rückstoß erfährt. Die Energie, die durch ein langsames Neutron übertragen werden kann, ist sehr klein und die Rückstoßkerne haben zu wenig Energie, um ein brauchbares Detektorsignal zu erzeugen. Erreicht die Neutronenenergie aber die keV-Region, können die Rückstoßkerne bereits direkt nachgewiesen werden. Das für diese Detektorart am häufigsten verwendete Detektionsmaterial ist Wasserstoff. Der Streuwirkungsquerschnitt für elastische Neutronenstreuung an Wasserstoff ist relativ groß und seine Energieabhängigkeit sehr gut bekannt. Am wichtigsten aber ist, dass ein einfallendes Neutron bei einem einzigen Stoß kinetische Energie auf ein Proton überträgt, die bis zu seiner gesamten kinetischen Energie reichen kann. Im Gegensatz dazu kann bei Streuung an schweren Kernen nur ein kleiner Teil dieser Energie übertragen werden. Die Rückstoßprotonen sind auch relativ leicht zu detektieren, was in Summe eine breite Basis für vielfältige Anwendungen in der Detektion schneller Neutronen ergibt.

Elastische Streu-
ung

Eine wichtige Unterscheidung bei Detektoren für schnelle Neutronen betrifft die Frage, ob die Energie der einfallenden Neutronen der Messung zugänglich gemacht werden soll. Bei den im vorigen Kapitel vorgestellten Detektoren geht die ursprüngliche kinetische Energie der Neutronen im Konversionsprozess unter, da die Neutronenenergie im Vergleich zu der in der Kernreaktion frei werdenden Energie extrem klein ist. Ist die Neutro-

Spektroskopie

nenenergie aber im Vergleich zum Q -Wert der Kernreaktion nicht mehr vernachlässigbar, d.h. etwa im Bereich 10 – 100 keV für die im vorigen Kapitel vorgestellten Reaktionen, ändert sich die kinetische Energie der Reaktionsprodukte merkbar mit der kinetischen Energie der Neutronen. Eine genaue Bestimmung der kinetischen Energie der Reaktionsprodukte könnte dann im Prinzip nach Abzug des Q -Werts der Reaktion die Energie der einfallenden Neutronen liefern. Bei der elastischen Streuung ist der Q -Wert der Reaktion gleich Null, sodass Neutronenenergien ab einem Punkt bestimmt werden können, an dem die rückgestreuten Kerne messbare kinetische Energie besitzen.

Detektion

In anderen Fällen ist es für die Messung ausreichend die Gegenwart eines schnellen Neutrons aufzuzeichnen, ohne Kenntnis von seiner ursprünglichen Energie zu benötigen. Derartige Detektoren können eine beliebige der vorgestellten Methoden verwenden, die Neutronen in geladene Reaktionsprodukte konvertieren. Dabei werden einfach die Ausgangspulse des Detektors registriert und gezählt. Die Effizienz von Detektoren für schnelle Neutronen dieser Art wird stark mit der Neutronenenergie variieren. Ändert sich aber die Neutronenenergie zwischen einzelnen Messungen nicht wesentlich, können sie wertvolle Information über die relative Intensität des schnellen Neutronenflusses liefern.

5.1 Detektoren mit Neutronenmoderatoren

5.1.1 Allgemeines

Detektoreffizienz

Die geringe Detektionseffizienz für schnelle Neutronen jedes Detektors für langsame Neutronen kann dadurch verbessert werden, dass der Detektor mit einigen Zentimetern moderierenden Materials umgeben wird. Die einfallenden Neutronen verlieren einen Teil ihrer kinetischen Energie im Moderator, bevor sie den Detektor als niederenergetische Neutronen erreichen, für die die Detektionseffizienz im allgemeinen höher ist. Machen wir den Moderator dicker, so wird sich die Anzahl der Stöße im Moderator tendenziell erhöhen und die mittlere Energie der Neutronen verringern, mit der sie in den Detektor gelangen. Wir könnten daher erwarten, dass die Detektoreffizienz als Funktion der Moderatordicke ansteigt, wenn sie der einzige bestimmende Faktor wäre. Ein zweiter Faktor aber verringert die Detektoreffizienz mit zunehmender Moderatordicke: Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Neutron überhaupt den Detektor erreicht, sinkt, wenn der Moderator größer wird. Die entsprechenden Effekte sind in Abbildung 5.1 illustriert. Wenn der Detektor kleiner wird und einen geringeren Teil der gesamten Anordnung einnimmt, verringert sich auch die Wahrscheinlichkeit, dass ein typischer Neutronenpfad seine Position erreicht, bevor das Neutron aus dem Detektor entkommt oder im Moderator absorbiert wird. Die Absorptionswahrscheinlichkeit steigt mit zunehmender Moderatordicke stark an, da die Absorptionswirkungsquerschnitte bei geringeren Neutronenenergien im größer werden.

Optimale Dicke des Moderators

Als Folge all dieser Faktoren, wird die Effizienz eines Detektors für langsame Neutronen mit Moderatorhülle für monoenergetischen Neutronen ein Maximum bei einer bestimmten Moderatordicke zeigen. Besteht der Moderator aus einem typischen wasserstoffhaltigen Material wie Polyethylen oder Paraffin, reicht die optimale Dicke von einigen wenigen Zentimetern für keV Neutronen bis zu mehreren Dezimetern für Neutronen

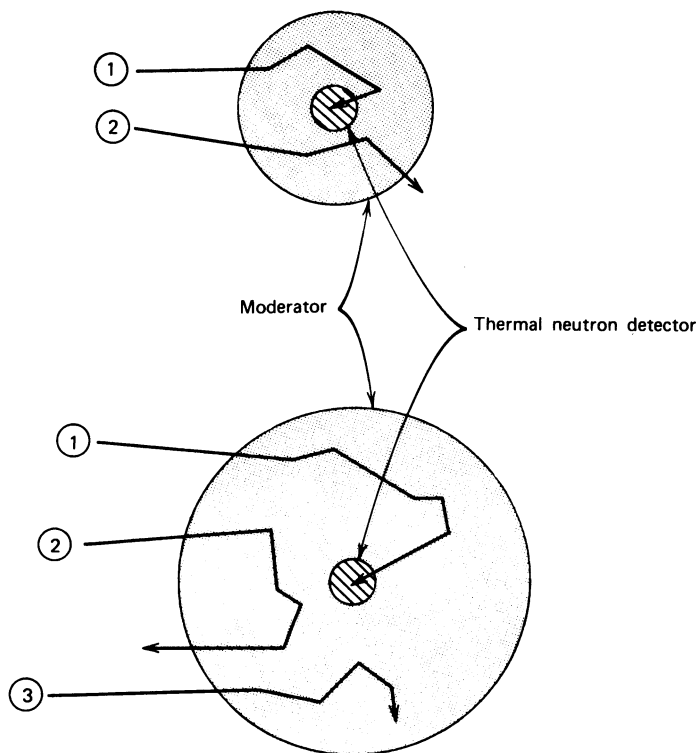


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung von Neutronenbahnen in moderierenden Detektoren. Der kleine Detektor für thermische Neutronen im Zentrum ist von Moderator-material unterschiedlicher Dicke umgeben. Trajektorien, die mit 1 bezeichnet sind, stellen schnelle Neutronen dar, die erfolgreich moderiert und detektiert werden. Neutronen auf Trajektorien 2 werden teilweise oder vollständig moderiert, entkommen aber, ohne detektiert worden zu sein. Die Bahn 3 zeigt Neutronen, die im Moderator absorbiert werden. Größere Moderatoren begünstigen den Prozess 3 und reduzieren Prozesse der Art 2.

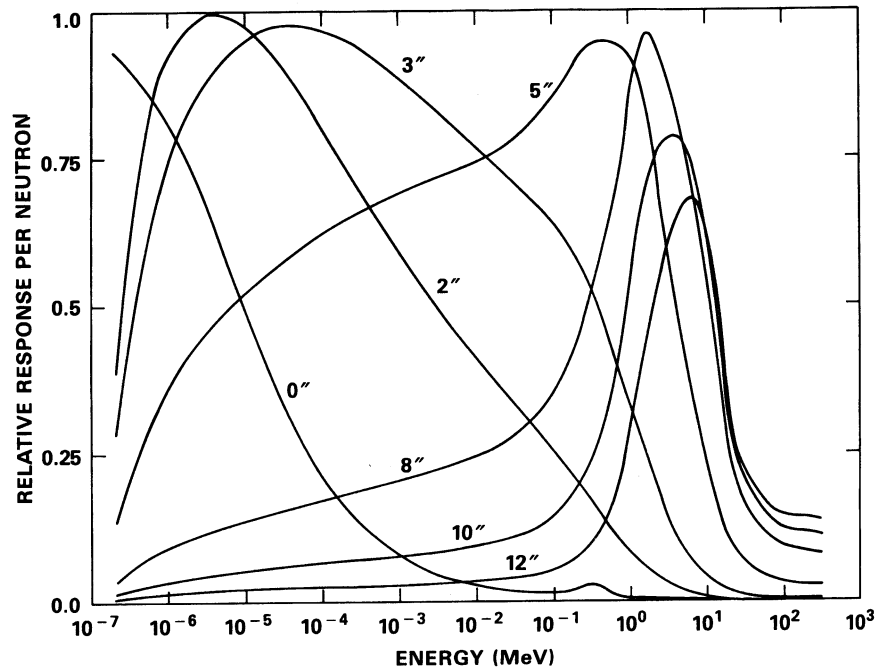


Abbildung 5.2: Energieabhängigkeit der relativen Detektoreffizienz von Bonnerkugeln mit unterschiedlichen Durchmessern bis zu 12 Zoll.

im MeV Bereich.

Optimale Energie

Auch bei konstanter Dicke eines genügend großen Moderators wird die Effizienz als Funktion der Neutronenenergie ein Maximum aufweisen. Niederenergetische Neutronen können nicht tief genug in den Moderator eindringen, da die Wahrscheinlichkeit mit zunehmender Wegstrecke steigt, dass sie absorbiert werden, während für zu schnelle Neutronen die Moderation nicht ausreicht, um effizient detektiert werden zu können. Durch eine überlegte Wahl der Größe und Zusammensetzung des Moderator-Detektorsystems, kann der Verlauf Gesamteffizienz als Funktion der Energie in eine erwünschte Form gebracht und an spezielle Anwendungen angepasst werden.

5.1.2 Das sphärische Dosimeter

Bonner-Kugeln

In ihrem Bemühen ein brauchbares Neutronenspektrometer zu entwickeln, untersuchten Bramblett et al. (1960) als erste die Eigenschaften eines kleinen Lithiumiodidszintillators im Zentrum sphärischer Polyethylenmoderatoren mit unterschiedlichem Durchmesser. Das allgemeine Verhalten dieser Art von Detektoren ist in Abbildung 5.2 gezeigt. Die Unterschiede in den Formen der Antwortkurven des Detektors auf Neutronen und Positionen der Maxima dienen dazu, einen Satz derartiger Kugeln als Neutronenspektrometer zu verwenden. Wird die Zählrate unabhängig mit jeder Kugel bestimmt, kann ein Entfaltungprozess Informationen über die Energieverteilung der einfallenden Neutronen liefern.

Äquivalentdosis

Ein sehr nützlicher Zähler hat sich aus diesen Untersuchungen entwickelt. Die in Abb. 5.2 gezeigte Kurve für die 12 – in. Kugel hat eine sehr ähnliche Form wie die Äqui-

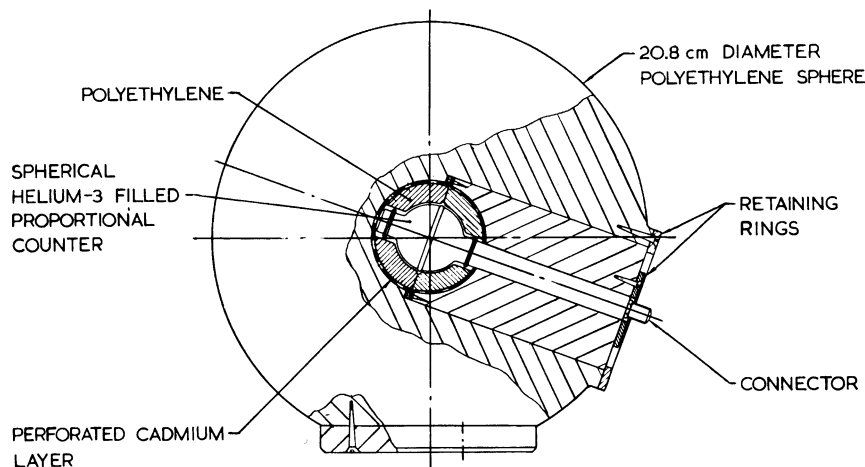


Abbildung 5.3: Sphärisches Neutronendosimeter auf Basis eines ^3He Neutronendetektors nach Leake (1968).

valentdosis, die pro Neutron als Funktion der Energie abgegeben wird. Diese Ähnlichkeit entsteht rein zufällig, es besteht kein grundlegender Zusammenhang zwischen der Wahrscheinlichkeit für Neutronendetektion im Zentrum der Kugel und der Höhe der Dosis, die ein Neutron in einem biologischen Material deponiert. Dennoch lässt sich dieser günstige Umstand ausnützen, wenn man die Äquivalentdosis von Neutronen mit unbekanntem oder variablem Energiespektrum bestimmen möchte. Die Gesamtzählrate des Detektors in einem polychromatischen Spektrum schließt automatisch die geeigneten Gewichtungsfaktoren für alle Energien mit ein und liefert eine sinnvolle Maß für die kombinierte Dosis, die von allen Neutronen abgegeben wird.

Eine Variante des sphärischen Dosimeters wurde von Leake (1968) entwickelt und ist in Abbildung 5.3 zu sehen. Ein sphärischer ^3He Proportionalzähler ersetzt hier den Lithiumiodidszintillator als Detektor der langsamen Neutronen. Dadurch wird das Ansprechen des Detektors auf γ -Strahlung minimiert. Leake berichtet über Anwendungen des Dosimeters in γ -Feldern bis 20 R/h. Mit einem 20,8 cm Durchmesser Polyethylenmoderator ist die Effizienz für thermische und epithermische Neutronen höher als der Idealwert, wodurch die Dosis überschätzt wird. Daher wird ein sphärischer Cadmiumabsorber mit Durchgangslöchern um den Detektor gegeben, wodurch sich die Antwortkurve in die richtige Richtung formen lässt. Auch im keV Bereich ist das Ansprechverhalten noch zu hoch (etwa ein Faktor 4,9 bei 10 keV), aber die Antwort auf ein breites Neutronenspektrum, das für Spaltneutronenquellen typisch ist, weicht für viele experimentelle Spektren nicht mehr als $\pm 40\%$ vom Idealwert ab. Die Effizienz für Neutronen mit hohen Energien fällt etwas ab, so unterschätzt der Detektor z.B. die Dosis von 14 MeV Neutronen, die durch eine Betonabschirmung gehen um etwa einen Faktor 2.

Harwell neutron survey meter

5.1.3 Der Long Counter

Ein Detektor, dessen Zählereffizienz nicht von der Neutronenenergie abhängt, kann in vielen Bereichen der Neutronenphysik ein sehr nützliches Gerät sein. Für einen idealen Detektor diese Typs, ist ein Graph der Detektionseffizienz als Funktion der Neutronen-

flache Detektorantwort

energie eine horizontale Linie, was zu dem Begriff *flat response detector* geführt hat. Obwohl kein realer Detektor mit einer perfekt flachen Detektorantwort über den gesamten Bereich möglicher Neutronenenergien existiert, haben sich mehrere Designvarianten ergeben, die diesem Ideal relativ nahe kommen.

Long Counter

Als populärster *Flat Response* Detektor hat sich über die Jahre der sogenannte *Long Counter* etabliert. Wie das sphärische Neutronendosimeter wird auch hier ein Detektor für langsame Neutronen im Zentrum eines moderierenden Mediums positioniert. Als Detektor wird hier ein BF_3 Zählrohr verwendet und der Detektor spricht nur auf Neutronen an, die aus einer bestimmten Richtung einfallen.

McTaggart Long Counter

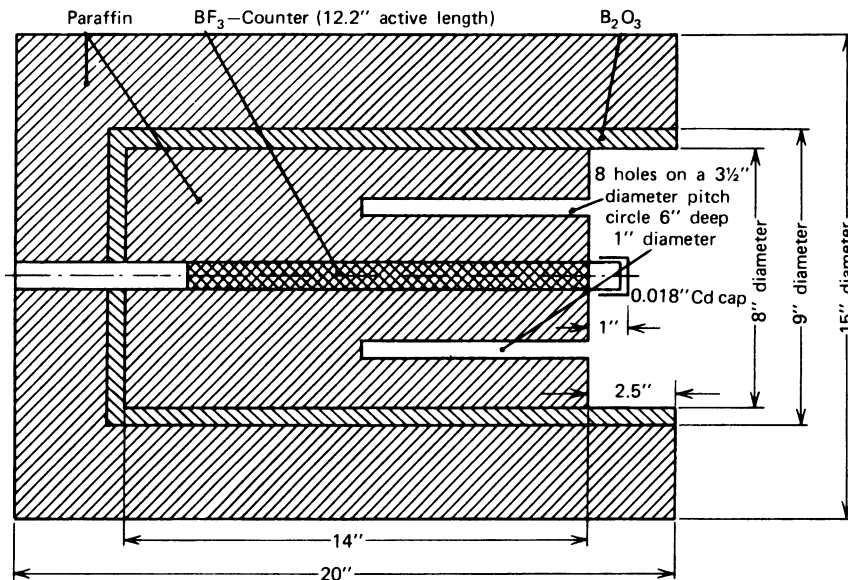
Die Kombination eines BF_3 Zählrohrs mit zylindrischem Moderator wurde erstmals von Hanson and McKibben (1947) als Detektor mit flachem Antwortverhalten vorgeschlagen. Ein späteres Design von McTaggart ist in Abb. 5.4a gezeigt und wird weiterhin als Standard Long Counter betrachtet. Der Zähler reagiert nur, wenn Neutronen von rechts innerhalb des Boroxidmantels einfallen. Neutronen aus anderen Richtungen werden zumeist im äußeren Paraffinring moderiert und danach im Bor absorbiert, ohne ein Zählereignis zu verursachen. Neutronen, die an der rechten Stirnfläche parallel zur Zylinderachse eintreffen, dringen eine bestimmte Distanz in den Detektor ein, bevor sie moderiert werden. Die mittlere Distanz steigt dabei mit zunehmender Neutronenenergie an. Sind das BF_3 Zählrohr und der zylindrische Moderator genügend lang, wird ein typischer Querschnitt des Zylinders am Ort der Moderation für Neutronen unterschiedlicher Energie nicht wesentlich verschieden sein. Daher hängt die Wahrscheinlichkeit, dass ein moderiertes Neutron seinen Weg ins BF_3 Zählrohr findet und dort registriert wird, nicht wesentlich von der Neutronenenergie ab. Diese Eigenschaft führt schließlich auf das flache Antwortverhalten des Detektors. Die Löcher an der Stirnfläche verhindern ein Abfallen der Effizienz für Neutronen mit Energien unter 1 MeV, indem sie die Neutronen tiefer in den Detektor eindringen lassen, die in anderem Fall durch die Stirnfläche wieder entkommen würden. Abb. 5.4b zeigt die Effizienz des McTaggart Long Counters als Funktion der Neutronenenergie bei unterschiedlichen axialen Positionen des BF_3 Zählrohrs. Schließt dabei das Zählrohr mit der Stirnfläche des Detektors ab, ändert sich die Detektoreffizienz im gezeigten Energiebereich um nicht mehr als 10%.

Zentrale Rolle des BF_3 Zählrohrs

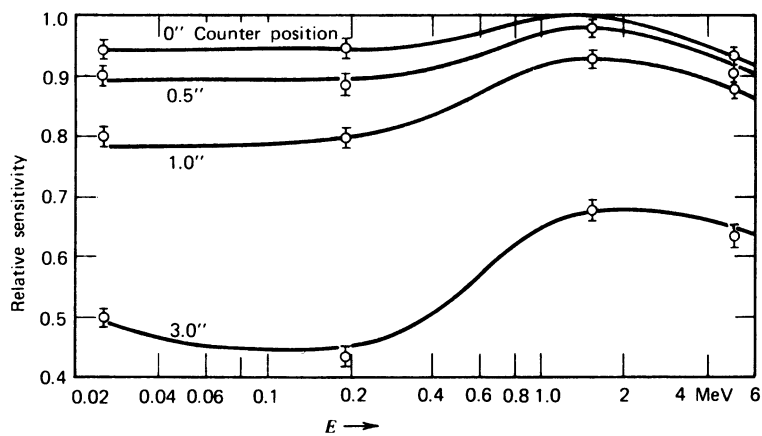
Long Counter erhalten viele Betriebseigenschaften von den BF_3 Zählrohren, auf denen ihr Design beruht. Die Empfindlichkeit auf γ -Strahlen kann durch einfache Pulshörendiskriminierung bis zu relativ hohen γ -Intensitäten eliminiert werden. Long Counter weisen gute Langzeitstabilität auf und haben Anwendung als Neutronenflussmonitore in einer Vielzahl von Neutronenexperimenten gefunden.

^3He Long Counter

Ein modifizierter Long Counter mit einigen verbesserten Eigenschaften wurde von East and Walton (1969) entwickelt und ist in Abb. 5.5 reproduziert. Hier wird das BF_3 Zählrohr des McTaggart Designs durch mehrere He_3 Zählrohre ersetzt. Hier werden 5 getrennte Detektoren nahe der zentralen Achse des zylindrischen Moderators angeordnet. Die Verwendung von He_3 Zählrohren mit hohem Füllgasdruck führt dazu, dass die Gesamtdetektoreffizienz gegenüber einem Standard Long Counter von 0.25% auf 11.5% ansteigt. Die 12 Löcher, die in den inneren Polyethylenzylinder gebohrt sind, werden an der Detektoreintrittsfläche mit einem 19 mm dicken Polyethylenring bedeckt, um eine Moderationsgeometrie zur Verfügung zu stellen die eine möglichst flache Detektorantwort begünstigt. Die gemessene Effizienz dieses Detektors ist in Abb. 5.6 für mehrere



(a)



(b)

Abbildung 5.4: (a) Querschnitt durch einen *Long Counter* nach McTaggart. (b) Relative Empfindlichkeit des McTaggart Long Counter als Funktion der Neutronenenergie. Der bei den unterschiedlichen Kurven variierte Parameter ist der Abstand, um den das Ende des BF_3 Zählrohrs gegen die Frontfläche des Moderators verschoben ist. Die flachste Kurve ergibt sich, wenn das Zählrohrende in der Frontfläche des Moderators liegt.

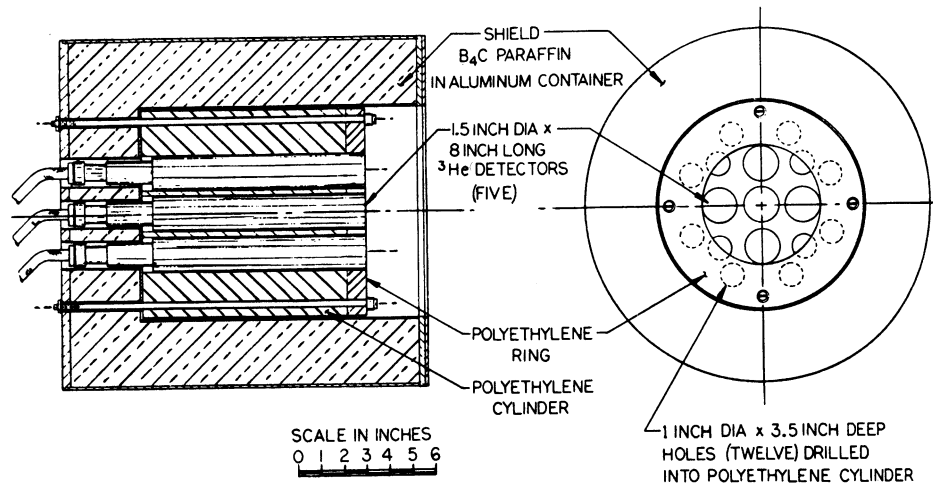


Abbildung 5.5: Ein hoch effizienter *Long Counter* mit mehreren ^3He Zählrohren nach East and Walton (1969).

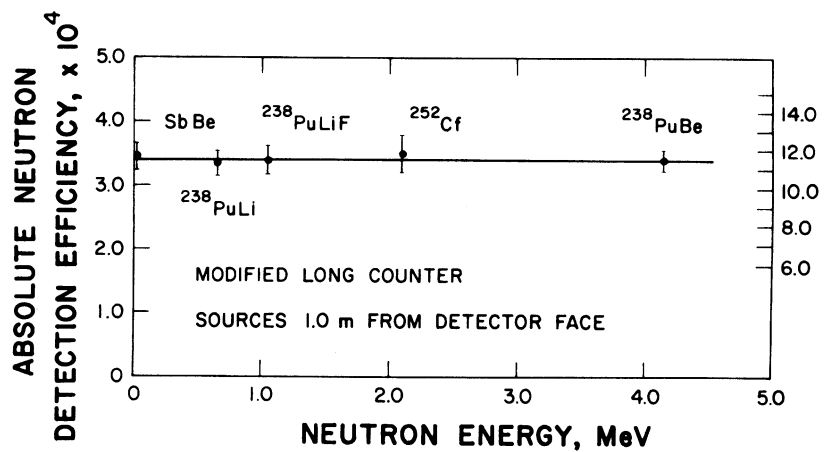


Abbildung 5.6: Effizienz des in Abb. 5.5 gezeigten *Long Counters* als Funktion der mittleren Energie einiger Neutronenquellen nach East and Walton (1969). Die Effizienzwerte gelten für eine Punktquelle in 1 m Abstand von der Detektoreintrittsfläche.

Neutronenquellen dargestellt, die eine breite Energieverteilung der emittierten Neutronen aufweisen. Für diese Quellen ist die gemessene Effizienz tatsächlich im wesentlichen konstant. Für nahezu monoenergetische Neutronenquellen können stärkere Fluktuationen auftreten, die auf schmale Resonanzen in den Wirkungsquerschnitten der unterschiedlichen Detektormaterialien zurückzuführen sind, Evans (1982).

5.2 Detektoren auf Basis von Reaktionen schneller Neutronen

Die Detektoren, die in den vorangegangenen Abschnitten beschrieben wurden, bauen darauf auf, dass die schnellen Neutronen in einem Moderator abgebremst werden, bevor sie als thermische Neutronen detektiert werden. Der Moderationsprozess eliminiert jegliche Information über die ursprüngliche Energie eines schnellen Neutrons und kann im allgemeinen nicht verwendet werden, wenn wir Informationen über diese Energie erhalten wollen. Zusätzlich ist der Detektionsprozess im allgemeinen eher langsam. In den meisten Anordnungen müssen die Neutronen mehrfach an den Kernen des Moderatormaterials gestreut werden und als thermische Neutronen durch den Moderator diffundieren, bevor das Detektorsignal erzeugt wird, was einige zehn oder hundert Mikrosekunden dauern kann. Daher können derartige Detektoren kein schnelles Detektionssignal liefern, das in vielen Anwendungen benötigt wird.

Diese beiden Einschränkungen lassen sich umgehen, wenn die schnellen Neutronen direkt eine geeignete Kernreaktion induzieren ohne Moderation zu benötigen. Die Reaktionsprodukte haben in diesem Fall eine kinetische Energie, die der Summe aus der kinetischen Energie der einfallenden Neutronen und dem Q -Wert der Reaktion entspricht. Ist die Neutronenenergie größer als ein nur verschwindender Bruchteil des Q -Werts, wird die Neutronenenergie einfach durch Subtraktion des Q -Werts von der Gesamtenergie der Reaktionsprodukte erhalten. Der Detektionsprozess wird im allgemeinen schnell sein, das sich die einfallenden schnellen Neutronen typischerweise nur wenige Nanosekunden im aktiven Volumen des Detektors befinden und nur eine einzelne Reaktion erforderlich ist, um ein Detektionssignal zu liefern. Die Wirkungsquerschnitte typischer durch schnelle Neutronen induzierter Kernreaktionen sind jedoch um Größenordnungen kleiner als die entsprechenden Wirkungsquerschnitte für thermische Neutronen. Die Detektoren haben daher unvermeidlich eine viel geringere Detektionseffizienz als ihre Gegenstücke für thermische Neutronen.

Verschieben wir die Diskussion der Anwendung von elastischer Neutronenstreuung auf den Nachweis schneller Neutronen, bleiben gerade zwei Reaktionen mit Bedeutung für die Spektroskopie schneller Neutronen übrig: ${}^3\text{He}(n, p)$ und ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$. Beide Reaktionen wurden bereits in Kapitel 4 diskutiert. Den Verlauf ihres Wirkungsquerschnitts als Funktion der Neutronenenergie zeigt Abb. 5.7 im Bereich der schnellen Neutronen. Wir betonen in den nachfolgenden Abschnitten die Anwendung dieser Reaktionen in der Neutronenspektroskopie, bei der die Energie der Neutronen aus der Messung der Energie der Reaktionsprodukte abgeleitet wird. Es ist natürlich möglich, die gleichen Detektoren einfach für den Nachweis der schnellen Neutronen über die vorgestellten Reaktionen zu verwenden.

Beschränkungen moderierender Detektoren

Kernreaktionen schneller Neutronen

Kernreaktionen und Spektroskopie

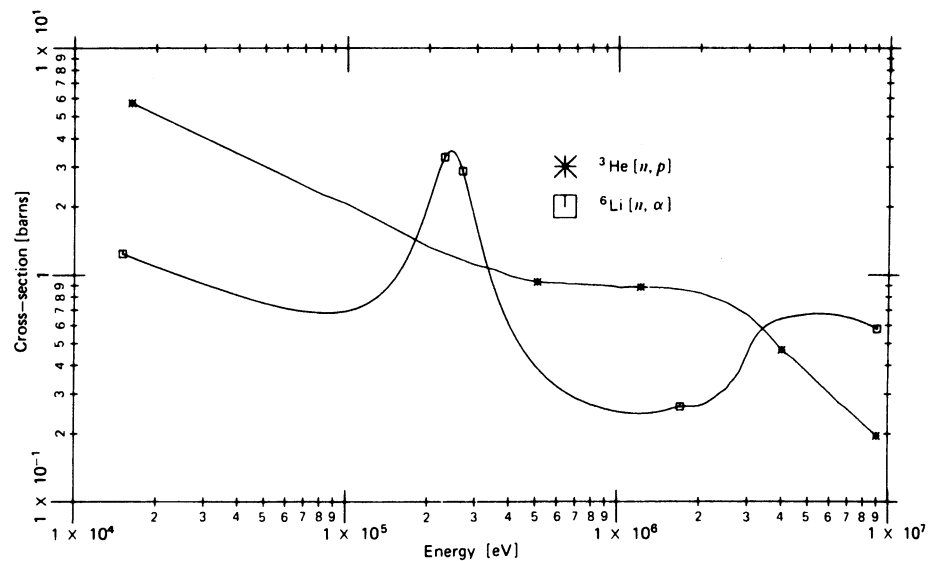


Abbildung 5.7: Die ${}^3\text{He}(n, p)$ und ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ Wirkungsquerschnitte im Bereich der schnellen Neutronen.

Spaltkammern

Kernspaltung ist wegen des hohen Q -Werts der Reaktion für die Spektroskopie nicht von Interesse, sie kann aber als Basis für die Detektion schneller Neutronen dienen, wenn daraus keine Energieinformation abgeleitet werden muss.

5.3 Lithium-6 als Detektionsmaterial

Wir sehen in Abbildung 5.7, dass der Wirkungsquerschnitt der ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ Reaktion, mit Ausnahme einer Resonanz bei 250 keV Neutronenenergie, relativ glatt abfällt. Der große Q -Wert von 4.78 MeV ist ein Vorteil für die Detektion thermischer Neutronen, begrenzt aber die Anwendbarkeit auf die Spektroskopie schneller Neutronen mit Energien ab einigen hundert keV.

inelastische Konkurrenz

Die Konkurrenzreaktion ${}^6\text{Li}(n, n'd){}^4\text{He}$ hat einen Q -Wert von -1.47 MeV und dominiert die neutronen-induzierten Reaktionen ab etwa 2.5 MeV. Da diese Reaktion auf drei Teilchen im Ausgangskanal führt, darunter ein Neutron, das normalerweise entkommt, erwarten wir auch für monoenergetische einfallende Neutronen ein Kontinuum an deponierter Energie. Obwohl diese zusätzliche Reaktion weitere neutroneninduzierte Pulse beiträgt, ist sie ein unerwünschter Anteil an der Antwort jedes Detektors, mit dem versucht wird, die Energie der einfallenden Neutronen zu bestimmen.

Pulshöhenspektrum

Vernachlässigen wir das Kontinuum, das durch die inelastische Reaktion beigetragen wird, sollte die Antwortfunktion des Detektors aus einem einzigen Maximum bestehen, das sich bei einer Energie befindet, die der Summe aus der Energie des einfallenden Neutrons und dem Q -Wert der (n, α) Reaktion entspricht. Zusätzlich wird ein weiteres Maximum bei dem Q -Wert von 4.78 MeV beobachtet werden, das von Neutronen stammt, die in den Wänden des Labors, der Abschirmung der Neutronenquelle oder anderem Material in der Umgebung des Detektors moderiert wurden. Wenn nicht ein spezieller Aufwand betrieben wird, um diese niederenergetischen Neutronen zu eliminieren, wird der hohe

Reaktionsquerschnitt in ihrem Energiebereich dafür sorgen, dass eine Vielzahl entsprechender Ereignisse stattfindet, die alle die gleiche Energie im Detektor deponieren. Das so entstehende Maximum im Pulshöhenspektrum wird als epithermisch (*epithermal peak*) bezeichnet und kann bequem zur Energiekalibrierung des Detektorspektrums verwendet werden.

5.3.1 Der Lithiumiodid-Szintillator

(Europium-aktivierte) Lithiumiodidszintillatorkristalle eignen sich neben dem Nachweis thermischer Neutronen auch für die Spektroskopie schneller Neutronen. Ihr Einsatz bei Raumtemperatur ist allerdings durch das nichtlineare Antwortverhalten auf die bei der Lithiumreaktion entstehenden Tritonen und α -Teilchen behindert. Diese Nichtlinearität hat eine Energieauflösung der Gesamtenergielinie von etwa 40% zur Folge. Durch diese breite Antwortfunktion ist der Einsatz von LiI(Eu) in der Spektroskopie schneller Neutronen begrenzt. Es wurde allerdings gezeigt, dass die Nichtlinearitäten in der Kristallantwort substantiell reduziert werden können, wenn der Kristall auf die Temperatur von flüssigem Stickstoff gekühlt wird, was die Energieauflösung auf etwa 20% verbessert.

5.3.2 Lithiumglasszintillatoren

Lithium kann auch in eine andere Szintillationsmatrix inkorporiert und als Detektor für schnelle Neutronen verwendet werden. Aufgrund ihrer schwachen Lichtausbeute und der nichtlinearen Detektorantwort wurden diese Szintillatoren bis jetzt noch nicht wie der oben beschriebene Lithiumiodidszintillator für die direkte Spektroskopie schneller Neutronen verwendet. In der Neutronenflugzeitspektroskopie muss der Detektor nur die Ankunftszeit der Neutronen registrieren und verschiedene Lithiumszintillatoren wurden für diesen Zweck entwickelt. Eine Möglichkeit dafür sind körnige Szintillatoren aus Mischungen von Lithiumfluorid und Zinksulfid. Lithiumhaltige Glasszintillatoren sind aber für diese Anwendung attraktiver geworden, da sie eine relativ kurze Antwortzeit aufweisen und einfach in großen Flächen hergestellt werden können. Silikatgläser in verschiedenen Zusammensetzungen mit Cer als Aktivator bilden das Szintillationsmedium.

Tabelle 5.1 fasst einige Eigenschaften kommerziell erhältlicher Lithiumglasszintillatoren zusammen und zeigt, dass Lithiumkonzentrationen bis 7.7% erreicht werden können. Das hervorragende Untergrundverhalten von NE912 ist wichtig für die Detektion geringer Neutronenintensität und wird durch Verwendung von Materialien erreicht, die wenig natürliches Thorium enthalten. Neben den hohen Anreicherungen an ^6Li in Tab. 5.1 sind auch Szintillatoren erhältlich, in denen Lithium mit seiner natürlichen Häufigkeit vorkommt (7.4% ^6Li , 92.6% ^7Li) oder hohe Anreicherung an ^7Li besitzt. Im letztgenannten Fall ist der Szintillator nicht auf Neutronen empfindlich und kann zur Messung des γ -Anteils eines gemischten Neutronen-Gamma-Strahlungsfeldes herangezogen werden.

Die Zeitauflösung dieser Detektoren hängt etwas von der durch die einfallenden Neutronen erzeugten Pulshöhenverteilung ab und kann in bestimmten Fällen einige wenige Nanosekunden betragen. Leider weisen Glasszintillatoren für schwerere geladene Teilchen im Vergleich zu Elektronen eine stark reduzierte Lichtausbeute auf. Die Reaktionsprodukte mit 4.78 MeV erzeugen etwa genau soviel Licht wie ein 1.2 MeV γ -Quant.

TOF-Spektroskopie

Eigenschaften

Zeitauflösung

γ -Sensitivität

Typ ^a	NE902	NE905	NE908	NE912
Dichte g/cm ³	2.6	2.48	2.674	2.55
Brechungsindex	1.58	1.55	1.57	1.55
Schmelzpunkt (°C)	1200	1200	1200	1200
λ_{max}^b (nm)	395	395	395	397
Lichtausbeute ^c (%)	22 – 34	20 – 30	20	25
Abklingzeit (ns)	75	100	5 + 75	75
Li-Gehalt (Gewichts%)	2.2	6.6	7.5	7.7
⁶ Li Anreicherung (%)	95	95	95	95
α -Aktivität ^d (min ⁻¹)	100 – 200	100 – 200	100 – 200	20
Auflösung ^e (%)	13 – 22	15 – 28	20 – 30	20 – 30

Tabelle 5.1: Eigenschaften einiger kommerziell erhältlicher Lithiumglasszintillatoren nach McMurray et al. (1974). ^aKommerzielle Bezeichnungen von *Nuclear Enterprises*, ^bWellenlänge des Emissionsmaximums, ^cLichtausbeute relativ zu Anthrazen, ^dUntergrundaktivität pro 100g Glas, ^eerwartet Auflösung für thermische Neutronen (hängt von der Glasdicke ab).

Effizienz

Die γ -Diskriminierungsfähigkeit dieser Szintillatoren ist daher nicht so gut wie bei Detektoren, in denen die Antwort auf alle einfallenden Teilchen eher gleichförmig ist. Die Detektorantwort von dicken Lithiumgläsern ist in vielen Anwendungen von Interesse, aber aufgrund von Mehrfachstreuung im Glas nur schwierig mit genügender Genauigkeit zu berechnen. Resonanzen im Streuwirkungsquerschnitt der verschiedenen Materialien im Glas bewirken scharfe Maxima in der Detektionseffizienz bei Neutronenenergien ab etwa 100 keV.

5.3.3 Lithiumglasfaserszintillatoren

Eigenschaften

Glasszintillatoren lassen sich auch in Form von optischen Fasern mit kleinem Durchmesser herstellen. Wenn dieses Glas Lithium enthält (vorzugsweise mit hoher Anreicherung von ⁶Li) ermöglichen diese Fasern ein einzigartiges Detektionsmedium für Neutronen. Das α -Teilchen und das Triton, die als Reaktionsprodukte des Einfangs langsamer Neutronen entstehen, haben im Glas eine Reichweite von etwa 7 und 40 μm . Daher wird ein Faserdurchmesser benötigt, der ein paar mal die Summe dieser Reichweiten groß ist, um die gesamte Energie in der Mehrzahl der neutroneninduzierten Ereignisse zu absorbieren. Im Gegensatz dazu habe sekundäre Elektronen, die von γ -Strahlen erzeugt werden, Reichweiten in der Größenordnung von Millimetern, sodass ein kleiner Faserdurchmesser dabei hilft, ihre deponierte Energie zu minimieren. Ein optimaler Faserdurchmesser von etwa 100 μm maximiert den Unterschied in den Amplitude von neutronen- und γ -induzierten Pulsen und erleichtert auf diese Weise die Diskriminierung des γ -Untergrundes erheblich.

Ce-Dotierung

Die Glasszintillatoren mit Cer-Dotierung aus Tabelle 5.1 können in Fasern des erwähnten Durchmessers gezogen werden. Wenn sie mit einer Glashülle mit niedrigerem

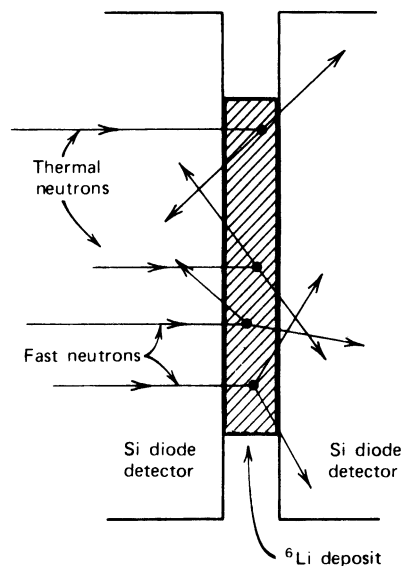


Abbildung 5.8: Elemente eines Lithium-Sandwichspektrometers. Reaktionsprodukte thermischer Neutronen sind immer entgegengesetzt gerichtet, während Wechselwirkungen schneller Neutronen zu einem Gesamtimpuls von Triton und α -Teilchen in Vorwärtsrichtung führen. Werden beide in die Vorwärtsrichtung emittiert, treten keine Koinzidenzen auf.

Brechungsindex umgeben werden, wird etwa 3.3% des als Folge einer neutroneninduzierten Reaktion emittierten Lichts aus jeder Richtung eingefangen und entlang der Faser transportiert. Während einerseits Schwächungslängen von bis zu 2 m beobachtet wurden, weisen andere Untersuchungen auf viel größere Abschwächungen des Szintillationslichts hin. Eine Ursache dieser Diskrepanz stammt vom Überlappen der Emissionsbandes der Ce^{3+} Fluoreszenzstellen mit dem Absorptionsband von Ce^{4+} Atomen, die in variabler Konzentration als Folge der Ceroxidation während der Herstellung der Faser vorhanden sein können.

Um bessere Lichttransmission zu erreichen, wurde auch versucht Terbium als Aktivator in den Glasfasern zu verwenden. Terbiumaktivierung führt zu einigen Änderungen wie einer Verschiebung der Wellenlänge des Emissionsmaximums zu etwa 550 nm oder einer viel längeren Floreszenzzerfallszeit von etwa 3 ms. Die Probleme optischer Selbstabsorption sind stark reduziert, sodass größere Schwächungslängen als bei mit Cer aktiviertem Glas leicht erreicht werden. Auf der anderen Seite macht die lange Zerfallszeit unkonventionelle Signalverarbeitungsmethoden notwendig.

Tb-Aktivierung

5.3.4 Das Lithium-Sandwichspektrometer

Eine weitere verbreitete Anwendung der Lithiumreaktion zur Energiemessung schneller Neutronen ist in Abb. 5.8 skizziert. Eine dünne Lage aus Lithiumfluorid oder einem anderen lithiumhaltigen Material wird auf einem sehr dünnen Träger aufgebracht und zwischen zwei Halbleiterdetektoren positioniert. Ist die Neutronenenergie gering, sind die beiden Reaktionsprodukte entgegengesetzt gerichtet und koinzidente Signale werden in

Anordnung

beiden Halbleiterdetektoren beobachtet. Vernachlässigen wir den Energieverlust der geladenen Teilchen, bevor sie das aktive Volumen erreichen, sollte die in den beiden Detektoren deponierte Energie gleich der Energie der einfallenden Neutronen plus dem Q -Wert der Lithiumreaktion sein.

Energieverlust
und Effizienz

In der Praxis entstehen Komplikationen, da die Lithiumschicht und das Trägermaterial eine endliche Dicke aufweisen müssen. Abb. 5.8 illustriert, dass der Energieverlust im Target, der nicht zum detektierten Signal beiträgt, vom Emissionswinkel der Reaktionsprodukte abhängt. Besonders problematisch ist der Fall für Reaktionsprodukte, die nahezu in der Targetebene emittiert werden und einen langen Weg im Target und dem Träger zurücklegen, bevor sie in den Detektor gelangen. Der Energieverlust kann mit einer sehr dünnen Targetschicht minimiert werden, was aber auch die Detektoreffizienz entsprechend reduziert. Alternativ können die Pfade nahe der Targetebene durch geometrische Kollimation zwischen Target und Detektor eliminiert werden, was aber auch hier auf Kosten der Detektoreffizienz geht.

Koinzidenzen

Die Anwendung von Koinzidenzdetektion der beiden Reaktionsprodukte vermindert den Untergrund in Sandwichhalbleiterspektrometern drastisch. Alle Untergrundeignisse, die nur in einem der beiden Detektoren eintreten, werden automatisch eliminiert. Ist die Neutronenenergie im Vergleich zum Q -Wert signifikant, müssen die Reaktionsprodukte eine Gesamtimpulskomponente in der Richtung der einfallenden Neutronen aufweisen und sind nicht mehr genau entgegengesetzt gerichtet. In diese Fall werden bei einem Teil der Reaktionen die beiden Reaktionsprodukte den gleichen Detektor treffen und keine Koinzidenz aufweisen. Der Anteil dieser Ereignisse wird natürlich mit weiter steigender Neutronenenergie immer größer werden.

Datenanalyse

Es gibt mehrere Methoden, um die Daten aus Sandwichhalbleiterspektrometern auszuwerten. Die einfachste zeichnet das Summensignal der koinzidenten Pulse auf und berechnet die Neutronenenergie durch Subtraktion des Q -Werts der Reaktion. Bei Neutronenenergien unter einigen hundert keV wird diese Methode auf kleine Fehler recht empfindlich. Eine alternative Methode basiert auf der Messung der Energiedifferenz zwischen dem Triton und dem α -Teilchen. Bewegen sich die Reaktionsprodukte kollinear zu der Richtung der einfallenden Neutronen, ist diese Differenz sehr empfindlich auf kleine Änderungen in der Neutronenenergie unter etwa 100 keV.

5.4 Helium-3 als Detektionsmaterial

Kernreaktionen

Die ${}^3\text{He}(n, p)$ Reaktion findet bei der Detektion und Spektroskopie schneller Neutronen breite Verwendung. Der Wirkungsquerschnitt für schnelle Neutronen ist in Abb. 5.7 gezeigt und fällt kontinuierlich mit steigender Neutronenenergie. In Detektoren, die auf dieser Reaktion basieren, müssen auch einige Konkurrenzreaktionen berücksichtigt werden. Die wichtigste davon ist die elastische Streuung der Neutronen an den Heliumkernen. Der Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung ist im betrachteten Energiebereich immer größer als jener der (n, p) Reaktion, was mit steigender Neutronenenergie immer ausgeprägter wird. So sind z.B. die beiden Wirkungsquerschnitte bei 150 keV Neutronenenergie nahezu gleich, während bei 2 MeV die elastische Streuung dreimal so wahrscheinlich ist. Die Konkurrenzreaktion ${}^3\text{He}(n, d)$ ist für Neutronenenergien ab 4.3 MeV möglich, wird

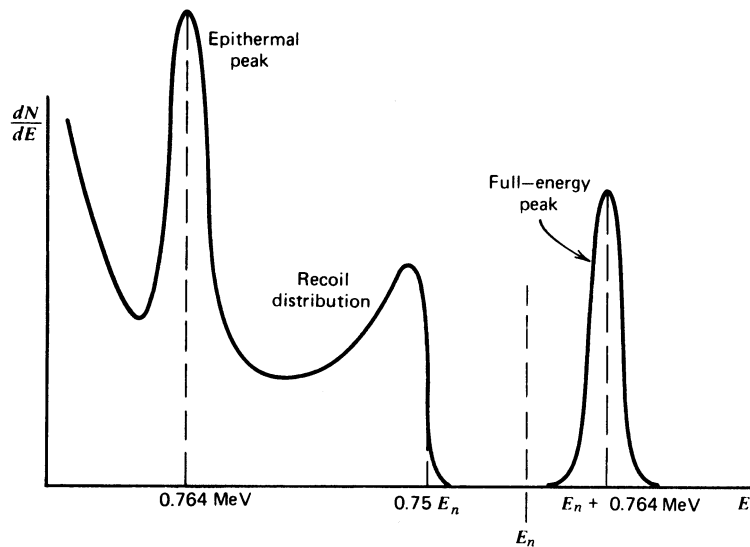


Abbildung 5.9: Differentielles Energiespektrum der geladenen Teilchen, das von einem ^3He Detektor für schnelle Neutronen erwartet wird.

aber erst für Neutronenenergien ab etwa 10 MeV signifikant.

Das Pulshöhenspektrum eines Detektors auf Basis der ^3He Reaktion sollte drei charakteristische Merkmale aufweisen. Vernachlässigen wir den Wandeffekt, wird die gesamte Energie der Reaktionsprodukte immer im Detektorvolumen abgegeben und wir werden ein Spektrum wie in Abb. 5.9 erhalten. Das erste Merkmal ist das Gesamtenergiemaximum, zu dem alle (n, p) Reaktionen beitragen, die direkt von den einfallenden Neutronen induziert werden. Dieses Maximum tritt bei der Gesamtenergie auf, die sich aus der Neutronenenergie und dem Q -Wert der Reaktion ergibt. Das zweite Merkmal des Spektrums ist ein Pulshöhenkontinuum als Folge von elastischer Neutronenstreuung und partiellem Energietransfer an den Heliumrückstoßkern. Die Maximalenergie dieses Kontinuums beträgt für ^3He 75% der Neutronenenergie (Gleichung (5.6) und Tabelle 5.2). Das dritte charakteristische Merkmal ist das epithermische Maximum, das in praktisch jedem mit einem ^3He Detektor aufgenommenen Spektrum auftritt und der Detektion von Neutronen entspricht, die in äußeren Materialien auf thermische Energien moderiert wurden. Alle diese Neutronen deponieren eine Energie, die dem Q -Wert der Reaktion von 764 keV entspricht.

Wandeffekte entstehen zusätzlich, wenn die Detektorabmessungen im Vergleich zu den Reichweiten der Sekundärteilchen nicht groß sind. Wie in Abschnitt 4.3.2 beschrieben werden dadurch die Bereiche links der in Abb. 5.9 gezeigten Maxima aufgefüllt.

Pulshöhenspektrum

Wandeffekt

5.4.1 Das ^3He Proportionalzählrohr

Wenn schnelle Neutronen mit einem ^3He gefüllten Proportionalzählrohr detektiert werden, können wir ein Spektrum erwarten, das Abb. 5.9 ähnlich ist. Um den Einfluss von Wandeffekten in kleinen Zählrohren zu minimieren, wird ein Füllgasdruck von mehreren bar verwendet und häufig ein schwereres Gas wie Krypton als zweite Komponente hinzugefügt, um die Reichweite der Reaktionsprodukte zu verkürzen.

Druck und Füllgas

Zeitliche Form der Detektorpulse

Die unerwünschten Einflüsse von Wandeffekt und elastischer Streuung können um den Preis erhöhter Komplexität verbessert werden. Die Information über die Anstiegszeit der Detektorpulse ermöglicht es, eine große Anzahl der unerwünschten Ereignisse zu eliminieren und einen Großteil aller direkten Einfangreaktionen in ^3He zu behalten. In jedem Proportionalzähler hängt die Zeit für die Ladungssammlung vom radialen Abstand des Punktes ab, an dem die Ionenpaare durch ein geladenes Teilchen erzeugt werden. Sehr kurze Teilchenbahnen oder Bahnen, die parallel zur Achse des Zählrohrs verlaufen, führen auf Ionisationselektronen, die alle zur ungefähr gleichen Zeit bei der Anode ankommen. Die resultierenden Ladungsträgerlawinen werden sich daher synchron bilden und die Anstiegszeit des Signal kurz sein. Von Bahnen, die einen grösseren Bereich an Radien umfassen, gehen Elektronen aus, die sehr unterschiedliche Sammelzeiten besitzen und die dabei im Detektor entstehenden Pulse haben lange Anstiegszeiten. Pulse, die sich als Detektorantwort auf elastisch gestreute ^3He Kerne bilden, können aufgrund der im Vergleich zu Protonen höheren spezifischen Ionisierung identifiziert und zurückgewiesen werden. Rückstoßkerne haben aus dem genannten Grund eine kürzere Reichweite und dadurch eine geringe radiale Variation auf ihrer Flugbahn. Sie erzeugen Pulse mit tendenziell kürzeren Anstiegszeiten und können auf diese Weise diskriminiert werden. Da die Anstiegszeiten der Signale aus den beiden Reaktionen im allgemeinen überlappen, eliminiert diese Methode auch einige „wahre“ Signale und reduziert damit auch die Detektoreffizienz. Mit geeigneten Selektionskriterien ist es möglich, praktisch alle Rückstoßereignisse zu eliminieren und nicht mehr als einen Faktor 2 in der (n, p) Detektionseffizienz einzubüßen.

Es gibt auch Hinweise, dass Pulse, bei denen deren Entstehung der Wandeffekt eine Rolle spielt, eine längere durchschnittliche Anstiegszeit haben und durch Elimination von Ereignissen mit langen Anstiegszeiten unterdrückt werden können. Ein zusätzlicher Vorteil bei der Zurückweisung langer Anstiegszeiten ist die Untdrückung γ -induzierter Ereignisse, da die schnellen Elektronen im allgemeinen das gesamte aktive Volumen des Detektor durchqueren werden.

Aufwendigere Analyseformen benützen zweidimensionale Speicherung der Amplituden- und Anstiegszeitinformation jedes Pulses, Cutler et al. (1934), oder digitale Signalverarbeitungsmethoden für eine selektivere Auswahl der Akzeptanzparameter, Takahashi et al. (1994). Dadurch enthält das Detektionsverfahren natürlich noch zusätzliche Komplexität.

5.4.2 Die ^3He Ionisationskammer

Vorteile gegenüber Proportionalzählern

Obwohl mit ^3He gefüllte Detektoren zuerst als Proportionalzähler entwickelt wurden, weisen Ausführungen als Ionisationskammern mit Frisch-Gitter gewisse Vorteile auf. Diese Ionisationskammern vermeiden durch Lawinenbildung entstehende Fluktuationen und können signifikant bessere Pulshöhenauflösung als äquivalente Proportionalzähler aufweisen. Wenn dies auf die Spetrokopie schneller Neutronen übertragen wird, bedeutet dieser Vorteil eine bessere Energieauflösung.

Ionisationskammer mit Frisch-Gitter

In der Anordnung nach Abb. 5.10 hängt die Pulshöhe nicht vom Ort der Wechselwirkung ab. Das Volumen der Ionisationskammer ist durch ein sogenanntes *Frisch-Gitter*,

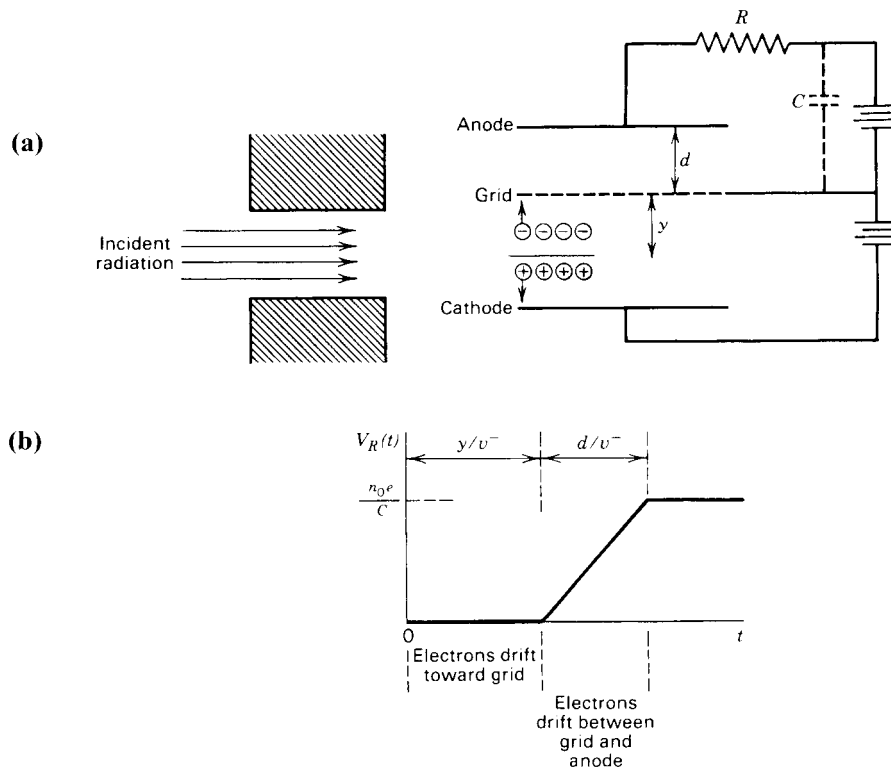


Abbildung 5.10: (a) Arbeitsprinzip einer Ionisationskammer mit Frisch-Gitter. Alle Ionenpaare müssen im unteren Bereich der Kammer zwischen der Kathode und dem Gitter entstehen. (b) Die Pulsform, die sich aus der Bildung von n_0 Ionenpaaren in einer Entfernung y vom Gitter ergibt. Die Größe d ist der Abstand zwischen der Anode und dem Gitter. Der Signalanstieg stammt von der Drift der Elektronen durch den Bereich zwischen Gitter und Anode. Der Puls klingt mit einer durch das Produkt RC charakterisierten Zeitkonstante wieder auf Null ab.

das nach seinem Erfinder, Frisch (1944), benannt ist, in zwei Teile geteilt. Die Wechselwirkung der Strahlung mit dem Detektionsmedium muss auf den Bereich zwischen der Kathode und dem Gitter beschränkt sein, was durch Kollimation der einfallenden Strahlung oder die Verwendung einer Strahlenquelle mit geringer Ausdehnung erreicht wird. Positive Ionen bewegen sich in diesem Volumen einfach zur Kathode. Das Gitter wird auf einem Potential gehalten, das zwischen dem der beiden Elektroden liegt und für Elektronen so transparent wie möglich gemacht. Elektronen bewegen sich daher vom Ort der Wechselwirkung auf das Gitter zu. Die Position des Lastwiderstandes im Schaltkreis bewirkt jedoch, dass weder die Abwärtsdrift der Ionen noch die Aufwärtsdrift der Elektronen bis zum Gitter eine messbare Spannung erzeugt. Treten die Elektronen auf ihrem Weg zur Anode jedoch durch das Gitter, beginnt die Spannungsdifferenz zwischen Anode und Gitter zu sinken und es entwickelt sich eine Signalspannung am Widerstand. Ist die Zeitkonstante des Schaltkreises im Vergleich zur Zeit, die zum Sammeln der Elektronen benötigt wird, groß, ergibt sich für den Spannungsverlauf am Widerstand

$$V_R(t) = \frac{n_0 e}{dC} v^- t, \quad (5.1)$$

wobei n_0 die Anzahl der erzeugten Ionenpaare ist, d der Gitter-Anodenabstand und v^- die Driftgeschwindigkeit der Elektronen. Der lineare Anstieg setzt sich so lange fort, bis die Elektronen die Anode erreichen (Abb. 5.10b). Die maximale Signalspannung ist dann

$$V_{R,max} = \frac{n_0 e}{C}, \quad (5.2)$$

da die Zeit t_{max} , die die Elektronen vom Gitter zur Anode brauchen, gerade d/v^- ist. Das Signal leitet sich nur von der Drift der Elektronen ab. Die langsame Anstiegszeit, die durch die Drift der Ionen verursacht ist, wird hier eliminiert und die Zeitkonstante des Schaltkreises kann kurz dimensioniert werden. Da alle Elektronen den gleichen Potentialunterschied durchqueren, tragen sie den gleichen Betrag zum Detektorsignal bei, wodurch die Pulshöhe vom Ort, an dem die Ionenpaare ursprünglich gebildet wurden, unabhängig und einfach zur gesamten Anzahl der Ionenpaare, die entlang der Bahn des einfallenden Teilchens gebildet werden, proportional ist.

realisiertes Beispiel

Eine verbreitete Version dieses Detektortyps verwendet eine Mischung von ^3He , Argon und Methan mit Partialdrücken von 3, 6 und 0.5 bar. Der hohe Anteil an dem schweren Argon reduziert die Reichweiten der Reaktionsprodukte und minimiert Komplikationen aufgrund des Wandeffekts, d.h. nur partiellem Energieverlust im Gas. Die Halbwertsbreite der in Abb. 5.9 gezeigten Linie bei der Gesamtenergie reicht von etwa 12 keV für thermische Neutronen bis zu 20 keV für 1 MeV Neutronen.

Nachteile gegenüber Proportionalzählern

Die langsame Sammlung der Ladungsträger und geringe Pulshöhen erweisen sich im Vergleich zu Proportionalzählern als problematisch. Relativ lange Pulsformungszeiten ($5 - 10 \mu\text{s}$) sind nötig, um das Signal voll entwickeln zu lassen, wodurch die Detektoren auf mikrophonisches Rauschen und Pile-up von Pulsen anfällig werden. Außerdem sind empfindliche Vorverstärker mit geringem intrinsischen Rauschen erforderlich, um die gute Energieauflösung der Ionisationskammer zu erhalten.

5.4.3 Der ^3He Szintillator

Helium und Zusätze

Alle Edelgase, einschließlich Helium, können als Szintillatoren verwendet werden. Reines Helium hat eine eher schlechte Lichtausbeute, aber der Zusatz eines kleinen Prozentsatzes Xenon erhöht die Lichtausbeute bis zu einem Faktor 5. Das emittierte Licht hat im Vergleich mit konventionellen Szintillatoren relativ geringe Intensität und befindet sich zumeist im Ultraviolettbereich des Spektrums. Üblicherweise werden Additive im Gas (wie Stickstoff) oder Wellenlängenschieber (wie *p*-Terphenyl) als reflektierende Schichten an den Innenflächen der Szintillationskammer verwendet, um das möglichst viel ultraviolette Licht in sichtbares zu konvertieren. Der Reinheit des Gases kommt essentielle Bedeutung zu, da Spuren von Sauerstoff oder organischen Dämpfen die Lichtausbeute signifikant reduzieren.

Zeitverhalten

Die Abklingzeit der Szintillation beträgt nur wenige Nanosekunden, was auf eine sehr schnelle Anstiegszeit des Detektorsignals führt. Diesem Vorteil beim Zeitverhalten im Vergleich zu den ^3He Proportionalzählern oder Ionisationskammern steht eine schlechte Pulshöhenauflösung entgegen. Als Beispiel hat ein spezielles Design dieses Detektors eine Halbwertsbreite der Linie bei der Gesamtenergie der Reaktion von 121 keV für 2.5 MeV

Auflösung

Neutronen erreicht. Diese Limitierung entsteht durch Variationen in der Effizienz, mit der das Licht im Gasvolumen gesammelt wird. Um die Effizienz für Neutronendetektion zu steigern, wurden ^3He Szintillationsdetektoren mit hohen Füllgasdrücken konstruiert. Die realisierten Beispiele reichen dabei bis 150 bar.

Effizienz

5.4.4 Das ^3He Sandwichspektrometer

Die Konfiguration eines neutronensensitiven Target, das auf beiden Seiten von Halbleiterdetektoren umgeben ist, wird vorwiegend mit ^6Li als Target verwendet. ^3He , das in diesem Zusammenhang weniger Beachtung fand, hat als Targetmaterial aber einige Vorteile aufzuweisen. Dazu zählt eine höhere Detektoreffizienz gleicher Energieauflösung und ein glatter und gut bekannter Wirkungsquerschnitt. Der Gewinn an Effizienz kann bis zu einem Faktor 20 – 50 ausfallen. Er folgt hauptsächlich aus dem geringeren spezifischen Energieverlust der Protonen und Tritonen als Reaktionsprodukte im Helium im Vergleich zum α -Teilchen und Triton im Lithiumtarget. Damit können dickere Targets verwendet werden, die aus dem Reinelement Helium bestehen. Wir sehen weiters in Abb. 5.7, dass außer im Bereich der Resonanz der Wirkungsquerschnitt der ^3He über dem der ^6Li liegt.

Vorteile gegenüber ^6Li

Nachteile stammen aus dem geringeren Q -Wert der ^3He Reaktion, was die Diskriminierung von γ -Ereignissen erschwert. Zusätzlich muss das Lithiumtarget durch ein größeres Volumen mit Heliumgas unter Druck ersetzt werden, was komplizierte Effizienzbestimmungen bewirkt und die Unsicherheiten erhöht.

Nachteile gegenüber ^6Li

5.5 Detektoren auf Basis der elastischen Neutronenstreuung

Die gebräuchlichste Methode zur Detektion schneller Neutronen basiert auf der elastischen Streuung der Neutronen an leichten Kernen. Durch die Streuung wird ein Teil der kinetischen Energie der Neutronen auf den Targetkern übertragen, wodurch ein Rückstoßkern (*recoil nucleus*) entsteht. Da die Targetmaterialien immer aus leichten Elementen bestehen, verhalten sich die Rückstoßkerne wie Protonen oder α -Teilchen, wenn sie ihre Energie im Detektormedium abgeben. Wasserstoff, Deuterium und Helium sind interessante Targetmaterialien, wobei Wasserstoff am meisten verwendet wird. Die Rückstoßkerne, die bei der elastischen Neutronenstreuung in Wasserstoff auftreten, werden als Rückstoßprotonen (*recoil protons*) bezeichnet und Detektoren, die auf dieser Neutronenwechselwirkung beruhen als Protonrückstoßdetektoren (*proton recoil detectors*).

Der Q -Wert der elastischen Streuung ist Null, da die gesamte kinetische Energie nach der Reaktion nach Definition gleich der kinetischen Energie vorher ist. Für alle praktischen Betrachtungen können wir annehmen, dass sich die Targetkerne vor dem Stoß in Ruhe befinden und daher die Summe der kinetischen Energien der Reaktionsprodukte (Rückstoßkern und gestreutes Neutron) gleich der kinetischen Energie des einfallenden Neutrons sein muss. Für Einfachstreuung an Wasserstoff kann die vom Neutron auf das Proton übertragene Energie von Null bis zur Gesamtenergie des Neutrons reichen, sodass

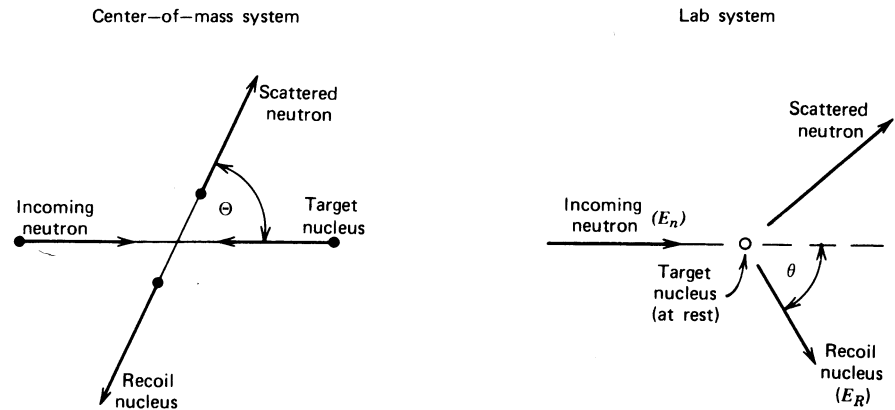


Abbildung 5.11: Elastische Neutronenstreuung im Schwerpunkt- und Laborsystem.

die Rückstoßprotonen eine mittlere Energie haben, die etwa halb so groß ist wie die ursprüngliche Neutronenenergie. Daher ist es grundsätzlich möglich schnelle Neutronen in der Gegenwart von γ -Strahlung oder anderen Untergrundereignissen mit geringer Energie zu detektieren, die Diskriminierung wird jedoch schwierig, wenn die Neutronenenergie unter wenige hundert keV fällt. Mit Pulsform- oder Anstiegszeitdiskriminierung von γ -induzierten Ereignissen können aber spezialisierte Protonenrückstoßdetektoren auch bis zu Neutronenenergien von 1 keV verwendet werden. Rückstoßmethoden sind für thermische Neutronen nicht empfindlich außer über konkurrierende Reaktionen im Targetmaterial oder in anderen Teilen des Detektors.

5.5.1 Kinematik der elastischen Streuung

Wir werden für die Diskussion folgende Symbole verwenden:

- A = Masse des Targetkerns in Einheiten der Neutronenmasse
- E_n = kinetische Energie der einfallenden Neutronen im Laborsystem
- E_R = kinetische Energie des Rückstoßkerns im Laborsystem
- Θ = Streuwinkel der Neutronen im Schwerpunktsystem
- θ = Streuwinkel des Rückstoßkerns im Laborsystem

Diese Definitionen sind in Abbildung 5.11 graphisch illustriert.

Bei Neutronen mit nichtrelativistischer kinetischer Energie ($E_n \ll 939 \text{ MeV}$) ergeben Erhaltung von Impuls und Energie im Schwerpunktsystem für die Energie der Rückstoßkerne im Laborsystem

$$E_R = \frac{2A}{(A+1)^2} (1 - \cos \Theta) E_n. \quad (5.3)$$

Zur Transformation ins Laborsystem können wir die Beziehung

$$\cos \theta = \sqrt{\frac{1 - \cos \Theta}{2}} \quad (5.4)$$

Targetkern	A	$\frac{E_{R,max}}{E_n}$	=	$\frac{4A}{(A+1)^2}$
${}^1_1\text{H}$	1	1		1
${}^2_1\text{H}$	2	8/9	=	0.889
${}^3_2\text{He}$	3	3/4	=	0.750
${}^4_2\text{He}$	4	16/25	=	0.640
${}^{12}_6\text{C}$	12	48/169	=	0.284
${}^{16}_8\text{O}$	16	64/289	=	0.221

Tabelle 5.2: Relativer Energieübertrag bei elastischer Neutronenstreuung

verwenden. Aus diesen beiden Beziehungen folgt die Energie des Rückstoßkerns im Laborsystems als Funktion seines Streuwinkels,

$$E_R = \frac{4A}{(A+1)^2} \cos^2 \theta E_n . \quad (5.5)$$

Wir sehen, dass die an den Kern übertragene Energie eindeutig durch seinen Streuwinkel bestimmt ist. Bei streifendem Einfall, wo das Neutron nur wenig abgelenkt wird, wird der Kern in fast rechtem Winkel zur Neutronenflugrichtung gestreut ($\theta \simeq 90^\circ$) und erhält nach Gleichung (5.5) nur eine Rückstoßenergie nahe Null. Der andere Extremfall ist ein Frontalstoß des einfallenden Neutrons mit dem Targetkern, der sich danach in die gleiche Richtung bewegt ($\theta \simeq 0$) und die maximal mögliche Rückstoßenergie besitzt,

$$E_{R,max} = \frac{4A}{(A+1)^2} E_n . \quad (5.6)$$

Tabelle 5.2 stellt die bei Einfachstreuung maximal möglichen Energieüberträge relativ zur ursprünglichen Neutronenenergie für mehrere Targetkerne zusammen. Mit steigender Masse des Targetkerns sinkt der Wert des maximalen Energieübertrages und nur bei Wasserstoff kann das Neutron in einem einzigen Stoß seine gesamte kinetische Energie abgeben. Aus diesem Grund sind nur leichte Kerne für Rückstoßdetektoren von Interesse, wobei Wasserstoff als Detektionsmaterial eine dominierende Stellung einnimmt.

5.5.2 Energieverteilung der Rückstoßkerne

Stellen wir uns nun die Frage, wie die Rückstoßenergien zwischen der Minimalenergie Null und dem in Tabelle 5.2 angeführten Maximum verteilt sind. Da im Prinzip alle Streuwinkel auftreten können, werden wir eine kontinuierliche Verteilung der Energien zwischen den beiden Extremwerten erwarten. Schreiben wir den differentiellen Streuwirkungsquerschnitt im Schwerpunktsystem als $\sigma(\Theta)$, dann ist nach Definition die Wahrscheinlichkeit, dass ein Neutron in einen Winkelbereich $d\Theta$ um Θ gestreut wird,

$$P(\Theta) d\Theta = 2\pi \sin \Theta d\Theta \frac{\sigma(\Theta)}{\sigma_s} , \quad (5.7)$$

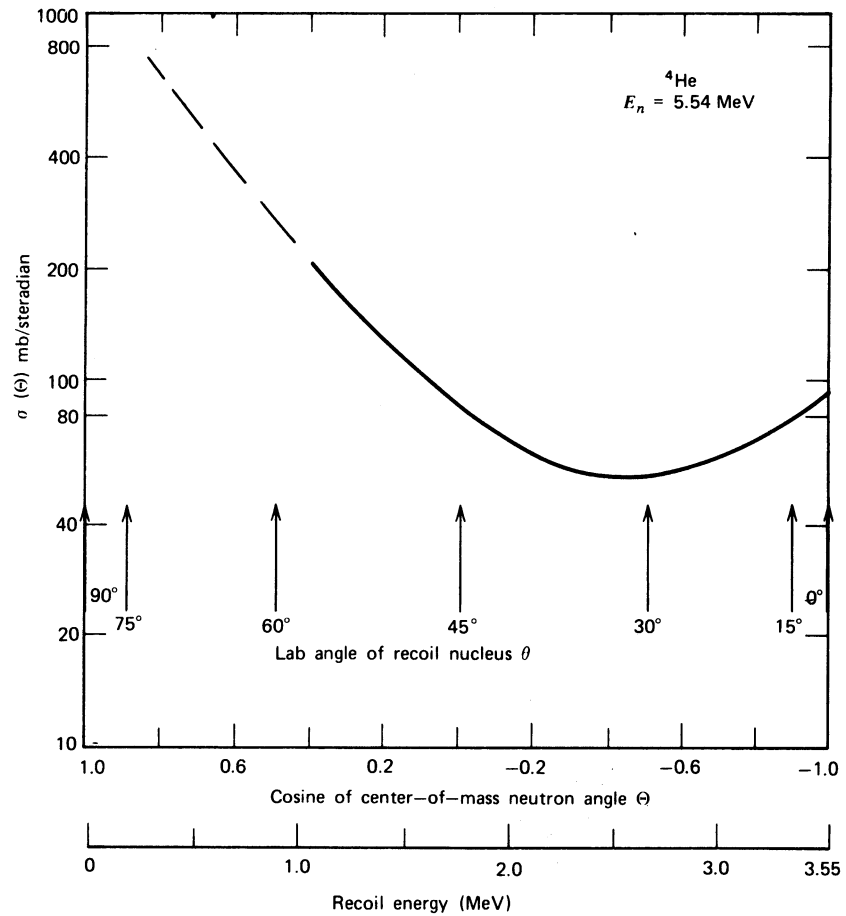


Abbildung 5.12: Der differentielle Streuwirkungsquerschnitt von ${}^4\text{He}$ bei einer Neutronenenergie von 5.54 MeV. Zusätzlich sind die entsprechenden Winkel und Rückstoßenergien der Heliumkerne im Laborsystem dargestellt.

wobei σ_s der gesamte, über alle Streuwinkel integrierte Streuwirkungsquerschnitt ist. Wir sind nun an der Wahrscheinlichkeit $P(E_R) dE_R$ interessiert, mit der die Rückstoßenergie in einem Bereich dE_R um E_R liegt. Da $P(E_R) dE_R = P(\Theta) d\Theta$ gilt, folgt

$$P(E_R) = 2\pi \sin \Theta \frac{\sigma(\Theta)}{\sigma_s} \cdot \frac{d\Theta}{dE_R} \quad (5.8)$$

Bestimmen wir $d\Theta/dE_R$ aus (5.3), erhalten wir schließlich

$$P(E_R) = \frac{(A+1)^2}{A} \frac{\sigma(\Theta)}{\sigma_s} \cdot \frac{\pi}{E_n} \quad (5.9)$$

Gleichung (5.9) zeigt, dass die Rückstoßenergieverteilung die gleiche Form wie der differentielle Streuwirkungsquerschnitt besitzt und in gleicher Weise vom Streuwinkel des Neutrons im Schwerpunktsystem abhängt. Abb. 5.12 zeigt den Verlauf von $\sigma(\Theta)$ für einen typischen Targetkern. Wir sehen, dass die Kurve für $\cos \Theta \rightarrow \pm 1$ ansteigt, weshalb Vorwärts- und Rückwärtsstreuung etwas begünstigt sind.

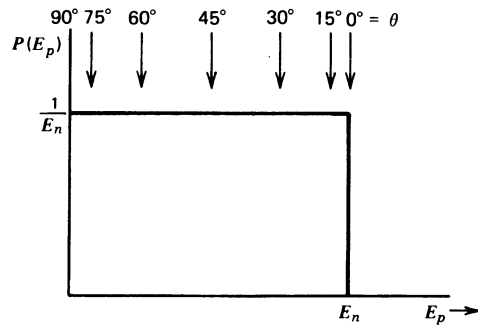


Abbildung 5.13: Energieverteilung der Rückstoßprotonen als Folge von Stößen mit monoenergetischen Neutronen. Die Rückstoßenergien E_p sind für unterschiedliche Streuwinkel θ , gemäß Gleichung (5.5), hervorgehoben. Für Streuung an Wasserstoff ist E_p zu E_R aus den Gleichungen (5.3) bis (5.9) äquivalent.

Die Verhältnisse werden wesentlich vereinfacht, wenn der Streuprozess im Schwerpunktsystem isotrop ist. Dann ändert sich $\sigma(\Theta)$ nicht mit dem Streuwinkel Θ und ist gleich der Konstante $\sigma_s/4\pi$. Diese günstige Situation ist natürlich nur begrenzt gültig, trifft aber bei Neutronenstreuung an Wasserstoff bis zu einer Neutronenenergie $E_n < 10$ MeV zu. Da Wasserstoff das wichtigste Targetmaterial ist, haben diese einfachen Verhältnisse auch tatsächliche Bedeutung. Die erwartete Verteilung der Rückstoßprotonen ist daher eine einfache Gleichverteilung, die von Null bis zur Energie der einfallenden Neutronen reicht und in Abb. 5.13 skizziert ist. Die mittlere Protonenenergie ist gerade die halbe Neutronenenergie. Die Antwortfunktion eines Detektors, der auf elastischer Streuung an Wasserstoff basiert, sollte daher auch eine Rechtecksfunktion sein. Wir werden in der Folge jedoch sehen, dass eine Reihe zusätzlicher Faktoren, die einfache Rechtecksantwort verzerren kann.

5.5.3 Detektionseffizienz

Die Detektionseffizienz eines Detektors auf Basis der Rückstoßkerne wird mit dem Gesamtstreuwirkungsquerschnitt σ_s berechnet. Besteht das Detektionsmedium nur aus einer Art von Atomkernen, ergibt sich die intrinsische Effizienz zu

$$\epsilon = 1 - \exp(-N\sigma_s d), \quad (5.10)$$

wobei N die Teilchendichte der Targetkerne, σ_s der Streuwirkungsquerschnitt dieser Kerne und d die Weglänge der Neutronen durch den Detektor ist. Kohlenstoff tritt häufig in Verbindung mit Wasserstoff in Protonrückstoßdetektoren, sodass dann auch die Streuung am Kohlenstoff berücksichtigt werden muss. Bei Vernachlässigung von Mehrfachstreuung ist in diesem Fall die Detektoreffizienz mit

$$\epsilon = \frac{N_H\sigma_H}{N_H\sigma_H + N_C\sigma_C} \{1 - \exp[-(N_H\sigma_H + N_C\sigma_C)d]\}, \quad (5.11)$$

gegeben. Die Indizes H und C beziehen sich auf jeweiligen Wert für Wasserstoff und Kohlenstoff der vorher eingeführten Größen.

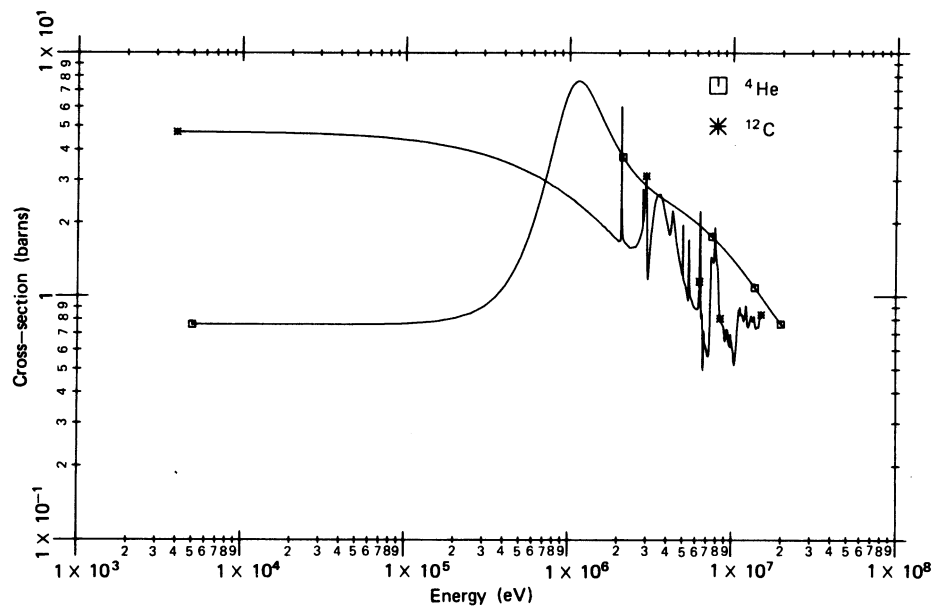
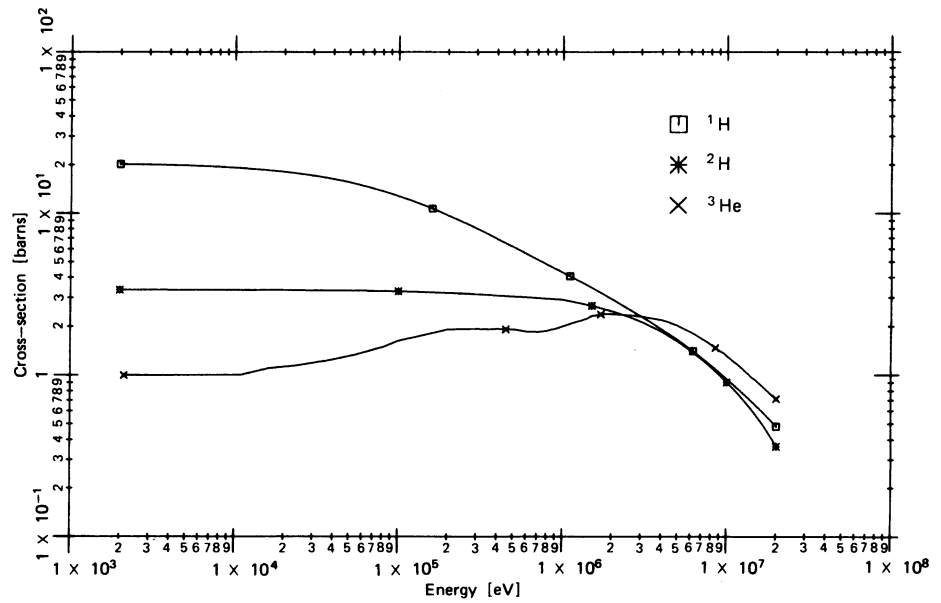


Abbildung 5.14: (a) Streuwirkungsquerschnitte für elastische Neutronenstreuung an ^1H , ^2H und ^3He . (b) Elastische Streuwirkungsquerschnitte für ^4He und ^{12}C .

Der Verlauf der Streuwirkungsquerschnitte einiger für die Detektion schneller Neutronen interessanter Kerne ist in Abb. 5.14 gezeigt. Eine empirische Anpassung an den Wasserstoffstreuwirkungsquerschnitt von Marion and Young (1968) ergab

$$\sigma_s = \frac{4.83}{\sqrt{E_n}} - 0.578 \text{ b}, \quad (5.12)$$

wo E_n in MeV eingesetzt wird. Diese Näherung ist im Neutronenenergiebereich $0.3 < E_n < 30$ MeV mit einer maximalen Abweichung von 3% gültig.

5.6 Protonrückstoßszintillatoren

Ein einfache Methode, Protonenrückstoß für die Detektion schneller Neutronen zu realisieren, eröffnet sich durch die Verwendung wasserstoffhaltiger Szintillatoren. Die schnellen Neutronen erzeugen Rückstoßprotonen im Szintillator mit der in Abschnitt 5.5.2 diskutierten Energieverteilung. Da die Reichweite der Rückstoßprotonen normalerweise im Vergleich mit den Szintillatorabmessungen klein ist, deponieren sie ihre gesamte kinetische Energie im Szintillator und die erwartete Pulshöhenverteilung sollte annähernd eine Rechteckverteilung sein. Wasserstoffhaltige Szintillationsdetektoren finden in vielen Bereichen der Forschung mit schnellen Neutronen Verwendung, worüber z.B. Harvey and Hill (1979) einen Überblick gibt.

5.6.1 Szintillationsmaterialien

Da Szintillatormaterialien, die Wasserstoff enthalten sehr verbreitet sind, gibt es keinen Mangel an geeigneten Kandidaten für die Detektion schneller Neutronen. Anwendung finden organische Kristalle wie Anthrazen oder Stilben, Flüssigszintillatoren, bei denen ein organischer Szintillator in einem wasserstoffhaltigen organischen Lösungsmittel gelöst ist und Plastiksintillatoren, bei denen ein organischer Szintillator in die Matrix eines Kohlenwasserstoffpolymers eingebettet ist.

Die ersten Entwicklungen von Protonrückstoßszintillatoren wurden mit Anthrazen- und Stilbenkristallen durchgeführt. Anthrazen hat die größte Lichtausbeute aller organischen Szintillatoren, während Stilben aufgrund seiner besseren γ -Unterdrückung bald bevorzugt wurde. Beide Kristalle sind aber schwer in geeigneten Größen zu erhalten (größer als einige wenige cm) und entsprechend teuer. Außerdem können sie durch einen mechanischen oder thermischen Schock leicht beschädigt werden. Ein weiterer Nachteil ist die Richtungsabhängigkeit der Lichtausbeute, die von der Orientierung der Bahn der geladenen Teilchen in Bezug auf die Kristallachse abhängt. Variationen von bis zu 25% sind nicht unüblich, wenn die Richtung der geladenen Teilchen variiert. Dieser Effekt wirkt sich nicht aus, solange die schnellen Neutronen nur nachgewiesen werden sollen, führt aber auf Komplikationen, wenn das Energiespektrum der einfallenden schnellen Neutronen aus der Pulshöhenverteilung bestimmt wird.

Daher werden Plastik- und Flüssigszintillatoren für die Detektion schneller Neutronen bevorzugt. Diese Materialien sind im Vergleich nicht zu teuer, können in einer Vielzahl unterschiedlicher Größen und Formen hergestellt werden und zeigen keinerlei Richtungsabhängigkeit. Plastiksintillatoren sind auch mit großen Abmessungen erhältlich

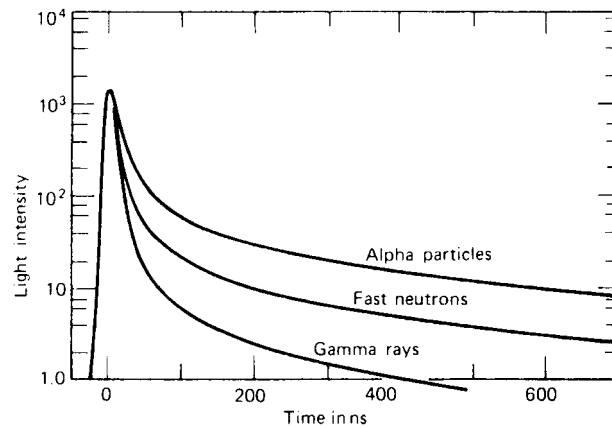


Abbildung 5.15: Zeitverhalten von Szintillationspulsen in Stilben (gleiche Intensität zur Zeit Null), die durch unterschiedliche Strahlungsarten angeregt wurden.

und leicht zu bearbeiten. Die Schwächungslänge, in der das Szintillationslicht auf die halbe Intensität abfällt, kann in typischen Materialien mehrere Meter betragen, was für große Szintillatordimensionen von entscheidender Bedeutung ist.

Flüssigszintillatoren werden manchmal bevorzugt, da hier die Möglichkeit zur Pulsformdiskriminierung besteht, um γ -induzierte Ereignisse zu unterdrücken (Abb. 5.15). Der nichtlineare Zusammenhang zwischen der Lichtausbeute des Flüssigszintillators und der Energie der Rückstoßprotonen ist in der Literatur dokumentiert. Für spezielle Anwendungen kann der Wasserstoff in den Szintillatoren auch durch Deuterium ersetzt werden. Da die Streuung schneller Neutronen an Deuterium im Schwerpunktsystem nicht isotrop ist, ergibt sich für die Energieverteilung der Rückstoßdeuteronen keine Gleichverteilung wie bei den Protonen. Das gemessene Pulshöhenspektrum bei monoenergetischen Neutronen zeigt einen deutlichen Anstieg im Bereich der maximalen Rückstoßenergie. Diese Form kann unter gewissen Umständen die Berechnung des Neutronenspektrums durch Entfaltung des Pulshöhenspektrums erleichtern.

5.6.2 Szintillatorgröße

Bei der Wahl der Größe eines Protonrückstoßszintillators müssen einige Kompromisse eingegangen werden. Zum einen handelt es sich um die Detektoreffizienz und seine Energieauflösung. Wählen wir einen dickeren Szintillator, erhöht sich nach Gleichung (5.10) seine Detektoreffizienz. Machen wir z.B. den Szintillator in Neutronendurchgangsrichtung 5 cm dick, erhalten wir eine Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von zumindest 40% für Neutronen mit Energien unter 2 – 3 MeV. Steigt die Neutronenenergie, so verringert sich die Detektoreffizienz und man wird überlegen, einen größeren Szintillator zu wählen. Es ist jedoch schwieriger bei einem großen Szintillatorvolumen das Licht gleichförmig zu sammeln, sodass die Energieauflösung des Detektors schlechter wird. Ein zusätzlicher Faktor, der die Szintillatorgröße begrenzt, ist die Rate der γ -induzierten Ereignisse im Detektor. Übersteigt sie die Zählrate der schnellen Neutronen deutlich, muss der Szintillator genügend klein gemacht werden, sodass γ -Pileup nicht zu einem nennenswerten Problem wird.

Wird der Szintillator als Spektrometer für schnelle Neutronen verwendet, gehen noch weitere Faktoren in die Wahl seiner Größe ein. In kleinen Kristallen wird ein Neutron typischer Energie mit hoher Wahrscheinlichkeit nur einmal gestreut, wodurch das Energiespektrum der Rückstreuprotonen sehr nahe an der oben gezeigten Rechtecksverteilung liegen wird. Solange die Szintillatorabmessungen größer als einige wenige Millimeter sind, ist es sehr unwahrscheinlich, dass die Protonen aus dem Szintillator entkommen können und die Antwortfunktion des Detektors bleibt einfach und leicht zu berechnen. Werden die Detektorabmessungen aber immer größer, steigt auch die Wahrscheinlichkeit für Mehrfachstreuung der Neutronen und die Antwortfunktion des Detektors wird komplexer und schwieriger vorherzusagen. Da eine genaue Kenntnis der Antwortfunktion für die Entfaltungsrechnungen essentiell ist, wird man versuchen, den Szintillator so klein als sinnvoll möglich zu machen, sodass diese Effekte keine großen Unsicherheiten in die Berechnung des Detektorverhaltens einbringen.

5.6.3 Die Detektorantwortfunktion

Für jene Detektoren, deren Antwortfunktion durch eine Rechteckfunktion angenähert werden kann, ist die Ableitung des Energiespektrums der einfallenden Neutronen aus dem Pulshöhenspektrum des Detektors besonders einfach. Da die Ableitung einer Rechteckfunktion nach der Energie außer beim Energiemaximum überall Null ist, wird die Ableitung des Rückstoßprotonenspektrums nach der Energie ein scharfes Maximum bei der Energie der einfallenden Neutronen ergeben. Die Ableitung eines Pulshöhenspektrums, das durch einen polychromatischen Neutronenstrahl verursacht wurde, ergibt daher eine einfach berechnete Darstellung des einfallenden Neutronenspektrums.

Für komplexere Antwortfunktionen müssen allgemeinere Entfaltungsroutinen verwendet werden. Auf jeden Fall ist eine genaue Kenntnis der Detektorantwortfunktion erforderlich, um diese Rechnungen durchführen zu können. Wir stellen daher einige Faktoren vor, die die einfache Rechteckverteilung in organischen Szintillatoren verzerren und zeigen ihre qualitative Auswirkung auf die Detektorantwortfunktion.

Nichtlineare Lichtausbeute als Funktion der Energie

Bei den meisten organischen Szintillatoren steigt die Lichtausbeute nicht linear mit der deponierten Energie an. Dieses nichtlineare Verhalten verzerrt die erwartete Energieverteilung der Protonen nach Abb. 5.16c und führt auf die in Abb. 5.16d gezeigte Verteilung. Für viele organische Szintillatoren ist die erzeugte Lichtmenge annähernd proportional zu $E^{3/2}$, woraus für die Pulshöhe des Detektors

$$H = k E^{3/2} \quad (5.13)$$

folgt. Die Form der Pulshöhenverteilung ist dann durch

$$\frac{dN}{dH} = \frac{d/NdE}{dH/dE} = \frac{\text{const.}}{\frac{3}{2}kE^{1/2}} = k' H^{-1/3} \quad (5.14)$$

gegeben, wobei k und k' Proportionalitätskonstante sind. Diese Beziehung ist nur eine Näherung für die tatsächliche Verzerrung aufgrund der Nichtlinearität und eine detail-

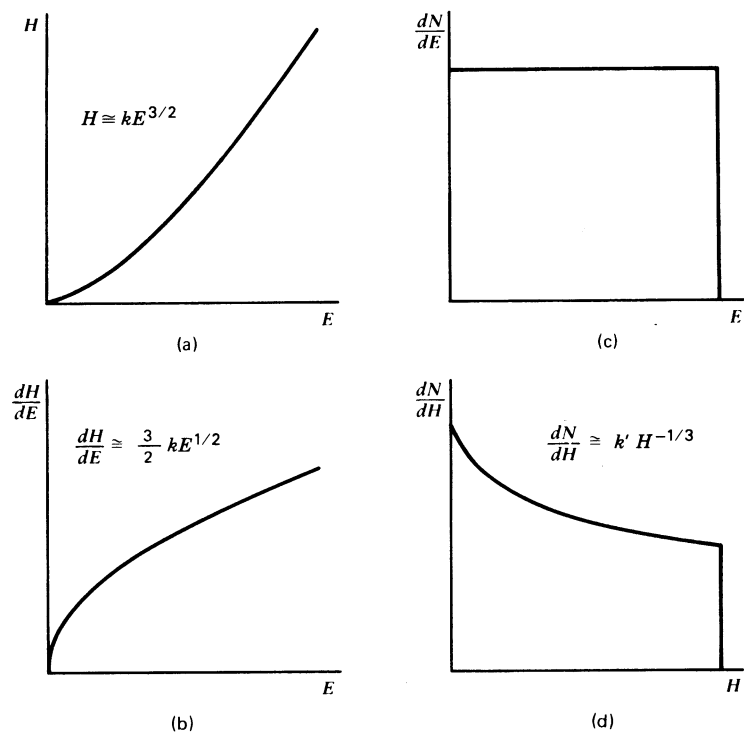


Abbildung 5.16: Bild (a) zeigt die Pulshöhe eines typischen organischen Szintillators als Funktion der Energie. Diese nichtlineare Detektorantwort führt zu einer Verzerrung des idealen rechteckigen Protonrückstoßspektrums (c) zu einem wie in Bild (d) gezeigten.

lierte Kenntnis der produzierten Lichtmenge als Funktion der deponierten Energie ist zur Berechnung des Neutronenspektrums erforderlich.

Randeffekt (*Edge Effect*)

Ist der Szintillator genügend klein oder die Neutronenenergie so hoch, dass die Reichweite der Rückstoßprotonen gegenüber den Detektorabmessungen nicht klein ist, können weitere Effekte erwartet werden, wenn die Protonen aus dem Szintillator entkommen. Das Ereignis geht dabei nicht verloren, sondern wird zu einer niedrigeren Energie verschoben. Als Effekt auf die Detektorantwortfunktion werden Ereignisse von größeren Pulshöhen zu niedrigeren verschoben, was die Steigung in Abb. 5.16d weiter vergrößert.

Vielfachstreuung an Wasserstoff

Ist der Detektor nicht genügend klein, kann das einfallende Neutronen an mehr als einem Wasserstoffkern gestreut werden, bevor es den Szintillator wieder verlässt. Da diese Ereignisse in einer verglichen mit typischen Pulsformungszeiten kurzen Zeit stattfinden, addiert sich die von allen Rückstoßprotonen erzeugte Lichtmenge zu einem einzigen Puls, dessen Amplitude zur gesamten Lichtmenge proportional ist. Vielfachstreuung erhöht daher die mittlere Pulshöhe und ändert die erwartete Antwortfunktion durch zusätzliche Ereignisse bei großen Pulshöhen auf Kosten von Ereignissen bei niedrigeren Pulshöhen.

Streuung an Kohlenstoff

Alle organischen Szintillatoren enthalten neben dem Wasserstoff auch Kohlenstoff. Aufgrund der niedrigeren Szintillationseffizienz tragen Rückstoßkohlenstoffkerne, die durch elastische Neutronenstreuung erzeugt werden, nicht wesentlich zum Detektorsignal bei. Dennoch beeinflusst die Streuung am Kohlenstoff die Detektorantwortfunktion auf indirekte Weise, indem die Neutronen nach Streuung am Kohlenstoff noch einmal an einem Wasserstoffkern gestreut werden können, bevor sie den Detektor verlassen. Da die Neutronenenergie durch die Streuung am Kohlenstoff reduziert wurde, wird das Protonenrückstoßspektrum, das durch Neutronen, die bereits an Kohlenstoff gestreut wurden, entsteht, sich nur bis zu einer geringeren Energie erstrecken als bei ungestreuten Neutronen. Da Neutronen bei der Streuung an Kohlenstoff zwischen 0 und 28% ihrer Energie verlieren können, wird die maximale Energie des nachfolgenden Rückstoßprotons zwischen 100 und 72% seiner eigentlich erwarteten Energie variieren. Der zugeordnete Effekt auf die Detektorantwortfunktion ist in Abb. 5.17b dargestellt.

Detektorauflösung

Die Beschreibung bis zu diesem Punkt hat immer eine ideale Detektorantwort vorausgesetzt, ohne eine Verschmierung zu berücksichtigen, die durch eine nichtgleichförmige Sammlung der erzeugten Lichtmenge, Statistik der Photoelektronen und andere Quellen von experimentellem Rauschen entsteht. Dadurch werden erwartete scharfe Strukturen in der Detektorantwortfunktion verwaschen, wie in Abb. 5.17c für die Kante der Rechteckfunktion gezeigt ist.

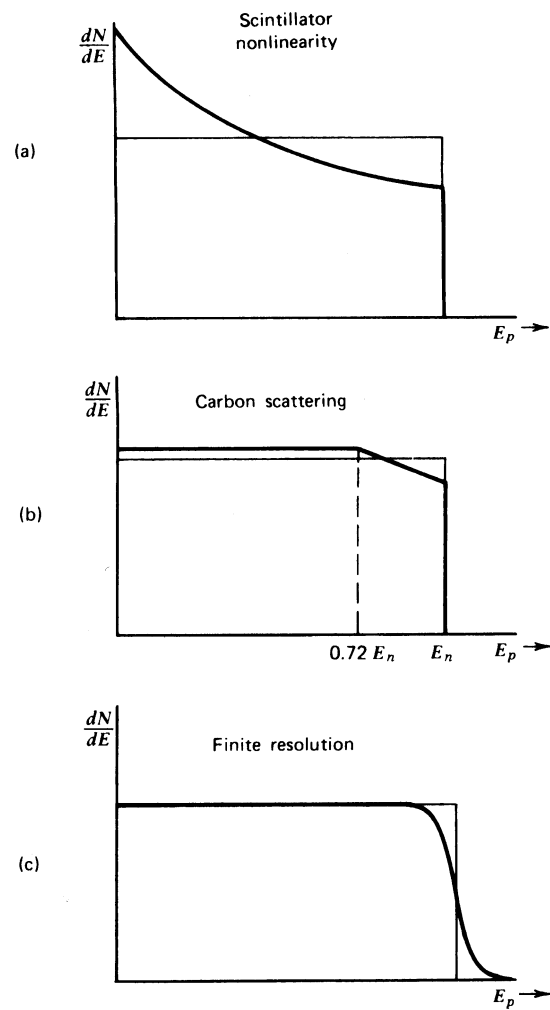


Abbildung 5.17: Verzerrungen des Rechteckspektrums der Rückstoßprotonen durch jeden der angegebenen Faktoren.

Gesamtantwortfunktion

Die Kombination all dieser verzerrenden Effekte zur Gesamtantwortfunktion des Detektors ist in Abb. 5.18 für einen $2.54 \text{ cm} \times 2.54 \text{ cm}$ zylindrischen Stilbenkristall bei einer Neutronenenergie von 2.6 MeV veranschaulicht. Dieses Beispiel ist typisch für die Antwort eines organischen Szintillators auf Neutronen, deren Energie unterhalb der Schwelle für konkurrierende Reaktionen liegt, die im nächsten Punkt beschrieben werden.

Konkurrenzreaktionen bei hohen Neutronenenergien

Übersteigt die Neutronenenergie $8 - 9 \text{ MeV}$, müssen zusätzlich zur elastischen Streuung zwei Konkurrenzreaktionen für die Gesamtantwort des organischen Szintillators betrachtet werden:

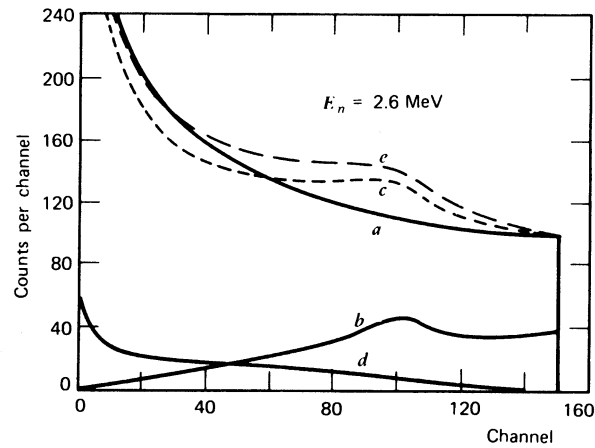
<i>Neutronenenergie an der Schwelle</i>	
$^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$	6.17 MeV
$^{12}\text{C}(n, n')3\alpha$	7.98 MeV

Die gemeinsamen Effekte von Vielfachstreuung und Konkurrenzreaktionen können in Abb. 5.19 gesehen werden, wo die Detektoreffizienz eines organischen Flüssigszintillators als Funktion der Neutronenenergie dargestellt ist. Wir sehen, dass die Konkurrenzreaktionen $^{12}\text{C}(n, \alpha)$ und $^{12}\text{C}(n, n')3\alpha$ bei höheren Neutronenenergien wesentlich zur Detektoreffizienz beitragen. Die Schwellen für diese Reaktionen liegen zwar bei 6.17 und 7.98 MeV , sie werden jedoch erst ab 9 MeV signifikant. Ein beschränkender Faktor ist die geringere Lichtmenge pro Energieeinheit, die die meisten organischen Szintillatoren für α -Teilchen im Vergleich zu den Rückstoßprotonen produzieren.

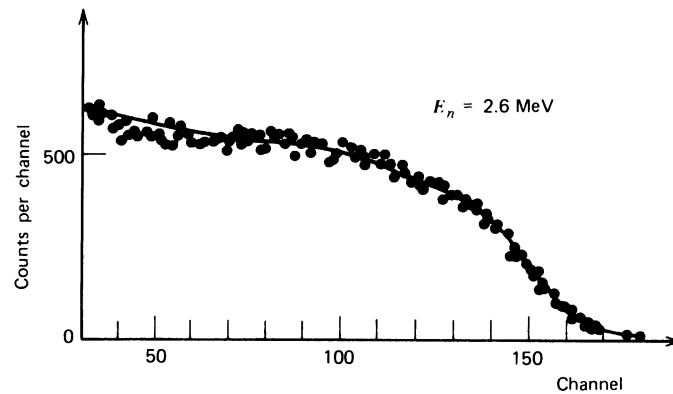
5.6.4 Detektoreffizienz und Diskriminatorschwelle

Eine gebräuchliche Betriebsart von Protonrückstoßdetektoren verwendet eine fixe Diskriminatorschwelle, um alle Ereignisse mit Pulshöhen unter einer bestimmten Minimalamplitude zu eliminieren. Eine endliche Diskriminatorschwelle ist immer nötig, um das unvermeidbare Rauschen, das spontan in der Detektorelektronik auftritt, zu unterdrücken, γ -Strahlung und andere Untergründereignisse können jedoch ein Hinaufsetzen der Diskriminatorschwelle auf einen substantiell höheren Wert erfordern. Die Effizienz unter der Annahme, dass alle Pulse registriert werden, wird im Englischen auch als *zero bias efficiency* bezeichnet, wobei ein realer Detektor mit endlicher Diskriminatorschwelle immer eine etwas geringere Effizienz haben wird, vor allem bei niedrigen Neutronenenergien.

Die Auswirkung der Diskriminatorschwelle auf die Effizienz des Neutronenzählers ist in Abb. 5.20 schematisch gezeigt. In der unteren Reihe der Abbildung befinden sich drei differentielle Pulshöhenspektren, die die Antwort des Szintillators auf drei unterschiedliche Neutronenenergien wiedergeben. Vernachlässigen wir komplexere Ereignisse, ist die Fläche unter jeder Kurve zur Anzahl der Neutron-Proton-Stöße im Detektor bei der jeweiligen Neutronenenergie proportional. Diese Anzahl ist proportional zur *Zero Bias* Effizienz, die als Funktion der Energie im obersten Bild von Abb. 5.20 zu sehen ist.



(a)



(b)

Abbildung 5.18: (a) Berechnete Antwortfunktion eines $2.54 \text{ cm} \times 2.54 \text{ cm}$ zylindrischen Stilbenkristalls. Die einzelnen Komponenten sind: *a* – Einfachstreuung mit Detektornichtlinearität und Randeffekt; *b* – Zweifachstreuung an Wasserstoff; *c* – die Kombination aus Einfach- und Zweifachstreuung an Wasserstoff, wobei das Spektrum auf die gleiche Anzahl von Ereignissen wie in Spektrum *a* normiert wurde; *d* – Rückstoßprotonen von an Kohlenstoff gestreuten Neutronen; *e* – Summenspektrum aus *c* und *d*. (b) Gemessenes Pulshöhenspektrum für den gleichen Kristall, der für die Berechnung in Bild (a) herangezogen wurde. Der zusätzliche Einfluss der nicht perfekten Detektorauflösung ist augenscheinlich.

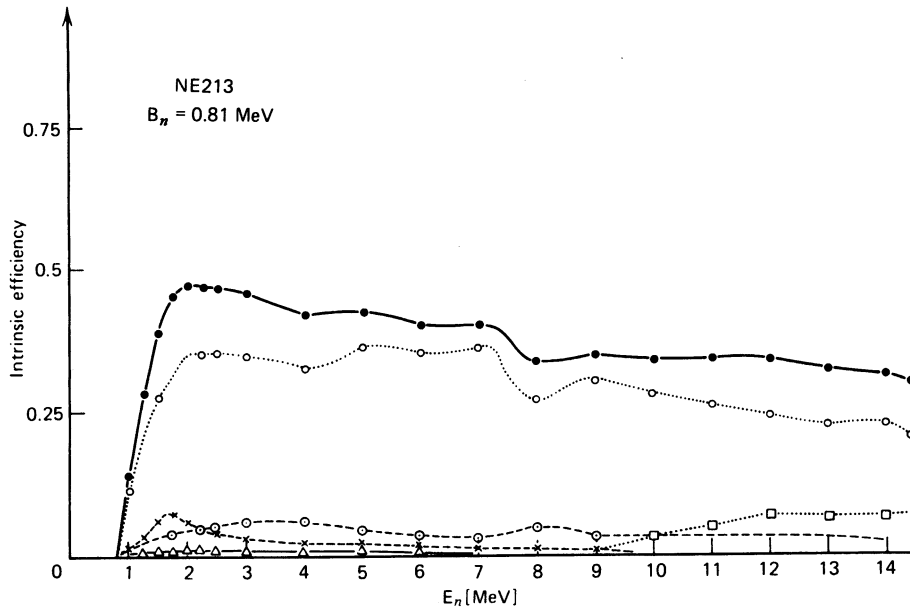


Abbildung 5.19: Berechnete Effizienz eines NE213 Flüssigszintillators (1.9 cm Radius, 10 cm Länge) bei einer Diskriminatorschwelle von 0.81 MeV. Die Symbole bedeuten: ● aus allen Prozessen zusammengesetzte Effizienz; ○ Einfachstreuung an Wasserstoff; × $n-H$, $n-H$ Zweifachstreuung; ⊙ $n-C$, $n-H$ Zweifachstreuung; △ $n-C$, $n-H$, $n-H$ Dreifachstreuung; □ (n, α) und (n, n') 3α Reaktionen.

Wird nun ein Diskriminator verwendet, ist die Fläche unter dem differentiellen Pulshöhenspektrum und rechts von der Diskriminatorschwelle zur Anzahl der im Detektor registrierten Ereignisse proportional. In unserem Beispiel ist die damit verbundene reduzierte Effizienz als Funktion der Energie ebenfalls im obersten Graph von Abb. 5.20 gezeigt. Diese Effizienz fällt für Neutronenenergien unter der Diskriminatorschwelle auf Null und nähert sich der *Zero Bias* Effizienz für im Vergleich zur Diskriminatorschwelle hohe Neutronenenergien.

5.6.5 Energiekalibrierung mit γ -Strahlung

Die Lichtausbeute eines organischen Szintillators pro Energieeinheit ist für Elektronen immer höher als für schwerere geladene Teilchen, wodurch das Problem der γ -Diskriminierung schwerwiegender wird. So ist zum Beispiel ein Neutron mit einer Energie von 2 – 3 MeV erforderlich, um die gleiche Lichtmenge zu erzeugen wie ein 1 MeV γ -Quant. Da die Szintillatorantwort auf Elektronen hinreichend linear ist, kann eine γ -Quelle dazu benützt werden, die Energieskala des Detektors zu kalibrieren.

Da die Bestandteile aus organischen Szintillators nur leichte Elemente sind (Wasserstoff, Kohlenstoff und vielleicht auch Sauerstoff) sind die photoelektrischen Wirkungsquerschnitte klein und praktisch alle γ -Wechselwirkungen Comptonstreuungen. Ein γ -Spektrum, das mit einem organischen Szintillator aufgenommen wird, weist daher nur Comptonkanten als charakteristische Merkmale auf. Da es keine charakteristischen Linien gibt, muss ein Punkt der Comptonkante ausgewählt und der Maximalenergie des

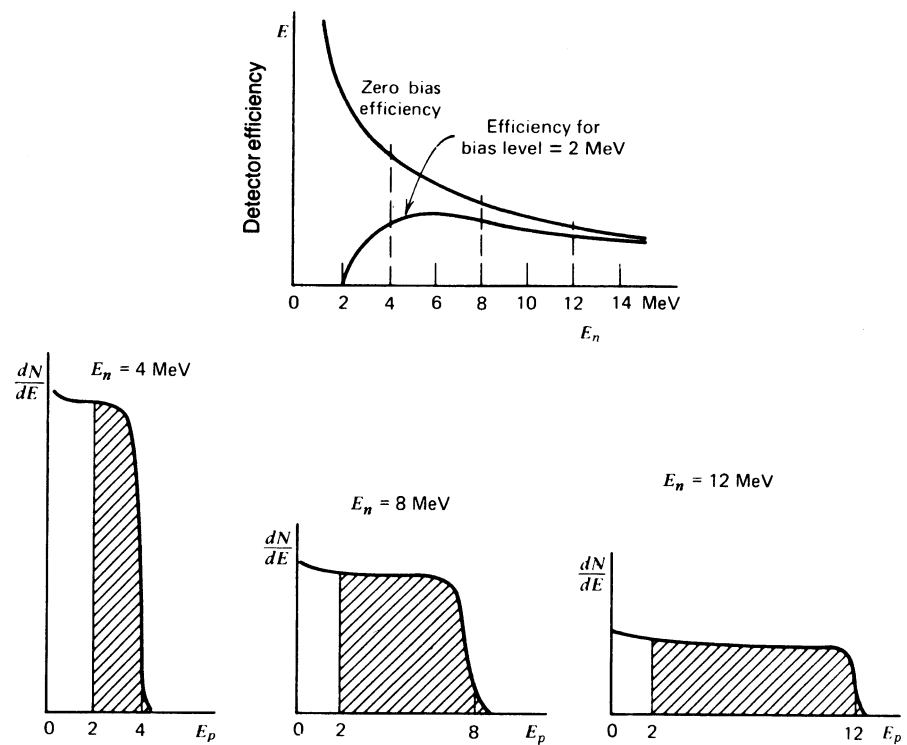


Abbildung 5.20: Auswirkung der Diskriminatorschwelle auf die Effizienz eines Protonrückstoßdetektors. Der obere Graph zeigt die Effizienz für Diskriminatorniveau Null (*zero bias efficiency*) und die reduzierte Effizienz bei einer Diskriminatorschwelle, die einer Protonenenergie von 2 MeV entspricht. Die unteren Abbildungen illustrieren die Annäherung der beiden Kurven für steigende Neutronenenergien.

Comptonelektrons zugeordnet werden. Die Studie Cherubini and et. al (1989) eines Stilbenkristalls und eines NE102A Plastikszintillators liefert Daten, um aus gemessenen Eigenschaften des Comptonkontinuums auf die Maximalenergie der Comptonelektronen zu schließen. Umfangreiche Routinen, die auch die Veränderlichkeit der Detektorauflösung berücksichtigen werden in Dietze and Klein (1982) und Hristova et al. (1990) vorgestellt.

5.6.6 Pulsformdiskriminierung von γ -Strahlung

Die relative Intensität der schnellen und langsamen Komponente der Lichtausbeute mancher organischer Szintillatoren hängt von der spezifischen Ionisation der ionisierenden Teilchen ab. Aus diesem Grund erzeugen Teilchen mit verschiedener Masse oder Ladung Signalpulse mit unterschiedlicher Zeitcharakteristik. So erzeugen γ -induzierte schnelle Elektronen einen größeren Anteil ihres Szintillationslichts in der prompten Komponente als Rückstoßprotonen. Die Methode der Pulsformdiskriminierung kann dann sehr effektiv zur Rückweisung von γ -Pulsen verwendet werden, während eine brauchbare Effizienz für den Nachweis schneller Neutronen bestehen bleibt, Moszynski and et al. (1994).

Werden die γ -Pulse nicht nur zurückgewiesen, sondern auch in einem getrennten Spektrum analysiert, kann gleichzeitig Neutronen- und γ -Spektroskopie durchgeführt werden. Da Maxima, die der vollen γ -Energie entsprechen, im γ -Spektrum fehlen müssen wie für das Neutronenspektrum auch für das γ -Spektrum Entfaltungsrechnungen verwendet werden. Berechnete und gemessene Antwortfunktionen für den NE213 Flüssigszintillator wurden veröffentlicht, Chen et al. (1976) und Novotny et al. (1997) und dienen als Eingangsdaten für die Entfaltungsroutinen. Obwohl die Lichtausbeute als Funktion der Energie bei NE213 für Elektronen viel eher einem linearen Zusammenhang folgt als für Rückstoßprotonen, gibt es auch für Elektronen Hinweise auf Nichtlinearität ab einer Elektronenenergie von 1.6 MeV.

Theoretisch gibt es noch eine weitere Möglichkeit zur Unterscheidung von Neutronen und γ -Strahlung in Detektoren mit genügend schnellem Zeitverhalten. Beide werden in einem Detektorvolumen, dessen Abmessungen im Vergleich zu den mittleren freien Wegstrecken genügend groß sind, zunehmend Mehrfachstreuung erleiden. Nun bewegen sich γ -Strahlen zwischen den Stößen mit Lichtgeschwindigkeit, während die Neutronen langsamer unterwegs sind (bei 1 MeV Neutronenenergie sind es etwa 5% der Lichtgeschwindigkeit). Detektorsignale, die ein Ergebnis von Neutronenmehrfachstreuung sind, werden daher eine etwas längere Dauer haben als jene durch γ -Streuung verursachten. Die messbaren Unterschiede sind jedoch sehr gering, da die mittlere Zeit zwischen den Neutronenstößen in einem typischen Plastikszintillator nur wenige Nanosekunden beträgt. Sie werden häufig durch die zeitliche Verbreiterung der Signale aufgrund anderer Ursachen überdeckt. In diesem Zusammenhang hat sich der neue Szintillator LiBaF_3 mit einem geringen Ce-Zusatz als vorteilhaft erwiesen, Reeder and Bowyer (2002).

5.7 Gasrückstoßproportionalzähler

5.7.1 Allgemeines

Als Alternative zu den organischen Szintillatoren können auch Gasproportionalzähler zur Detektion schneller Neutronen mit Hilfe der elastischen Streuung verwendet werden. In diesen Anwendungen ist das Füllgas entweder Wasserstoff, eine wasserstoffhaltige Verbindung wie Methan oder ein anderes leichtes Element wie Helium. Im Fall von Wasserstoff sollte das Spektrum der Rückstoßprotonen im Idealfall wieder die in den vorangegangenen Abschnitten diskutierte einfache Rechteckform aufweisen. Wie bei den organischen Szintillatoren führen auch hier zusätzliche Effekte zu einer Verzerrung dieser einfachen Detektorantwortfunktion, wodurch die Entfaltung des beobachteten Pulshöhenspektrums recht kompliziert werden kann.

Da das Detektionsmedium ein Gas mit relativ geringer Dichte ist, haben Rückstoßproportionalzähler zwangsläufig eine geringere Effizienz als typische organische Szintillatoren. Gleichung (5.10) kann verwendet werden, um Detektionswahrscheinlichkeit für Neutronen bei einfachen wasserstoffgefüllten Detektoren abzuschätzen. Typische Werte für Neutronen im MeV Bereich betragen dabei weniger als 1%. Diese reduzierte Wechselwirkungswahrscheinlichkeit hat aber auch einige Vorteile. So ist z.B. die Wahrscheinlichkeit für Mehrfachstreuung äußerst gering und ihr Einfluss auf die Detektorantwortfunktion im Vergleich zu vielen zuvor diskutierten Szintillatoren vernachlässigbar.

Rückstoßproportionalzähler sind zweifellos auf praktische Probleme empfindlicher als organische Szintillatoren. So ist die Reinheit des Füllgases von besonderer Bedeutung und mikroskopische Leckstellen können zum Versagen des Detektors führen. Obwohl Rückstoßproportionalzähler auch kommerziell erhältlich sind, werden sie häufig von den Experimentatoren selbst gefertigt und speziell an die jeweiligen experimentellen Bedingungen angepasst. Konstruktionsdetails wie Oberflächenpräparation, Evakuierung in den Hochvakuumbereich vor dem Befüllen des Detektors und Hochspannungsisolierung sind für einen brauchbaren Detektor unerlässlich. Im Vergleich dazu sind Szintillatordetektoren relativ einfach zusammenzustellen und zu betreiben. Da die Abmessungen der Proportionalzähler gegenüber der Reichweite der Rückstoßkerne im Gas nicht groß sind, müssen auch Effekte an den Detektorwänden und -fenstern in die Betrachtungen der Detektorantwortfunktion mit einbezogen werden. Eine Übersicht dazu ist in Verbinski and Giovannini (1974) gegeben.

5.7.2 γ -Sensitivität und Pulsformdiskriminierung

Eine weitere Folge der geringen Dichte des gasförmigen Detektionsmediums ist das Verhalten des Detektors in Bezug auf γ -Strahlung. Typische Rückstoßszintillatoren haben Dimensionen, die im Vergleich zu der Reichweite der Rückstoßkerne aus der Neutronenstreuung aber auch der schnellen Elektronen, die durch γ -Strahlung erzeugt werden, groß sind. Daher wird praktisch immer die Gesamtenergie der Teilchen im aktiven Detektorvolumen deponiert. Die Größe der Gasrückstoßdetektoren ist oft mit der Reichweite der Rückstoßkerne vergleichbar, aber in den meisten Fällen kleiner als die Reichweite der γ -induzierten Elektronen. Daher wird in neutroneninduzierten Ereignissen zumeist

die gesamte kinetische Energie deponiert, während nur ein kleiner Teil der übertragenen γ -Energie im Detektor abgegeben wird. Zusätzlich ist die Lichtausbeute in organischen Szintillatoren für Elektronen um einen Faktor 2 – 3 größer als für schwerere geladene Teilchen der gleichen Energie. Diesen Unterschied gibt es nicht bei Proportionalzählern, in denen die zur Erzeugung eines Ionenpaars nötige Energie nur wenig von der Art der ionisierenden Teilchen abhängt.

Ein für die Proportionalzähler ungünstiger Unterschied ergibt sich aus den unterschiedlichen Wechselwirkungsmöglichkeiten der γ -Strahlung mit dem Detektor. In organischen Szintillatoren müssen Neutronen und γ -Strahlen innerhalb des Szintillatorvolumens wechselwirken, um ein Detektorsignal zu erzeugen. Im Gaszähler muss es eine Wechselwirkung der Neutronen mit dem Füllgas geben, während die γ -Strahlen entweder mit dem Gas oder aber auch mit den viel dichteren Detektorwänden oder anderen Strukturkomponenten des Detektors wechselwirken können, was zu Sekundärelektronen führt, die ins Gasvolumen eindringen. Da das Füllgas eines Rückstoßproportionalzählers aus den gleichen Elementen zusammengesetzt ist wie ein organischer Szintillator, ist das Verhältnis von γ -Pulsen zu Neutronenpulsen im Proportionalzähler beträchtlich größer als im organischen Szintillator. Im Proportionalzähler ist die mittlere Amplitude eines γ -Pulses allerdings viel kleiner.

Wie in allen Proportionalzählern hängt die Anstiegszeit des beobachteten Signals in erster Linie von der radialen Verteilung der Ionisationsspur ab, die diesen Puls erzeugt. Diese Eigenschaft kann benützt werden, um vorzugsweise neutroneninduzierte Ereignisse vor einem γ -Hintergrund zu zählen. Ist die Neutronenenergie nicht zu hoch, werden die Protonenbahnen eher kurz und auf einen begrenzten Radialbereich beschränkt sein. γ -induzierte schnelle Elektronen werden in den meisten Fällen das gesamte Gasvolumen durchqueren und im Mittel einen viel größeren Radialbereich im Zählrohr miteinbeziehen. Dadurch werden neutroneninduzierte Pulse kürzere Anstiegszeiten als γ -induzierte haben und Pulsformdiskriminierungsmethoden können zwischen den beiden unterscheiden. Eine Erweiterung der Protonenrückstoßtechnik zu Neutronenenergien bis 1 keV herunter, hängt essentiell von der Eliminierung der meisten γ -Pulse durch diese Methode ab.

5.7.3 Detektordesign und Wahl des Füllgases

Auch wenn von einigen sphärischen Ausführungen berichtet wurde, hat die Mehrzahl der Rückstoßproportionalzähler zylindrische Geometrie, die in Abb. 4.9 exemplarisch dargestellt ist. Wie bei allen Proportionalzählrohren muss der axiale Anodendraht sehr gleichförmig sein und einen kleinen Durchmesser besitzen, um gleichförmige Ionenvervielfachung über seine gesamte Länge sicherzustellen. Die Verzerrung des elektrischen Feldes in den Endbereichen des Zählrohrs ist ein zu beachtender Faktor bei der Analyse der Detektoreffizienz und seiner Antwortfunktion.

Die meisten Rückstoßdetektoren verwenden Wasserstoff oder eine Verbindung von Wasserstoff, um Rückstoßprotonen durch elastische Neutronenstreuung zu erhalten. Die einfache in Abb. 5.13 gezeigte Gleichverteilung der Protonenenergien wird durch mehrere Faktoren in Proportionalzählern verzerrt. Der wichtigste Effekt ist dabei die endliche Größe des aktiven Volumens, die dazu führt, dass viele Protonenbahnen in den Wänden

oder Endbereichen des Zählrohrs enden. Es gibt mehrere Zugänge mit diesem Problem umzugehen. Der einfachste davon ist, diese Verluste hinzunehmen und zu versuchen ihre Auswirkung auf die Detektorantwortfunktion entweder zu messen oder durch Rechnungen abzuschätzen. Es kann aber auch versucht werden, die meisten der zugeordneten Ereignisse zu unterdrücken. Können die Protonenbahnen, die aus dem aktiven Volumen führen identifiziert und verworfen werden, wird sich eine viel einfachere Antwortfunktion des Detektors ergeben. Eine Bahn, die das aktive Volumen an der zylindrischen Kathode verlässt, kann durch Konstruktion eines etwas aufwändigeren Zählrohrs erkannt werden, in dem die Kathode auf einem Drahtkäfig besteht, durch den die Protonen hindurchtreten und auf der anderen Seite weitere Ionisation hervorrufen können. Ein Ring von Detektoren außerhalb des Zentralbereichs wird verwendet, um diese Ionisation nachzuweisen und das Originalereignis in einer Antikoinzidenzanordnung zurückzuweisen.

Obwohl Wasserstoff in vielerlei Hinsicht ein ideales Target für Neutronenstreuung ist, ist seine Verwendung als Füllgas für Proportionalzähler durch seine geringe Dichte und die relativ geringe *stopping power* für die Rückstoßprotonen begrenzt. Methan ist eine übliche Alternative, aber zusätzliche Effekte durch die Streuung an den Kohlenstoffkernen müssen mitberücksichtigt werden. Es wurde abgeschätzt, dass Kohlenstoffionen etwa 75% der Ionisation im Gas hervorrufen wie Protonen gleicher Energie. Da die Maximalenergie der Kohlenstoffionen 28% der Neutronenenergie beträgt, können wir erwarten, dass alle Amplituden der kohlenstoffinduzierten Signale 21% unter der maximalen Protonenamplitude liegen. Helium wird gleichfalls häufig als Füllgas benutzt und typische Rückstoßspektren sind in Abb. 5.21 gezeigt. Da die elastische Streuung an Helium im Schwerpunktsystem nicht isotrop ist (vgl. Abb. 5.12) sind diese Verteilungen auch bei Abwesenheit zusätzlicher Effekte nicht rechteckförmig.

5.7.4 Energiekalibrierung und Linearität

Da Quellen monoenergetischer Neutronen normalerweise nicht verfügbar sind, ist die Energiekalibrierung eines Protonrückstoßproportionalzählers kein selbstverständlicher Prozess. γ -Strahlen können nicht wie bei der Kalibrierung von Protonrückstoßzintillatoren verwendet werden, da die von ihnen verursachten Sekundärelektronen im allgemeinen im Zählgas nicht gestoppt werden. Eine Möglichkeit besteht darin, dem Füllgas eine kleine Menge ^3He beizugeben und die bei Bestrahlung mit thermischen Neutronen entstehenden Proton-Tritonpaare mit 764 keV Energie für die Kalibrierung zu verwenden. Diese Methode hat sich als sehr nützlich erwiesen, obwohl Fehler auftreten können, da eines der beiden Reaktionsprodukte kein Proton ist. Unterschiede ergeben sich in der Energie, die nötig ist ein Ionenpaar zu erzeugen und aus den ungleichen Reichweiten der Teilchen.

Bei der Kalibrierung geringer Energien führt die Beigabe von radioaktivem ^{37}Ar zu einer 2.82 keV Röntgenlinie, die bei seinem Zerfall emittiert wird. Dieser Zugang hat den Nachteil, dass die Kalibrierungslinie bei allen Messungen vorhanden ist und einen interessanten Bereich des Spektrums überlagern kann. Die Kalibrierung kann außerdem Unsicherheiten enthalten, die auf das unterschiedliche Energieverlustverhalten der von den Röntgenstrahlen generierten niederenergetischen Photoelektronen und der Rückstoßprotonen im interessanten Energiebereich zurückzuführen sind.

Über 10 keV ist die von den Rückstoßprotonen verursachte Ionisation in Standard-

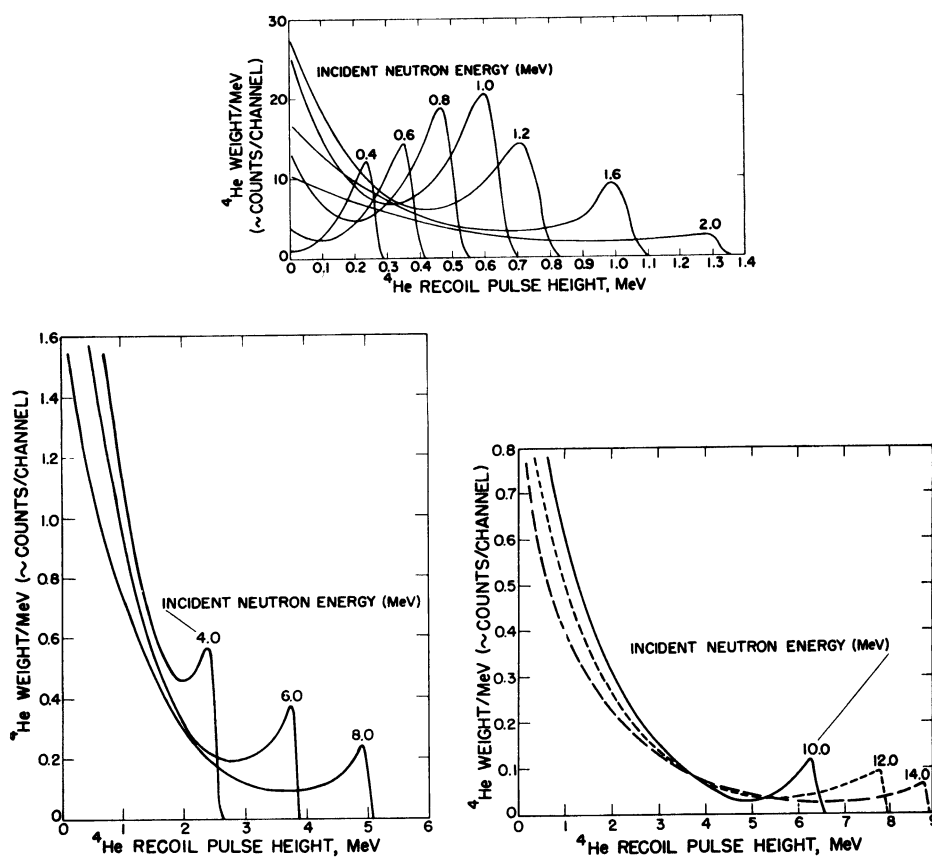


Abbildung 5.21: Berechnete Spektren für einen mit 8 bar ^4He gefüllten Gasrückstoßproportionalzähler.

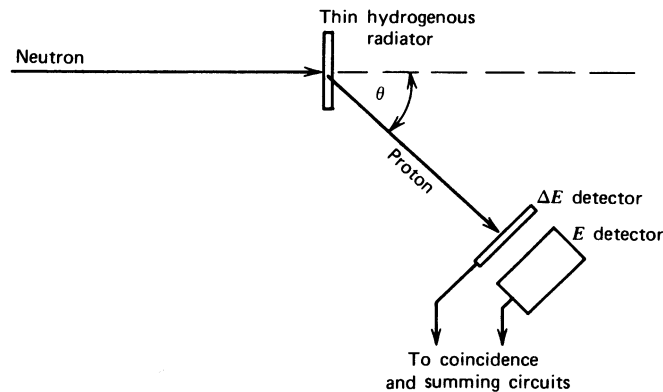


Abbildung 5.22: Schematische Darstellung eines Rückstoßprotonteleskops.

proportionalzählern in guter Näherung eine lineare Funktion der Protonenenergie. D.h. in anderen Worten, dass der W -Wert, definiert als die pro Ionenpaar aufgewendete Energie, in Wasserstoff für Protonen über 10 keV ein Konstante ist. Unter dieser Protonenenergie fällt der W allerdings und beträgt bei 1 keV etwa 70% seines Werts bei hohen Energien. Diese Nichtlinearitäten in der Beziehung zwischen Energie und Ionisation müssen bei der Entfaltung der Detektorantwort auf niederenergetischere Neutronen berücksichtigt werden.

5.8 Protonenteleskope

In konventionellen organischen Szintillatoren oder Rückstoßproportionalzählern müssen alle Streuwinkel so akzeptiert werden, wie sie gerade auftreten. Daher enthält die Antwortfunktion dieser Detektoren auf monoenergetischen Neutroneneinfall alle Protonenrückstoßenergien bis zur Neutronenenergie, die näherungsweise, wie zuvor diskutiert, einer Gleichverteilung folgen. Für die Spektroskopie ist jedoch eine Antwortfunktion wünschenswert, die nur aus einem einzelnen, schmalen Maximum besteht, um das Problem der Entfaltung des Spektrums zu vermeiden. Wenn nur die Rückstoßprotonen herangezogen werden, die unter einem festen Winkel zur ursprünglichen Neutronenflugrichtung auftreten, ist die Protonenenergie für monoenergetische Neutronen fix und die Antwortfunktion wird sich dem idealen schmalen Maximum annähern. Detektoren, die auf einer schmalen Auswahl von Rückstoßrichtungen beruhen, werden allgemein als Rückstoßprotonenteleskope bezeichnet und wurden bereits bei einer Vielzahl von Messungen mit schnellen Neutronen eingesetzt.

Nach Gleichung (5.5) beträgt die Energie der unter einem Winkel θ zur Neutronenflugrichtung beobachteten Rückstoßprotonen

$$E_p = E_n \cos^2 \theta . \quad (5.15)$$

Rückstoßprotonenteleskope können jedoch nur in Situationen eingesetzt werden, in denen die Richtung der einfallenden Neutronen durch Kollimation oder andere Mittel definiert wurde.

Eine schematische Darstellung des Protonenteleskops ist in Abb. 5.22 gezeigt. Neutronen treffen auf eine dünne Folie, meist aus organischen Polymeren, deren Dicke klein sein muss gegenüber der Reichweite der niederenergetischsten Rückstoßprotonen, die noch nachgewiesen werden sollen. Der Winkel θ ergibt sich aus der Position des Detektors, der in einiger Entfernung vom Streuer positioniert wird, wobei der Bereich der Protonenflugstrecke evakuiert wird, um Energieverlust durch Streuung an Luft zu vermeiden. Wegen des Abfalls der Protonenenergie mit $\cos^2 \theta$ wird der Detektor zumeist bei kleinen Winkeln in Bezug auf die Neutronenrichtung aufgestellt. Einige Konzepte positionieren den Detektor bei $\theta = 0$, andere wählen einen endlichen Beobachtungswinkel, um neutroneninduzierte Untergrundereignisse aus dem direkten Strahl im Detektor zu vermeiden.

Obwohl im Prinzip ein einzelner Detektor ausreicht, um die Protonenenergie und daraus mit (5.15) die Neutronenenergie zu bestimmen, werden häufig mehrere Detektoren in Koinzidenz verwendet, um den Untergrund aus konkurrierenden Reaktionen oder anderen unerwünschten Ereignissen zu reduzieren. Die in Abb. 5.22 gezeigte Anordnung ist üblich, wobei sich ein dünner ΔE Detektor vor einem dickeren E Detektor befindet, in dem die Rückstoßprotonen vollständig gestoppt werden. Beide Detektoren werden in Koinzidenz betrieben, sodass nur Protonen, die aus der Richtung des Streuers einfallen, aufgezeichnet werden. Haben beide Detektoren lineare Antwortfunktionen, wird die Summe der beiden Detektorsignale proportional zur gesamten Protonenenergie sein. Zusätzlich können Teilchenidentifikationsschemata angewandt werden, in denen untersucht wird, ob das ΔE Signal die richtige relative Höhe in Bezug auf das Signal des E Detektors besitzt, wie es aus dem Energieverlust der Protonen erwartet würde. Mit dieser Forderung können dann Ereignisse eliminiert werden, die anderen Teilchen zugeordnet sind wie z.B. α -Teilchen, die durch (n, α) Reaktionen im Streuer oder in Strukturmaterialien entstehen. Als Detektoren im Protonenrückstoßteleskop eignen sich Halbleiterdioden, Gasproportionalitätszählrohre und Szintillationsdetektoren.

Der große Nachteil bei Protonenrückstoßteleskopen ist die extrem geringe Detektoreffizienz, die typischerweise 1 Zählereignis aus 10^5 einfallenden Neutronen beträgt. Diese geringe Effizienz ist in zwei Faktoren begründet, die jedoch nicht verbessert werden können, ohne auf die hohe Energieauflösung der Anordnung zu verzichten. Zum einen muss die Dicke der Streuerfolie klein bleiben um nennenswerte Energieverluste der Rückstoßprotonen zu vermeiden, bevor sie das streuende Material verlassen. In diesem Sinn brauchbare Foliendicken führen auf eine Wahrscheinlichkeit von 10^{-3} oder 10^{-4} , dass ein einfallendes Neutron im Streuer elastisch gestreut wird. Zum anderen muss der Raumwinkel, der durch den Detektor aufgespannt wird, genügend klein gehalten werden, um eine zu breite Verteilung der Streuwinkel zu vermeiden, die das schmale Maximum der Antwortfunktion verschmieren würde.

Eine attraktive Eigenschaft der Protonenrückstoßteleskope besteht darin, ihre Detektoreffizienz recht genau berechnen zu können. Da Komplikationen wie Mehrfachstreuung oder Wandeffekte weitgehend vermieden werden, lassen sich die Wahrscheinlichkeiten von Neutronenstreuung und anschließender Protonendetektion aus dem sehr genau bekannten Wasserstoffstreuungsquerschnitt und der geometrischen Bestimmung des Detektorraumwinkels relativ leicht berechnen.

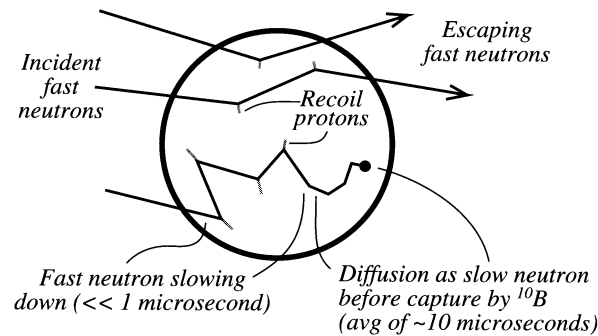


Abbildung 5.23: Prinzip des einfanggesteuerten (*capture-gated*) Neutronenspektrometers unter Verwendung eines Plastiksintillators mit ^{10}B Zusatz.

Die Detektoreffizienz kann durch Verwendung eines dickeren Streuers erhöht werden, wenn der Energieverlust der Protonen im Streuer getrennt bestimmt wird. In diesem Fall ist der Streuer als wasserstoffhaltiger Detektor ausgeführt wie z.B. als organischer Szintillator oder als methangefüllter Proportionalzähler. Protonen, die aus einer beliebigen Tiefe bis zu ihrer Reichweite im Streu- und Detektionsmedium stammen, können einen Teil ihrer Energie deponieren, das Material verlassen und den Rest der Energie in einem Protonenrückstoßteleskop abgeben, wodurch auch der Streuwinkel definiert ist. Die Analyse koinzidenter Pulse, die in den beiden Detektoren beobachtet werden, lässt schließlich auf die Neutronenenergie schließen, die für das zugeordnete Rückstoßproton verantwortlich ist.

5.9 Capture-Gated Neutron Spectrometer

Wie in Abbildung 5.18 gezeigt wurde, weist das durch monoenergetische Neutronen hervorgerufene Pulshöhenspektrum eines typischen organischen oder Plastiksintillators ein breites Kontinuum auf, das sich von Amplitude Null bis zu einer der gesamten Neutronenenergie äquivalenten Pulshöhe erstreckt. Dieses Kontinuum spiegelt die Energie einzelner oder mehrerer Rückstoßprotonen wider, die bei der Wechselwirkung der schnellen Neutronen mit dem Detektor entstehen. Da die meisten schnellen Neutronen nach dem Eintritt in den Szintillator einen variablen Teil ihrer kinetischen Energie deponieren und danach den Szintillator wieder verlassen, ergibt sich daraus dieses breite Kontinuum.

Ein ideales Pulshöhenspektrum wäre ein einzelnes, abgegrenztes Maximum für monoenergetische Neutronen. Daher wurde als alternativer Zugang unter Verwendung organischer Szintillatoren versucht, diesem idealen Verhalten näher zu kommen. Das Funktionsprinzip ist in Abb. 5.23 veranschaulicht. Stellen wir uns dazu vor, wir hätten einen Plastiksintillator sinnvoller Größe (etwa $\gtrsim 10$ cm Durchmesser), der eine kleine Beimischung von ^{10}B enthält. Je größer das Szintillatorvolumen ist, desto größer ist auch die Wahrscheinlichkeit, dass ein schnelles Neutron in den Szintillator eintritt und genügend Stöße erleidet, sodass es den Szintillator nicht mehr verlässt, sondern als langsames Neutron absorbiert wird. In diesem Fall entstehen eine Reihe von Rückstoßprotonen, deren gesamte Energie mit der Energie des einfallenden Neutrons übereinstimmen muss. Da sich

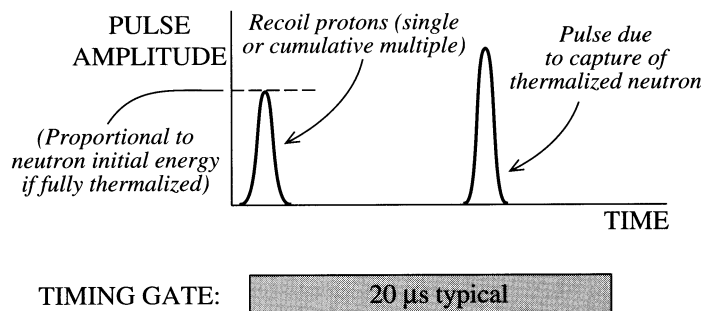


Abbildung 5.24: Sequenz von zwei Pulsen, die von einem einfanggesteuerten Neutronenspektrometer erwartet werden, wenn ein einfallendes schnelles Neutron im Detektor thermalisiert und absorbiert wird.

schnelle Neutronen mit einem signifikanten Bruchteil der Lichtgeschwindigkeit bewegen, werden alle Rückstoßprotonen in einem kurzen Zeitintervall gebildet, in typischerweise weniger als 50 ns. Da sie in einer verglichen mit typischen Pulsformungszeiten kurzer Zeit auftreten, addiert sich das im Szintillator entstehende Licht zu einem einzigen Signalpuls. Wenn wir eine Methode entwickeln, die nur Ereignisse dieses Typs berücksichtigt und alle anderen, in denen die Neutronen den Szintillator wieder verlassen, verwirft, können wir ein einzelnes Maximum im Pulshöhenspektrum erwarten.

Hat ein Neutron einmal seine große kinetische Energie durch Vielfachstöße verloren, setzt es seine Bewegung als thermisches Neutron durch Diffusion im Szintillator fort. Ohne das ^{10}B würde es schließlich von einem der Wasserstoffatome im Plastik absorbiert, wodurch ein 2.2 MeV γ -Quant entsteht, das den Szintillator mit hoher Wahrscheinlichkeit verlassen kann. Ist jedoch genügend ^{10}B vorhanden, wird aufgrund des hohen Einfangwirkungsquerschnitts die Absorption durch die Borkerne dominieren und praktisch alle thermischen Neutronen werden durch ^{10}B eingefangen werden. Bei den meisten dieser Reaktionen werden 2.3 MeV als kinetische Energie geladener Teilchen frei, die ihre Energie lokal deponieren und damit einen weiteren Lichtpuls generieren werden. Die mittlere Zeit zwischen dem durch die Rückstoßprotonen und durch die Reaktionsprodukte der Absorption in Bor erzeugten Lichtpulse ist die mittlere Diffusionszeit der thermischen Neutronen im borhaltigen Szintillator und besitzt typischerweise eine Größenordnung von 10 μs .

Damit haben wir eine eindeutige Signatur, die verwendet werden kann, gerade die Neutronen zu identifizieren, die ihre gesamte Energie im Detektor abgegeben haben. Diese Signatur ist ein Puls (erzeugt durch mehrere Rückstoßprotonen), der etwa 10 – 20 μs später von einem weiteren gefolgt wird, der dem Einfang in ^{10}B entspricht. Um die Auswahl noch spezifischer zu machen, können Pulshöhenauswahlkriterien auf den zweiten Puls angewandt werden, die nur Pulshöhen aus einem bestimmten Bereich berücksichtigen, der einem Energiefenster um 2.3 MeV entspricht. Signale von Neutronen, die nicht ihre gesamte kinetische Energie im Detektor abgeben und wieder entkommen, werden zurückgewiesen, da im Unterschied zu Thermalisation und Absorption kein zweiter Puls im entsprechenden Zeitfenster auftritt.

Die erwartete Pulssequenz wird mit Abb. 5.24 illustriert. Wenn der einfallende Neutronenstrom klein ist, gibt es nur eine geringe Wahrscheinlichkeit, dass ein nachfolgendes

Neutron in einem Auslösezeitintervall einen zusätzlichen Puls und damit eine Zufallskoinzidenz auslösen kann. Diese Wahrscheinlichkeit ist nicht mit dem Auftreten des vorigen Pulses korreliert, wodurch die Zufallsereignisse bestimmt und vom gemessenen Spektrum abgezogen werden können. Dazu wird eine lange Verzögerungszeit vor dem Auslösezeitintervall eingeführt. Bei höherem Neutronenfluss wird der Anteil der Zufallsereignisse immer signifikanter und begrenzt schließlich die maximale Zählrate, ab der die Zufallszählrate die tatsächliche Zählrate überwiegt.

Spektrometer dieser Art können wie im obigen Beispiel mit borhaltigen Plastikszintillatoren hergestellt werden, weiters mit borhaltigen Flüssigszintillatoren (die Pulsformdiskriminierung von γ -Strahlen erlauben) oder einer heterogenen Kombination aus einem Plastikszintillator und ^6Li -haltigen Szintillatorglasplatten. Im letzten angeführten Fall führt der Neutroneneinfang auf eine Energiedeposition von 4.78 MeV im Glasszintillator. Die unterschiedlichen Signalabfallszeiten im Plastikszintillator und im Lithiumglas ermöglichen eine Diskriminierung nach der Pulsform um zwischen Pulsen aus dem Protonenrückstoß und dem Neutroneneinfang zu unterscheiden, wodurch sich die Sequenz aus vollständiger Energieabgabe des Neutrons und seiner anschließenden Absorption noch eindeutiger identifiziert lässt.

Ein nennenswerter Vorteil der einfanggesteuerten Neutronenspektrometer ist die Detektoreffizienz, die bis 10% im Energiebereich von wenigen MeV und etwa 1% bei 14 MeV betragen kann. Diese Werte hängen natürlich von der Größe und dem tatsächlichen Design des Detektors ab, sind aber auf jeden Fall viel größer als die des im vorigen Abschnitt beschriebenen Protonenrückstoßteleskops.

Die in Abb. 5.25 gezeigten Spektren sind tatsächlich von einem einzelnen Maximum dominiert, das aber relativ breit ist und auf eine schlechtere Energieauflösung hinweist, als man als Antwort eines Szintillators auf monoenergetische geladenen Teilchen erwarten würde. Ein Teil dieser verschlechterten Energieauflösung ist auf das für organische Szintillatoren typische nichtlineare Verhalten zurückzuführen. Wenn ein Neutron seine gesamte kinetische Energie verliert, müssen sich zwar die kinetischen Energien der Rückstoßprotonen zu dieser Gesamtenergie addieren, jedoch sind unterschiedliche Kombinationen von Protonenenergien für jedes individuelle Ereignis möglich, die sich zum selben Gesamtwert addieren. Die Nichtproportionalität der Energie-Licht-Konversion bedeutet nun aber, dass sich die Lichtintensität nicht immer auf den gleichen Wert summiert. Je größer die Nichtlinearität des Szintillators ist, desto breiter wird die Streuung der auch bei monoenergetischen Neutronen erzeugten Lichtmenge sein.

Zusätzlich zur Verbreiterung gibt es auch einen Anstieg im Spektrum bei geringen Pulshöhen, was bei Neutronen mit Energien über 5 – 6 MeV auftritt. Dieser Anstieg wird durch die immer häufiger auftretende inelastische Streuung an den Kohlenstoffkernen verursacht, die ja ebenfalls Bestandteile der organischen Szintillatoren sind. Bei einem inelastischen Ereignis kann ein Teil der Neutronenenergie als γ -Strahlung den Szintillator verlassen, wodurch für die Rückstreuprotonen in Summe weniger Energie zur Verfügung steht, als der Energie der einfallenden Neutronen entspricht.

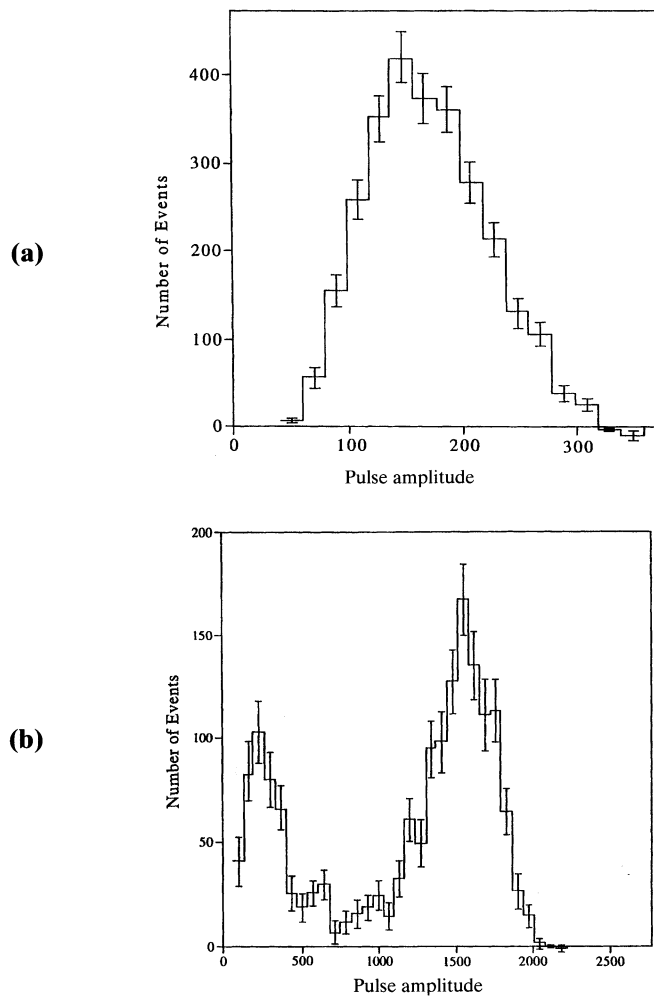


Abbildung 5.25: Gemessene Spektren eines einfanggesteuerten Neutronenspektrometers für Neutronenenergien von 1.2 MeV (Bild a) und 6.7 MeV (Bild b).

Kapitel 6

Neutronenquellen

Dieses Kapitel stellt eine Reihe von Neutronenquellen* vor, die auf unterschiedlichen Prinzipien beruhen und Neutronen aus verschiedenen Energiebereichen, von hohen Energien hinauf zu 1 GeV bis zu sehr niedrigen Energien hinunter zu 1 neV produzieren. Der Leitfaden durch dieses Kapitel ist Byrne (1994) entnommen.

Neutronen können in Sternen durch Kernfusionsprozesse oder (α, n) Kernreaktionen erzeugt werden, durch Spallationsprozesse in der Atmosphäre als Folge kosmischer Strahlung und nach spontaner Spaltung. Außer diesen Prozessen gibt es keine natürlichen Quellen für Neutronen.

6.1 Natürliche Neutronenquellen

Neutronen werden an der Erdoberfläche detektiert, die sowohl von extraterrestrischen als auch von terrestrischen Quellen stammen. Das Vorkommen einer geringen Anzahl von Neutronen in der kosmischen Strahlung wurde zuerst durch Beobachtung von Protonenrückstoß in photographischen Emulsionen[†] gefunden. Diese wurden für diesen Zweck

***Neutronenquellen**, Kernumwandlungen, die freie Neutronen mit genügender Ausbeute liefern. Drei verschiedene Gruppen von Neutronenquellen lassen sich unterscheiden.

1) Gewöhnliche Kernumwandlungen, bei denen beim Beschuss mit Teilchen moderater Energie – einige MeV – ein Neutron emittiert wird, z.B. ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$, ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$, ${}^2\text{H}({}^3\text{H}, n){}^4\text{He}$ oder ${}^7\text{Li}(d, n)2{}^4\text{He}$. Beim ersten der Prozesse wird meistens einfach ein Gemisch aus ${}^{241}\text{Am}/{}^9\text{Be}$ gewählt, wobei ersteres die α -Teilchen liefert, so dass diese Quelle in handlicher Form ohne einen Beschleuniger erstellt werden kann.

2) Durch Beschuss irgendeines Materials mit extrem energiereichen Deuteronen entstehen abgestreifte Neutronen oder es werden beim Beschuss von z.B. flüssigem Quecksilber mit hochenergetischen Protonen von 1,3 GeV in einer sogenannten Spallationsquelle hohe Neutronenintensitäten (bis 10^{17} Neutronen/cm² s) bereitgestellt.

3) Da auch bei der Kernspaltung freie Neutronen entstehen, stellt jeder Reaktor eine Neutronenquelle dar. Sie liefern hohe Flüsse und werden nur von den in Kernwaffenversuchen erzeugten Neutronenflüssen übertroffen.

[†]**Kernemulsion**, photographisches Material zum Nachweis von Teilchenspuren. Analog zu handelsüblichen Filmen bestehen Kernemulsionen aus einem Gelatine-Substrat, in dem sich Silberhalogenide wie AgCl bzw. AgBr mit einer typischen Korngröße von 0.05 – 0.2 μm befinden. Die Schichtstärken liegen jedoch bei 1 mm (im Gegensatz zu 10 μm normaler Filme). Die freien Ladungsträger aus der Ionisation reduzieren die Silberhalogenide zu metallischem Silber. Entwicklung und Fixierung erfolgen ähnlich wie in der Photographie. Die Suche nach den Spuren wird dann mit Hilfe des Mikroskops oder eines CCD-

von Ballonen in große Höhen (Stratosphäre) getragen, Rumbaugh and Locher (1936). Nachfolgende Messungen mit BF_3 Detektoren, mit oder ohne Cd-Abschirmung und mit unterschiedlicher ^{10}B Anreicherung, bestätigten dieses Ergebnis. Es zeigte sich, dass der Neutronenfluss ein Maximum bei einem Druck von etwa 120 mb erreichte und danach bis auf Meereshöhe um 2 Größenordnungen abnahm, Simpson (1948), Yuan (1949). Ein solcher Befund ist mit der Ansicht konsistent, dass Neutronen mit großer kinetischer Energie auf ihrem Weg durch die Atmosphäre zur Erdoberfläche Energie verlieren und schließlich durch die Kernreaktion $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ vom Luftstickstoff absorbiert werden.

Da freie Neutronen nach einer mittleren Lebensdauer von ca. 900 s dem β -Zerfall unterliegen, gibt es eine mehr als 50% Wahrscheinlichkeit, dass selbst 100 MeV Neutronen auf einer Strecke entsprechend der Distanz zwischen Erde und Sonne zerfallen. Wir können daraus schließen, dass Neutronen, die in der kosmischen Strahlung nachgewiesen werden, innerhalb des Sonnensystems entstehen. Um dies zu zeigen betrachten wir die relativistischen Beziehungen zwischen der kinetischen Neutronenenergie E_k und der Neutronengeschwindigkeit v

$$E_k = m_n c^2 (\gamma - 1) = m_n c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - 1 \right) \quad (6.1)$$

$$\beta = \frac{v}{c} = \sqrt{1 - \frac{1}{(1 + E_k/m_n c^2)^2}} \quad (6.2)$$

Nach Gleichung (6.2) entspricht einer kinetischen Energie von 100 MeV eine Geschwindigkeit $\beta = 0.428$ oder $v = 1.283 \times 10^8$ m/s.

Dafür wurden die Werte $m_n c^2 = 939.56533(4)$ MeV und $c = 2.99792458 \times 10^8$ m/s verwendet, Mohr and Taylor (2000), Hagiwara et al. (Particle Data Group) (2002). Weitere Zahlenwerte sind für die mittlere Neutronenlebensdauer mit $\tau_n = 885.7(0.8)$ s und für eine Astronomische Einheit mit $1,49597870660(20) \times 10^{11}$ m gegeben, Hagiwara et al. (Particle Data Group) (2002). Für diese Distanz benötigen 100 MeV Neutronen von der Erde aus gesehen $t' = 1166$ s. Berücksichtigen wir noch die Zeitdilatation für die relativistischen Neutronen mit

$$\Delta t = \Delta t' \sqrt{1 - \beta^2}, \quad (6.3)$$

erreichen die Neutronen nach einer Eigenzeit von $t = 1054$ s die Erde. Von N_0 freien Neutronen zur Zeit $t_0 = 0$ existieren nach einer Zeit t noch

$$N(t) = N_0 \exp(-t/\tau_n) \quad (6.4)$$

Neutronen. Nach $t = 1054$ s sind das gerade noch 30.4%.

Bildsensoren vorgenommen. Kernemulsionen sind permanent sensitiv und besitzen eine hohe Ortsauflösung. Durch Übereinanderstapeln mehrerer Emulsionen, deren Schichtdicke jeweils bis zu einem Millimeter betragen kann, entstehen große empfindliche Volumina, in denen das eindringende Teilchen vollständig gestoppt und der spezifische Energieverlust bestimmt werden kann. Kernemulsionen werden zum Nachweis kosmischer Strahlung oder zur Spektrometrie schneller Neutronen eingesetzt.

Tatsächlich ist der Neutronenfluss stark von der geographischen Breite abhängig und verändert sich gegenläufig zur Sonnenaktivität, wie es auch für die geladenen Komponenten der kosmischen Strahlung der Fall ist. Man schließt daraus, dass Neutronen nur in geringem Ausmaß in der primären kosmischen Strahlung vorkommen und als sekundäre Teilchen durch Hochenergiestöße zwischen Protonen und Kernen der obersten Atmosphäre erzeugt werden.

Natürliche terrestrische Quellen für Neutronen entstehen durch spontane Spaltung der Kerne schwerer Elemente, von denen $^{238}_{92}\text{U}$ die wichtigste Quelle ist. Bis zur Entdeckung des natürlichen Reaktors in Oklo war es außerdem die einzige bestätigte terrestrische Quelle.

Das Oklo Phänomen ist eine natürliche sich selbst erhaltende Kettenreaktion in Uran, die vor etwa 2 Milliarden Jahren in der Oklo Uranlagerstätte in Gabun, Westafrika, stattgefunden haben dürfte. Diese Entdeckung wurde erstmals 1972 durch die Französische Atomenergiekommission (CEA) veröffentlicht. Zahlreiche Untersuchungen des Isotopenverhältnisses $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ in den 50er und 60er des 20. Jahrhunderts zeigten, dass dieses Verhältnis einen konstanten Wert von $(0.7202 \pm 0.0010)\%$ besitzt. Auch das Isotopenverhältnis von Uranproben, die im Rahmen der Apollo 12 Mission am Mond gesammelt wurden, stimmte mit diesem Wert überein. Abweichungen von diesem Isotopenverhältnis wurden jedoch bei Erzen aus der Oklo-Lagerstätte mit 0.44% gefunden. Ein derartig niedriger Gehalt an ^{235}U wurde sonst nur in verbrauchtem Uran aus Natururanreaktoren beobachtet. Der Beweis, dass Oklo tatsächlich ein natürlicher Uranreaktor war, wurde durch eine detaillierte Studie der Neodym-Spaltprodukte im Erz erhalten. Die Wahl von Neodym als Indikator für diesen Nachweis war wohl überlegt. Neodym liegt nahe am Maximum der Massenverteilung der schweren Spaltbruchstücke ($^{140}_{56}\text{Ba}$) und hat 7 stabile Isotope. Eines dieser Isotope, $^{142}_{60}\text{Nd}$, ist von der Spaltung durch ein stabiles Isobar in der Kette der β -Zerfälle abgeschirmt ($^{142}_{58}\text{Ce}$) und daher als Kontrolle für den Untergrund verfügbar.

Experimentell wurde gefunden, dass mit Ausnahme von ^{142}Nd , dessen relative Häufigkeit normal war, alle anderen Neodymisotope einen substantiellen Überschuss zeigten, der von $\simeq 100\%$ bei ^{150}Nd bis zu $\simeq 300\%$ bei ^{143}Nd reichte. Nachfolgende Untersuchungen von anderen Spaltbruchstücke, Gd, Sm, Ru und Pd, bestätigten, dass tatsächlich eine sich selbst erhaltende Kettenreaktion stattgefunden hatte. Eine Reihe von Modellrechnungen ergaben, dass der natürliche Reaktor über einen Zeitraum zwischen 5.4×10^4 und 1.6×10^6 Jahren aktiv war und eine ^{235}U Anreicherung von $2 - 3\%$ sowie einen integrierten Neutronenfluss von $\simeq 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ hatte. Zusätzlich ereigneten sich etwa $4 - 10\%$ aller durch langsame Neutronen induzierten Kernspaltungen in ^{239}Pu , das durch Neutroneneinfang in ^{238}U gebildet worden war.

Der Oklonaturreaktor ist nach wie vor Gegenstand aktueller Forschung, wie der sehr aktuelle Artikel Meshik et al. (2004) zeigt.

Record of Cycling Operation of the Natural Nuclear Reactor in the Oklo/Okelobondo Area in Gabon

A. P. Meshik, C. M. Hohenberg, and O. V. Pravdivtseva

Physics Department, Washington University, St. Louis, Missouri 63130, USA

(Received 13 May 2004; published 27 October 2004)

Using selective laser extraction technique combined with sensitive ion-counting mass spectrometry, we have analyzed the isotopic structure of fission noble gases in U-free La-Ce-Sr-Ca aluminous hydroxy phosphate associated with the 2 billion yr old Oklo natural nuclear reactor. In addition to elevated abundances of fission-produced Zr, Ce, and Sr, we discovered high (up to 0.03 cm³ STP/g) concentrations of fission Xe and Kr, the largest ever observed in any natural material. The specific isotopic structure of xenon in this mineral defines a cycling operation for the reactor with 30-min active pulses separated by 2.5 h dormant periods. Thus, nature not only created conditions for self-sustained nuclear chain reactions, but also provided clues on how to retain nuclear wastes, including fission Xe and Kr, and prevent uncontrolled runaway chain reaction.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.182302

PACS numbers: 28.50.-k, 28.41.Kw, 28.41.My, 91.90.+p

A natural nuclear chain reaction was predicted by Kuroda [1] 20 years before the remnants of the natural reactor were actually discovered [2–4]. So far, 16 individual reactor zones have been found in the Oklo/Okelobondo area in Gabon. Aside from being a fascinating natural phenomenon, the occurrence of self-sustaining natural nuclear reactors has several important implications, ranging from the verification of variability of the long-term fundamental physical constants [5,6] to storage of nuclear wastes in geological environments [7]. Many elements extracted from the reactor material still carry clear isotopic signatures of ²³⁵U and ²³⁹Pu fission and neutron capture reactions. Isotopic compositions of these elements allowed for reconstruction of the effective neutron fluence (up to 10²¹ n/cm²), the amount ²³⁵U consumed (>5 tons), the energy released (~15 GW yr). Also, using fission products of 24 000 yr ²³⁹Pu, an estimate was made of the effective duration of this nuclear fission chain reaction (150 000 yr). The average power, therefore, was only about 100 kW, equivalent to a small research reactor. The fact that natural reactors did not explode and dissipate themselves right after they went critical was evidently due to some self-regulation mechanism providing a negative feedback. It is not clear, however, whether the reactor was operated continuously or in pulses. This would depend on the mechanism of self-regulation, and/or the time constant for the negative feedback which prevented a runaway chain reaction. One proposed mechanism was related to the burning up of highly neutron absorbing impurities, such as rare earth isotopes or boron, both of which have been detected in Oklo [8]. As the strong absorbers were burned up at one edge of the active reactor zone and uranium was burned at the other, the active zone perhaps shifted along the U vein, like a flame over a wet log. Therefore, different parts of the natural reactor could have operated at different times [8]. Another potential self-regulation mecha-

nism could have involved water, which acts as a neutron moderator [9]. As the temperature of the reactor increased, all unbounded water was converted into steam. This would reduce the neutron thermalization and shut down the chain reaction. The chain reaction could resume only when the reactor cooled down and the water concentration increased again. But until recently, there was no strong evidence in favor of any of these mechanisms. Amazingly, isotopically anomalous xenon we found in Oklo Al phosphate carries the fingerprint of a specific cycling operation with a time scale, which suggests that the self-regulation must indeed involve water.

The material from the natural nuclear reactor was acquired from a Pixie drill with a double swindler in drill hole S2 in the SD.37 gallery on the east face of reactor zone 13. It consisted mainly of massive lustrous uranium oxide grains with numerous 0.1–0.5 mm-sized La-Ce-Sr-Ca aluminous hydroxyl phosphate inclusions [10]. A polished slice (3 × 4 mm, ~1 mm thick) was prepared from this sample and placed into vacuum extraction cell where heavy noble gases were extracted using a slightly defocused beam from acoustically Q-switched Nd-YAG laser (this extraction technique described in details in [11,12]). A typical diameter of the extraction crater was about 25 mm—far smaller than the investigated mineral grains—ensuring mineral specific analysis. All stable Xe and Kr isotopes (except ⁷⁸Kr) from 28 individual extraction spots on U-bearing minerals and 13 spots on Al phosphates have been analyzed using a high transmission ion-counting mass spectrometer [13]. In all experiments, the amount of extracted gases was sufficient for precise measurement of their isotopic compositions. Various U oxides contained from 10⁻⁵ to 10⁻³ cm³ STP/g of ¹³⁶Xe (Fig. 1), while U-free alumophosphates had even more fission Xe, up to 0.03 cm³ STP/g, the highest Xe concentration ever found in natural material. Evidently, fission Xe migrated from the U-bearing phase,

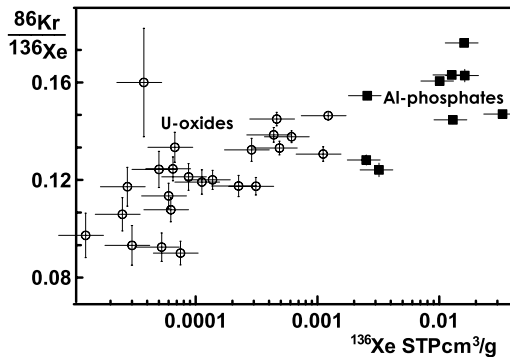


FIG. 1. Fission ^{136}Xe and ^{86}Kr in U oxides (open circles) and Al phosphates (solid squares) after minor correction to account for atmospheric contamination using ^{128}Xe and ^{82}Kr . Xe concentrations were calculated from measured amounts of ^{136}Xe and the amount of degassed material which was estimated from the specific density and geometry of the extraction crater. Fission ^{136}Xe concentration and $^{86}\text{Kr}/^{136}\text{Xe}$ ratios in U-rich phases tend to be lower, suggesting a migration of fission products to Al phosphate.

where it has been produced, to the adjacent Al phosphate. $^{86}\text{Kr}/^{136}\text{Xe}$ ratios tend to be lower in minerals, which have less fission gases (Fig. 1), providing further evidence for losses of fission products from U oxides. Less than 1% of all fission Xe (as calculated from ^{235}U burnout) is retained in the U-rich phase, with a great fraction of lost Xe apparently recaptured by Al phosphates. It was found earlier that Oklo Al phosphate is enriched in fission Zr, Ce, and Sr, while adjacent uraninite is depleted in those elements [10]. This unique ability of Al phosphate to capture fission products may be useful in man-made reactors and long-term nuclear waste storage.

The second interesting finding in Al phosphate was ^{130}Xe excess (Fig. 2). This isotope is not produced by fission since it is shielded by stable ^{130}Te in the fission chain. ^{130}Xe is a likely product of the reaction $^{129}\text{I}(n, \gamma)^{130}\text{I} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$, previously observed only in Oklo uraninites from Zones 2 and 3 [14,15]. The enhancement of ^{130}Xe in Al phosphates is much higher than in U-rich phases (Fig. 2), suggesting that ^{129}I has been displaced from its parent uraninite into adjacent U-free Al phosphate during exposure to the thermal neutrons. The shift in $^{130}\text{Xe}/^{129}\text{Xe}$ ratio allows us to estimate the effective neutron fluence of $1.7 \times 10^{21} \text{ n/cm}^2$ —more than was previously determined in the same reactor zone ($1.0 \times 10^{21} \text{ n/cm}^2$ and $0.78 \times 10^{21} \text{ n/cm}^2$) [16,17], suggesting a possibility that Al phosphate may attract fission ^{129}I .

The most remarkable Xe anomalies were observed in the heavy isotopes (Fig. 3). Xenon in U phase is a relatively normal mixture of fission products of ^{235}U and ^{239}Pu (by thermal neutrons) and ^{238}U (by fast neutrons). Spontaneous fission of ^{238}U , dominant in common rocks, is negligible in Oklo samples. However, Al phosphate once again carries the most extreme anomalies, which

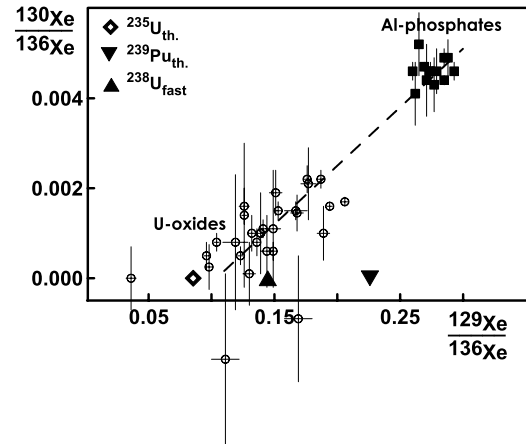


FIG. 2. Excess ^{130}Xe (fission shielded) provides a mean for an estimation of neutron fluence from the slope of the dashed line. Data corrected to account for atmospheric contamination. Negative $^{130}\text{Xe}/^{136}\text{Xe}$ values are due to slight overcorrections.

are impossible to explain in terms of the mixing of known fissile nuclei and n -capture reactions. The apparent feature of Xe in Al phosphate seems to be a deficit of ^{136}Xe , the end product of the shortest fission chain. The only β -active precursor of ^{136}Xe is $86 \text{ s } ^{136}\text{I}$; so, after the onset of the fission chain reaction, ^{136}Xe appears first and hence has more chance of being lost before the other Xe isotopes start to accumulate. This, in itself, suggests a cycling operation of the natural reactor. As the temperature rises during a pulse, diffusion of volatile Xe in Al phosphate accelerates. During dormant periods, the temperature returns to normal, slowing down the diffusion. However, a sole deficit of ^{136}Xe cannot explain experimentally observed Xe isotopic anomalies in Al phosphate (dotted lines, Fig. 3). Evidently, a more complex process was responsible for the transformation of the relatively normal fission Xe in U-rich phase into the anomalous Xe observed in Al phosphate. Such processes must generate isotopes in the following proportions: $^{131}\text{Xe}/^{134}\text{Xe} = 3.4$, $^{132}\text{Xe}/^{134}\text{Xe} = 7.0$, and $^{129}\text{Xe}/^{134}\text{Xe} = 0.95$ (slopes of solid lines, Fig. 3).

Tellurium is known to be the most retentive fission product in Oklo reactors [18]. Measured yields of fission Te isotopes precisely match the fission product yield curve [19]. This implies that Te β -active precursors, such as $2.8 \text{ m } ^{132m}\text{Sb}$, $23 \text{ m } ^{131}\text{Sb}$, $4.4 \text{ h } ^{129}\text{Sb}$, $2.4 \text{ m } ^{129}\text{Sn}$, $6.9 \text{ m } ^{129m}\text{Sn}$, also retained well in the reactor material. We assume that fission isotopes of iodine, including the long-lived ^{129}I , were retentive as well, otherwise we would not find the excess of ^{130}Xe produced by ^{129}I neutron capture. In addition, numerous observations of ^{129}I and ^{129}Xe in meteorites clearly demonstrate that iodine is much more retentive than xenon (e.g., [20]). Therefore, during a reactor pulse, the radioactive fission tellurium and iodine migrate from U oxide into Al phos-

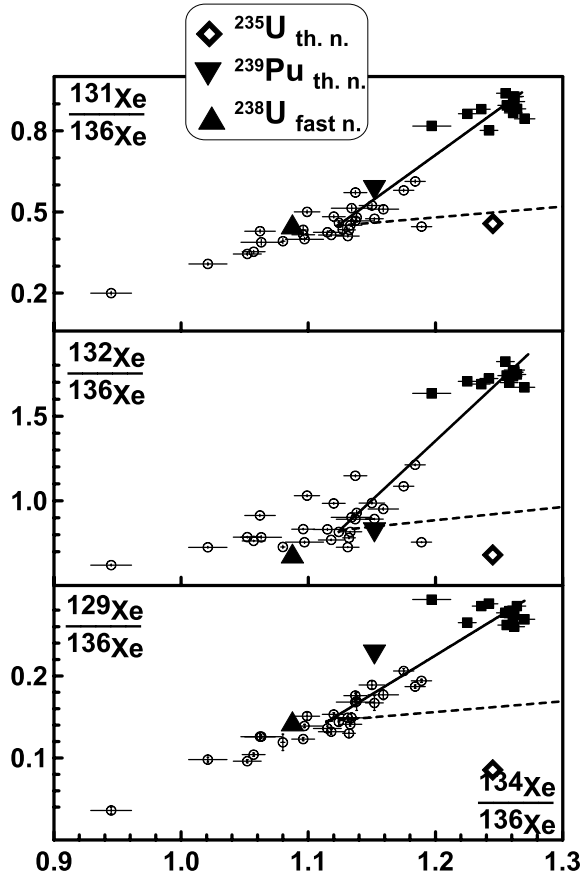


FIG. 3. Xe isotopic composition in U oxides and Al phosphates are related by a process that shifted points along the solid lines. Dotted lines illustrate a sole deficit of ^{136}Xe , which cannot explain the Xe anomalies in Al phosphate. Migration of all isotopes in each isobaric chain must be considered. Also shown are Xe components produced by the three potential progenitors ($^{235}\text{U}_{\text{th}}$, $^{239}\text{Pu}_{\text{th}}$, $^{238}\text{U}_{\text{fn}}$).

phate, where they subsequently decay to Xe. The latter, however, is volatile and is retained in Al phosphate only when the reactor cools down between operational pulses. There is only one apparent problem: why is not the Xe produced in the first pulse given off at the next one? This problem can be resolved considering the conditions at which Al phosphate has been formed. The high concentration of short-lived intermediate fission products in Al phosphate without significant quantities of uranium implies that it precipitated during the operation of the Oklo reactor. Hydrothermal experiments demonstrate that Al phosphate grows fast at relatively low temperatures (270–300 °C) [21]. After being captured by growing Al phosphate, fission products decay into Xe which remains imprisoned in Al phosphate because of its framework crystalline structure [22] (similar to the cage-like structure of zeolite). Then Xe can be released from the aluminophosphate only after destroying its crystalline

structure, which requires temperatures higher than those during the operational pulse of the Oklo reactor.

To calculate the evolution of isotope ratios of accumulating Xe precursors during and after the active pulses of the fission chain reaction, we considered only those fission fragments which have a fission yield greater than 0.1% and/or a half-life shorter than 1 min. We also assumed that the three major fissile nuclei in the Oklo reactor— $^{235}\text{U}_{\text{th}}$, $^{239}\text{Pu}_{\text{th}}$ (thermal neutron fission) and $^{238}\text{U}_{\text{fn}}$ (fast neutron fission)—have relative contributions of 75%, 7%, and 18%, accordingly. These numbers were determined [16] using Ru, Pd, Nd, Sm, and Gd isotopic compositions measured in the same reactor zone where our sample came from. Then, using known individual and cumulative fission yields [23] for $^{235}\text{U}_{\text{th}}$, $^{239}\text{Pu}_{\text{th}}$, and $^{238}\text{U}_{\text{fn}}$, we calculated independent and cumulative yields for each fission fragment relevant to Xe production in our reactor zone. Finally, cumulative accumulation of Sn, Sb, Te, and I in each isobaric chain was computed and plotted in the form of isotope ratios on Fig. 4.

Evidently, the calculated isotopic ratios are changing with time, and the final Xe composition will depend on how long the operational pulses last (d) and when the Al phosphate cools down enough to retain Xe (p). We tried to vary these two free parameters d and p until all three measured Xe ratios (determined from Fig. 3 and shown as gray horizontal lines on Fig. 4) matched the calculated isotope ratios. This turned out to be impossible. However, if we considered only two ratios $\langle 131 \rangle / \langle 134 \rangle$ and $\langle 132 \rangle / \langle 134 \rangle$, there is one single solution $d = 30$ m and $p = 2.5$ h. And there is no solution for $\langle 129 \rangle / \langle 134 \rangle$ combined with either one of the two others. To match all three ratios the value of $^{129}\text{Xe} / ^{134}\text{Xe}$ needs to be adjusted from the measured 0.95 to about 1.5 (light gray line on Fig. 4). This can be done assuming that 37% of ^{129}I has been lost by Al phosphate subsequent to the termination of the reactor 2 Ga ago, which is not unreasonable. ^{129}I has a 16×10^6 yr half-life, several orders of magnitude longer than all other Xe precursors, is chemically active, forms water soluble compounds and, therefore, has a chance of being partially leaked out from Al phosphate in the aqueous environment of the reactor. Indeed, there is clear evidence for ^{129}I migration from uranium deposits [24].

Interestingly enough, the 30 min pulses of natural nuclear reactor activity and 2.5 h dormant periods recorded in the Oklo Al phosphate resemble a typical geyser operation. Similar time scales suggest similar processes. This similarity suggests that 0.5 h after the onset of the chain reaction, unbounded water was converted to steam, decreasing the thermal neutron flux and making the reactor subcritical. It took at least 2.5 h for the reactor to cool down until fission Xe began to retain. Then the water returned to the reactor zone, providing neutron moderation and once again establishing a self-sustaining chain.

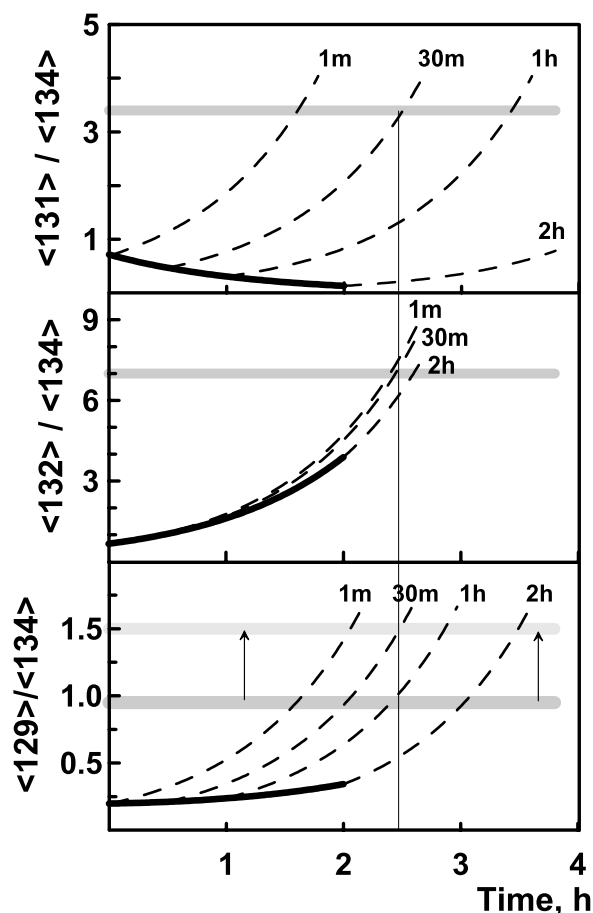


FIG. 4. The calculated evolution of isotopic composition of intermediate fission products Sb, Te, and I, which hold up the production of stable Xe isotopes. Bold black lines correspond to the active period of the reactor, with the numbers indicating the duration of that period. Dashed lines illustrate free decay of Xe precursors. The gray horizontal lines show the compositions required to make Xe in Al phosphate from Xe in U oxides (as inferred by the slope of the solid lines observed in Fig. 3). The light gray line represents adjusted $\langle 129 \rangle / \langle 134 \rangle$ ratio assuming 37% losses of ^{129}I .

It is fascinating that Xe in Al phosphate measured today provides us with such pristine timing records for a natural reactor operated 2 billion yr ago.

We are grateful to Donald Bogard and the late Paul Kuroda, with whom the idea of cycling operation of Oklo

reactor was discussed. A precious sample from Zone 13 was kindly provided by Maurice Pagel (GREGU, France). This work was supported by NASA (Grant No. NAG5-12776).

- [1] P. K. Kuroda, *J. Chem. Phys.* **25**, 781 (1956).
- [2] M. Neuilly *et al.*, *C. R. Acad. Sci. Paris* **275**, 1847 (1972).
- [3] R. E. Bodu, H. Bounzigues, N. Morin, and J. P. Pfiffelmann, *C. R. Acad. Sci. Paris* **275**, D 1731 (1972).
- [4] G. A. Cowan, *Sci. Am.* **235**, 37 (1976).
- [5] A. I. Shlyakhter, *Nature (London)* **264**, 340 (1976).
- [6] Y. Fujii *et al.*, *Nucl. Phys.* **B573**, 377 (2000).
- [7] R. D. Walton and G. A. Cowan, *Le Phenomene D'Oklo*, IAEA-SM-204, Vienna, 499, 1975.
- [8] R. Naudet, IAEA-SM-204/41 589, 1975.
- [9] Yu. V. Petrov, *Sov. Phys. Usp.* **20**, 937 (1977).
- [10] Yu. Dymkov, Ph. Hollinger, M. Pagel, A. Gorshkov, and A. Artykhina, *Miner. Depos.* **32**, 617 (1997).
- [11] R. H. Nichols, Jr., K. Kehm, and C. M. Hohenberg, *Adv. Anal. Geochem.* **2**, 119 (1995).
- [12] A. P. Meshik, K. Kehm, and C. M. Hohenberg, *Geochim. Cosmochim. Acta* **64**, 1651 (2000).
- [13] C. M. Hohenberg, *Rev. Sci. Instrum.* **51**, 1075 (1980).
- [14] R. J. Drozd, C. M. Hohenberg, and C. J. Morgan, *Earth Planet. Sci. Lett.* **23**, 28 (1974).
- [15] A. P. Meshik, Ph.D. thesis, Vernadsky Institute, USSR Academy of Science, 1988.
- [16] H. Hidaka and Ph. Hollinger, *Geochim. Cosmochim. Acta* **62**, 89 (1998).
- [17] Ph. Hollinger, *Les Nouvelles Zones de Reaction d'Oklo: Datation U-Pb et Caracterisation in-situ des Produits de Fission a L'Analyseur Ionique*, Rapport d'avancement. Contract No. CCE-CEA: Oklo-Analoques Naturels, 1991.
- [18] H. Hidaka, T. Konishi, and A. Masuda, *Geochem. J.* **26**, 227 (1992).
- [19] D. Curtis, T. Benjamin, A. Gancarz, R. Loss, K. Rosman and J. DeLaeter, *Appl. Geochem.* **4**, 49 (1989).
- [20] C. M. Hohenberg, O. V. Pravdivtseva, and A. P. Meshik, *Geochim. Cosmochim. Acta* **68**, 4745 (2004).
- [21] E. A. Aldushina, V. S. Balitsky, A. V. Chicagov, O. V. Samokhvalova, and G. V. Bondarenko, *Exp. Geosci.* **7**, 82 (1999).
- [22] O. V. Yakubovich and O. K. Mel'nikov, *Crystallography* **14**, 663 (1996).
- [23] T. R. England and B. F. Rider, LA-UR-94-3106, ENDF-349.
- [24] J. Fabryka-Martin, S. N. Davis, D. Elmore, and P. W. Kubik, *Geochim. Cosmochim. Acta* **53**, 1817 (1989).

Quelle	E_α (MeV)	$T_{1/2}$	Ausbeute (n/α)
$^{210}\text{Po} + \text{Be}$	5.30	138.4 d	0.7×10^{-4}
$^{226}\text{Ra} + \text{Be}$	4.78; 4.59	1.622×10^3 a	1.8×10^{-4}
$^{239}\text{Pu} + \text{Be}$	5.15	2.411×10^4 a	0.6×10^{-4}
$^{241}\text{Am} + \text{Be}$	5.48	432.2 a	0.7×10^{-4}
$^{242}\text{Cm} + \text{Be}$	6.11	162.9 a	1.1×10^{-4}
$^{241}\text{Am} + \text{B}$	5.48	432.2 a	1.0×10^{-5}
$^{241}\text{Am} + \text{F}$	5.48	432.2 a	4.0×10^{-6}

Tabelle 6.1: Eigenschaften bevorzugt eingesetzter (α, n) Neutronenquellen.

6.2 Radioisotopquellen

Die künstlichen Neutronenquellen, die in diesem und dem nächsten Abschnitt vorgestellt werden, sind klein und tragbar und können daher in jedem Labor eingesetzt werden.

Radioisotopquellen basieren hauptsächlich auf der (α, n) Reaktion in Beryllium. Diese Reaktion führte ja auch zur Entdeckung des Neutrons. In manchen leichten Kernen ist das „letzte“ Neutron im Kern nur schwach gebunden und wird freigesetzt, wenn der nach dem α -Beschuss gebildete Compoundkern wieder zerfällt. Chadwick verwendete den natürlich vorkommenden α -Strahler Polonium 210, der unter Emission eines 5.3 MeV α -Teilchens zu Blei 206 zerfällt. Von Beryllium kommt nur das Isotop ^9Be in der Natur vor und die dominante Reaktion bei α -Beschuss ist $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$. Diese ist exotherm mit einem Q -Wert von $Q = 5,71$ MeV. Solche Quellen erzeugen Neutronen im Energiebereich 0 – 13 MeV mit einer mittleren Energie von etwa 5 MeV. Durch Einschluss der Quelle in Paraffin oder andere wasserstoffhaltige Materialien können diese Neutronen thermalisiert werden. Derartige Quellen werden als Mischungen aus metallischem Beryllium und Verbindungen mit Polonium, Radium oder Transuranen konstruiert, Abb. 6.1a. Der starke Untergrund durch γ -Strahlung kann sich dabei nachteilig auswirken. Quellen mit deutlich geringerer Neutronenausbeute pro α -Teilchen können auf (α, n) Reaktionen in natürlichem Bor (etwas mehr als 80% ^{11}B , etwas weniger als 20% ^{10}B , erstaunlicherweise differieren hier die Werte über die Isotopenzusammensetzung des Elements in der Literatur erheblich) oder Fluor (100% ^{19}F). Die Charakteristika einer Reihe von (α, n) Neutronenquellen sind Tabelle 6.1 zusammengefasst.

Das Isotop ^{252}Cf , das eine Halbwertszeit für spontane Spaltung von etwa 100 Jahren hat, ist gleichfalls eine brauchbare Quelle für Neutronen der Energie $E_n \simeq 2.3$ MeV. Es werden Quellen dieses Typs hergestellt, die bis zu 10^9 Neutronen pro Sekunde emittieren.

6.3 Photoneutronenquellen

Die einzigen photonuklearen Reaktionen, die eine genügend hohe Neutronenausbeute besitzen um als Neutronenquellen dienen zu können, sind die Reaktionen $^2\text{H}(\gamma, n)^1\text{H}$ ($Q = -2.23$ MeV) und $^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}$ ($Q = -1.67$ MeV). Diese Reaktionen produzieren homogene Neutronenstrahlen mit Neutronenenergien < 1 MeV wenn sie durch energie-

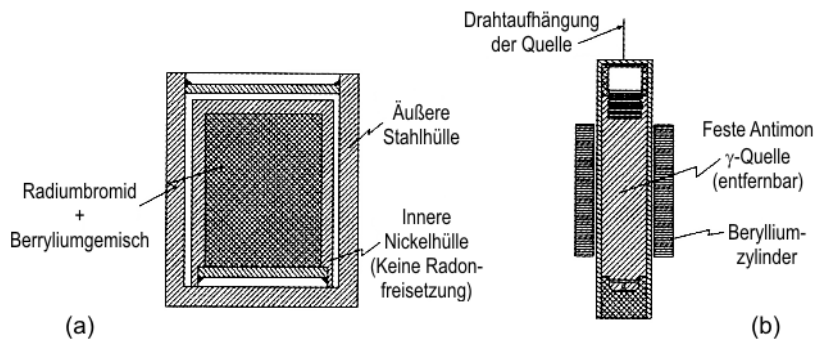


Abbildung 6.1: Beispiel für tragbare Laborneutronenquellen. (a) Querschnitt durch eine Radium-Berylliumquelle; ein typischer Durchmesser beträgt 1 cm. (b) Neutronenquelle mit γ -Emitter; durch Entfernen der γ -Quelle, kann die Neutronenquelle abgeschaltet werden.

Quelle	E_γ (MeV)	$T_{1/2}$	Ausbeute ($n/\beta \cdot \text{g cm}^{-2}$)
$^{24}\text{Na} + \text{Be}$	2.757	15.1 h	3.8×10^{-6}
$^{24}\text{Na} + \text{D}_2\text{O}$	2.757	15.1 h	7.3×10^{-6}
$^{72}\text{Ga} + \text{D}_2\text{O}$	2.51	14.3 h	1.9×10^{-6}
$^{124}\text{Sb} + \text{Be}$	1.691	60.9 d	5.1×10^{-6}
$^{140}\text{La} + \text{Be}$	2.51	40.2 h	0.08×10^{-6}

Tabelle 6.2: Eigenschaften bevorzugt eingesetzter Photoneutronenquellen.

reiche γ -Strahlung von genügend langlebigen Radioisotopen angeregt werden. Häufig verwendete Isotope sind die β^- Strahler ^{24}Na , ^{72}Ga , ^{124}Sb und ^{140}La , die von Targets aus D_2O oder metallischem Beryllium umschlossen werden, Abb. 6.1b.

Tabelle 6.2 fasst die Eigenschaften typischer Photoneutronenquellen zusammen. Die Neutronenausbeuten pro β -Zerfall werden unter der Annahme abgeschätzt, dass das umgebende Target eine Kugelschale mit bestimmter Flächenmassendichte ist, die in g/cm^2 angegeben wird.

6.4 Beschleuniger als Neutronenquellen

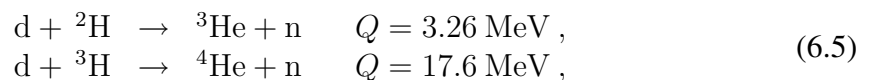
Im Gegensatz zu den Neutronenquellen der vorangegangenen beiden Abschnitte sind die Neutronenquellen der nun folgenden Abschnitte teils aufwendige Großgeräte mit individuellen Charakteristika.

Der einfachste Weg einen Beschleuniger als Neutronenquelle zu nützen ist es Bremsstrahlung von Elektronenbeschleunigern, wie Synchrotron oder Betatron, zu verwenden um Photoneutronen zu erzeugen. Die auf diese Weise erhaltenen Neutronen weisen eine kontinuierliche Energieverteilung auf. Um das Neutronenspektrum aufzulösen werden dabei Flugzeitmethoden verwendet.

Gepulst betriebene Elektronenlinearbeschleuniger, die als Quellen virtueller Photonen betrachtet werden können, folgen ebenfalls diesem allgemeinen Prinzip. Ein Beispiel dafür ist der (e, n) Prozess in Uran, der 10^{-2} Neutronen pro Elektron mit einer Energie von 30 MeV erzeugen kann. Typische Neutronenausbeuten sind von der Größenordnung 10^{13} Neutronen pro Sekunde. Durch Erhöhen der Elektronenenergie kann diese Ausbeute um mehr als eine Größenordnung gesteigert werden. Ein Beispiel für eine Neutronenquelle auf dieser Basis ist die GELINA-Quelle in Geel, Belgien.

Eine alternative Methode wurde erstmals von Crane *et al.* vorgestellt, Crane *et al.* (1933a), Crane *et al.* (1933b). Hier werden leichte Kerne beschleunigt und zur Neutronenproduktion eingesetzt, die im allgemeinen monoenergetische Neutronen liefert.

Die beiden wichtigsten Neutronenproduktionsreaktionen, die mit kleinen elektrostatischen Laborbeschleunigern erreicht werden können, sind die (d, n) in Deuterium und Tritium. Da sie exotherme Reaktionen sind,



können damit sehr hohe Neutronenausbeuten in der Größenordnung von 10^{10} s^{-1} erreicht werden (etwa mit Deuteronen im Niedrigenergiebereich von 100 – 300 keV). Die Beziehung zwischen der Deuteronenergie E_d und der Energie der erzeugten Neutronen E_n , die in eine Richtung emittiert werden, die mit der Einfallsrichtung der Deuteronen einen Winkel θ einschließt, ist durch

$$4E_n = E_d + 2\sqrt{2E_d E_n} \cos \theta + 3Q \quad (6.6)$$

gegeben. Mit z.B. $E_d = 300 \text{ keV}$ werden monoenergetische Neutronen unter rechtem Winkel zur Einfallsrichtung der Deuteronen emittiert, die eine Energie von $E_n = 2.5 \text{ MeV}$ für die Reaktion ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$ und $E_n = 14 \text{ MeV}$ für die ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$ Reaktion haben.

Aufgrund des großen Untergrunds von Neutronen mit niedrigen Energien ist es nicht zielführend mit der Deuteronenenergie über bestimmte Werte zu gehen, um immer größere Neutronenenergien zu erhalten. Diese Werte sind etwa 4.5 MeV für Deuteriumtargets und 4.0 MeV für Tritiumtargets.

Um Neutronen mit Energien $E_n > 30 \text{ MeV}$ zu erzeugen sind große Beschleuniger wie das Zyklotron oder der Van de Graaff Beschleuniger[‡] erforderlich. Mit schnellen Deuteronen sind (d, n) Abstreifreaktionen wie ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$ und ${}^9\text{Be}(d, n){}^{10}\text{Be}$ sehr geeignet, Batty et al. (1969). Bei Energien $E_n > 300 \text{ MeV}$ stellen Ladungsaustauschreaktionen mit Protonen wie ${}^3\text{H}(p, n){}^3\text{He}$ oder ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ eine gute Grundlage für brauchbare Neutronenquellen dar.

Die ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ Reaktion wird zum Beispiel am Zyklotron der Universität in Louvain-la-Neuve, Belgien als Neutronenquelle verwendet, Schumacher et al. (1999).

[‡]**Van-de-Graaff-Beschleuniger**, Bandbeschleuniger, Teilchenbeschleuniger, der den Van-de-Graaff-Generator nutzt. Dieser elektrostatische Generator besteht im wesentlichen aus einem Endlosband aus Isoliermaterial und einer isoliert aufgestellten Elektrode in Form einer Hohlkugel. Die benötigte Ladungsart wird auf das Band aufgebracht, von diesem in das Innere der Hohlkugel transportiert und dort vom Band abgestreift, wodurch die Hohlkugel aufgeladen wird. Die Kugel ist leitend mit der obersten Elektrode des eigentlichen Teilchenbeschleunigers verbunden, der auch die Ionenquelle enthält (siehe Abb. 6.2). Durch geschickte Wahl der äußeren Parameter lassen sich Spannungen bis zu 10 MV erzeugen. In Form des Tandem-van-de-Graaff-Beschleunigers (siehe Abb. 6.3), der die doppelte Beschleunigung wie ein einzelner Hochspannungsgenerator erlaubt, wurde das Gerät noch verbessert. Die Besonderheit beim Tandem-Generator besteht in einer elektrischen Umladung der Ionen. Nach der ersten Beschleunigungsstufe, die dem normalen Van-de-Graaff-Generator entspricht, laufen die negativen Ionen durch einen Gasstripper, wobei sie durch Stöße mit den Gasatomen negative Ladungen verlieren und als positive Ionen ein zweites Mal beschleunigt werden können.

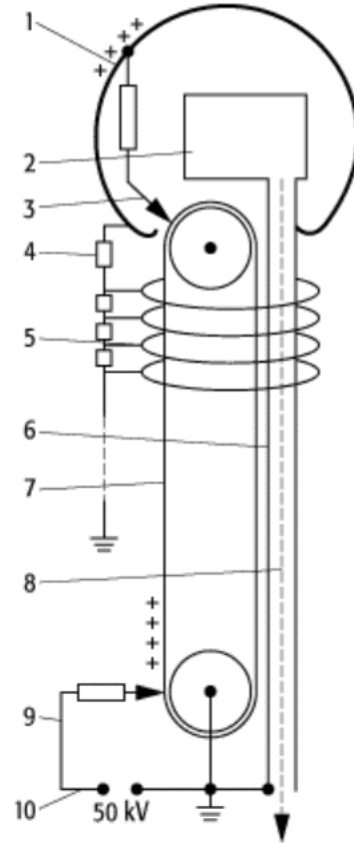


Abbildung 6.2: Van-de-Graaff-Beschleuniger 1 : Prinzip des Van-de-Graaf-Generators als Teilchenbeschleuniger. 1 Kuppel, 2 Ionenquelle, 3 Abnahmekamm, 4 Widerstandssäule, 5 Potentialring, 6 Beschleunigungsrohr, 7 Band, 8 Strahl beschleunigter Teilchen, 9 Aufsprühkamm, 10 Aufsprühspannung.

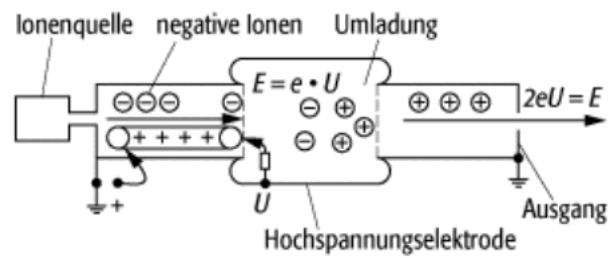


Abbildung 6.3: Van-de-Graaff-Beschleuniger 2: Schematischer Aufbau eines Tandem-van-de-Graaff-Beschleunigers.



ELSEVIER

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 421 (1999) 284–295

**NUCLEAR
INSTRUMENTS
& METHODS
IN PHYSICS
RESEARCH**
Section A

Quasi-monoenergetic neutron beams with energies from 25 to 70 MeV

H. Schuhmacher^{a,*}, H.J. Brede^a, V. Dangendorf^a, M. Kuhfuss^a,
J.P. Meulders^b, W.D. Newhauser^{a,1}, R. Nolte^a

^aPhysikalisch-Technische Bundesanstalt, section 6.32: Neutron Dosimetry, Postfach 3345, D-38023 Braunschweig, Germany

^bUniversité Catholique de Louvain, Louvain-la-Neuve, Belgium

Received 14 September 1998

Abstract

Quasi-monoenergetic neutron beams in the energy range from about 25 to 70 MeV have been produced and accurately characterised at the accelerator facility of the Université Catholique de Louvain (UCL), Belgium. The neutron fluence was determined with a proton recoil telescope and a liquid scintillation detector (NE213). The spectral fluence was measured employing the time-of-flight method with the NE213 detector and a ²³⁸U fission ionisation chamber. The results obtained with the different methods are in agreement within the respective uncertainties. © 1999 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

PACS: 29.25.Dz; 25.85.Ec; 25.40.Dn; 29.30.Hs

Keywords: Quasi-monoenergetic neutron beam; Proton recoil telescope; Organic liquid scintillator; Fission ionisation chamber; TOF method

1. Introduction

For many years considerable effort has been spent on neutron research. The main focus of this work and the bulk of results, for example in terms of interaction data and measurement techniques, is related to the energy region relevant to nuclear

fission, i.e. below about 20 MeV, while for higher energies the information is comparably scarce. Investigations with higher-energy neutrons have recently found interest for various reasons. Neutron therapy requires precise dosimetric methods for energies up to 70 MeV and radiation protection instruments are to be developed and used for high-altitude aircraft and around high-energy particle accelerators because of the presence of neutron radiation with energies up to at least several hundreds of MeV. Furthermore, interaction data are needed for novel concepts of hybrid systems for energy production or for transmutation of

* Corresponding author. Tel.: +49 531 592 6320; fax: +49 531 592 7015; E-mail: Helmut.Schuhmacher@ptb.de.

¹ Present address: Massachusetts General Hospital, Boston, MA, USA.

radioactive waste, consisting of a high-energy accelerator and a subcritical fission assembly.

Reference radiation fields, i.e. radiation fields with well-specified characteristics, constitute one of the metrological bases for neutron research. Nearly monoenergetic neutrons can be produced by protons impinging on thin targets of light nuclei [1]. Neutron beams based on this principle have been developed and used at the Paul Scherrer Institut (PSI), Villigen, Switzerland, where neutron interactions in light and intermediate nuclei were investigated [2,3] and, more recently, at various facilities in Japan [4]. In this work, we report on collimated quasi-monoenergetic neutron beams in the energy range between approximately 25 and 70 MeV that have been produced and accurately characterised at the Université Catholique de Louvain (UCL), Belgium. First results have already been presented elsewhere [5].

The fluence of neutrons in the high-energy peak (“peak neutrons”) was determined with a proton recoil telescope (PRT) and a liquid scintillation detector (NE213). Both instruments make use of the n–p scattering, and their results rely on the accuracy of the data for the respective differential cross sections. Nakamura et al. [4] employed an alternative method which is based on the activation of the Li target. The total number of neutrons emitted in 4π via the reaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}(\text{g.s.} + 0.429 \text{ MeV})$ corresponds to the number of ${}^7\text{Be}$ nuclei produced and can therefore be determined by the measurement of the γ -ray emission rates with comparably small uncertainty. For the measurement of the neutron fluence at a given position in a neutron beam, however, the accuracy

of this method is limited because the variation of neutron emission as a function of the angle and the scattering of neutrons in target, collimator and air have to be taken into account.

The spectral fluence was measured by the time-of-flight (TOF) method with the NE213 detector and a ${}^{238}\text{U}$ fission ionisation chamber (FC). For the comparison of the different methods, neutron monitors were used and their dependence on irradiation conditions was thoroughly studied. The results of fluence and spectral fluence measurements agree within the stated uncertainties.

2. Facility

The UCL neutron beam facility enables the production of quasi-monoenergetic neutron beams [6,22]. Monoenergetic protons with energies between about 25 and 70 MeV and beam currents of up to $10 \mu\text{A}$ impinging on an Li target are used for neutron production. Higher proton energies of up to 85 MeV are possible, however, only at significantly reduced beam currents.

The facility has recently been enhanced by addition of an external pulsing system for the ion beam [7] which allows the reduction of the beam pulse repetition frequency to 1 or 2 MHz and – together with a pulse duration of about 1 ns and a maximum flight path of 13 m – makes possible precision measurements using the TOF technique. The pulsing system consists of a pair of deflecting plates, inserted in the beam line between the cyclotron beam exit port and the switching magnet (Fig. 1).

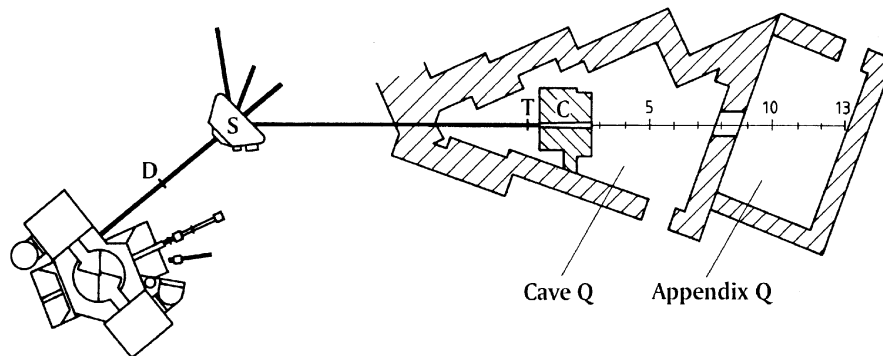


Fig. 1. Schematic drawing of the cyclotron (left) and the neutron beam facility at UCL. D: deflector, S: switching magnet, T: neutron-production target, C: collimator. The scale indicates the distance from the target in meters.

286

H. Schuhmacher et al. / Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 421 (1999) 284–295

The deflecting voltage is provided by a resonance amplifier operating at a frequency of 1 MHz which is phase-locked to the main cyclotron oscillator. Proton bursts passing the plates during the time of zero deflecting voltage arrive unaffected at the neutron target while all other bursts observe a deflecting voltage and are stopped by a slit system in the beam line. For even frequency ratios of the cyclotron RF and the deflection RF the external pulsing system provides burst separation intervals of $0.5 \mu\text{s}$ while for odd ratios time intervals of $1 \mu\text{s}$ are obtained.

Targets of metallic lithium with natural isotope composition were used for the neutron production. After passage through the target the protons are deflected with a dipole magnet to a graphite beam dump. A collimator restricts the neutron beam to a diameter of 30 mm at its exit. Flight distances, r , between about 3 and 8 m are available in “Cave Q”, a heavily shielded concrete room, while distances between about 9 and 13 m can be realised in “Appendix Q”, which is entered by neutrons through a hole in the wall adjoining Cave Q (Fig. 1).

The time structure of the neutron beam was investigated by TOF measurements with a scintillation detector (the detector is described in Section 3.3). Fig. 2 shows the TOF spectra measured in the neutron beam at a distance of about 11 m from the Li target which was irradiated by 36.4 MeV protons. The proton bursts were produced at a frequency of 14 MHz by the cyclotron. The repetition frequency of the neutron production was, however, reduced to 2 MHz by the external pulsing

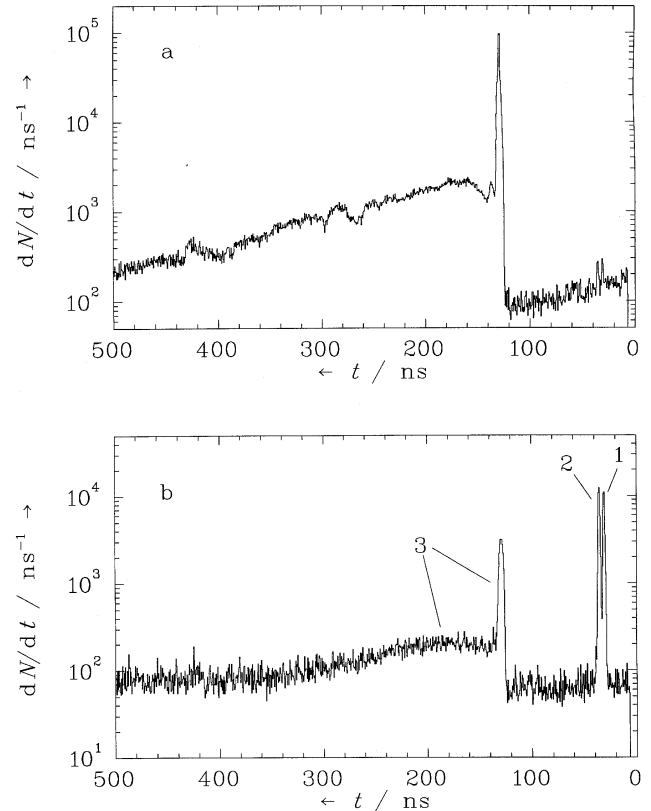


Fig. 2. Number of counts per time interval, dN/dt , as a function of the time-of-flight, t , measured with the NE213 spectrometer in the neutron beam produced by 36.4 MeV protons. Pulse-shape analysis was used to discriminate neutron-induced (a) and photon-induced events (b). The observed photons originate from the target (1), from the beam dump (2) and are induced by neutrons in NE213 (3).

Table 1

Main characteristics of the neutron production of the beams investigated. The neutrons were produced by protons of energy E_p impinging on an Li target of thickness d . “Peak neutrons” are defined as those neutrons produced by reactions via transitions to the ground state of ${}^7\text{Be}$. Their nominal average neutron energy, E_0 , was calculated from the Q -value of the ${}^7\text{Li}(p,n_0){}^7\text{Be}$ reaction of about -1.6 MeV and the energy loss of protons, ΔE_p , in the target

Beam parameters:

Cyclotron frequency / MHz	14	14	16	16	18
Deflector suppression factor	1 : 7	1 : 7	1 : 8	1 : 8	1 : 9
E_p/MeV	36.4	36.4	48.5	48.5	62.9
d/mm	3	5	3	5	3
$\Delta E_p/\text{MeV}$	2.2	3.7	1.7	2.9	1.4
E_0/MeV	33.7	32.9	46.0	45.4	60.6

system described above. Pulse-shape analysis enabled neutron-induced events in the NE213 (Fig. 2a) to be distinguished from photon-induced events (Fig. 2b). The spectra reveal that 6 out of 7 consecutive proton bursts were completely suppressed. Neutrons produced in the target have to pass through a 10 mm thick proton beam dump made of graphite and located at 490 mm behind the Li target. This beam dump yields a second photon peak, observed 4.4 ns later than the one originating from the Li target.

The complete suppression of unwanted bursts was observed for all beams investigated. The maximum beam current ranges between about 5 and 10 μA with the pulsing system out of operation, and between 0.5 and 1 μA with the pulsing system in operation. Table 1 lists the main parameters of the neutron production of the beams investigated to date.

3. Experimental methods

3.1. Beam monitors

The very different sensitivities of the various detectors required irradiation conditions ranging from a beam current of 10 nA with the reduced repetition frequency (NE213 measurement) to a beam current of 10 μA with the unreduced frequency (PRT measurement). In order to relate the measurements to one another, two independent beam monitors were located behind the collimator exit: a fission chamber monitor (FCM) and a plastic scintillation detector. The beam charge on the Li target was not suited for use as a high-precision beam monitor because of a large leakage current varying in time. Improvement of the charge measurement was not attempted because of lack of access to the beam dump and its high radiation level.

The FCM is of the same design as the fission chamber used for the measurement of the spectral neutron fluence (Section 3.4), with the exception of a smaller ^{238}U mass of 50 mg. It is easy to operate and almost completely insensitive to photons and to low-energy neutrons, and the setting of a pulse-height threshold required to discriminate fission

events from α -particle events is easy to reproduce with high precision. Its small neutron sensitivity prevents, however, monitoring at low beam currents and short measuring times.

A 0.5 mm thick plastic scintillation detector (NE102) with a gain-stabilised photo-multiplier was used as the second monitor. Its efficiency to neutrons is about 100 times that of the FCM. A pulse-height threshold was set to make the NE102 monitor insensitive to photon radiation.

For large beam currents the uncertainty of the monitoring procedure corresponds to the statistical uncertainty of the FCM reading (typically 1% or less). For small beam currents, an uncertainty of 2% was estimated by analysing the influence of the irradiation conditions (e.g. varying the beam current and focusing) on the readings of the two beam monitors.

Since the different detectors exhibit sensitive areas of different size, the lateral profile of the collimated neutron beam was measured with a beam profile monitor. This device consists of a neutron-to-charged particle converter made of Al which is connected to a wire chamber [8]. Fig. 3 shows the operation principle. Charged particles induced in the converter by a nuclear reaction are emitted into the sensitive volume of a gas-filled

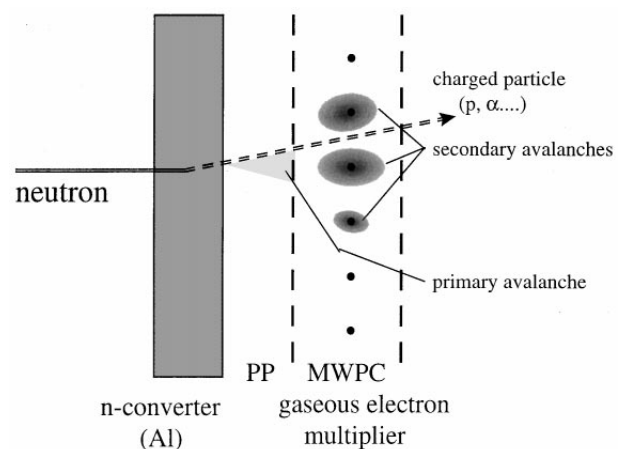


Fig. 3. Schematic view of the neutron beam profile monitor. The charged particles induced by neutrons in a converter are detected by a gas-filled double step electron amplifier consisting of a parallel plate pre-amplification gap (PP) and a multi-wire proportional counter (MWPC).

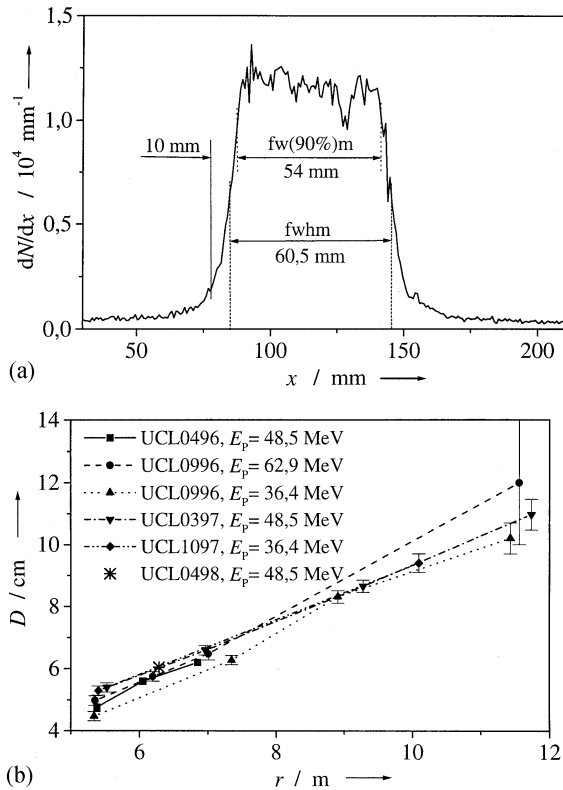


Fig. 4. Results obtained with the BPM. (a) Number of counts per distance interval, dN/dx , as a function of the distance, x , from the beam axis. This result was obtained from a cut of the beam profile measured at a distance of 6.29 m from the target. The structure in the plateau region is partly due to the position-dependent efficiency of the MWPC. (b) Beam diameter, D , (FWHM) as a function of the distance, r , to the target for different neutron beams. The graphs are labelled with a run number and the energy of the protons impinging on the target.

double step electron amplifier consisting of a parallel plate preamplification gap (PP) and a multiwire proportional counter (MWPC). Due to the exponential growth of the avalanche in the PP only electrons liberated close to the converter undergo sufficient gas amplification. This fact enables the detection of the position at which the charged particle enters the chamber gas.

Fig. 4a shows a one-dimensional cut of the intensity profile measured at a distance of 6.29 m from the target in a neutron beam produced by 48.5 MeV protons. The width of the beam (FWHM) is 60.5 mm and the left slope (10–90% rise) is 10 mm. The width of beam plateau (defined

as the diameter with 90% of the maximum intensity) is 54 mm. Slope and width vary with the distance from the target. Results for the beam diameter as a function of the distance to the target are shown in Fig. 4b for several measurements made within a time period of about 2 yr. Within the uncertainties, there is no influence of proton energy or beam tuning.

3.2. Proton recoil telescope

A PRT [9] was employed to determine the fluence of neutrons in the high-energy peak (“peak neutrons”). It is based on the detection of recoil protons produced by elastic neutron scattering on hydrogen in a high-purity polyethylene (PE) radiator foil of 1.5 mm in thickness and 35 mm in diameter, mounted on a Ta backing. A schematic drawing of the telescope is given in Fig. 5. Charged particles emerging from the radiator at centre-of-mass angles between 0° and 32° are detected in coincidence with a linear arrangement of two proportional counters (P1 and P2) and two cylindrical solid-state silicon detectors (S1, 2.5 mm and S2, 5.0 mm thick). For the measurements at proton energies of 48.5 and 62.9 MeV, absorbers (1.0 mm thick Fe and 2.5 mm thick Ta, respectively) were inserted between P2 and S1 in order that the protons are stopped in S2. Thus the two Si detectors act as a $\Delta E-E$ telescope for particle type and energy identification while the coincidence condition with the proportional counters ensures that the detected protons are emitted by the radiator.

Proton events due to n–p scattering in the radiator were experimentally discriminated from other events by means of a ΔE versus E analysis and with background measurements replacing the PE radiator by a graphite radiator. The thickness of this radiator was chosen to match the number of carbon atoms of the PE radiator. The efficiency of the PRT was calculated with a Monte Carlo program [9] which simulates the production of recoil protons in the radiator and the transport of these protons through the PRT. Cross-sections for n–p scattering were taken from the phase-shift analysis “VS35” [10]. The difference between this data set and the phase-shift solution “VL40” which has recently been recommended as standard

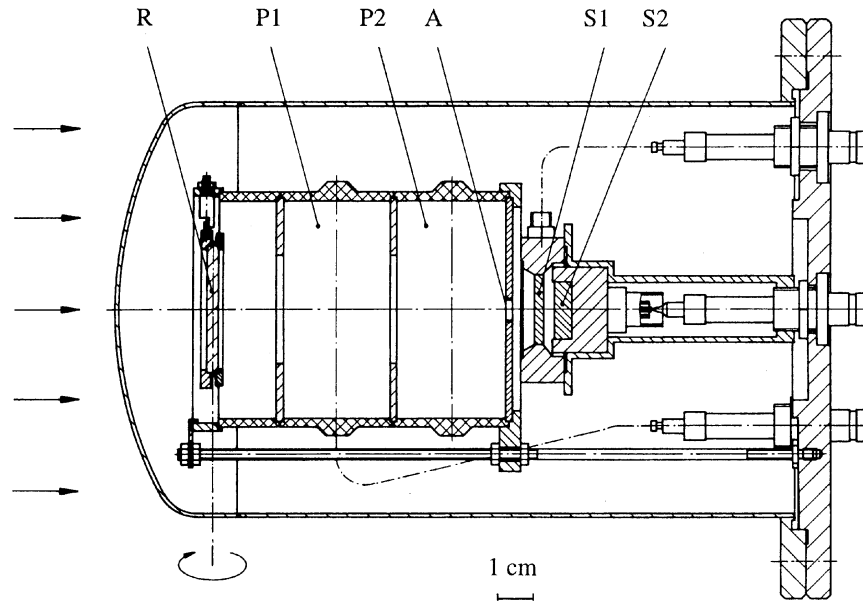


Fig. 5. Cross-section of the proton recoil telescope (PRT) used for the measurement of the neutron fluence. R: radiator, P1 and P2: proportional counters, A: aperture, S1 and S2: silicon detectors.

cross-section data [20] is smaller than 0.5% for the energies and scattering angles relevant here.

Fig. 6 shows examples of measured and calculated pulse-height distributions. The calculations take into account the relative spectral neutron fluence measured with the NE213 (see Section 3.3). The peak observed in the pulse-height distributions corresponds to high-energy recoil protons induced by peak neutrons while the low-energy tail originates predominantly from the n-p scattering of lower-energy neutrons and to a much smaller extent from high-energy recoil protons scattered within the PRT. The excellent agreement between measurement and calculation reveals the quality of the Monte Carlo simulation. The fluence of peak neutrons, Φ_0 , was derived from

$$\Phi_0 = \frac{N_p}{\varepsilon_p A} k_{DT} k_1 k_A,$$

where N_p is the number of recoil protons measured in the high-energy peak of the pulse-height distribution, ε_p the probability of a recoil proton detected in this high-energy peak per incident peak neutron, A the area of the radiator, k_{DT} the correction for dead time of the data acquisition system,

k_1 the correction for count losses due to inelastic proton scattering in silicon (these data were taken from Measday and Serre [11]), and k_A the correction for neutron fluence attenuation in the housing and radiator backing of the PRT.

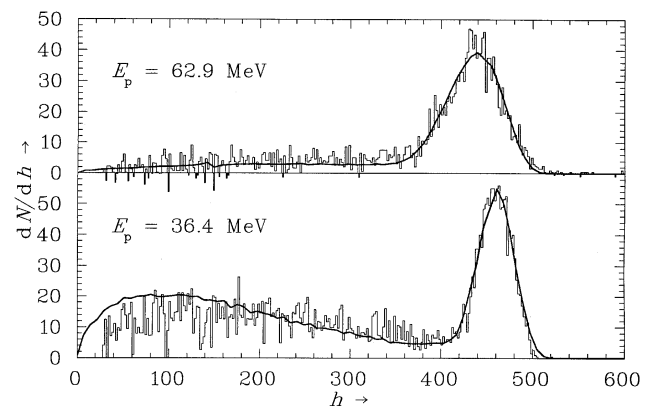


Fig. 6. Number of counts per pulse height interval, dN/dh , as a function of pulse-height, h , detected with the PRT. This pulse-height is proportional to the sum of the energies deposited in the two silicon detectors S1 and S2. For two radiation fields the measured results (histograms) are compared to the calculated responses (smooth curves). The spectra were fitted in the peak region.

290

H. Schuhmacher et al./Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 421 (1999) 284–295

Table 2

Uncertainty budget for PRT. Uncertainties are given as relative standard uncertainties [21] and are expressed in percent. The uncertainty excluding n–p scattering and neutron energy is needed for comparing the PRT results with the NE213 results

Source of uncertainty	Relative uncertainty	Type [21]	Remark
<i>Calculation of efficiency:</i>			
Hydrogen content of radiator	0.4	B	
Geometry of PRT	0.5	B	
$d\sigma/d\Omega$ of n–p scattering	5.0	B	
Energy of incident neutrons	1.6... 3.0	B	(a) (b)
Statistics of Monte Carlo simulation	0.5	A	
<i>Analysis of measurement:</i>			
Fit of calculated response to measured distribution	1.0... 2.0	B	(a)
Number of events in peak of measured distribution	1.3... 1.6	A	(b)
<i>Corrections:</i>			
k_{DT} (dead time)	0.2... 0.5	B	(b)
k_I (distance)	0.5... 1.0	B	(b)
k_A (fluence attenuation)	0.9... 1.4	B	(a) (b)
Combined relative uncertainty	5.8... 6.5		
Combined relative uncertainty excluding n–p scattering and neutron energy	2.5... 2.8		

(a) Dependent on neutron energy.

(b) Dependent on measurement conditions.

The relative uncertainty of the peak fluence Φ_0 measured with the PRT ranges from 5.8% at 34 MeV to 6.5% at 61 MeV. The uncertainty budget for the PRT (Table 2) shows that these results are dominated by the uncertainties of the differential cross-section values for n–p scattering for which we have assumed a value of 5%. This value was taken from Ref. [10], in which differences between data sets derived from different phase-shift solutions have been studied. Unfortunately, an accurate uncertainty analysis for this important reference cross-section is still missing [20].

3.3. Scintillation spectrometer

The cylindrical NE213 scintillation detector (51 mm in diameter, 102 mm in length) was positioned at a distance $r \approx 11$ m. The energy of frame-overlap neutrons (i.e. the slow neutrons of the previous beam pulse arriving at the measurement position after the fast neutrons of the present pulse)

of about 2 MeV was lower than the lowest threshold used for the analysis of the TOF spectra. Pulse-shape analysis was employed to suppress the photon-induced events.

The response matrix of the detector was calculated with the Monte Carlo code SCINFUL [12] in which the original differential n–p scattering cross-section data were replaced with the corresponding values from the phase shift analysis “VS35” [10], i.e. the same values used for the PRT analysis. Fig. 7 compares the measured and calculated pulse-height distribution for monoenergetic neutrons of 46 MeV. The disagreement in those regions of the spectrum where events from neutron-induced reactions in carbon nuclei contribute (below channel 110 in Fig. 7) was found in the entire neutron energy range $E_n > 20$ MeV. This suggests that some of the corresponding cross-section values are little known. For $E_n > 20$ MeV the analysis of the measurements was therefore restricted to the parts of the pulse-height spectra

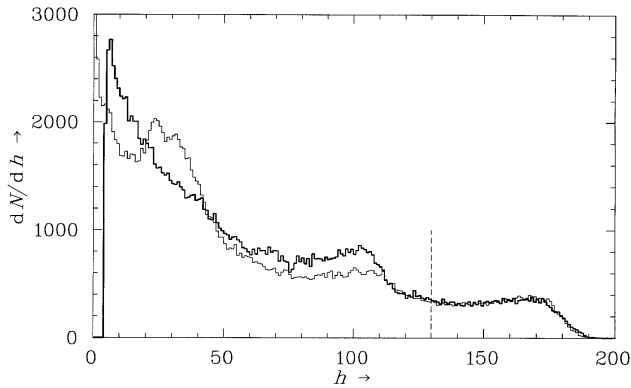


Fig. 7. Number of counts per pulse height interval, dN/dh , as a function of the pulse-height, h , measured with the NE213 scintillation spectrometer (thick line) and calculated with SCINFUL (thin line) for 46-MeV-neutrons. The spectra were fitted in the channel range above the dashed line.

which are exclusively determined by events from n-p scattering. For this purpose the range between $E_n = 20$ MeV and the maximum neutron energy was subdivided into small intervals for which pulse-height spectra were projected out of the experimental TOF versus pulse-height matrices for neutron-induced events. Calculated light-yield distributions were fitted by a least-squares algorithm to these spectra. The fits, in which the energy calibration and the amplitude were adjusted, were restricted to the pulse-height regions above the maximum pulse-heights produced by events from n- ^{12}C interactions. This procedure is equivalent to using a neutron-energy dependent pulse-height threshold. More details of the analysis can be found elsewhere [13].

Below 20 MeV the neutron fluence was determined using a fixed pulse-height threshold corresponding to a neutron energy of 3 MeV because the SCINFUL code adequately describes the pulse-height response to neutrons for $E_n < 20$ MeV [13].

The relative uncertainty of the peak fluence Φ_0 as measured with the NE213 spectrometer ranges from 5.9% at 34 MeV to 7.4% at 61 MeV. The uncertainty budget for the NE213 is shown in Table 3. Since the scattering angles relevant for the analysis of the NE213 (for the method used here) and the PRT are similar, the respective uncertainties due to n-p cross-section data are identical. As

for the PRT, this contribution dominates the total uncertainty of Φ_0 measured with the NE213.

3.4. Fission chambers

The ^{238}U fission chamber [14] consists of a stack of ionisation chambers where five electrodes (76 mm sensitive diameter) are coated on both sides with fissionable material. The thickness of the coating (about 200 mg total mass) ensures the escape of at least one of the fission fragments into the sensitive gas volume with a probability of 96% [14]. Due to their large energy deposition, the fission products can be easily discriminated from other events (namely the huge background from the α -decay of ^{238}U) by setting an adequate threshold in the pulse-height spectrum. Furthermore, the chambers exhibit a time resolution of about 4 ns FWHM [14] which enables the determination of the spectral fluence by TOF methods.

The measurements with the fission chamber were analysed following the procedure given by Gayther [14] for the extrapolation of the fission spectrum to zero pulse height, the correction for loss of fission events due to the finite thickness of the ^{238}U deposit and the correction for neutron absorption and scattering in the housing of the fission chamber. It was assumed that these corrections, which were derived for neutrons with energies up to 14.8 MeV, are also valid for the entire range of neutron energies investigated here. Improved correction factors are being calculated in the framework of the measurement of neutron-induced fission cross-sections for which preliminary results have already been published [15]. For the measurement of the spectral neutron fluence with the fission chamber reported here, the cross-sections compiled by Nelson [17] – which are based in part on those measured at Los Alamos [16] – were used.

3.5. Data acquisition

The experiments were performed with a CAMAC-based multi-parameter data acquisition system. Its front-end employs the “Single Branch System” (SBS) [18], developed by Gesellschaft für Schwerionenphysik (GSI), Darmstadt, Germany. A CAMAC controller, running under the Lynx

292

H. Schuhmacher et al. / Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 421 (1999) 284–295

Table 3

Uncertainty budget for NE213. Uncertainties are given as relative standard uncertainties [21] and are expressed in percent. The uncertainty excluding n–p scattering and neutron energy is needed for comparing the PRT results with the NE213 results

Source of uncertainty	Relative uncertainty	Type [21]	Remark
<i>Calculation of efficiency:</i>			
Hydrogen content of scintillation detector	2.1	B	
Statistics of Monte Carlo simulation	0.5... 0.7	A	(a)
Proton light-yield	0.4... 2.0	B	(a)
$d\sigma/d\Omega$ of n–p scattering	5.0	B	
<i>Analysis of measurement:</i>			
Fit of calculated to measured pulse–height spectra	0.1	B	
Number of events	0.2... 0.3	A	(b)
Determination of neutron energy	1.6... 3.0	B	(a) (b)
<i>Corrections:</i>			
k_{DT} (dead time)	0.4... 0.9	B	(b)
k_d (distance)	0.6	B	(b)
k_A (fluence attenuation)	0.6... 0.7	B	(a)
Combined relative uncertainty	5.9... 7.4		
Combined relative uncertainty excluding n–p scattering and neutron energy	2.6... 4.5		

(a) Dependent on neutron energy.

(b) Dependent on measurement conditions.

operating system is used to collect the data from the CAMAC modules and to send these via ethernet to a back-end for further processing and display. The latter consists of an openVMS-based AXP-workstation running the UMAC data acquisition software [19], developed at the University of Utrecht, The Netherlands.

For experiments running with high count rates, e.g. the NE213 spectrometer, a FERA system (Le-CroyTM) was included to buffer large blocks of data in memory modules before they were sent to the back-end.

4. Results and discussion

The results obtained with the beam profile monitor show that all instruments were used in the central part of the neutron beam where the variation of the neutron fluence as a function of the lateral position was negligible.

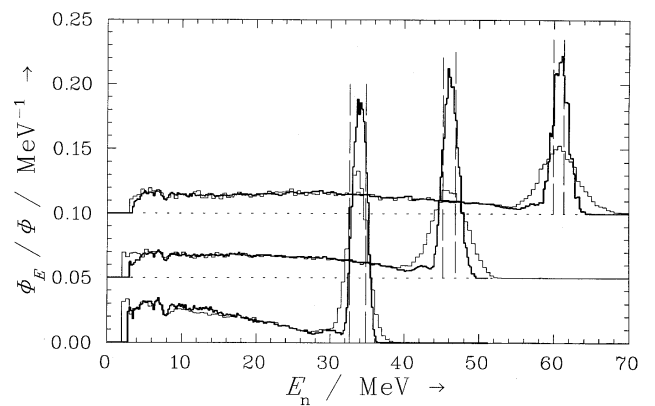


Fig. 8. Relative spectral neutron fluences, Φ_E/Φ , as a function of neutron energy E_n , measured with the NE213 (thick line) and the FC (thin line) in the three radiation fields. The upper curves were offset by 0.05 and 0.1, resp. The vertical dashed lines indicate minimum and maximum energies of the “peak-neutrons”, calculated from the energy of the incident protons, the Q -value of the ${}^7\text{Li}(n, p)$ reaction and the energy loss of the protons in the target.

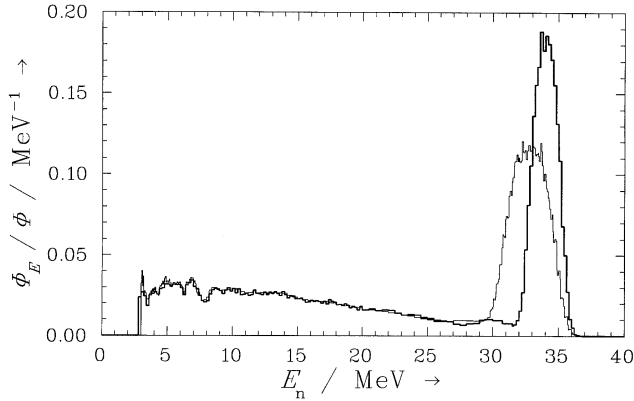


Fig. 9. Relative spectral neutron fluences, Φ_E/Φ , as a function of neutron energy E_n , measured with NE213 at a proton energy of 36.4 MeV. Thick line: 3 mm thick Li target; thin line: 5 mm thick Li target.

The spectral neutron fluences measured with NE213 and FC are in excellent agreement, except for different widths of the high-energy peaks (Fig. 8). The observed widths may deviate from the actual ones (which are determined by the proton energy loss in the target) because of two effects, the time resolution of the spectrometers and the duration of the proton bunch (about 1 ns). The time resolution of the FC (about 4 ns) is worse than that of the NE213 (about 2 ns), giving broader peaks for the FC measurements.

The two effects mentioned above are of little influence on the NE213 measurements in the neu-

tron beams produced by 36.4 MeV protons. In these cases the widths of the high-energy peaks are in agreement with those calculated from the energy loss in the target. This result indicates that the contribution of neutrons produced via the first excited state of ${}^7\text{Be}$ (Q -value of 0.478 MeV) is small. The small peaks observed about 4 MeV below the maxima indicate the production of neutrons via the second excited state of ${}^7\text{Be}$ (Q -value of 4.57 MeV). The structure in all spectral fluences at $E_n \approx 8$ MeV corresponds to resonances in the total cross-section for carbon. This is due to the fact that the neutrons pass through the 10 mm thick graphite proton beam dump located directly behind the Li target.

Fig. 9 compares the spectral fluences observed with Li targets of different thickness. As was expected, the high-energy peak is broadened and its average energy shifted towards lower values of neutron energy for the thicker target because of the greater energy loss of protons in the target. The low-energy tail of the distribution remains, however, unchanged.

Table 4 compares the results of the peak fluence determined with PRT and NE213. The two methods, which are both based on the cross-sections for n–p scattering and use the same set of data, furnish consistent results. The uncertainty of the ratio takes into account that the uncertainties for n–p scattering and neutron energy are correlated.

Table 4

Results for the five radiation fields (see Table 1) produced by protons of energy E_p impinging on an Li target of thickness d and yielding peak neutrons with nominal average energy E_0

E_p/MeV	36.4	36.4	48.5	48.5	62.9
d/mm	3	5	3	5	3
E_0/MeV	33.7	32.9	46.0	45.4	60.6
E_1/MeV	31.0	29.0	43.0	41.0	56.0
Φ_0/Φ	0.41 ± 0.02	0.42 ± 0.02	0.39 ± 0.02	0.34 ± 0.02^a	0.31 ± 0.02
R	1.01 ± 0.04	0.96 ± 0.04	0.97 ± 0.05	0.98 ± 0.05	1.03 ± 0.06

Note: E_1 : threshold energy used in the spectral neutron fluence for defining the “peak neutrons”; Φ_0/Φ : relative fluence of peak-neutrons; R : ratios of peak fluence measured with the NE213 spectrometer to that measured with the PRT. The uncertainties are given as standard uncertainties. For R , they include those of the monitoring procedure (2%) and take correlated uncertainties (n–p cross-section data, determination of neutron energy) into account.

^a Problems in the beam tuning for this run resulted in an increased contribution of low-energy neutrons, probably produced by protons in structure material in the vicinity of the Li target.

The relative peak fluence, Φ_0/Φ , was derived from the spectral fluence, Φ_E , measured with the NE213 and an extrapolation to zero neutron energy. The assumption of a constant Φ_E below the experimental threshold of the NE213 is supported by various TOF measurements with ^{235}U and ^{238}U fission chambers which extend to lower neutron energies.

At the reference position ($r = 11$ m), the fluence rate of peak neutrons produced with 10 μA protons on the 3 mm Li target is about $1.3 \times 10^4 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. From the beam diameter of 10 cm at this position, a total neutron current in the collimated beam of $2 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ can be derived.

5. Summary

A quasi-monoenergetic neutron beam facility has been installed at UCL. For three energies of impinging protons the characteristics of the neutron beams have been investigated. The neutron fluence was measured with instruments based on n–p scattering. The uncertainties of the neutron fluence range from 5.8% to 7.4%. The accuracy is limited by the uncertainties of the cross-section data for n–p scattering.

The beams have been used to study neutron-induced fission and for the calibration of radiation protection instruments. At present, activation cross-sections are being measured.

Acknowledgements

For constant support when installing and testing the deflection system and during the experiments we wish to thank the accelerator staff of UCL, in particular Dr. G. Ryckewaert. The assistance of H. Mihlan, D. Mugai, K. Tittelmeier and W. Wendt from PTB during the experiments is greatly acknowledged. The data acquisition system has been developed with the help of Dr. C. de Laat, University of Utrecht, and the data acquisition group of GSI, Darmstadt. This work has been financially supported by the European Commission (Contract F14P-CT95-0024).

References

- [1] F.P. Brady, J.L. Romero, Nucl. Sci. Eng. 106 (1990) 318.
- [2] H. Schuhmacher, H.J. Brede, R. Henneck, A. Kunz, J.P. Meulders, P. Pihet, U.J. Schrewe, Phys. Med. Biol. 37 (1992) 1265.
- [3] U.J. Schrewe, W.D. Newhauser, H.J. Brede, V. Dangendorf, P.M. DeLuca Jr., S. Gerdung, R. Nolte, P. Schmelzbach, H. Schuhmacher, T. Lim, Radiat. Prot. Dosim. 61 (1995) 275.
- [4] T. Nakamura, M. Takada, N. Nakao, M. Baba, T. Iwasaki, H. Nakashima, S. Tanaka, S. Meigo, Y. Sakamoto, Y. Nakane, S. Tanaka, Y. Uwamino, N. Nakanishi, Proc. of Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Conference Series of the Italian Physical Society, Bologna, 1997, p. 1508.
- [5] H. Schuhmacher, H.J. Brede, V. Dangendorf, M. Kuhfuß, J.P. Meulders, W.D. Newhauser, R. Nolte, U.J. Schrewe, Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technologies, Conf. Series of the Italian Physical Society, Bologna, 1997, p. 388.
- [6] A. Bol, P. Leleux, P. Lipnik, P. Macq, A. Ninane, Nucl. Instr. and Meth. 214 (1983) 169.
- [7] H.J. Brede, W. Beverung, R. Böttger, PTB Laboratory Report, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig, 1990.
- [8] V. Dangendorf, A. Demian, H. Friedrich, F. Wagner, A. Akkerman, A. Breskin, R. Chechik, A. Gibrekhterman, Nucl. Instr. and Meth. A 214 (1994) 503.
- [9] H. Schuhmacher, B.R.L. Siebert, H.J. Brede, Proc. of a specialists' meeting on neutron cross-section standards for the energy region above 20 MeV, Uppsala, 1991, NEA Report, OECD, Paris, 1991, p. 123.
- [10] R. Arndt, Proc. of a specialists' meeting on neutron cross-section standards for the energy region above 20 MeV, NEA Report, OECD, Paris, 1991, p. 39.
- [11] D.F. Measday, R.C. Serre, Nucl. Instr. and Meth. 76 (1969) 45.
- [12] J.K. Dickens, Radiation Shielding Information Center, Oak Ridge, TN, 1988.
- [13] R. Nolte, H.J. Brede, U.J. Schrewe, H. Schuhmacher, PTB Report, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig, 1993.
- [14] D.B. Gayther, Metrologia 27 (1990) 221.
- [15] W.D. Newhauser, H.J. Brede, V. Dangendorf, W. Manhart, J.P. Meulders, U.J. Schrewe, H. Schuhmacher, Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technologies, Conf. Series of the Italian Physical Society, Bologna, Italy, 1997, p. 1236.
- [16] P. Lisowski, A. Gavron, W.E. Parker, J.L. Ullmann, S.J. Balestrini, Proc. of a specialists' meeting on neutron cross-section standards for the energy region above 20 MeV, NEA Report, OECD, Paris, 1991, p. 177.
- [17] R. Nelson, 1992, private communication.
- [18] H.G. Essel et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS. 43 (1996) 132.

- [19] C.T.A.M. de Laat, P.G. Kuijer, Proc. 8th Conf. on Real-Time Computer Applications in Nuclear, Particle and Plasma Physics, TRIUMF Report, TRIUMF, Vancouver, B.C., 1993.
- [20] A.D. Carlson, S. Chiba, F.-J. Hamsch, N. Olsson, A.N. Smirnov, Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Conf. Series of the Italian Physical Society, Bologna, Italy, 1997, p. 1223.
- [21] ISO, Guide to the expression of uncertainty in measurement, International Organization for Standardization, 1993.
- [22] C. Dupont, P. Leleux, P. Lipnik, P. Macq, A. Ninane, Nucl. Instr. and Meth. A 256 (1987) 197.

6.5 Kernspaltung und Kettenreaktion

Das Phänomen der neutroneninduzierten Kernspaltung wurde von Hahn und Strassmann entdeckt. Dabei wird ein Neutron durch einen Atomkern eingefangen, der sich danach in zwei Kerne von annähernd gleicher Masse spaltet. Der Prozess wird von der Abgabe einer gewaltigen Energiemenge, typisch 200 MeV pro Kernspaltung, begleitet. Zusätzlich werden 2 oder mehr schnelle Neutronen freigesetzt, die im Prinzip für die Aufrechterhaltung dieses Prozesses zur Verfügung stehen. Eine derartige kontrollierte sich selbst erhaltende oder kritische Anordnung wird als Kernreaktor bezeichnet. Der erste Reaktor dieser Art wurde unter Leitung von Fermi 1942 errichtet, Fermi (1947) und moderne Hochflussforschungsreaktoren arbeiten mit demselben Prinzip als Neutronenquellen. Neben diesem Aspekt fand die Kettenreaktion auch bald Anwendung im militärischen Bereich mit dem Bau der Atombombe und im zivilen technischen Bereich mit der Errichtung von Kernkraftwerken zur Deckung der elektrischen Grundlast des immer steigenden Energiebedarfs der sich entwickelnden Gesellschaften. In dieser Hinsicht kann die Kernspaltung als eine wissenschaftliche Entdeckung gesehen werden, die tiefgreifende Auswirkungen auf die Geschichte der Menschen hatte und weiterhin hat.

Vom Standpunkt der Grundlagenforschung ist Kernspaltung ein faszinierender Prozess, Plasil and H.W.Schmitt (2005), der eine substantielle Neuordnung der Nukleonen mit großer Reichweite mit sich bringt, ähnlich der Teilung eines elektrisch geladenen Tropfens einer Flüssigkeit. Bohr und Wheeler lieferten auch die erste zufriedenstellende Erklärung vieler früher experimentell beobachteter Eigenschaften der Kernspaltung auf Basis des Tröpfchenmodells der Atomkerne, Bohr and Wheeler (1939). Mit zunehmenden experimentellen Befunden wurde es jedoch offensichtlich, dass viele beobachtete Phänomene durch dieses Modell nicht vorhergesagt werden konnten, wozu vor allem die Spaltung in Bruchstücke ungleicher Größe gehörte. Es wurde damit klar, dass Einteilcheneffekte eine entscheidende Rolle spielen mussten. Der Kernspaltungsprozess eröffnet uns damit die einzigartige Möglichkeit „makroskopische“ und „mikroskopische“ Kernprozesse und deren Wechselwirkung zu untersuchen.

6.5.1 Spaltung der Actinoide

Betrachten wir als Beispiel die Kernspaltungsreaktion, die von einem thermischen Neutron mit 25 meV in einem ^{235}U Kern induziert wird, d.h. die Reaktion $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$. Diese Reaktion ist sicherlich die von allen Kernspaltungsreaktionen am meisten untersuchte. Der Compoundkern ^{236}U wird dabei in einem angeregten Zustand mit der Anregungsenergie $E^* = 6.46 \text{ MeV}$ gebildet. Wenn der Compoundkern spaltet, sorgt diese Anregungsenergie dafür, dass der Kern axial deformiert werden kann, wobei eine Folge unterschiedlicher Formen auftritt, von denen in Abb. 6.4 ein Beispiel gezeigt ist. Am *Abrißpunkt* kommt es zur Einschnürung des Kern mit anschließender Trennung der Spaltbruchstücke (auch *Spaltprodukte* oder *Spaltfragmente*), die als nun freie Teilchen durch die gegenseitige Coulombabstoßung von einander weg beschleunigt werden. Tatsächlich ist es die potentielle Energie aus dem Coulombpotential und ihre anschließende Transformation in kinetische Energie, die für den Großteil (80 – 90%) der bei einer Spaltung frei werdenden Energie verantwortlich ist. Abbremsen und Ionisation dieser hochenergetischen Fragmentkerne durch atomare Prozesse im umgebenden Medium erzeugen jene Wärme, die als Energiequelle in Kernreaktoren sinnvoll genutzt werden kann und in For-

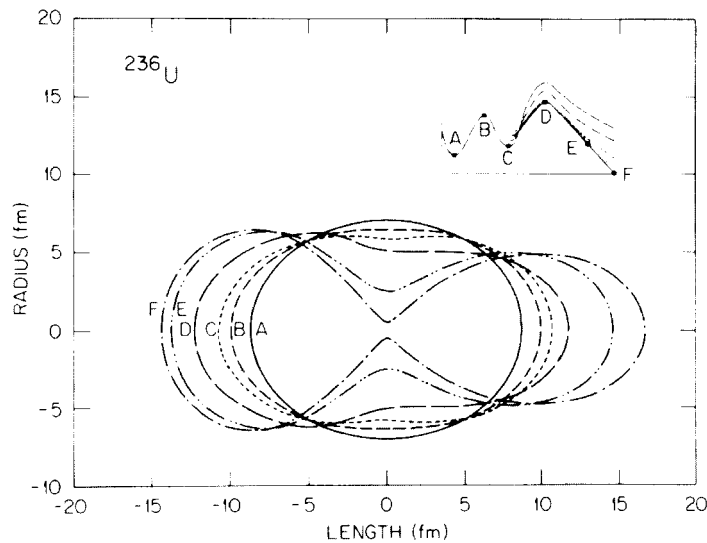


Abbildung 6.4: Mögliche Folge unterschiedlicher Formen eines sich spaltenden Kerns. Das kleine Bild zeigt den Verlauf der minimalen potentiellen Energie. Die Punkte auf der Kurve entsprechen den unterschiedlichen Formen im Hauptbild, Mustafa et al. (1973).

schungsreaktoren geeignet abgeführt werden muss.

Die beiden Fragmentkerne sind im allgemeinen deformiert und werden in angeregten Zuständen erzeugt, die durch Neutronen- und γ -Emission zerfallen. Im Mittel werden 2.42 Neutronen pro $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ Reaktion freigesetzt. Ihnen wird eine Energie von 15–30 MeV zugeschrieben. Für γ -Emission müssen zusätzlich etwa 7 MeV berücksichtigt werden und die Wechselwirkung der γ -Strahlung mit den Atomen des umgebenden Mediums trägt ebenfalls zur im Reaktor erzeugten Wärme bei. Nach Emission von Neutronen und γ -Strahlung erreichen die in der Spaltung erzeugten Kerne schließlich ihren Grundzustand. In den meisten Fällen sind diese Kerne jedoch relativ zum Bereich der Betastabilität viel neutronenreicher und daher radioaktiv. Der Zerfall durch β - und γ -Emission geht dabei mit Halbwertszeiten vor sich, deren Größenordnungen sich von Millisekunden bis mehr als 10^5 Jahren erstrecken, wobei die übrig bleibende langlebige Radioaktivität das spezielle Abfallentsorgungsproblem verursacht, das mit Kernreaktoren verbunden ist.

Insgesamt werden bei der Spaltung von Kernen wie U oder Pu etwa 200 MeV an Energie frei, von denen 160 – 180 MeV auf die kinetische Energie der Spaltbruchstücke entfallen, 15 – 30 MeV auf die Neutronenemission mit etwa 2 MeV kinetischer Energie pro Neutron und dem Rest an Bindungsenergie, sowie etwa 7 MeV auf die emittierte γ -Strahlung. Die genauen Energiewerte, die mit einem speziellen Spaltprozess verbunden sind, hängen von der Verteilung der Protonen und Neutronen im Compoundkern ab, aus der sich die Kernladungen und Massen der Spaltbruchstücke ergeben und von den Anregungsenergien, mit denen diese Kerne gebildet werden. Bei der Kernspaltung treten breite Verteilungen dieser Größen auf.

Ausbeuteverteilungen der Fragmentmassen, die in durch thermische Neutronen induzierten Spaltungen entstehen werden für einige Isotope von Thorium, Uran, Plutonium, Californium und Einsteinium in Abb. 6.5 gezeigt. Das bestimmende Merkmal dieser Ver-

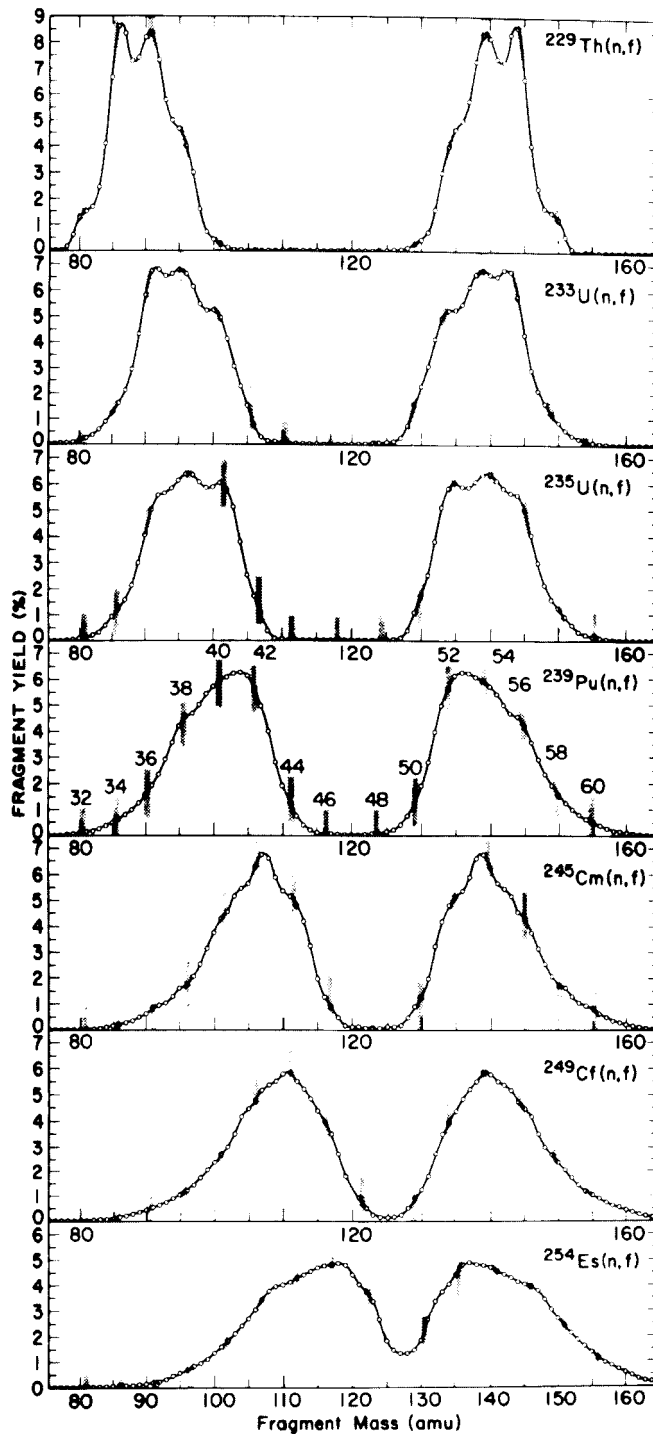


Abbildung 6.5: Masseverteilungen von Spaltbruchstücken, die nach Kernspaltung durch thermische Neutronen gebildet wurden. Massenzahlen, bei denen gerade Kernladungszahlen auftreten werden mit Balken hervorgehoben, die entsprechenden Werte sind im Teilbild für $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ angeführt, aus den *Proceedings of the Symposium on the Physics and Chemistry of Fission*, (1969).

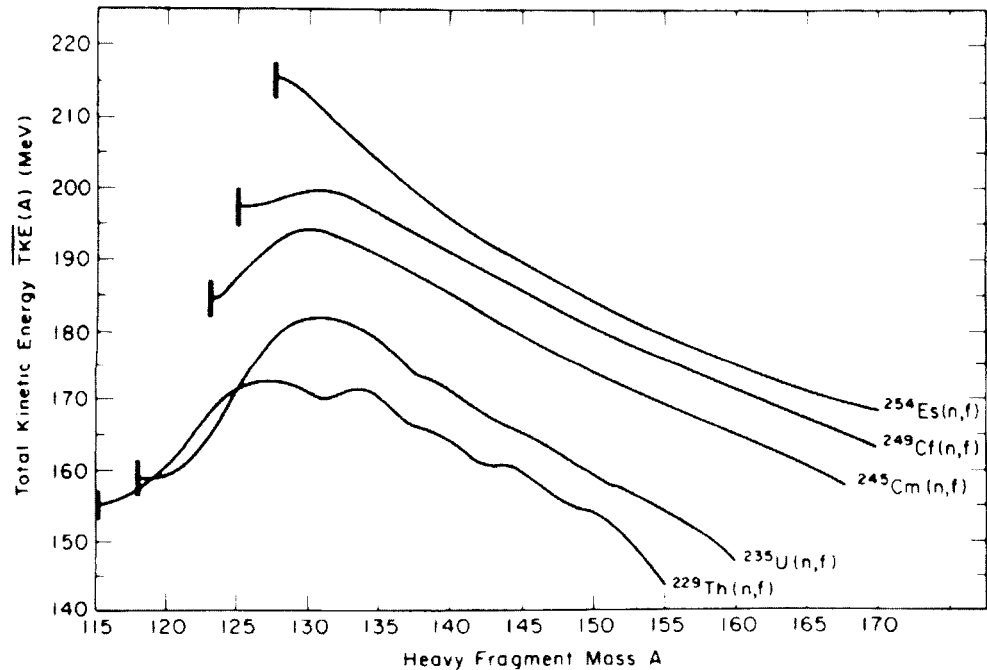


Abbildung 6.6: Mittlere kinetische Gesamtenergie (beider Fragmente) als Funktion der Masse des schweren Fragments. Die senkrechten Linien zeigen identische Massen der Spaltbruchstücke an, aus den *Proceedings of the Symposium on the Physics and Chemistry of Fission*, (1969).

teilungen besteht darin, dass die wahrscheinlichsten Aufteilungen der Masse asymmetrisch sind. So tritt z.B. die wahrscheinlichste Aufteilung für $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$ bei 140 u/96 u auf. Die in Abb. 6.5 gezeigten Massen sind die Massen der ursprünglich gebildeten Fragmente, d.h. noch bevor Neutronenemission stattfindet. Die Verteilungen sind um eine Masse symmetrisch, die der halben Masse des Compoundkerns entspricht.

Das Tröpfchenmodell von Bohr und Wheeler war der erste Eckstein in der Diskussion und Analyse des Kernspaltungsprozesses. Während dieses Modell in vielen Fragen erfolgreich angewendet werden konnte, sagt es symmetrische Masseverteilungen als die wahrscheinlichsten vorher. Tatsächlich konnten die asymmetrischen Masseverteilungen lange Zeit nicht erklärt werden und blieben über mehr als drei Jahrzehnte ein Rätsel der Kernphysik. Sie werden heute über Schalenefekte in den Kernen verstanden.

Die Ladungszahlverteilungen der Fragmente sind eng mit den Fragmentmassen verbunden. Die geraden Kernladungszahlen sind in Abb. 6.5 im Teilbild für $^{239}\text{Pu}(n_{\text{th}}, f)$ durch vertikale Balken angezeigt. Die Ladungszahlverteilung für Fragmente mit einer bestimmten Massenzahl ist sehr schmal und hat im allgemeinen eine Standardabweichung von weniger als 0.6.

Weiters sehen wir aus Abb. 6.5, dass sich das Maximum der Verteilungen für Compoundkernmassen zwischen 230 und 250 u bei den schweren Fragmenten bei einer Masse von 140 u befindet. Die mittleren Massen der leichteren Spaltbruchstücke sind also direkt mit der Compoundkernmasse korreliert. Es ist auch interessant zu sehen, dass die linke Flanke des Maximums der schweren Fragmente einheitlich bei 130 – 135 u liegt.

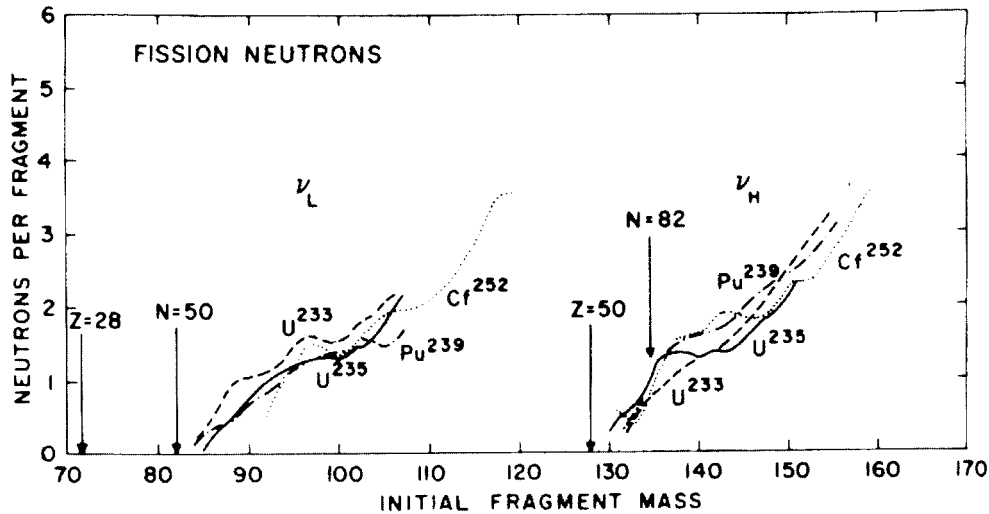


Abbildung 6.7: Mittlere Anzahl emittierter Neutronen als Funktion der Fragmentmasse für einige Beispiele für Spaltung mit niedriger Anregung. Die Pfeile weisen auf Fragmentmassen hin, die magischen Protonen- oder Neutronenzahlen entsprechen, aus den *Proceedings of the Symposium on the Physics and Chemistry of Fission*, (1965).

Die gesamte kinetische Energie der beiden Spaltbruchstücke ist in Abb. 6.6 als Funktion der Masse des schweren Fragments dargestellt. Berücksichtigen wir, dass die kinetische Energie der Fragmente aus ihrer gegenseitigen elektrostatischen Abstoßung folgt, werden wir bei einer bestimmten Fragmentmasse eine Zunahme der gesamten kinetischen Energie bei steigender Compoundkernmasse erwarten.

Als interessantestes Merkmal von Abb. 6.6 fällt auf, dass das Maximum der Energie in jedem Fall außer bei $^{229}\text{Th}(n_{\text{th}}, f)$ im Massebereich 130 – 132 u des schweren Fragments auftritt. Wir sehen in Abb. 6.5, dass die Ordnungszahl $Z = 50$ bei oder nahe der Fragmentmasse 130 u auftritt. Die magischen Zahlen für Kerne, d.h. die Protonen- und Neutronenzahlen, bei denen die Kerne außergewöhnliche Stabilität aufweisen, enthalten nun gerade $Z = 50$, $Z = 82$, $N = 50$ und $N = 82$. Daher sind die Fragmente der Masse 130 – 132 u nahezu doppelt magisch mit $Z = 50$ und $N = 82$ und wir können für sie besondere Stabilität erwarten. Auch werden sie im Vergleich zu benachbarten nicht-magischen Kernen vorzugsweise mit nahezu sphärischer Form gebildet werden. Dadurch wird der Abstand der Fragmentzentren beim Abreißen reduziert, was eine maximale abstößende Coulomb-Energie und damit eine maximale kinetische Gesamtenergie zur Folge hat. Zusätzlich haben die nahezu doppelt magischen Fragmentkerne aufgrund ihrer größeren Stabilität und kompakteren Form geringere Anregungsenergien als benachbarte Fragmentkerne. Da die Neutronenemission von den Fragmenten deren Anregungsenergie widerspiegelt, können wir ein Minimum im Bereich der doppelt magischen Kerne um 130 u erwarten. Dieser Effekt zeigt sich in Abb. 6.7, wo die mittlere Anzahl der Neutronen, die pro Fragment emittiert werden, als Funktion der Fragmentmasse dargestellt ist.

Aus den Charakteristika der Verteilungen der Fragmentmassen und der kinetischen Gesamtenergie sowie aus den Daten zur Neutronenemission zeigt sich, dass die Schalen-

struktur der Fragmentkerne für die Eigenschaften des Kernspaltungsprozesses eine wesentliche Rolle spielt. Theoretische Beschreibungen der Kernspaltung schwerer Kerne müssen daher diese Schaleneffekte beinhalten.

6.5.2 Grundlegende Modelle zur Kernspaltung

Das Tröpfchenmodell bildete die Basis für theoretische Betrachtungen zur Kernspaltung, seit es von Bohr und Wheeler 1939 nur wenige Monate nach der Entdeckung der Kernspaltung erstmals vorgeschlagen wurde. In diesem Modell wird angenommen, dass sich der Kern wie ein geladener Flüssigkeitstropfen mit Oberflächenspannung verhält. Als Anhaltspunkt kann uns dazu die phänomenologische Bethe-Weizsäcker-Formel dienen, die die Kernmasse zu

$$M(A, Z) = Nm_n + Zm_H - a_V A + a_S A^{2/3} + a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} + a_A \frac{(N - Z)^2}{4A} + \delta \quad (6.7)$$

mit $N = A - Z$ berechnet. Der Hauptbeitrag zur Bindungsenergie ist die Kondensations- oder Volumenenergie, die frei wird, wenn sich die Nukleonen zum Kern vereinen. Dieser Anteil ist durch $a_V A$ gegeben, wobei A die zum Kernvolumen proportionale Anzahl der Nukleonen beschreibt und a_V eine Konstante ist. Da die Nukleonen an der Oberfläche des Tropfens weniger stark gebunden sind, wird die Bindungsenergie durch die Oberflächenenergie $-a_S A^{2/3}$ verringert. Auch wird die Bindungsenergie durch die abstoßende Coulomb-Energie der Protonen vermindert, was durch den Term $a_C Z^2 A^{-1/3}$ beschrieben wird, wobei Z die Anzahl der Protonen ist. Weiterhin führt der mit steigendem A zunehmende Neutronenüberschuss zu einer Verringerung der Bindungsenergie gegenüber symmetrischen Kernen, was durch die Asymmetrieenergie $-a_A (N - Z)^2 / 4A$ zum Ausdruck kommt. Aufgrund der Tatsache, dass gepaarte Nukleonen derselben Sorte stets eine besonders hohe Bindungsenergie haben, wird eine mit dem Flüssigkeitsmodell nicht zu erklärende Paarungsenergie hinzugefügt. Sie wird näherungsweise durch die empirische Formel $-\delta \sim a_P A^{-1/2}$ beschrieben, wobei $+\delta$ für gg-Kerne, 0 für ug- und gu-Kerne und $+\delta$ für uu-Kerne verwendet wird. a_V , a_S , a_C , a_A und a_P sind empirische Konstanten, die sich durch Anpassung an die experimentell ermittelten Werte der Bindungsenergien über einen weiten Massenbereich zu $a_V = 15.85 \text{ MeV}/c^2$, $a_S = 18.34 \text{ MeV}/c^2$, $a_C = 0.71 \text{ MeV}/c^2$, $a_A = 92.86 \text{ MeV}/c^2$ und $a_P = 11.46 \text{ MeV}/c^2$ ergeben.

Verformung kann zu einem energetisch günstigeren Zustand führen. Quantitativ lässt sich eine Berechnung durchführen, wenn wir den Kern bei konstantem Volumen aus der Kugelform des Tröpfchens in ein Ellipsoid mit den Achsen $a = R(1 + \epsilon)$ und $b = R(1 - \epsilon/2)$ verformen. Die Oberflächenenergie verhält sich dann wie

$$\frac{E_S}{c^2} = a_S A^{2/3} \left(1 + \frac{2}{5} \epsilon^2 + \dots \right) \quad (6.8)$$

und die Coulomb-Energie wie

$$\frac{E_C}{c^2} = a_C A^{-1/3} \left(1 - \frac{1}{5} \epsilon^2 + \dots \right). \quad (6.9)$$

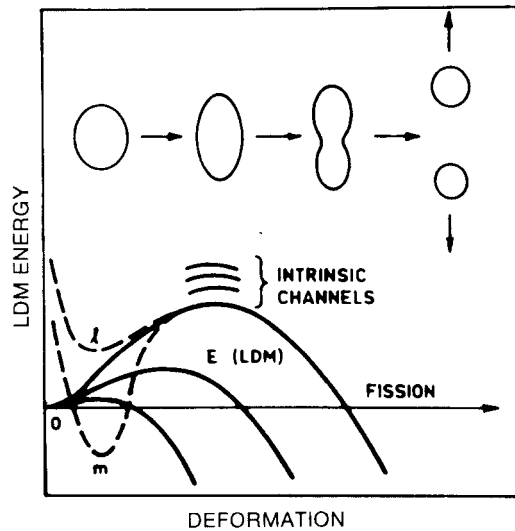


Abbildung 6.8: Tröpfchenmodell-LDM (LDM) der Kerndeformationsenergie bei Kernspaltung. Die drei durchgezogenen Linien entsprechen drei unterschiedlichen Werten des Spaltungsparameters Z^2/A ; die strichlierten Kurven enthalten theoretische Korrekturen, die die Kerngrundzustandsdeformation der Actinoide berücksichtigen.

Eine Deformation ϵ ändert somit die Gesamtenergie um

$$\Delta E = E(\epsilon) - E(0) = \frac{\epsilon^2}{5} (2a_S A^{2/3} - a_C Z^2 A^{-1/3}) . \quad (6.10)$$

Bei negativem ΔE gewinnt man bei der Verformung Energie. Die charakteristische Größe dafür ist der Quotient Z^2/A und sein Verhältnis zum Quotienten $2a_S/a_C$.

Die Berechnung von Formen, Energien und anderer Eigenschaften wird damit im Prinzip relativ einfach, erschwert nur durch die Wahl der Formparameter und das Hinzufügen weiterer Effekte wie z.B. einer diffusen Oberfläche.

Die potentielle Energie jedes Kerns ist eine Funktion seiner Formparameter. Folgen wir der Richtung der Kernspaltung in der mehrdimensionalen Fläche der potentiellen Energie in diesem Parameterraum des Tröpfchenmodells, steigt die potentielle Energie glatt von einem Minimum bei Null-Deformation (Kugel) zu einem Maximum (die Spaltbarriere) mit gestreckter Form, sinkt dann wieder bei zunehmender Deformation des Kerns, der im weiteren eine Einschnürung erhält und sich schließlich in zwei Fragmente teilt. Der Punkt mit maximaler potentieller Energie in Richtung der Kernspaltung wird als Sattelpunkt bezeichnet, von dem die potentielle Energie in Richtung der weiteren Kernspaltung abnimmt (wie in die Richtung des ursprünglichen Grundzustands), in alle anderen Richtungen aber ansteigt (vorausgesetzt der betrachtete Kern ist nicht zu leicht). Abb. 6.8 zeigt Tröpfchenmodellpotentiale (*liquid-drop model LDM*) für mehrere spaltbare Kerne. Wenn die Kernladung Z und die Masse A des spaltenden Kerns ansteigen, steigt der Spaltungsparameter Z^2/A ebenfalls an, der proportional zum Verhältnis der Coulombenergie einer gleichförmig geladenen Kugel und ihrer doppelten Oberflächenenergie ist. Mit dem Anstieg des Spaltungsparameters sinkt die Höhe der Spaltbarriere und verschwindet schließlich bei einem bestimmten Wert des Spaltungsparameters. Dies

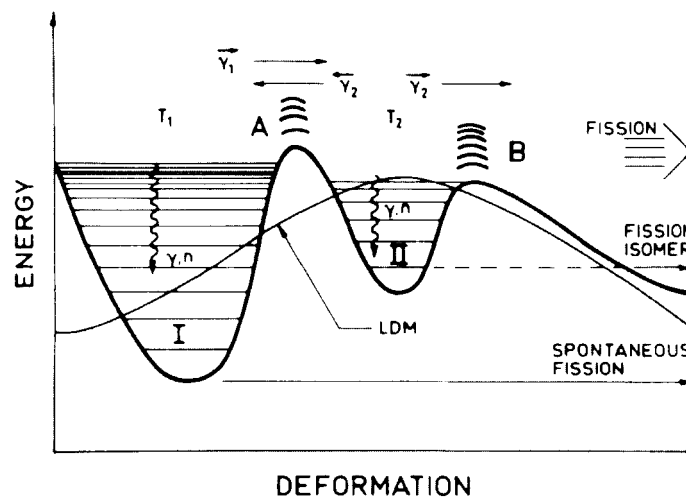


Abbildung 6.9: Schematische Darstellung der Doppelbarriere in der potentiellen Energie für Kernspaltung. Mehrere Übergänge und Phänomene, die mit der Doppelbarriere verbunden sind, werden gezeigt, aus den *Proceedings of the Symposium on the Physics and Chemistry of Fission*, (1969).

bedeutet, dass Kerne mit einem Z^2/A Wert über diesem kritischen Wert innerhalb des Rahmens unseres Modells nicht mehr existieren können. Über diesem Punkt überschreitet die auseinandertreibende Coulombkraft die zusammenhaltende Oberflächenspannung sogar für einen sphärischen Kern.

Während das einfache Tröpfchenmodell eine generelle Beschreibung des Kernspaltungsprozesses ermöglicht, kann es die im vorangegangenen Abschnitt vorgestellten Phänomene nicht wiedergeben, da keine Schaleneffekte berücksichtigt werden. Weiters fehlt im Rahmen des Modells die Erklärung für einige Eigenschaften der Kerngrundzustände wie die z.B. Grundzustandsdeformation der Actinoidkerne. Als Konsequenz dieser Situation schlug W.J. Swiatecki 1963, Swiatecki (1964), einen makroskopisch-mikroskopischen Zugang vor, bei dem der allgemeine glatte Verlauf der potentiellen Energie mit dem Tröpfchenmodell beschrieben wird, lokale Fluktuationen aber durch ein mikroskopisches Modell, das den wesentlichen Einfluss der Schaleneffekte berücksichtigt. V.M. Strutinsky entwickelte 1966 eine quantitative Methode, Strutinsky (1966), die Einteilchenschaleneffekte und Paarungskorrekturen auf die zugrunde liegende Fläche potentieller Energie aus dem Tröpfchenmodells anwendete. In Strutinskys Zugang ist die potentielle Energie des Kerns die Summe aus der potentiellen Energie des Tröpfchens und einer normierten Korrekturenergie aufgrund der Schaleneffekte. Diese Korrekturenergie ist die Differenz der aus dem Schalenmodell berechneten Energie und der Energie, die erhalten wird, wenn in der Nähe der Fermi-Energie die Energieniveaus der Nukleonen verbreitert und die Niveaudichte als glatte Funktion angenommen werden.

Abbildung 6.9 zeigt die potentielle Energie eines spaltbaren Actinoidkerns mit deformiertem Grundzustand, die als Folge der Schaleneffekte zwei Barrieremaxima aufweist. Ein derartiger „Doppelhöcker“ in der Fläche der potentiellen Energie wird durch Ungleichförmigkeiten in den Einteilchenniveaus bei Deformationen hervorgerufen, wo das Potential aus dem Tröpfchenmodell als Funktion der Deformation glatt verläuft. Abb. 6.9

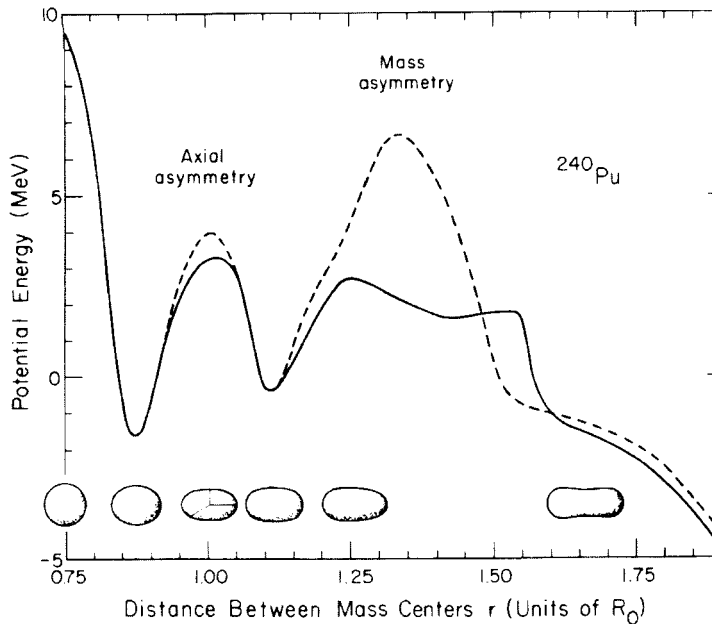


Abbildung 6.10: Mit dem mikroskopisch-makroskopisch Verfahren berechnete Spaltbarriere und Illustration der Effekte von axialer Asymmetrie und Massenasymmetrie, Möller and Nix (1973).

zeigt dieses Potential (LDM) als schwach durchgezogene Linie zum Vergleich.

Strutinskys Verfahren erwies sich als sehr erfolgreich und wurde mit unterschiedlichen Erweiterungen für zahlreiche Berechnungen verwendet, wodurch die meisten experimentellen Beobachtungen nun qualitativ oder semiquantitativ verstanden werden. Eine interessante Folgerung ist z.B., dass für einen sich spaltenden Kern auf einem Weg mit minimaler potentieller Energie die maximale Formsymmetrie nicht erhalten sein muss. Axiale Asymmetrie wird dabei mit dem ersten Maximum der Barriere und Massenasymmetrie mit dem zweiten in Verbindung gebracht. Dies wird in Abb. 6.10 für ^{240}Pu gezeigt. Die geringste potentielle Energie (durchgezogene Linie) ergibt sich, wenn axiale Asymmetrie im ersten Maximum und Massenasymmetrie im zweiten Maximum enthalten sind. Die strichlierte Kurve zeigt den Verlauf potentieller Energie bei Beschränkung auf axiale Symmetrie und Massensymmetrie. Sattelpunkte mit Massenasymmetrie wie auf dem zweiten Maximum von Abb. 6.10 sind eng mit der beobachteten asymmetrischen Verteilung der Spaltbruchstücke verbunden, die im vorigen Abschnitt diskutiert wurde.

Die moderne Formulierung von Gleichung 6.7 wird nun um eine Schalenfunktion mit 3 Parametern ergänzt, die Oszillationen mit Knoten bei den magischen Zahlen und größere Amplitude mit steigendem N und Z aufweist. Auch die Tatsache, dass schwerere Kerne im Grundzustand deformiert sind, wurde in die Massenformel als Abhängigkeit von der Kernform und der Kernzusammensetzung einbezogen. Der Volumenterm wird jetzt durch

$$\frac{E_V}{c^2} = -\bar{a}_V A \quad (6.11)$$

beschrieben, der Oberflächenterm durch

$$\frac{E_S}{c^2} = \bar{a}_S A^{2/3} F(shape) \quad (6.12)$$

und der Coulombterm durch

$$\frac{E_C}{c^2} = \left(\frac{C_3}{A^{1/3}} G(shape) - \frac{C_4}{A} \right) Z^2, \quad (6.13)$$

wobei $F(shape)$ und $G(shape)$ zwei unterschiedliche Funktionen sind, die von der Form des Kerns abhängen. Die Parameter \bar{a}_V und \bar{a}_S hängen nun in gleicher Form von der Zusammensetzung des Kerns ab,

$$\bar{a}_j = c_j \left[1 - \kappa \left(\frac{N - Z}{A} \right)^2 \right], \quad j = V, S. \quad (6.14)$$

Die Konstanten c_j und κ werden aus den experimentellen Daten bestimmt. Myers und Swiatecki haben noch zusätzlich einen Exponentialterm der Form

$$\frac{\Delta E}{c^2} = -CA\epsilon \exp[-\gamma A^{1/3}] \quad (6.15)$$

hinzugefügt. Dieser Term hat keine physikalische Begründung, reduziert aber die Abweichungen von den experimentellen Daten. Mit all diesen Termen nennen Myers und Swiatecki ihre Massenformel *Tröpfchenmodell mit endlicher Reichweite* (finite-range droplet model).

$$\begin{aligned} M(A, Z) = & Nm_n + Zm_H - \bar{a}_V A + \bar{a}_S A^{2/3} F(shape) + \\ & + \left(\frac{C_3}{A^{1/3}} G(shape) - \frac{C_4}{A} \right) Z^2 - CA\epsilon \exp[-\gamma A^{1/3}] + f_{shell} \end{aligned} \quad (6.16)$$

Insgesamt verwendete Myers und Swiatecki beinahe 1500 Datensätze um die 9 Parameter ihrer Formel (jene 6, die hier vorgestellt wurden, C_3 und C_4 sind nicht unabhängig und die 3 weiteren aus der Schalenfunktion) durch Anpassung zu erhalten. Für die hier vorgestellten, auch als Flüssigkeitsparameter bezeichneten, ergeben sich die Zahlenwerte $c_V = 15.677 \text{ MeV}/c^2$, $c_S = 18.56 \text{ MeV}/c^2$, $C_3 = 0.717 \text{ MeV}/c^2$ (damit $C_4 = 1.2113 \text{ MeV}/c^2$, $\kappa = 1.79$, $C = 230 \text{ MeV}/c^2$ und $\gamma = 1.27$).

Über etwa $A = 50$ (im Bereich Vanadium–Eisen) werden die Bindungsenergien $[M - (Nm_n + Zm_H)]$ gut wiedergegeben und die Fehler sinken von etwa 1% bei $A \sim 50$ auf 0.1% bei $A \sim 250$. Für leichtere Kerne ist die Anpassung schlechter (bei Helium beträgt der Fehler 30%), da diese Kerne nicht wirklich groß genug sind, um durch ein statistisches Modell beschrieben werden zu können.

6.5.3 Spontan spaltende Isomere und andere Folgerungen aus der Doppelhockerbarriere

Ein wichtige Entdeckung 1962 enthüllte die Existenz von isomeren Kernen, die durch spontane Spaltung zerfallen. Erst 1969 war dann genügend Material vorhanden, um zu

belegen, dass diese Isomere Formisomere waren, was Strutiskys drei Jahre vorher aufgestellte Theorie zusätzlich unterstützte. Seit dieser Zeit wurden Spaltisomere ausgiebig untersucht und ihre Eigenschaften gut bestimmt. Sie existieren in den Isotopen der Elemente Uran ($Z = 92$) bis Berkelium ($Z = 97$) mit Neutronenzahlen zwischen $N = 141$ und $N = 151$. Ihre Halbwertszeiten reichen von Bruchteilen von Nanosekunden bis zu einigen Millisekunden. Ihre Anregungsenergien liegen im allgemeinen bei $2 - 4$ MeV über dem Grundzustand und wurden experimentell gemessen. Auch einige Spins und Trägheitsmomente wurden bestimmt. Die Fragmentmassen und Energieverteilungen sind ähnlich zur prompten Spaltung von Kernen in niedrigem Energiezustand.

Abb. 6.9 zeigt mehrere Energieniveaus im zweiten Potentialminimum (Bezeichnung II). Spontan spaltende Isomere werden für gewöhnlich in Mittelenergiereaktionen wie (d, p) , (d, n) oder $(d, 2n)$ etc. erzeugt, wobei der Kern in einem angeregten Zustand im zweiten Minimum zurückbleibt. Der Zustand zerfällt dann über γ -Emission in den Grundzustand des zweiten Minimums und der Kern spaltet sich über das Durchtunneln der zweiten Barriere der potentiellen Energie. Eine Konkurrenz von Spaltung und γ -Emission ist in allen Stufen des Prozesses gegeben und der Ausgang hängt von der relativen Höhe der beiden Barrierenmaxima ab.

Zusätzlich zum Auftreten von Spaltisomeren, gibt es zwei weitere Phänomene, die mit der Doppelhöckerstruktur der potentiellen Energie verbunden sind und als Strukturen im Spaltwirkungsquerschnitt als Funktion der Energie im Bereich unter der Schwelle für Kernspaltung auftreten. Zum einen ist der Spaltwirkungsquerschnitt als Funktion der Anregungsenergie des Compoundkerns in Abwesenheit der Doppelhöckerbarriere eine glatte Funktion. Die Barriere erlaubt jedoch die Existenz von Energieniveaus aufgrund kollektiver Vibrationen im zweiten Potentialminimum und die Anwesenheit dieser Zustände (vor allem in der Nähe des Maximums der Barriere) führt auf eine oder mehrere breite Resonanzen im Wirkungsquerschnitt, die dem glatten Verlauf überlagert sind. Das zweite Phänomen tritt auf, wenn das zweite Minimum genügend tief ist. In diesem Fall kann das statistische Modell der Kernenergieniveaus verwendet werden, um das Auftreten von abgegrenzten Gruppen von Resonanzen in hochauflösenden Untersuchungen zur neutroneninduzierten Spaltung unterhalb der Spaltschwelle zu erklären. Die Reaktion $^{237}\text{Np}(n, f)$ weist zum Beispiel eine derartige Struktur im keV Bereich der einfallenden Neutronen auf, während sich die Schwelle für Kernspaltung bei einer Neutronenenergie von 0.5MeV befindet. Jede Gruppe von Resonanzen wird interpretiert als resonante Kopplung zwischen Zuständen im ersten Minimum, deren Dichte hoch ist und einem einzelnen Zustand im flacheren zweiten Minimum, wo die Niveaudichte geringer ist.

Experimentelle Untersuchungen jüngerer Datums werden der Existenz einer Barriere mit nicht nur zwei sondern drei Maxima zugeschrieben. Dennoch kann eine Vielzahl der verfügbaren Daten quantitativ zufriedenstellend mit der mikroskopisch-makroskopischen Theorie erklärt werden, die vorwiegend auf Barrieren mit zwei Maxima führt, die eine stark ausgeprägte gegenseitige Beeinflussung auf einander ausüben. Diese Struktur führt auf einen weiten Bereich bemerkenswerte Phänomene, die bei der Kernspaltung, in Kernreaktionen und der Kernspektroskopie beobachtet wurden. Eine hervorragende Diskussion der Doppelhöckerbarriere und ihrer experimentellen Konsequenzen ist in Bjornholm and Lynn (1980) gegeben.

6.5.4 Neutronenwirkungsquerschnitte für ^{235}U und ^{238}U

Abbildung 6.11 zeigt den totalen Wirkungsquerschnitt σ_{tot} und den Wirkungsquerschnitt für neutroneninduzierte Kernspaltung σ_f von ^{235}U und ^{238}U für Neutronen mit Energien E zwischen 0.01 eV und 10 MeV (mit logarithmischen Achsen in beiden Graphen). Es ist bei der Diskussion nützlich, den Energiebereich der Neutronen in drei Teile aufzuteilen und für jeden die charakteristischen Merkmale hervorzuheben.

Bei geringen Neutronenenergien unter 0.1 eV kann das $1/v$ -Gesetz in den beiden dargestellten Wirkungsquerschnitten von ^{235}U schön gesehen werden. Die Wirkungsquerschnitte sind groß, da ein angeregter Zustand von ^{236}U knapp unter $E = 0$ liegt, wir uns also in einem Ausläufer einer Resonanz bei negativer Neutronenenergie befinden. Das Verhältnis σ_f/σ_{tot} beträgt ungefähr 84%, die während die restlichen 16% hauptsächlich vom Neutroneneinfang stammen (der Bildung von ^{236}U unter ausschließlicher Emission von γ -Strahlung). Im Gegensatz dazu ist der Wirkungsquerschnitt von ^{238}U viel kleiner und in der betrachteten Region nahezu konstant, da hier nur die elastische Streuung einen wesentlichen Beitrag liefert.

Die zweite Region zwischen 1 eV und 1 keV ist durch die Anwesenheit prominenter Resonanzen gekennzeichnet. Die Resonanzen sind sehr schmal und Neutroneneinfang trägt einen signifikanten Teil zu ihren Gesamtbreiten bei. Das trifft natürlich speziell für ^{238}U zu, das ja hier noch unter seine Schwelle für Spaltung ist. So tragen z.B. die γ -Zerfälle 95% zur Breite der Resonanz bei 6.68 eV bei.

Im dritten Bereich zwischen 10 keV und 3 MeV werden die Resonanzen in den gemessenen Wirkungsquerschnitten nicht mehr aufgelöst. Die Compoundkernzustände bei diesen Energien sind dichter und weitreichender. Die Wahrscheinlichkeit des Neutroneneinfangs ist geringer als bei den niedrigeren Energien. Der Spaltwirkungsquerschnitt tritt bei ^{238}U ab 1.4 MeV auf und das Verhältnis σ_f/σ_{tot} für ^{235}U bleibt signifikant. In beiden Isotopen dominiert bei diesen Energien aber bereits die elastische Streuung die Wechselwirkung der Neutronen mit den Kernen. Bei höheren Energien treten dann auch inelastische Reaktionen auf, bei denen die Neutronen Energie verlieren und den Kern anregen. Die Schwellen für inelastische Reaktionen sind 14 keV in ^{235}U und 44 keV in ^{238}U , was den Energien der ersten angeregten Zustände in diesen Kernen entspricht. Abb. ref Abb. 6.11 zeigt, dass die Gesamtwirkungsquerschnitte von ^{235}U und ^{238}U mit etwa 7 b bei 3 MeV ungefähr gleich groß sind.

Die Regionen zwischen den betrachteten Bereichen sind Übergangsbereiche, die die Merkmale der angrenzenden Bereiche in einander überführen.

6.5.5 Erhaltung der Kettenreaktion und Moderation

Für sehr schwere Kerne ($Z \approx 92$) beträgt die Spaltbarriere nur 5 – 6 MeV. Diese Energie kann zugeführt werden, indem man durch einen Strom niederenergetischer Neutronen Neutroneneinfangreaktionen auslöst. Dadurch gerät der Kern in einen angeregten Zustand oberhalb der Spaltbarriere und spaltet sich. Dieser Vorgang wird als *induzierte Spaltung* bezeichnet.

Beim Neutroneneinfang durch Kerne mit ungerader Neutronenzahl wird neben der Bindungsenergie zusätzlich Paarungsenergie frei. Dieser kleine zusätzliche Energiebe-

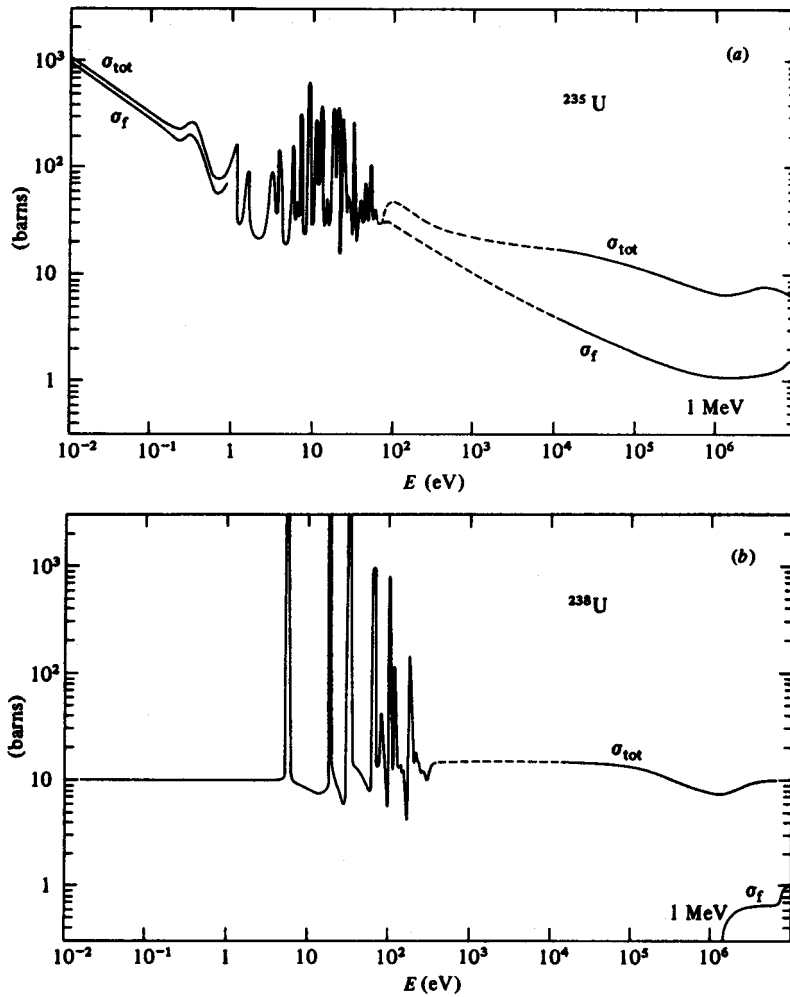


Abbildung 6.11: Totaler Wirkungsquerschnitt σ_{tot} und Spaltwirkungsquerschnitt σ_f als Funktion der Neutronenenergie für (a) ²³⁵U und (b) ²³⁸U. Im Bereich der strichlierten Linien sind die Resonanzen zu eng benachbart, um die experimentellen Daten mit der gegebenen Achsenskalierung vernünftig darstellen zu können, Cottingham and Greenwood (2001).

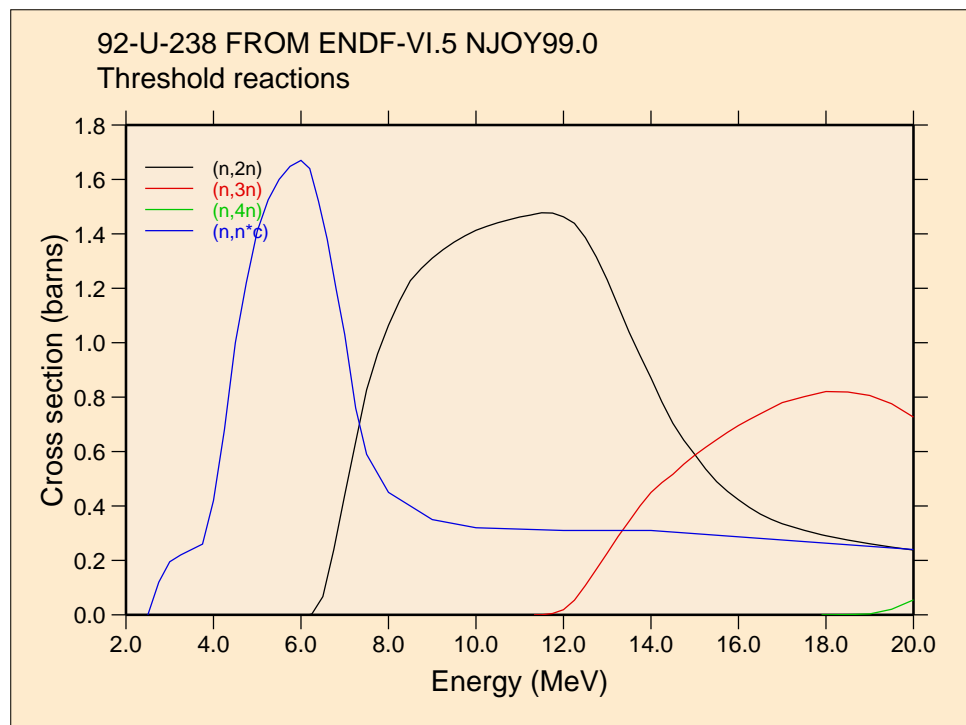


Abbildung 6.12: Berechneter Wirkungsquerschnitt für einige inelastische Kernreaktionen der Form $^{238}\text{U}(n, xn)$ nach der Datenbank ENDF-VI.

trag bewirkt aber einen entscheidenden Unterschied in der Spaltbarkeit von Nukliden. Beim Neutroneneinfang durch ^{238}U werden z.B. 4.78 MeV Bindungsenergie frei, was geringer ist als die Schwellenenergie von 5.5 MeV für Kernspaltung von ^{239}U . Daher kann Neutroneneinfang durch ^{238}U nur dann zu sofortiger Kernspaltung führen, wenn die Neutronen eine kinetische Energie von mindestens der Differenz der beiden angegebenen Werte besitzen, d.h. schnelle Neutronen sind. Tatsächlich beträgt die Schwelle für neutroneninduzierte Spaltung von ^{238}U 1.4 MeV. Zusätzlich ist die Reaktionswahrscheinlichkeit umgekehrt proportional zur Neutronengeschwindigkeit und wird dadurch für die von uns betrachtete Situation klein. Analoges wie für ^{238}U gilt auch für die Kerne ^{232}Th , ^{237}Np , ^{240}Pu und ^{242}Pu .

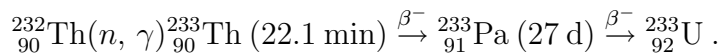
Beim Neutroneneinfang im ^{235}U werden hingegen 6.5 MeV frei, während die Spaltbarriere von ^{236}U nur 5.5 MeV beträgt. Somit lässt sich ^{235}U bereits mit langsamen (thermischen) Neutronen spalten. In gleicher Weise sind auch ^{233}U , ^{233}Th , ^{239}Pu und ^{241}Pu geeignete Spaltmaterialien.

In natürlichem Uran (99.275% ^{238}U , 0.72% ^{235}U , 0.005% ^{234}U) ist eine Kettenreaktion nur mit langsamen Neutronen möglich. In diesem Fall kompensiert der Spaltwirkungsquerschnitt für langsame Neutronen alle anderen Neutronenverlustmechanismen, die zu keiner Kernspaltung führen. Es ist daher notwendig den Uranbrennstoff mit einem Moderator material zu mischen, dessen Aufgabe es ist, die Energien der pro Kernspaltung im Mittel entstehenden 2.5 schnellen Neutronen durch elastische Streuung auf thermische Energien zu bringen. Übliche Moderatoren sind schweres Wasser (D_2O) oder Graphit; normales Wasser stellt ebenfalls einen guten Moderator dar, wenn der Neutronenverlust

durch die Einfangreaktion $^1\text{H}(n, \gamma)^2\text{H}$ mit einer geeigneten Anreicherung von ^{235}U im Brennstoff kompensiert wird. Der 58 MW Hochflussreaktor am Institut Laue Langevin (ILL), Grenoble, benützt schweres Wasser als Moderator mit einem maximalen thermischen Neutronenfluß (im Reflektor) von 1.2×10^{15} Neutronen/cm² s.

6.5.6 Materialien für Neutronentechnologie

Uran ist bis heute das primäre Material zur Erzeugung hoher Neutronenflüsse und beträchtlicher Aufwand wurde in den letzten 60 Jahren betrieben um kommerziell verwertbare Lagerstätten zu finden und abzubauen. Das einzige in der Natur vorkommende Isotop von Thorium ^{232}Th (Halbwertszeit 1.39×10^{10} a) ist nicht spaltbar. Dennoch wird es unter die Ausgangsmaterialien für Kernspaltung gereiht. Th kann durch eine Reihe von Kernreaktionen in das spaltbare ^{233}U (Halbwertszeit 1.62×10^5 a) umgewandelt werden



Dadurch hat ^{232}Th ein nicht unwesentliches Potential als Kernbrennstoff.

Es existieren mehr als 100 uranhaltige Minerale, von denen jedoch nur 3 von wirtschaftlicher Bedeutung sind. Diese sind Uranitit mit kubischer oder oktahedrischer Kristallstruktur, das aus den Uranoxiden UO_2 , UO_3 und U_3O_8 besteht und bis zu 85% Urangehalt haben kann, Pechblende, eine nichtkristalline Form des Uranitit und wichtigste Quelle für hochwertiges Uranerz und Davidit, das aus den Oxiden seltener Erden, Eisen und Titan besteht und bis zu 10% Uran enthalten kann.

Die Minerale Thorianit und Thorit enthalten zwar bis zu etwa 80 – 90% Thorium in Form von ThO_2 , werden aber aufgrund der Schwierigkeit das Thorium zu extrahieren nicht als geeignete Erze klassifiziert. So bleibt als einzige bedeutende Quelle für Thorium Monazit, das aus Phosphaten seltener Erden besteht und bis zu 15% ThO_2 enthalten kann.

Neben den Brennstoffen spielen die leichten Elemente Bor, Lithium und Beryllium wichtige Rollen in der Neutronentechnologie. Bor und Lithium haben große Wirkungsquerschnitte für Neutroneneinfang, Beryllium einen verschwindenden Wirkungsquerschnitt für Absorption.

Die wichtigste Quelle für Bor sind Minerale wie Borax ($\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7$), Ulexit oder Kernit. Lithium ist ein seltenes Element, das unter anderem in Lepidolith (Lithium-Aluminiumfluorsilikat) oder Spodumen (Lithium-Aluminiumsilikat $\text{LiAl}(\text{SiO}_3)_2$), das wichtigste lithiumhaltige Mineral, mit bis zu 6% Gehalt vorkommt. Die einzige wirtschaftlich bedeutende Quelle für Beryllium ist das Mineral Beryll ($\text{Be}_3\text{Al}_2(\text{SiO}_3)_6$), das aus hexagonalen Kristallen von Beryllium-Aluminiumsilikat gebildet wird und 14% BeO enthält (und auch die Edelsteine Smaragd und Aquamarin).

6.6 Forschungsreaktoren

6.6.1 Energieverteilung der Reaktorneutronen

Zur Beurteilung des Neutronenflusses in einem Kernreaktor unterscheidet Byrne, Byrne (1994), schnelle Neutronen mit $E_n > 1 \text{ MeV}$, Neutronen mittlerer Energie (*intermediate*),

$1 \text{ MeV} \geq E_n > 1 \text{ eV}$ und langsame Neutronen mit $E_n < 1 \text{ eV}$. Die Energie von 1 eV , die gewählt wurde um die Grenze der langsamen Neutronen zu definieren, ist eine typische Energie für die tiefsten Resonanzen in moderierenden Materialien (Diese Grenzwerte sind nicht allgemein definiert: Knoll hatte z.B. für die Diskussion der Neutronendetektoren 0.5 eV als typischen Wert für den Cd-Cutoff zur Klassifikation der Neutronenenergie verwendet). Etwa 10% des Neutronenflusses an der Oberfläche eines Brennelements besteht aus schnellen Neutronen, während sich der restliche Fluss gleichmäßig auf die mittleren und langsamen Komponenten aufteilt. Die Neutronen hingegen, die einen Reaktor verlassen, sind zum großen Teil langsam. Die Neutronenenergie kann durch Streuung oder durch die Wirkung von Gravitation oder magnetischen Feldern verändert werden. Die Phasenraumdichte bleibt dabei jedoch konstant, wie es durch den Liouvilleschen Satz beschrieben wird.

Für Kernreaktionsstudien ist der Resonanzbereich $1 \text{ eV} < E_n < 100 \text{ eV}$ (und darüber) wichtig, zur Untersuchung der grundlegenden Eigenschaften des Neutrons selbst oder für Untersuchungen der Neutronenwechselwirkung mit kondensierter Materie werden vor allem langsame Neutronen verwendet. Dieser Energiebereich kann in epithermische ($1 \text{ eV} \geq E_n > 0.025 \text{ eV}$), thermische ($E_n \simeq 0.025 \text{ eV}$), kalte ($0.025 \text{ eV} \geq E_n \geq 5 \times 10^{-5} \text{ eV}$), sehr kalte (VCN, $5 \times 10^{-5} \text{ eV} > E_n \geq 2 \times 10^{-7} \text{ eV}$) und ultrakalte Neutronen (UCN, $E_n < 2 \times 10^{-7} \text{ eV}$) eingeteilt werden (auch diese Einteilung ist eine von vielen möglichen, die nicht allgemein durchgehalten werden). Thermische Neutronen haben nach Konvention eine Energie von 25 meV , was einer mittleren Neutronenenergie im thermischen Gleichgewicht mit einer Umgebung von 20°C entspricht. Thermische Neutronen haben eine Geschwindigkeit von 2200 m/s und eine Wellenlänge von $\lambda_T = 1.8 \text{ \AA}$.

Experimente zeigen, dass die Energieverteilung des thermischen Neutronenflusses nahezu einer Maxwell-Boltzmann Verteilung folgt.

$$\varphi_T(E_n)dE_n = \varphi_{T_0} \exp[-(E_n/kT)](E_n/kT) d(E_n/kT) \quad (6.17)$$

Die Temperatur T ist dabei leicht höher als die tatsächliche Moderatortemperatur. Die Energieverteilung epithermischer Neutronen verhält sich umgekehrt proportional zur Neutronenenergie,

$$\varphi_e(E_n) dE_n = \varphi_{e_0} dE_n/E_n, \quad (6.18)$$

was sich aus dem Abbremsen durch elastische Stöße an den Atomkernen des Moderators ergibt. Das Verhältnis von thermischem zu epithermischem Neutronenfluss hängt von der Art des Moderators und dem Anreicherungsgrad des Brennstoffs ab. Typische Werte für φ_T/φ_e sind 10 für Leichtwasser und angereicherten Brennstoff, 30 für Schwerwasser und natürlichen Brennstoff und 100 für Schwerwasser und angereicherten Brennstoff.

6.6.2 Der Hochflussreaktor am Institut Laue-Langevin

Der Hochflussreaktor am ILL wird mit einer thermischen Leistung von 58 MW aus einem einzigen Brennelement betrieben. Das Brennelement befindet sich im Zentrum eines Tanks mit 2.5 m Durchmesser, der zugleich den Schwerwassermoderator enthält, der auch zur Kühlung verwendet wird. Der Moderator reflektiert auch teilweise die thermalisierten Neutronen in Richtung des Brennelements zurück. Für Experimente an den verschiedenen

Strahlrohren und Neutronenleitern sind heiße, thermische und kalte Neutronen verfügbar. Die Abschirmung wird aus einer Leichtwasser-Schwimmbadanordnung um den Tank sowie durch eine Schwerbetonummantelung gebildet.

Wesentliche Daten des Hochflussreaktors

Thermische Leistung	58.5 MW
Maximaler ungestörter thermischer Fluss	$1.5 \cdot 10^{15}/\text{cm}^2 \text{ s}$
Maximaler gestörter thermischer Fluss	$1.2 \cdot 10^{15}/\text{cm}^2 \text{ s}$
Kühlmittelfluss im Brennelement	2400 m ³ /h
Khlmittelgeschwindigkeit	17 m/s
Kühlmitteldruck am Ausgang	4 bar
Kühlmitteltemperatur am Ausgang	50 °C
Dauer der Reaktorzyklen	~ 50 d
Durchschnittlicher Verbrauch von ²³⁵ U	30%

Der thermische Fluss ist im Gleichgewicht mit dem Schwerwassermoderator (300 K) und hat das Maximum seiner Verteilung bei 1.2 Å.

Die heiße Quelle besteht aus 10 dm³ Graphite, das auf einer Temperatur von 2400 K gehalten wird. Sie erhöht den Neutronenfluss bei Wellenlängen unter 0.8 Å.

Map of ILL instruments

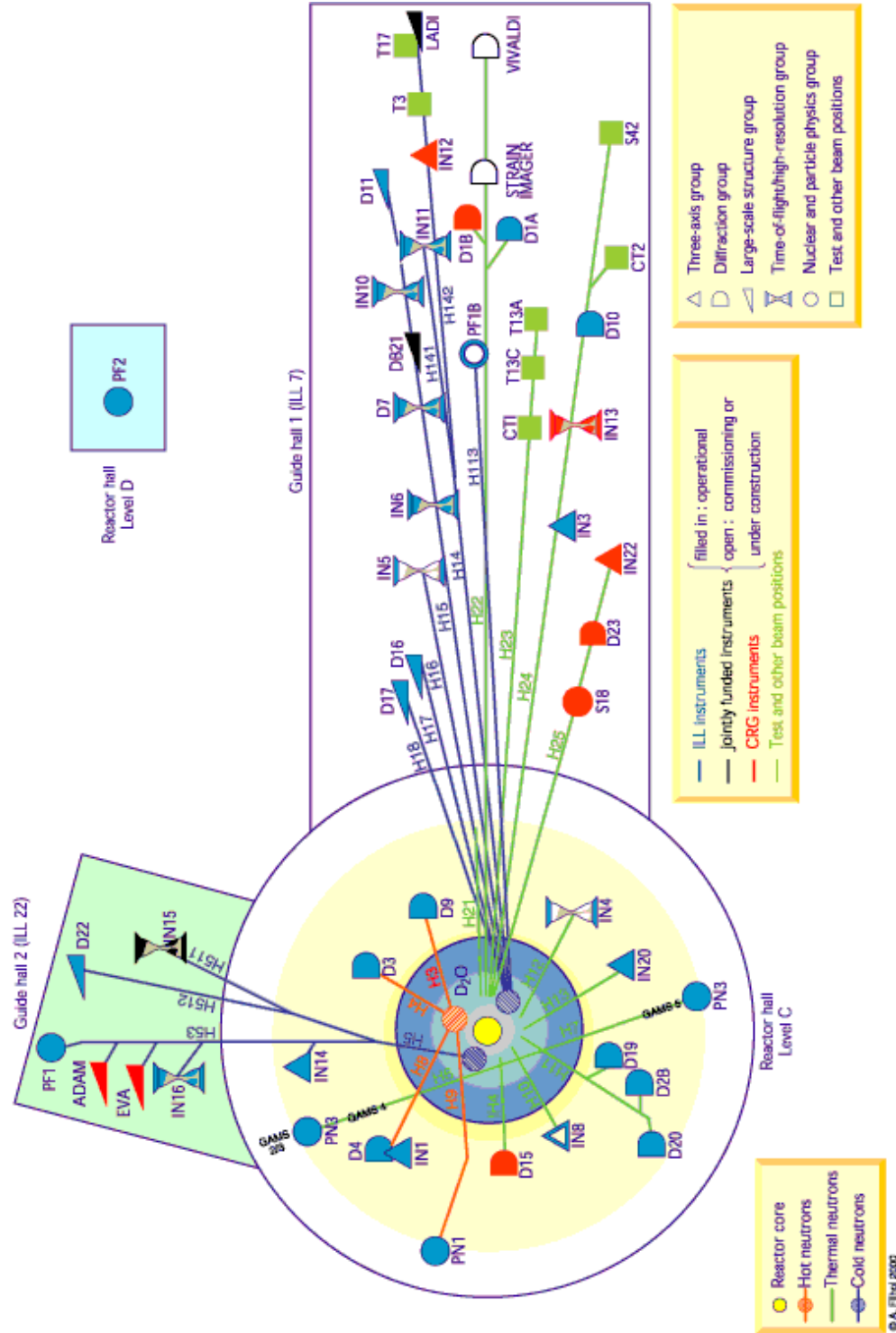


Abbildung 6.13: Layout der ILL Instrumente im Reaktorgebäude und den beiden Neutronenleiterhallen.

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A284 (1989) 197–199
North-Holland, Amsterdam

197

Section VI. Neutron sources and detectors

COLD NEUTRON SOURCES AT ILL

Paul AGERON

Institut Laue–Langevin, 156X 38042 Grenoble Cedex, France

After it has been put into service, the second cold neutrons source of the ILL is compared to the first one, both by means of measurements and of calculations. In spite of its smaller size, its brightness is not lower and the flux transmitted by its ^{58}Ni coated neutron guides is higher than that of the first source.

1. Dimensions and positions of the two sources

The first cold source, called the Vertical Cold Source (VCS), contained in a vertical thimble made of zircalloy, has been built at the same time as the reactor. Initially, it was a spherical aluminum cell with a diameter of 380 mm and a thickness of 1.5 mm, and was filled with liquid deuterium. In 1985, it has been modified in two ways:

- i) a cavity is installed made of a 0.8 mm magnesium sheet filled with gaseous deuterium, 100 mm large, 200 mm high, 260 mm long, which enhanced the flux in the direction of the horizontal neutrons guides;
- ii) the vertical service tube has been enlarged in order to install a vertical neutron guide down to the moderator.

It contains about 20 l of liquid deuterium; its centre is at 70 cm from the reactor axis, where the unperturbed neutron flux is about $4.6 \times 10^{14} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. The total nuclear heating is presently about 6 kW (4.5 kW before the modifications).

The second cold source, called the Horizontal Cold Source (HCS), has been installed in 1987 inside a horizontal beam tube, made of zircalloy with a maximum possible diameter of 230 mm. It is an aluminum cylinder (diameter: 210 mm; thickness: 2 mm) with two elliptical domes (maximum thickness of the cell: 210 mm). It contains about 6 l of liquid deuterium; its centre is at 55 cm from the reactor axis, where the unperturbed neutron flux is about $8 \times 10^{14} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. The total nuclear heating is about 3 kW.

2. Calculation of the brightness of the two cold sources

The brightness is the flux per unit of solid angle at the emitting surface of the source in the direction of the neutrons guides. The brightness spectra of the two sources have been calculated in the same way in simplified two dimensional (RZ) geometries. The results of

these calculations are given in fig. 1 which compares the following situations: 1) HCS; 2) VCS, without cavity; 3) VCS, at the inner end of the cavity; and 4) VCS, at the outer end of the cavity. Case 4) is more representative of the actual source with cavity, than case 3), because it takes into account the attenuation in the different layers on the path of the cold neutrons, mainly: 2 mm of liquid deuterium; 6 mm of zircalloy; and 8 mm of aluminum of the extraction beam tube.

From these results it appears:

- A cavity inside a large deuterium source (case 4) compared to 2)) increases the brightness by a factor of

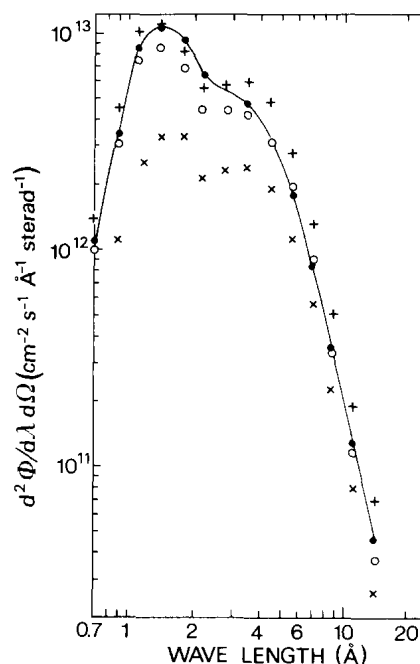


Fig. 1. Calculated brightness spectra of the horizontal cold source (—). The vertical cold source: ×: without cavity; + from inside the cavity; o from outside the cavity.

about 1.7 for wavelengths between 4 and 7 Å (less for larger wavelengths and more for shorter ones). This has been confirmed by relative measurements with instruments in the same conditions before and after the installation of the vertical cold source with cavity.

– The large cold source, even with a cavity (case 4) compared to case 1)), has a brightness equal for $\lambda > 4$ Å or slightly inferior for $\lambda < 4$ Å to the one of the smaller source; this, of course, takes into account the higher mean incident flux on the small source rather than on the large one, in spite of the gain factor (80–100 for $\lambda > 10$ Å) of a large D₂ source being higher than the one of a smaller one (40 for $\lambda > 10$ Å). Furthermore, modest increases of the cold neutron brightness can be obtained by mixing hydrogen (half para, half ortho) with the deuterium; in the geometry of the small cold source (orthocylinder of 18 cm) H₂ contents of 10%, 20%, 40% have been calculated and the optimal one, 10%, gives a flux increase of 20% for $6 < \lambda < 12$ Å. It is recalled that pure hydrogen with an optimum thickness (about 5 cm) gives a brightness which is not higher at the centre of the source but which decreases less rapidly with the radius than for an optimal pure D₂ source. That would make hydrogen more attractive if the total surface of the source illuminates the sample than when only the centre of the source is used, for instance by guide tubes.

3. Measurement of the brightness of the second cold source

Two slits in cadmium (3 mm wide, 1–10 mm high) separated by a distance of 2 m delimit a beam of

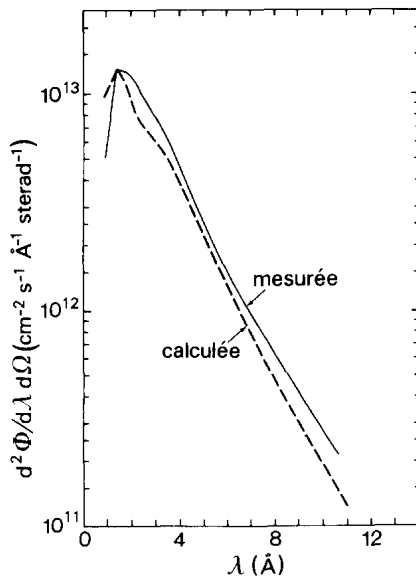


Fig. 2. Measured (—) brightness spectrum of the horizontal cold source compared to the calculated one (---).

neutrons coming directly, without any reflexion, from the desired region of the source.

At the first start-up of the source, before the installation of the neutron guides, this collimated beam has been used for two purposes:

– By integral counting after filtering by 10 cm of beryllium (at room temperature), one could control the correct filling at the top of the cell with liquid deuterium (if the cold moderator disappears in front of the beam, the cold spectrum becomes a thermal one and the counting rate drops suddenly by a factor of 3).

– By time of flight the brightness spectrum at the centre of the source has been measured at the same solid angle for each wavelength. This spectrum, as shown on fig. 2, is in good agreement with the calculated one; this shows that the calculations seem correct and that one can rely upon them to compare the two sources.

4. Measurements of the flux transmitted by the guides

After the installation of the system of guides of the HCS, different measurements have been made along the guides and at their end, which include:

1) Integral capture flux measurements

$$\phi_c = \int \frac{d\phi}{d\lambda} \frac{\lambda}{\lambda_0} d\lambda$$

directly by thin gold foils activation: it is the monochromatic flux at $\lambda_0 = 1.8$ Å ($V_0 = 2200$ m/s) which would give the same activation. It varies from about 4×10^{10} n cm⁻² s⁻¹ (at the beginning of the guide, just after the main shutter of the in pile part of the source) to about $1.4\text{--}1.7 \times 10^{10}$ n cm⁻² s⁻¹ (at the end of the guide outside the direct view of the source).

One can compare the two guides H53 and H512 on the HCS, with those (for instance H15) on the VCS (see table 1).

In spite of the fact it is not an exact comparison of the capture fluxes, due to the strong variation of the measurement with the position, it appears that the

Table 1
Characteristics of cold guides on HCS and VCS

Guide	Width [cm]	Radius of curvature [m]	Cutoff wavelength [Å]	Capture flux [cm ⁻² s ⁻¹]
H53 on HCS	6	4000	2.7	1.4×10^{10}
H512 on HCS	4	3000	2.6	1.7×10^{10}
H15 on VCS	3	2700	2.8	$\sim 10^{10}$

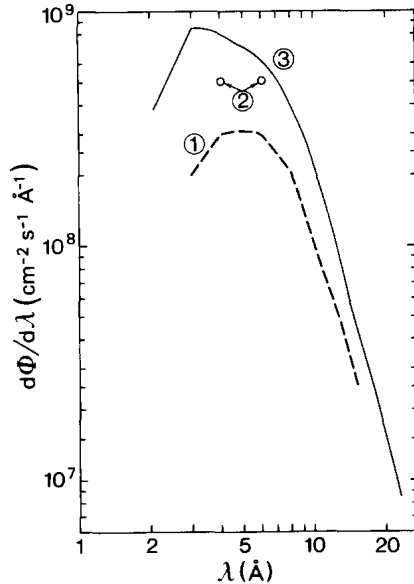


Fig. 3. Measured flux spectra after neutron guides on 1) the vertical cold source without cavity, 2) the vertical cold source with cavity, and 3) the horizontal cold source.

capture fluxes on the guide of the HCS is higher than those on the guides of the VCS: it is mainly due to their ^{58}Ni coating instead of natural nickel.

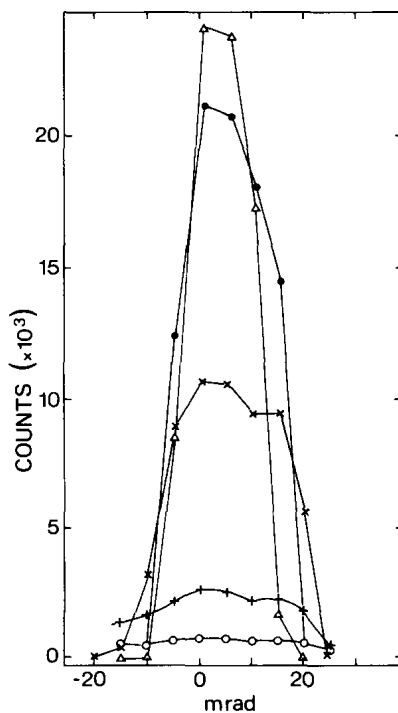


Fig. 4. Measured angular profiles of the flux from a guide on the horizontal cold source at wavelengths: 5 Å (Δ); 7 Å (\bullet); 10 Å (\times); 15 Å ($+$); and 20 Å (\circ).

2) Spectrum measurements of the flux by time of flight. In order to collect almost all the flux from the guide, the TOF path was made of a “reduced scale” guide (3 mm wide, 55 mm high, 1 m long). The measured fluxes are somewhat lower than the actual ones, because the TOF guide was made of natural nickel which reduces the incident divergence of the ^{58}Ni coated guide.

The measured spectrum of the flux at the exit of H512 is given in fig. 3, where it is compared to the measured spectrum on H15 with the VCN without cavity. Even if one takes into account the improvement (by a factor 1.7 between 4 and 6 Å) due to the cavity, the spectrum of the HCS (with a ^{58}Ni guide) is higher than the one of the VCS (with a natural nickel guide).

3) Measurement of the divergency of the beam from H512. The flight path between the chopper and the detector has been removed and the angular horizontal profile of the beam has been analysed, with TOF measurements, by moving the detector with a constant entrance slit. The profiles for different wavelengths are given in the fig. 4. Their FWHM in rad is about $2 \times 1.5 \times 10^{-3} \lambda$ for $5 < \lambda < 15 \text{ \AA}$ and lower for longer wavelengths which is less than 2 times the critical angle for ^{58}Ni ($2 \times 10^{-3} \lambda$) and even for natural Ni ($1.7 \times 10^{-3} \lambda$). This is due for short wavelengths to the curvature of the guide and for long wavelengths to the number of reflexions near the critical angle.

These different measurements and calculations allow the following conclusions:

a) The direct measurement of the brightness of the horizontal cold source has confirmed the validity of its calculation.

b) The comparison of the calculated brightnesses of the “small” horizontal cold source and of the large vertical cold source with a cavity shows that the first one, situated in a region with a higher incident mean thermal flux, has as good performances as the second one, in spite of the better rethermalisation efficiency of this last one.

c) Both integral measurements by activation and spectral measurements by time of flight confirm that the flux transmitted by the ^{58}Ni coated guides on the HCS is higher than the one transmitted by the natural nickel coated guides of the VCS. This indicates that the only way to increase the flux is to increase the transmitted solid angle, not only by the use of ^{58}Ni coating, but also by supermirror or focusing devices.

Reference

- [1] P. Ageron, Special neutron sources, presented at the Symp. on Neutrons Scattering in the nineties, IAEA-Jülich, 1985.

6.6.3 Gepulste Reaktoren

Stationäre Reaktoren nützen für viele Anwendungen den vorhandenen Neutronenfluss nicht effizient aus. Eine Entwicklung in Richtung effiziente Ausnutzung stellen gepulste schnelle Reaktoren dar. Hier werden Neutronen hoher Intensität in einem sehr kurzen Zeitraum erzeugt und das Maß für die Leistungsfähigkeit der Quelle ist der so genannte *Neutronenspitzenfluss* im Gegensatz zum *mittleren Fluss* des stationären Reaktors. Gepulste Reaktoren haben einige offensichtliche Vorteile. Sie sind sehr kompakt im Vergleich zu gepulsten Quellen auf Beschleunigerbasis. Die abzuführende Wärme steht in Relation zum mittleren Neutronenfluss und nicht zum Spitzenfluss, deren Größe sich typischerweise um einen Faktor 1000 unterscheidet.

Gepulste Reaktoren werden durch plötzliches Ansteigen der Reaktivität überkritisch. Dabei wird eine kleine Menge spaltbaren Materials schnell durch einen gerade noch unterkritischen Kern ($k_{eff} \lesssim 1$) geführt. Dieser Vorgang wird periodisch wiederholt. Die Neutronenvervielfachung wird durch den prompten Anteil der Spaltneutronen eingeleitet und durch einen negativen Temperaturkoeffizienten der Reaktivität begrenzt. Man kann davon ausgehen, dass beim Einbringen des rotierenden Spaltmaterials noch verzögerte Neutronen vom vorangegangenen Reaktor puls vorhanden sind, die die Kettenreaktion in Gang setzen. Für einen Neustart ist auf jeden Fall eine externe Neutronenquelle erforderlich. Die Nachteile von gepulsten Reaktoren hängen mit den mechanischen Limitierungen des periodischen Mechanismus zusammen. So weisen die erzeugten Neutronenpulse typische Dauern von $100 \mu\text{s}$ auf.

Ein Beispiel für die Realisierung des gepulsten Reaktorkonzepts ist der IBR-2 Reaktor des Joint Institute for Nuclear Research (JINR) in Dubna bei Moskau. Der Reaktor wird mit einer Pulsfrequenz von 5 Hz betrieben und liefert bei einer mittleren Leistung von 4 MW einen Neutronenspitzenfluss von $10^{16}/\text{cm}^2 \text{ s}$. Eine Erklärung zur Funktionsweise ist Windsor (1981) entnommen.

Die Entwicklung gepulster Reaktoren blieb der UdSSR vorbehalten. Das Joint Institute for Nuclear Research in Dubna hat einige gepulste Reaktoren gebaut. Eine schematische Skizze des ersten IBR Reaktors, der 1960 erstmals in Betrieb ging, ist in Abb. 6.14 gezeigt. Die kompakte Anordnung von Brennelementen hat einen Neutronenvermehrungsfaktor k_{eff} von gerade etwas weniger als eins. Auf dem großen Rad ist eine kleine Menge spaltbaren Materials aufgebracht, das die Neutronenmultiplikation $k_{eff}(t)$ im kurzen Zeitintervall zwischen $t = 0$ und $t = t_1$ auf einen Wert knapp über eins erhöht. Wir müssen dabei annehmen, dass ein anfänglich ein nicht-verschwindender Neutronenfluss $n(t_0) \neq 0$ im Reaktor vorhanden ist. Dieser Fluss wird wie erwähnt im allgemeinen von den verzögerten Neutronen des vorangegangenen Pulses abhängen. Zwischen $t = 0$ und $t = t_1$ findet Neutronenvermehrung statt und der Neutronfluss steigt an. Die Zeitabhängigkeit des Flusses ist dabei durch

$$\ln \left[\frac{n(t)}{n(t_0)} \right] = \int_0^{t_1} \frac{k_{eff}(t) - 1}{\tau} dt \quad (6.19)$$

gegeben, wobei τ die Lebenszeit der Neutronen im Reaktor bezeichnet und einen entscheidenden Parameter darstellt. Der Lösung für $n(t)$ ist in Abb. 6.14 für einen parabolischen Reaktivitätsverlauf gezeigt, dessen Maximum $k_{eff} = 1 + \epsilon$ beträgt.

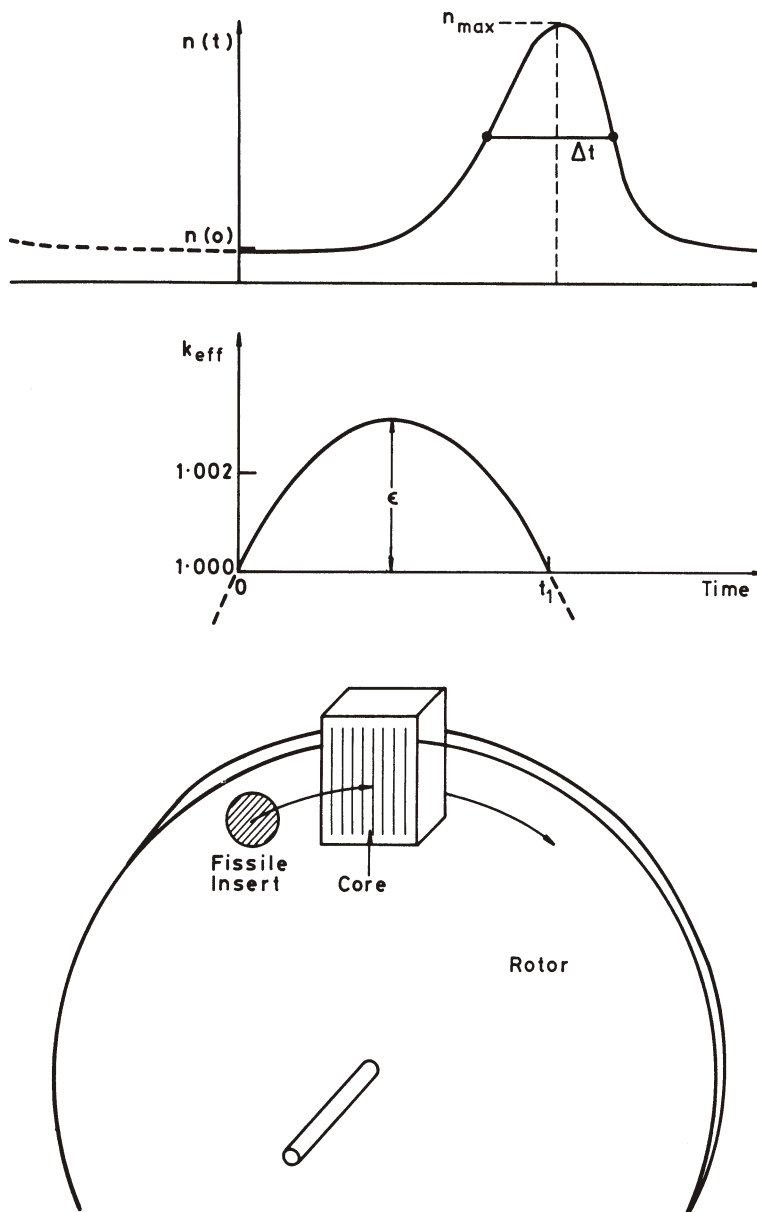


Abbildung 6.14: Funktionsweise eines gepulsten Reaktors. Der motorbetriebene Rotor bewirkt, dass der effektive Multiplikationsfaktor k_{eff} im Kern zur Zeit $t = 0$ über 1 steigt. Dies bedeutet eine Flussverstärkung bis zur Zeit t_1 , wo k_{eff} wieder unter 1 sinkt und die Intensität des Pulses abfällt.

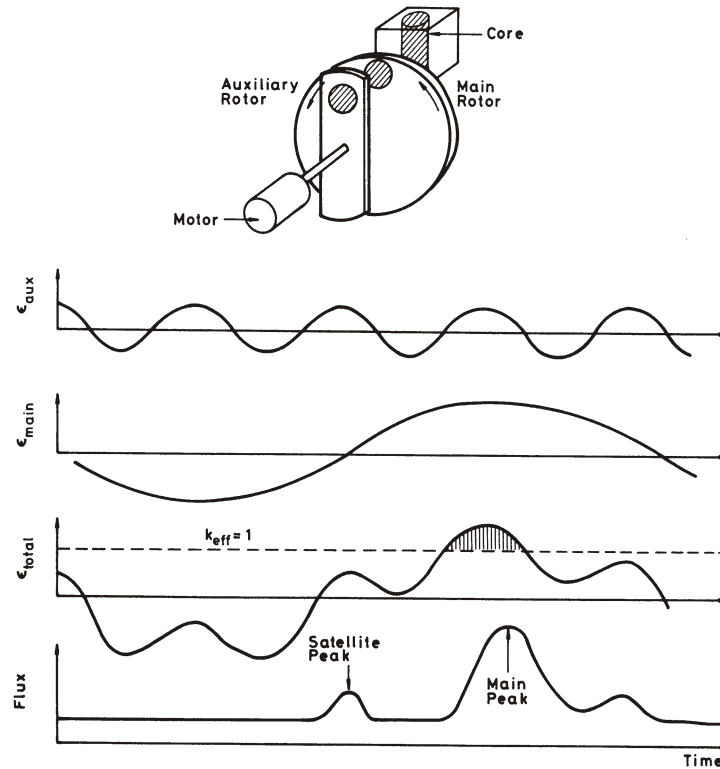


Abbildung 6.15: Betrieb eines gepulsten Reaktors mit einem langsamen Hauptrotor und einem schnellen Hilfsrotor, Entstehung von Satellitenmaxima.

Die Halbwertsbreite (FWHM) des Pulses ergibt sich zu

$$\Delta t = \sqrt{\frac{\tau t_1}{2\epsilon}} \quad (6.20)$$

und der Spitzenfluss zu

$$n_{max}(t) = n(t_0) \exp\left[\frac{2\epsilon t_1}{3\tau}\right]. \quad (6.21)$$

Um das Ziel eines hohen Spitzenflusses zu erreichen muss die eingebrachte Reaktivität ϵ groß und die Zeit ihres Einbringens kurz sein. In den IBR Reaktoren wird diese Forderung durch die Verwendung von zwei Rotoren erfüllt, was in Abb. 6.15 illustriert ist. Der Hauptrotor dreht sich relativ langsam, z.B. mit einer Frequenz von 5 Hz und bestimmt den Zeitpunkt der Reaktorpulse. Der Hilfsrotor dreht sich so schnell wie möglich, z.B. mit einer Frequenz von 50 Hz, moduliert den Hauptzyklus der Reaktivität und bestimmt so die Pulsbreite. Ein Nachteil dieser Methode ist die Erzeugung einiger Satellitenmaxima zwischen den Hauptpulsen, deren Intensität um einen gewissen Faktor über dem normalen Untergrund liegt.

Der IBR-2

Der gepulste Reaktor IBR-2 wurde erstmals 1979 kritisch. Abbildung 6.16 zeigt seine wichtigsten Komponenten und Tabelle 6.3 einige Kenngrößen. Der Rotor enthält nur Neu-

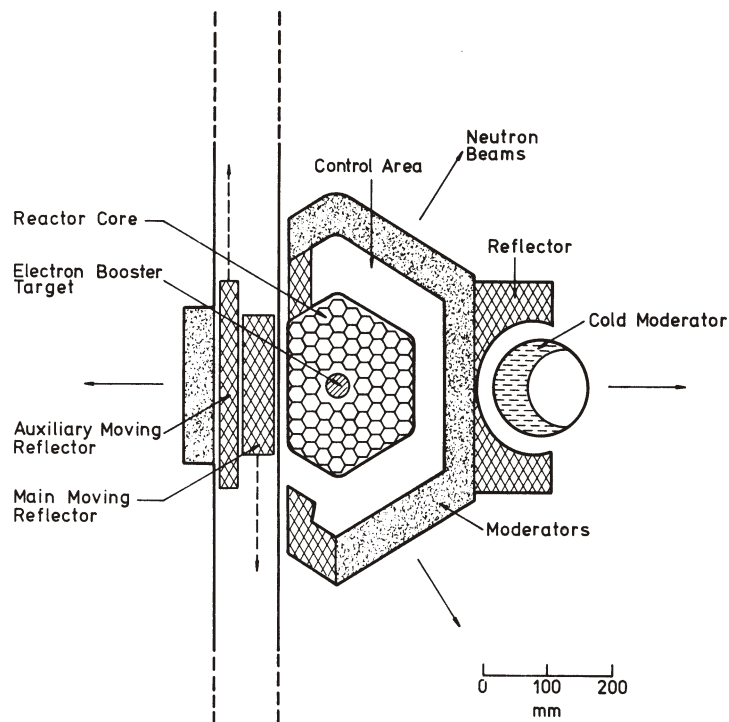


Abbildung 6.16: Hauptkomponenten des gepulsten IBR-2 Reaktors in Dubna. Die beiden rotierenden Reflektoren modulieren die Reflektivität. Moderatoren sind an allen Seiten um die Neutronenquelle angeordnet und produzieren eine Reihe von Neutronenstrahlen. Im Zentrum des Reaktors befindet sich ein Elektronentarget für die Booster-Betriebsart.

	Reaktorbetrieb	Booster-Betrieb
Schnelle Neutronen s^{-1}	2×10^{17}	0.5×10^{13}
Mittlere thermische Leistung (MW)	4	0.19 (am Target)
Pulsdauer (FWHM in μs)	90	3
Pulsabstand (s)	0.2	0.02

Tabelle 6.3: Die Schlüsselparameter des gepulsten IBR-2 Reaktors.

tronenreflektoren aufgrund der Wärmeproduktion im spaltbaren Material. Die mittlere Leistung beträgt 4 MW. Zur Kühlung wird flüssiges Natrium verwendet, was sich an der Technologie für schnelle Reaktoren orientiert. Die Pulsdauer beträgt etwa $100 \mu\text{s}$. Mit einem Pulsabstand von etwa $0.2 \text{ s} = 2 \times 10^5 \mu\text{s}$ ist die Spitzenleistung in der Größenordnung von 8 GW. Damit ist es nicht verwunderlich, dass der thermische Spitzenfluss von $10^{16} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ den mittleren Fluss aller stationären Reaktoren übertrifft. Viele Überlegungen zu diesem Reaktor betreffen naturgemäß seine Sicherheit. Die Wärmeentwicklung und die Neutronenproduktion hängen so empfindlich von k_{eff} ab, dass nur geringe Änderungen in der Position des Rotors eine inakzeptablen Leistungsanstieg verursachen können. Ein Problem ist, dass jede automatische Kontrolle der mittleren Leistung die Fluktuationen erhöhen kann. Kommt der Rotor zu Beispiel kurzfristig außer Phase, sinkt die Leistung. Das Kontrollsystem oder auch der Temperaturkoeffizient der Reaktivität werden versuchen, die Leistung auf ihren ursprünglichen Wert zu erhöhen. Kommt der Rotor nun wieder in Phase, kann ein unkontrollierter Leistungsanstieg auftreten. Diese Möglichkeiten wurden in Betracht gezogen, sodass das Kontrollsystem ständig die Reaktivität durch Betrachtung der Satellitenpulse bestimmt. Schnelle Kontrollstäbe können den Reaktor innerhalb einer einzigen Rotation des Hilfsrotors (0.02 s) abschalten.

Der IBR-2 Booster

Die Leistungscharakteristik einer gepulsten Quelle hängt wesentlich von ihrer Pulsdauer ab. Pulse von $3 \mu\text{s}$ Dauer werden mit der *Booster*-Betriebsart erreicht. Ein Elektronlinearbeschleuniger wird verwendet, um Neutronen in einem Wolframtarget zu erzeugen, das sich im Zentrum des Reaktorkerns befindet. Jedes Neutron erzeugt viele weitere durch Kernspaltung, aber der Neutronenfluss steigt nicht an, da die Neutronenmultiplikation k_{eff} im kleiner als eins ist. Im IBR-2 wird der Wert von k_{eff} so gewählt, dass eine Neutronenvervielfachung von etwa 100 auftritt. Die Rotoren drehen sich in Phase mit den Elektronenpulsen, sodass nennenswerte Neutronenmultiplikation nur auftritt, wenn der Linac gepulst wird. Dies reduziert auch den Untergrund zwischen den Pulsen.

6.7 Spallation

Da die Bindungsenergie pro Nukleon über den größten Teil des Periodensystems im Bereich $8 \pm 1 \text{ MeV}$ liegt, ist es nicht unerwartet, dass für Kernreaktionen, die von Protonen, Deuteronen oder α -Teilchen mit Energien von 100 MeV und darüber induziert werden, nicht nur ein paar wenige sondern viele Nukleonen aus dem getroffenen Kern herausgeschlagen werden. Solche Reaktionen werden als *Spallationsreaktionen* bezeichnet. Neben der Kernspaltung und der Fusion ist die Spallationsreaktion ein weiterer sehr effizienter Prozess, um Neutronen aus Kernen freizusetzen. Im Gegensatz zu den anderen beiden Reaktionen ist sie ein endothermer Prozess und kann als solche nicht in der Energieerzeugung eingesetzt werden. Um die Spallationsreaktion aufrecht zu erhalten, muss ein Strahl energetischer Teilchen, üblicherweise Protonen, zur Verfügung gestellt werden, der auf ein Target aus schweren Atomkernen gelenkt wird. Spallation spielt eine immer bedeutendere Rolle als Neutronenquelle, deren Fluss einfach über den erzeugenden Teil-

chenstrahl kontrolliert werden kann. Bis zu wenigen GeV Energie der Primärteilchen ist die Neutronenproduktion proportional zur Strahlleistung.

Die Verwendung von mittlereenergetischem Teilchenbombardement auf Schwermetalltargets zur Neutronenproduktion ist keine neue Idee. Tatsächlich wurde in den Vereinigten Staaten vor der Entdeckung der großen Uranlagerstätten das Projekt MTA entwickelt, das genügend Neutronen zur Verfügung stellen sollte, um ^{238}U in Plutonium zu konvertieren. Das Projekt wurde aufgegeben, sobald Brutreaktoren eine ökonomischere Alternative darstellten. Das aktuelle Interesse an spallationsgestützten Neutronenquellen hat im wesentlichen zwei Gründe:

- Reaktortechnologie ist eigentlich neutronenarm, d.h. nur wenige Überschussneutronen können entweder für Konversion von spaltbarem Material aus Brutstoffen oder für Kernumwandlungen in Hinblick auf die Behandlung radioaktiven Abfalls verfügbar gemacht werden. Darüber hinaus sind schnelle Reaktoren, die wegen ihres harten Neutronenspektrums benötigt werden, schwierig handzuhaben, da nur flüssige Metalle als Kühlmittel verwendet werden können. Andererseits können mit Spallation hohe Neutronendichten und harte Spektren erzeugt werden. Natürlich haben auch Spallationsquellen eigene technische Probleme, wobei aus der Erfahrung, die beim Bau und Betrieb von Forschungsspallationsquellen gewonnen wurde, wertvolle Information erhalten werden kann.
- Forschungsreaktoren haben als Neutronenquellen mehr oder weniger die Obergrenze des thermischen Flusses erreicht, die mit aktueller Brennstofftechnologie aufgrund der möglichen Leistungsdichte im Kern erreichbar ist. Spallationsquellen zeigen in dieser Frage eine neue Perspektive aus zwei Gründen,
 - der geringeren Wärmeentwicklung pro Neutron und der größeren Auswahl an Materialien, die einen größeren mittleren Neutronenfluss als in Kernreaktoren ermöglichen könnten,
 - der Möglichkeit dem Neutronenfluss eine Zeitstruktur aufzuprägen, der im Puls um mehrere Größenordnungen über dem zeitgemittelten Fluss liegen kann. Spezielle Techniken werden im Zusammenhang mit gepulsten Quellen entwickelt, die eine Ausnutzung des Neutronenspitzenflusses über nahezu den gesamten Zeitraum zwischen zwei Pulsen gewährleisten. Dazu wird die Flugzeitmethode verwendet und Flugstrecken zwischen den Moderatoren und Detektoren gewählt, die von etwa 10 m bis zu weit über 100 m betragen können.

Das grundsätzliche Design einer Forschungsspallationsneutronenquelle für Neutronenstreuung ist in Abbildung 6.17 gezeigt. Ein Mittelenergieprotonenstrahl wird auf ein Target gelenkt, in dem schnelle Neutronen erzeugt werden. Um langsame Neutronen für Neutronenstreuexperimente zur Verfügung stellen zu können, müssen die Neutronen in Moderatoren abgebremst werden, die in der Nähe des Targets installiert sind. Eine gute Kopplung zwischen diesen Moderatoren und dem Target ist eine wichtige Designanforderung. Um die Kopplung zu verstärken, werden die Moderatoren mit einem Reflektor umgeben, dessen Aufgabe es ist, Neutronen in die Moderatoren zurückzustreuen, die ohne Reflektor

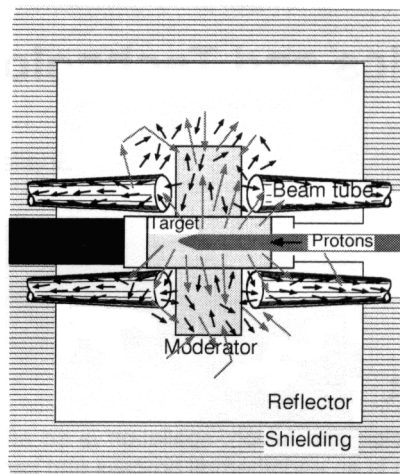


Abbildung 6.17: Prinzipielle Anordnung von Target, Moderatoren und Reflektor einer Spallationsneutronenquelle für Neutronenstreuung, aus Bauer (1998).

entkommen würden. Die Neutronen für die Streuexperimente werden in Strahlrohren, die so auf die Moderatoren gerichtet sind, dass möglichst wenige schnelle Neutronen und Gammastrahlung den langsamen Neutronenstrahl kontaminieren, durch die Abschirmung nach außen transportiert. Für maximalen mittleren Neutronenfluss muss die Lebenszeit der freien Neutronen groß sein, d.h. die Absorption in den Moderatoren, dem Reflektor und auch dem Target minimiert werden. Dafür werden sowohl Moderatoren als auch Reflektor vorzugsweise aus schwerem Wasser bestehen.

Für sehr kurze Pulse werden die Moderatoren mit einem absorbierenden Material umgeben, um zu verhindern, dass langsame Neutronen aus dem Reflektor wieder in die Moderatoren zurückkehren können.

In Fällen mit nur mäßig guter Zeitstruktur, die zwischen den beiden vorher genannten liegen, wird man trachten, die Moderation im Reflektor zu minimieren, aber keinen Absorber um die Moderatoren geben, um möglichst wenige Neutronen zu verlieren.

Man sieht, dass Spallationsneutronenquellen vielfältige technische Lösungen benötigen, die für unterschiedliche Anwendungen optimiert sind. Ein wichtiger Parameter in diesem Zusammenhang ist auch die Moderatortemperatur, die sowohl die Spektralverteilung der Neutronen als auch die Form der Neutronenpulse über einen weiten Energiebereich beeinflusst.

Wie in der Entwicklung von Kernreaktoren wichtige Information aus dem Design und Betrieb von Forschungsreaktoren für zuverlässige Kernkraftwerke gewonnen wurde, könnte sich eine ähnliche Symbiose aus Forschungsspallationsquellen und neuen beschleunigergestützten Anlagen ergeben. Diese wechselseitigen Abhängigkeiten sind in Abbildung 6.18 angedeutet.

6.7.1 Neutronen aus der Kernspaltung

Da Kernspaltung ein äußerst gut untersuchter Prozess ist, ist es wert, darauf zurückzukommen und Ähnlichkeiten und Unterschiede zwischen Spaltung und Spallation aufzuzeigen.

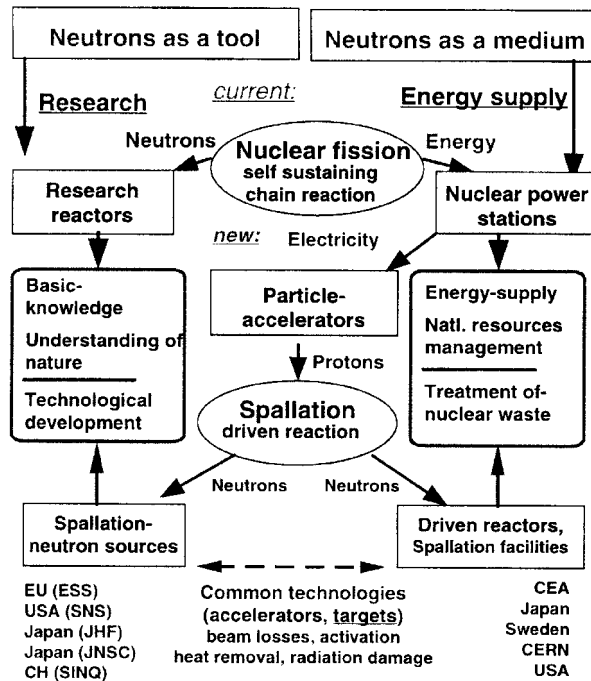


Abbildung 6.18: Neutronen in Forschung und Wirtschaft, aus Bauer (1998).

Die meisten Kernspaltungsreaktionen folgen dem Einfang eines thermischen oder schnellen Neutrons durch einen so genannten „spaltbaren“ Atomkern. Es bildet sich ein Compoundkern, der gegenüber Deformation nicht stabil ist. Nach dem Tröpfchenmodell bricht der Kern auseinander, wenn die Coulombabstoßung zwischen den beiden Hälften des deformierten Kerns gleich der rücktreibenden Kraft aufgrund der Kernoberflächen-spannung wird. Neutronen werden manchmal während des Spaltvorgangs frei, werden aber hauptsächlich von den Spaltbruchstücken abgedampft, die sich auf der neutronenreichen Seite der Stabilitätskurve befinden und einen Überschuss an innerer Energie besitzen.

Das Neutronenspektrum, das bei Kernspaltung erhalten wird, lässt sich, wie in Gleichung (6.17) erwähnt, sehr gut durch eine Maxwell-Boltzmann Verteilung beschreiben,

$$n(E)dE = 2 \sqrt{\frac{E}{\pi E_T^3}} \exp\left(-\frac{E}{E_T}\right). \quad (6.22)$$

$E_T = kT$ hat die Bedeutung einer kinetischen Energie, die einer bestimmten „Temperatur“ der Nukleonen im Kern entspricht. Zahlenwerte sind in der folgenden Zusammenstellung gegeben.

Kern	E_T (MeV)	T (10^8 K)
^{235}U	1.29	1.14
^{239}Pu	1.33	1.18

Die mittlere Neutronenenergie der Verteilung 6.22 ist

$$\langle E \rangle = \frac{3}{2} E_T. \quad (6.23)$$

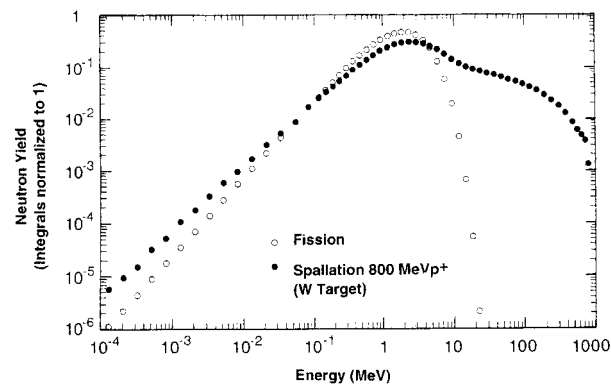


Abbildung 6.19: Berechnete Neutronenspektren für Kernspaltung und für ein Spallations-target aus Wolfram, aus Russel (1991).

Reaktionsprodukt	Energie (MeV)	Reichweite im Reaktorkern
Spaltbruchstücke	167 ± 5	sehr kurz (< 1 mm)
Neutronen	5	mittel (10 cm – 1 m)
prompte γ	6 ± 1	lang (10 cm – mehrere m)
β -Teilchen	8 ± 1.5	kurz (mm – cm)
γ aus Zerfällen	6 ± 1	lang (10 cm – mehrere m)
Neutrinos	12 ± 2.5	praktisch unendlich
Gesamt	204 ± 6	

Tabelle 6.4: Energie und Reichweite der Reaktionsprodukte einer Kernspaltung

Abbildung 6.19 zeigt ein berechnetes Spektrum von Spaltneutronen, Russel (1991). Die Energie, die im Reaktorkern deponiert wird, stammt hauptsächlich von den Spaltbruchstücken (Tabelle 6.4).

6.7.2 Der Spallationsprozess

Der Spallationsprozess ist im Gegensatz zur Spaltung kein exothermer Prozess: energetische Teilchen sind nötig, um ihn in Gang zu halten und können ihn daher in jedem Kern auslösen, die Neutronenausbeute steigt allerdings mit der Masse des Targetkerns. Spallation ist natürlich auch in Uran möglich und liefert ungefähr doppelt so viele Neutronen wie nicht-spaltbare Schwermetalle vergleichbarer Masse. Der beträchtliche Anteil an Spaltneutronen erhöht allerdings die Komplexität des Prozesses. Zusätzlich sind mit einem Urantarget metallurgische Probleme verbunden, die es als Hochleistungstarget für Spallationsneutronenquellen ausscheiden lassen.

Der Spallationsprozess mit mittlereenergetischen Protonen und schweren Kernen kann also eine intensive Neutronenquelle darstellen. Als Beispiel reicht die Neutronenausbeute pro Proton mit 1 GeV Energie von 2 für Beryllium bis etwa 40 in Uran.

Protonenenergien um 1 GeV sind typisch für den Betrieb aktueller und das Design neuer Spallationsneutronenquellen. Bei dieser Energie ist die de Broglie Wellenlänge $\lambda = h/\sqrt{2mE}$ nur mehr in der Größenordnung 10^{-16} m und damit viel kleiner als der

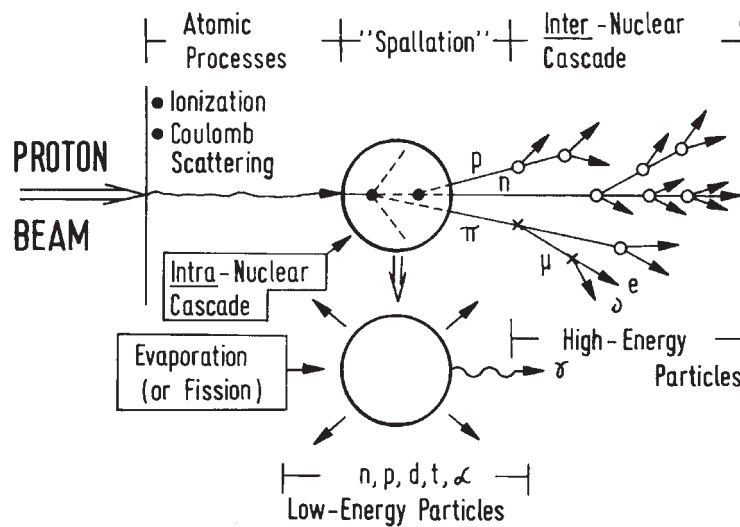


Abbildung 6.20: Bei der Spallation mögliche Kernreaktionen, aus Watanabe (2003).

Durchmesser eines schweren Kerns. Dieser Umstand legt es nahe, die Wechselwirkung mit dem Kern im Rahmen eines so genannten Kaskadenmodells zu beschreiben, d.h. durch eine Folge von Stößen mit einzelnen Nukleonen innerhalb des Kerns. Ein bestimmter Anteil der kinetischen Energie der einfallenden Primärteilchen wird auf den Kern im Rahmen von Nukleon-Nukleonstößen übertragen, was zu einem Anstieg der kinetischen Energie der Nukleonen oder in anderen Worten zu einem Aufheizen des Kerns führt.

Obwohl Spallation sogar bei so niedrigen Energien wie 12 MeV auftreten kann, tritt sie bei Energien über 120 MeV deutlich hervor. Abbildung 6.20 veranschaulicht die Spaltungsreaktion. Wenn ein energetisches geladenes Teilchen auf Materie trifft, finden unterschiedliche atomare und nukleare Wechselwirkungen statt. Ionisation und Anregung sind die wichtigsten atomaren Wechselwirkungen. Die wichtigsten nuklearen Wechselwirkungen sind inelastische Stöße mit den Targetkernen.

Spaltungsreaktionen werden durch einen Mechanismus modelliert, der in drei Stufen abläuft. In der ersten Phase trifft das einfallende Teilchen auf einzelne (praktisch freie) Nukleonen im Kern, die getroffenen Nukleonen erfahren weitere Stöße im Kern und es bildet sich eine Kaskade, die als *innernukleare Kaskade* bezeichnet wird. Liegt die Energie der einfallenden Teilchen über etwa 400 MeV findet Pionproduktion statt. In dieser Phase werden unterschiedliche Sekundärteilchen wie Protonen (p), Neutronen (n) und Pionen (π^+ , π^0 , π^-) vom Kern emittiert. Die Winkelverteilung dieser Sekundärteilchen zeigt ein starkes Maximum in Richtung des einfallenden Teilchens und die maximale Energie entspricht fast der Energie des einfallenden Teilchens. Die Produktion von hochenergetischen Neutronen ist in der Frage der Abschirmung ein Problem. In den Detektoren der Neutronenstreuinstrumente findet sich daher immer ein Untergrund, der auf schnelle Neutronen aus dem Produktionstarget zurückzuführen ist.

Sind die Energien der freigesetzten Hadronen größer als etwa 15 MeV und das Target genügend dick, d.h. vergleichbar mit der mittleren freien Weglänge der Hadronen im Material (etwa $100 - 200 \text{ g cm}^{-2}$), werden durch diese Hadronen weitere Kaskaden verursacht. Dieser Prozess wird als *internukleare Kaskade* oder *hadronische Kaskade* be-

zeichnet.

Die innernukleare Kaskade findet innerhalb von 10^{-22} s statt, das ist die Zeit, die das einfallende Proton braucht, um den Kern zu durchqueren und Energie auf einzelne Nukleonen im Kern zu übertragen.

Die zweite Phase, die auch Übergangsphase genannt wird, findet innerhalb von 10^{-18} s statt. Die Energie, die in der innernuklearen Kaskade auf einzelne Nukleonen übertragen wurde, verteilt sich durch sekundäre, tertiäre, etc. Stöße mehr oder weniger gleichförmig über den gesamten Kern. Während dieser Phase können in manchen Fällen einzelne Nukleonen den Kern verlassen.

Die nuklearen Kaskaden lassen angeregte Kerne zurück, denen ebenfalls eine Maxwell-Temperatur zugeordnet werden kann, die im allgemeinen etwas höher als bei den Spaltbruchstücken aus der Kernspaltung ist. Die dritte Phase der Spallationsreaktion besteht nun aus dem Abdampfen niederenergetischer Teilchen (im Bereich 0.1 – 10 MeV) von diesen angeregten Kernen. Es werden Neutronen, Protonen, Deuteronen (d), Tritonen (t), ^3He , α und noch schwerere Teilchen emittiert. Diese Verdampfungsphase mit dem Freiwerden weiterer Nukleonen ist der Abregung eines Compoundkerns bei niedrigen Energien ähnlich. Die Winkelverteilung der emittierten Teilchen ist isotrop. Sind die Targetkerne sehr schwer wie ^{238}U oder Blei, kann anstelle des Abdampfens auch Kernspaltung während der Kernabregung stattfinden. Unter den emittierten Teilchen sind die Neutronen die häufigsten.

Die restliche Anregungsenergie wird durch γ -Emission freigesetzt. Die kinetische Energie der freigesetzten Teilchen und der Rückstoß der Kerne sind bei der Spallationsreaktion für die Energiedeposition im Target verantwortlich, die lokal um den Ort der Reaktion stattfindet. Die Restkerne weisen eine breite Massen- und Ordnungszahlverteilung auf, die sich stark von den Verteilungen nach der Kernspaltung unterscheidet.

6.7.3 Spektral- und Winkelverteilung der Spallationsneutronen

Eine Analyse der Neutronenspektren, die für unterschiedliche Targetabmessungen gemessen wurden, zeigt, dass die Energieverteilung der Spallationsneutronen tatsächlich durch drei Komponenten beschrieben werden kann,

$$n(E) = A_1 \cdot \sqrt{E} \exp\left(-\frac{E}{E_{T1}}\right) + A_2 \cdot E \exp\left(-\frac{E}{E_{T2}}\right) + A_3 \cdot E \exp\left(-\frac{E}{E_{T3}}\right). \quad (6.24)$$

Die charakteristischen Energien E_{Ti} werden der Verdampfungsphase (1), der Übergangsphase (2) und der Kaskadenphase (3) zugeordnet. Es wurde herausgefunden, dass ca. 90% aller emittierten Neutronen der Verdampfungsphase und der Übergangsphase mit den charakteristischen Energien E_{T1} und E_{T2} angehören. E_{T1} und E_{T2} hängen nur wenig von der Art der Primärteilchen, dafür aber stark von der Targetgröße ab (Tabelle 6.5). Dies zeigt, dass bereits im Spallationstarget „Moderation“ durch elastische Stöße oder sekundäre Reaktionen bei Energien stattfindet, die geringer sind als die ursprüngliche Protonenenergie, wenn die Neutronen ein dickes Target durchqueren.

Der Anteil des Spektrums aus den Kaskaden kann, vor allem bei dünnen Targets, bis zur Energie der einfallenden Protonen reichen. Er ist stark anisotrop, wobei die Neutronen mit den höchsten Energien in Vorwärtsrichtung austreten, wie man es aus der Kinematik

Projektile	Dünnes Target	Target	
		$8 \times 8 \times 8 \text{ cm}^3$	$20 \varnothing \times 60 \text{ cm}^3$
Protonen, 2 GeV	2.06 ± 0.08	1.70 ± 0.09	1.08 ± 0.04
Deuteronen, 2 GeV	2.06 ± 0.10	1.30 ± 0.06	1.00 ± 0.05

Tabelle 6.5: Charakteristische Energie (in MeV) für den Anteil der Neutronen aus der Verdampfungsphase aus einem Bleitarget, aus Bauer (1998.)

der Stoßprozesse erwarten würde. Abbildung 6.21 zeigt Neutronenspektren als Funktion der Energie für dicke Targets bei einem Austrittswinkel von 90° zum einfallenden Protonenstrahl. Ein Beispiel für die Winkelverteilung verschiedener Energiegruppen ist in Abbildung 6.22 wiedergegeben.

Es sollte beachtet werden, dass die mittlere Energie aller emittierten Neutronen

$$\langle E \rangle = \frac{\int E n(E) dE}{\int n(E) dE}$$

beträchtlich größer ist, als mit den Werten aus Tabelle 6.5 berechnet würde, wofür die Kaskadenneutronen verantwortlich sind, deren Energie um 3 Größenordnung höher ist.

Als Beispiel wurden für ein 20 cm Bleitarget die mittleren Energien zu 21.6, 7.31 und 4.38 MeV bei Winkeln von 30° , 90° und 150° relativ zum einfallenden Protonenstrahl mit 2.55 GeV Energie bestimmt.

Zusammenfassung: ca. 90% aller Neutronen, die nach einer Spallationsreaktion aus einem dicken Target austreten, haben typische Energien um 1 – 2 MeV und werden im wesentlichen isotrop emittiert. Ihre Spektral- und Winkelverteilungen ähneln den Verteilungen der Spaltneutronen (Abbildung 6.19). Der kleinere Anteil der Kaskadenneutronen, deren Energie bis an die Energie der Primärteilchen heranreichen kann, die die Spallationsreaktion auslösen, wird in die in Vorwärtsrichtung der Primärteilchen liegenden Hemisphäre emittiert.

6.7.4 Energiedissipation in Spallationstargets

Es zeigt sich, dass die Energiedeposition pro Spallationsneutron in einem Target geringer ist als pro Spaltneutron in einem Reaktorkern. Die verschiedenen Beiträge zur Energiedeposition in einem Spallationstarget sind in Tabelle 6.6 zusammengestellt. Obwohl diese Daten für ein quaderförmiges Bleitarget mit Wasserkühlung berechnet wurden, können die Zahlenwerte als typisch für die Spallation in dicken Bleitargets angesehen werden. Wir sehen, dass etwa 60% der Gesamtenergie der einfallenden 1 GeV Protonen auf das Target übertragen werden, das meiste davon (außer die letzten beiden Beiträge) in der unmittelbaren Umgebung der Kerne, die bei der Spallation zerstört werden. Da bei der Spallation ca. 20 Neutronen freigesetzt werden, beträgt die Energiedeposition im Target etwas weniger als 30 MeV pro Neutron. Dies muss mit effektiven 200 MeV pro Neutron in einem Reaktorkern verglichen werden, da von den 2.42 erzeugten Neutronen pro Kernspaltung nur eines zum Aufbau des Neutronenflusses um den Kern beitragen kann,

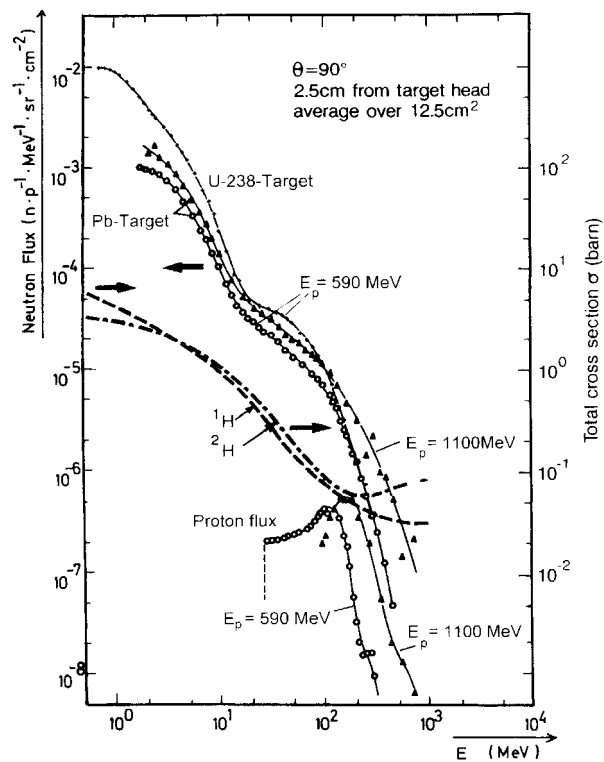


Abbildung 6.21: Gemessene Energiespektren von Teilchen aus Blei- und Urantargets, nach Beschuss mit 590 und 1100 MeV Protonenstrahlen. Ebenfalls gezeigt sind die totalen Wirkungsquerschnitte für H und D in diesem Energiebereich (rechte Ordinate), aus Bauer (1998).

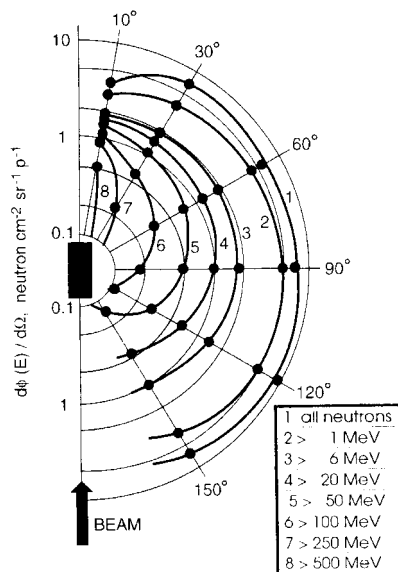


Abbildung 6.22: Gemessene Winkelverteilung der Neutronen aus verschiedenen Energiegruppen für ein Bleitarget mit 20 cm Durchmesser nach Beschuss mit 2 GeV Protonen, aus Bauer (1998).

Teilchentyp	Deposition	
	MeV $proProton$	%
Primäre Protonen	213	37
Sekundäre Protonen	233	41
Geladene Pionen	17	3
Neutrale Pionen	44	8
Myonen	4	1
„Schwere“ Teilchen ^(a)	17	3
Spallations- γ -Strahlung	14	2
Niederenergetische Neutronen ^(b)	29	5
Gesamt	571	100

Tabelle 6.6: Beiträge unterschiedlicher Teilchenarten zur Energiedeposition in einem Spallationstarget (76.5% Pb, 7% Al, 16.5% D₂O) bei 1 GeV Protonenenergie. Die Bilanz enthält im wesentlichen kinetische Energie und Bindungsenergien der Neutronen. ^(a) vom Rückstoß der Kerne und dem Abdampfen schwererer Reaktionsprodukte (d , t , ^3He , α). ^(b) von Neutronen ≤ 15 MeV und von ihnen erzeugten sekundären γ -Strahlen

während die restlichen Neutronen für das Aufrechterhalten der Kettenreaktion benötigt werden oder durch Absorption verloren gehen.

6.7.5 Räumliche Verteilung der Neutronenerzeugung und der abgegebenen Leistung

Während die Leistungsverteilung in einem Reaktorkern durch die Verteilung von Brennstoff, Moderator und Absorber kontrolliert werden kann, ist diese Einflussnahme in einem Spallationstarget kaum möglich.

In radialer Richtung ist die Leistungsverteilung im wesentlichen durch das Intensitätsprofil des einfallenden Strahls bestimmt, das sich auf dem Weg durch das Target noch ein wenig aufweitet. Im Prinzip könnte das Intensitätsprofil durch geeignete Strahl-optik in einen rechteckigen Querschnitt gebracht werden, was für den Verlauf der Leistungsdichte günstig wäre, für das Eintrittsfenster des Strahls ins Target aber sehr hohe thermische Spannungen mit sich bringt.

In axialer Richtung wird die Verteilung der Reaktionen im Target durch den Wirkungsquerschnitt für Kernreaktionen beschrieben, der sich mit der Massenzahl A durch

$$\sigma_{inel} = 15.9\pi \cdot A^{2/3} \text{ mb} \quad (6.25)$$

ausdrücken lässt. Dieser Wirkungsquerschnitt ist für Protonenenergien im Bereich von etwa 100 MeV bis zu einigen GeV gültig. Außerhalb des Bereichs spielen konkurrierende Prozesse wie Ionisationsverluste unter 100 MeV oder Paarbildung über dem Hochenergie-limit. Als Folge dieses Wirkungsquerschnittsverlaufs nimmt die Intensität des Protonenstrahls entlang der Targetachse und damit auch die deponierte Leistung und die Anzahl der freigesetzten Neutronen exponentiell ab. Am Beginn des Targets wird ein Anstiegsbereich dieser Größen aufgrund der internuklearen Kaskade beobachtet, der bei höheren Energien

deutlicher wird. Eine brauchbare Parametrisierung der axialen Verteilungen wird mit

$$n(z) = N_0 \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{z+z_0}{\lambda_b}\right) \right\} \exp\left(-\frac{z}{\lambda_a}\right) \quad (6.26)$$

erhalten. Dabei haben n und N_0 die Dimension der zu beschreibenden Größen (Neutronenausbeute, Leistungsdichte, Temperatur, radiales Leistungsintegral) und den Parametern kann folgende Bedeutung zugeschrieben werden,

- z_0 Extrapolationslänge (Entfernung zu einem Punkt vor dem Target, an dem die betrachtete Kurve 0 erreichen würde).
- λ_b Anstiegslänge
- λ_a Absorptionslänge (im wesentlichen $1/N\sigma_{inel}$) mit der Teilchendichte N der Targetatome), typische Werte für λ_a sind um 10 – 20 cm für typische Spallationsmaterialien.

Diese Parameter sind nicht allgemein gültig. Gerade bei der Beschreibung der Neutronenaustrittsdichte aus der Targetoberfläche hängen die Werte von der Targetgeometrie und dem betrachteten Neutronenenergiebereich ab. Sind die Werte jedoch bekannt, ist Gleichung (6.26) sehr nützlich für analytische Berechnungen.

6.7.6 Spallationsneutronenausbeute

Eine Größe von hohem praktischen Interesse ist natürlich die Anzahl der Neutronen, die pro einfallendem Proton erhalten werden. Wieder hängt hier der integrale Wert nicht nur vom Targetmaterial sondern auch aufgrund der internuklearen Kaskade von der Targetgröße ab.

Zur Parametrisierung wurden zunächst Messungen der Neutronenausbeute $Y(E)$ als Funktion der Protonenenergie an Targets mit 10 cm Durchmesser und 60 cm Dicke mit Protonenenergien zwischen 200 MeV und 1.5 GeV analysiert und

$$Y(E) = a(A+20)(E_{GeV} - b), \quad (0.2 \leq E_{GeV} \leq 1.5 \text{ GeV}) \quad (6.27)$$

erhalten. A ist wieder die relative Masse des Kerns, der Parameter b mit $b \simeq 0.12$ GeV gegeben. Obwohl es physikalisch nicht korrekt ist, kann er als Schwellwert betrachtet werden, unter dem die Spallation im Vergleich zum Energieverlust durch Ionisation sehr unwahrscheinlich wird. Der Wert für a beträgt 0.1 für alle schweren Elemente mit Ausnahme von ^{238}U , wo sein Wert 0.19 ist. Spallation in ^{238}U liefert also fast doppelt so viele Neutronen pro Proton wie in anderen schweren Metallen.

Für einen größeren Energiebereich der einfallenden Protonen ist die lineare Korrelation (6.27) nicht mehr gültig. Vassilkov et al. haben Neutronenausbeuten für unterschiedliche Primärteilchen mit bis zu 7 GeV Einfallenergie an einem 20 cm Bleitarget untersucht (Abbildung 6.23). Sie erhielten die Beziehung

$$Y(E) = -8.2 + 29.3 (E_{GeV})^{0.75} \quad (6.28)$$

für Spallation durch Protonen in Blei. In Abbildung 6.23 ist die strichlierte Linie das Ergebnis nach Gleichung (6.27) und die punktierte Kurve das Resultat nach (6.28).

In diesem Zusammenhang lässt sich auch die Frage nach den geeignetsten Primärteilchen und deren günstigster Energie stellen, Watanabe (2003).

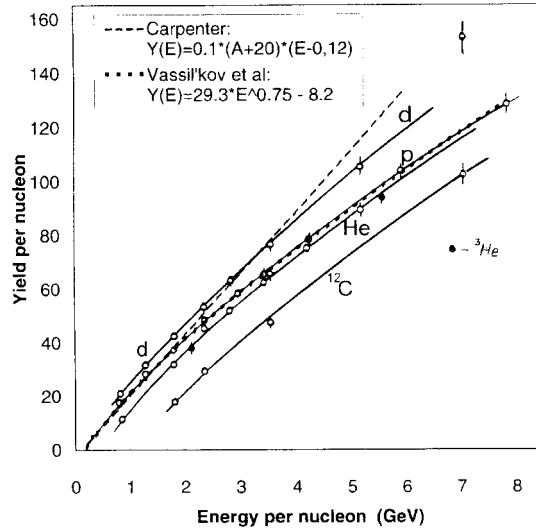


Abbildung 6.23: Gemessene Neutronenausbeute von dicken Bleitargets als Funktion der kinetischen Energie unterschiedlicher Projektillarten, aus Vassilkov et al. (1991). Die strichlierte Linie folgt aus Gleichung (6.27), die gepunktete Kurve aus (6.28).

Warum Protonen?

Damit Neutronenproduktion stattfinden kann, müssen die Stöße mit den Kernen stattfinden, bevor das einfallende Teilchen am Ende seiner Reichweite ankommt. Die Wahrscheinlichkeit P_n für einen Stoß ist nach Gleichung (6.26) unter Vernachlässigung des Anstiegs mit

$$P_n = 1 - \exp(-R/\lambda) \quad (6.29)$$

gegeben, wobei R die Reichweite des Teilchens in g cm^{-2} und λ die mittlere freie Weglänge in g cm^{-2} bedeutet. λ ist über 100 MeV praktisch konstant und wird mit

$$\lambda \simeq 33 A^{1/3} \quad (6.30)$$

angenähert, woraus Werte von 200 g cm^{-2} für schwere Kerne folgen.

R steigt fast exponentiell mit der Primärenergie. Ein Bleitarget und 1.1 GeV Protonenenergie liefert zum Beispiel $R = 705 \text{ g cm}^{-2}$. Um einen vernünftig hohen Wert für P_n zu erreichen (z.B. $P_n \sim 0.95$) muss die Primärenergie die Beziehung $R > 3\lambda$ erfüllen. Auf der anderen Seite muss natürlich auch das Target dicker als 3λ sein, damit die Bedingung erfüllt werden kann. Ein 60 cm dickes Bleitarget erfüllt z.B. diese Bedingung für Protonen über 1 GeV.

Welche Projektile eignen sich nun am besten. Für ein schwereres Ion brauchen wir eine größere Energie, um die Bedingung zu erfüllen, da die Reichweite R proportional zu A_i/Z_i^2 ist. Hier sind A_i und Z_i die Massenzahl und Ordnungszahl der einfallenden Primärteilchen. Schwere Teilchen werden sich als nicht als Projektile für Spallationstargets eignen. Abbildung 6.23 zeigt einen Vergleich der gemessenen Neutronenausbeuten pro Nukleon als Funktion der Einfallsenergie pro Nukleon. Wir sehen, dass bei der Neutronenausbeute Protonen und Deuteronen die besten Werte erzielen. Obwohl die Deuteronen

zu einer noch besseren Ausbeute führen, wird unter Berücksichtigung der Beschleunigerkosten den Protonen der Vorzug gegeben.

Was ist die optimale Protonenenergie?

Betrachten wir die Neutronenausbeute Y_p aus protoneninduzierter Spallation in Bleitargets mit 10 oder 20 cm Durchmesser und 60 cm Dicke als Funktion der Protonenenergie E_p . Betrachten wir zusätzlich den Energieaufwand ε_p , der als die Protonenenergie definiert ist, die nötig ist, ein Neutron freizusetzen ($\varepsilon_p = E_p/Y_p$). Die Protonenenergie, für die der minimale Wert für ε_p erreicht wird, wurde mit etwa 1.1 GeV herausgefunden. Dies gilt sowohl für das Target mit 10 cm als auch für jenes mit 20 cm Durchmesser und erklärt sich aus der Tatsache, dass der Anteil der Protonenenergie, der zur Pionproduktion verwendet wird, über 1 GeV stark mit E_p ansteigt.

Der Minimumwert beträgt $\varepsilon_p = 47$ MeV für das Bleitarget mit 20 cm Durchmesser bei $E_p = 1.1$ GeV.

Vergleichen wir noch die protoneninduzierte Spallation mit der Photoneutronenproduktion aus der $(e, \gamma n)$ Reaktion an einem Elektronenbeschleuniger und mit der Spaltneutronenproduktion in einem Reaktor. Im Sinne der obigen Diskussion werden wir den Energieaufwand pro freigesetztem Neutron für jede Reaktion vergleichen. Typische Werte sind 50 MeV für die Spallation, 180 MeV für die Kernspaltung (unter der Annahme, dass 1 Neutron pro Kernspaltung zur Verfügung steht) und 2000 MeV für die $(e, \gamma n)$ Reaktion. Da die machbare technische Grenze von der Wärmeabfuhr im Target (bzw. dem Reaktorkern) abhängen wird, ist die Spallation den anderen beiden Reaktionen letztendlich vorzuziehen.

6.7.7 Spallationsprodukte

Während des Spallationsprozesses werden nicht nur Neutronen sondern auch Protonen und andere leichte Kerne von den angeregten Kernen emittiert. Als Folge sind die übrig bleibenden Kerne entweder neutronenarme Isotope der Targetkerne, die (hauptsächlich über $p \rightarrow n$ Konversion und β^+ Zerfall) in Elemente niedriger Ordnungszahl zerfallen oder Kerne leichterer Elemente, die direkt im Spallationsprozess entstehen. Weiters gibt es eine bestimmte Wahrscheinlichkeit, dass ein hoch angeregter Kern spaltet. Daher findet man auch mittelschwere und leichte Kerne im Spektrum der Spallationsprodukte, auch für normalerweise „nicht-spaltbare“ Materialien. Schließlich können Einfangsreaktionen Kerne erzeugen, die schwerer als die Ausgangskerne sind. Dies kann in den Fällen von Pb und Bi zur Erzeugung von kleinen Mengen Po führen. Abbildung 6.24 zeigt eine berechnete Verteilung von Spallationsprodukten für ein Pb-Bi-Target.

Wir stellen fest, dass wir die Erzeugung eines Großteils der Elemente des Periodensystems, wenn auch nur in geringen Mengen, in einem schweren Spallationstarget zu erwarten haben.

Experimentell wird die Verteilung der Spallationsprodukte in inverser Anordnung bestimmt. In einem Schwerionenbeschleuniger werden Ionen eines Elements, das für ein

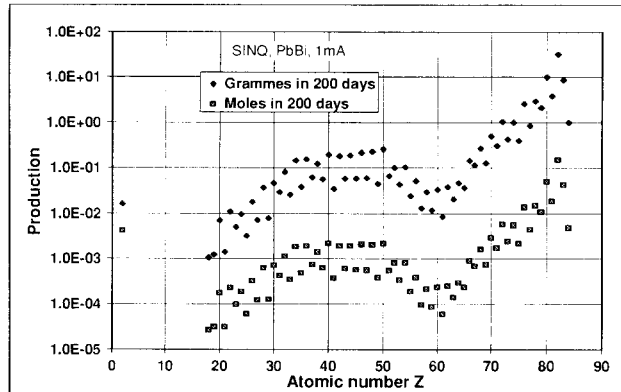


Abbildung 6.24: Berechnete Verteilung der Reaktionsprodukte in einem Pb-Bi-Target nach 200 Tagen Bestrahlung mit einem Protonenstrom von 1 mA in einer Umgebung mit thermischen Neutronen.

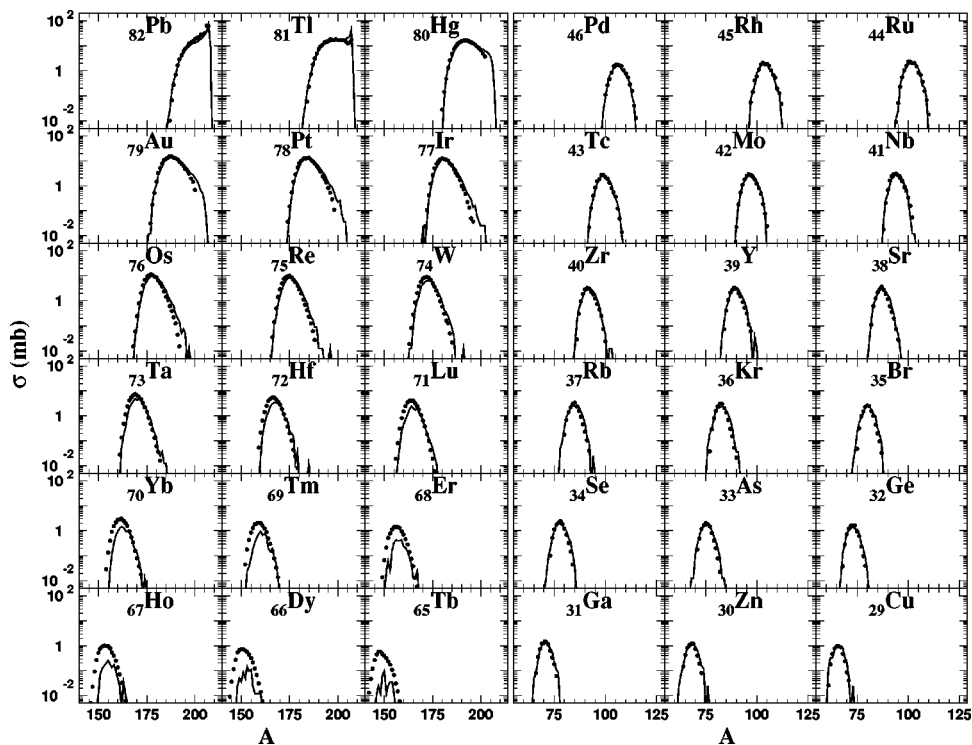


Abbildung 6.25: Isotopenverteilungen der Nuklide, die in einer ^{208}Pb -induzierten Reaktion auf ein H-Target mit 1 GeV pro Nukleon Primärenergie erzeugt werden, aus Enqvist and et al. (2001).

Spallationstarget verwendet wird, auf Energien pro Nukleon beschleunigt, die den üblichen Einfallenergien der Protonen entsprechen und auf ein wasserstoffhaltiges Target gelenkt. Die Reaktionsprodukte werden in einem 2-stufigen Massenspektrometer nachgewiesen, Wlazlo and et al. (2000). Abbildung 6.25 zeigt eine Auswahl von aus solchen Experimenten gewonnenen Isotopenverteilungen.

Cross Sections of Spallation Residues Produced in 1A GeV ^{208}Pb on Proton Reactions

W. Wlazło,^{1,6} T. Enqvist,^{2,*} P. Armbruster,² J. Benlliure,^{2,3} M. Bernas,⁴ A. Boudard,¹ S. Czajkowski,⁵
R. Legrain,¹ S. Leray,¹ B. Mustapha,⁴ M. Pravikoff,⁵ F. Rejmund,^{2,4} K.-H. Schmidt,² C. Stéphan,⁴ J. Taieb,^{2,4}
L. Tassan-Got,⁴ and C. Volant¹

¹DAPNIA/SPHn CEA/Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

²GSI, Planckstrasse 1, D-64291 Darmstadt, Germany

³University of Santiago de Compostela, 15706 Santiago de Compostela, Spain

⁴IPN Orsay, BP1, F-91406 Orsay Cedex, France

⁵CEN Bordeaux-Gradignan, F-33175, Gradignan, France

⁶Jagiellonian University, Institute of Physics, ulica Reymonta 4, 30-059 Kraków, Poland

(Received 11 February 2000)

Spallation residues produced in 1 GeV per nucleon ^{208}Pb on proton reactions have been studied using the Fragment Separator facility at GSI. Isotopic production cross sections of elements from $_{61}\text{Pm}$ to $_{82}\text{Pb}$ have been measured down to 0.1 mb with a high accuracy. The recoil kinetic energies of the produced fragments were also determined. The obtained cross sections agree with most of the few existing gamma-spectroscopic data. The data are compared with different intranuclear-cascade and evaporation-fission models. Drastic deviations were found for a standard code used in technical applications.

PACS numbers: 25.40.Sc, 24.10.-i, 25.70.Mn, 29.25.Dz

Spallation reactions have recently captured an increasing interest due to their technical applications as intense neutron sources for accelerator-driven subcritical reactors [1] or spallation neutron sources [2]. The design of an accelerator-driven system (ADS) requires precise knowledge of nuclide production cross sections in order to be able to predict the amount of radioactive isotopes produced inside the spallation target. Indeed, short-lived isotopes may be responsible for maintenance problems and long-lived ones will increase the long term radiotoxicity of the system. Recoil kinetic energies of the fragments are important for studies of radiation damages in the structure materials or in the case of a solid target. Data concerning lead are particularly important since in most of the ADS concepts actually discussed, lead or lead-bismuth alloy is considered as the preferred material of the spallation target.

The present experiment, using inverse kinematics, is able to supply the identification of all the isotopes produced in spallation reactions and information on their recoil velocity. Moreover, the data represent a crucial benchmark for the existing spallation models used in the ADS technology. The precision of these models to estimate residue production cross sections is still far from the performance required for technical applications, as it was shown in Ref. [3]. This can be mostly ascribed to the lack of complete distributions of all produced isotopes to constrain the models. The available data were generally obtained by chemistry or gamma spectroscopy [4–6] which give access mostly to cumulative yields produced after long chains of decaying isotopes.

In this Letter, we report on complete isotopical production cross sections for heavy fragments produced in spallation of ^{208}Pb on proton at 1A GeV, down to 0.1 mb with a high precision. The kinematic properties of the residues are also studied. The cross sections of lighter isotopes

produced by fission will be presented in a forthcoming publication.

The experimental method and the analysis procedure have been developed and applied in previous experiments [7–9]. The primary beam of 1A GeV ^{208}Pb was delivered by the heavy-ion synchrotron SIS at GSI, Darmstadt. The proton target was composed of 87.3 mg/cm² liquid hydrogen [10] enclosed between thin titanium foils of a total thickness of 36 mg/cm². The primary-beam intensity was continuously monitored by a beam-intensity monitor (SEETRAM) based on secondary-electron emission. In order to subtract the contribution of the target windows from the measured reaction rate, measurements were repeated with the empty target. Heavy residues produced in the target were all strongly forward focused due to the inverse reaction kinematics. They were identified using the Fragment Separator (FRS) [11].

The FRS is a two-stage magnetic spectrometer with a dispersive intermediate image plane (S_2) and an achromatic final image plane (S_4) with momentum acceptance of 3% and angular acceptance of 14.4 mrad around the beam axis. Two position-sensitive plastic scintillators placed at S_2 and S_4 , respectively, provided the magnetic-rigidity ($B\rho$) and time-of-flight measurements, which allowed to determine the mass-over-charge ratio of the particles. In the analysis, totally stripped residues were considered only. In the case of residues with the highest nuclear charges (above $_{65}\text{Tb}$) an achromatic degrader (5.3 to 5.9 g/cm² of aluminum) was placed at S_2 to obtain a better Z resolution. The elements below terbium were identified from an energy-loss measurement in an ionization chamber (MUSIC). The velocity of the identified residue was determined at S_2 from the $B\rho$ value and transformed into the frame of the beam in the middle of the target taking into account the appropriate energy loss. About 100

different values of the magnetic field were used in steps of about 2% in order to cover all the produced residues and to construct the full velocity distribution of each residue.

The measured counting rates N , attributed to a specific isotope, were normalized to the number of projectiles N_p recorded with the beam-intensity monitor and to the number of target atoms per area n_t . Then, the production cross sections σ_{prod} are calculated by applying several corrections according to the following equation:

$$\sigma_{\text{prod}} = \frac{N}{n_t N_p} f_\tau f_\epsilon f_{\text{tr}} f_q f_{\text{tar}} f_{\text{sec}}. \quad (1)$$

The used correction factors arise from the measured dead time of the data-acquisition system (f_τ), the efficiency of the detection system (f_ϵ), the loss of fragments due to the fragment-separator transmission (f_{tr}), the loss of fragments due to incompletely stripped ions (f_q), the influence of beam attenuation and secondary reactions in the liquid-hydrogen target (f_{tar}), and in the other layers of matter inside the fragment separator (f_{sec}). The f_τ , f_ϵ , and f_{tr} correction factors are directly deduced from the experiment with high precision. The dead time was measured by the acquisition system and kept below 30%. The efficiency of all detectors was estimated directly from the obtained data to be higher than 98%. Since the full velocity distribution is constructed for each isotope from the data of different field settings, transmission losses are negligible in the present experiment.

The corrections due to incompletely stripped ions (f_q) and secondary reactions (f_{tar} and f_{sec}) depend on the fragment type. They are displayed with their associated uncertainties in Fig. 1. f_q represents the counting loss due to incompletely stripped ions. It is significant only in the case of the fragments with a high nuclear charge. For several isotopes the ratio between fully and incompletely stripped ions was determined. It made possible to estimate the loss in counting rate due to the fraction of incompletely stripped ions for all isotopes. f_{sec} corresponds to the loss

of residues through secondary reactions in the thick aluminum degrader and other layers of matter in the beam line. It was calculated using two different formulas for the total reaction cross sections, developed by Karol [12] and Benesh [13]. The results agreed within 5%. f_{sec} varies from 2 to 1.8 with decreasing mass. However, for Gd, Eu, Sm, and Pm whose cross sections were collected without the degrader, it is not higher than 1.13. Secondary reactions inside the hydrogen target also lead to a reduction of the counting rates of the heaviest isotopes, but on the other hand produce more lighter isotopes. The corresponding correction factor, f_{tar} , was estimated from reaction rates obtained in the present experiment using a deconvolution method. The total reaction cross-section formula of Benesh *et al.* [13] utilized in these calculations was adjusted to the experimental data from the Barashenkov compilation [14].

All uncertainties of the used corrections lead to a final systematic error of 9% to 23% for Z from 82 to 61. The measured production cross sections of the spallation residues in the reaction of 1A GeV ^{208}Pb with protons are plotted as isotopic distributions in Fig. 2. Most of the presented distributions exhibit a Gaussian-like shape where the neutron-proton evaporation competition determines the position of the maximum. The most significant deviations from this shape occur for the neutron-rich fragments with masses close to that of the projectile. In the case of these residues, one and a few neutron-removal channels from low excited nuclei created mainly in peripheral collisions are responsible for the increased production cross sections. Most of the produced isotopes populate a corridor, between the valley of stability and the proton drip line due to the fact that the excited heavy prefragment evaporates mainly neutrons.

In Fig. 2 the cross sections obtained by gamma spectroscopy [6] are also shown. To compare with our data, we have chosen only isotopes shielded by long-lived or stable precursor in the decay chain. A more detailed comparison is presented in Table I. In the case of ^{196}Au , the cross section is the sum of the production of the ground and the isomeric states. The data agree within their error bars, except for the isotope with the lowest cross section, ^{144}Pm .

Spallation reactions are generally modeled as a two-step process. In the first step, the nucleon-nucleon collisions inside the nucleus induce the loss of a few nucleons and lead to the formation of an excited prefragment. This process can be described by the intranuclear cascade model (INC) sometimes including a preequilibrium emission. In the second step, the prefragment deexcites by evaporation of light particles or by fission. Calculations performed with different INC plus evaporation-fission models are shown together with our results in Figs. 2 and 3. The first two calculations were done with the commonly used LAHET code system (version 2.7 with default options) from Los Alamos [15] using either the Bertini [16] plus preequilibrium (dashed line) or Isabel [17] (dotted line) INC

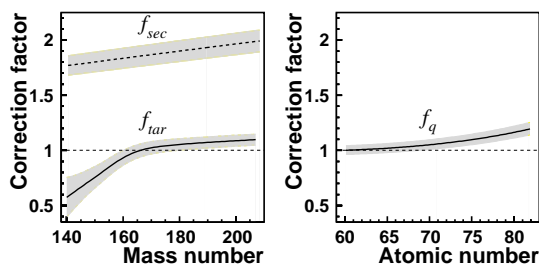


FIG. 1. Main correction factors applied to the data. Left panel: factors due to secondary reactions and beam attenuation inside the hydrogen target, f_{tar} (solid line), and secondary reactions in all layers of matter of the FRS, including the degrader, f_{sec} (dashed line), versus fragment mass number. Right panel: factor corresponding to not fully stripped ions, f_q , versus fragment atomic number. The gray area around each line denotes the associated systematic error.

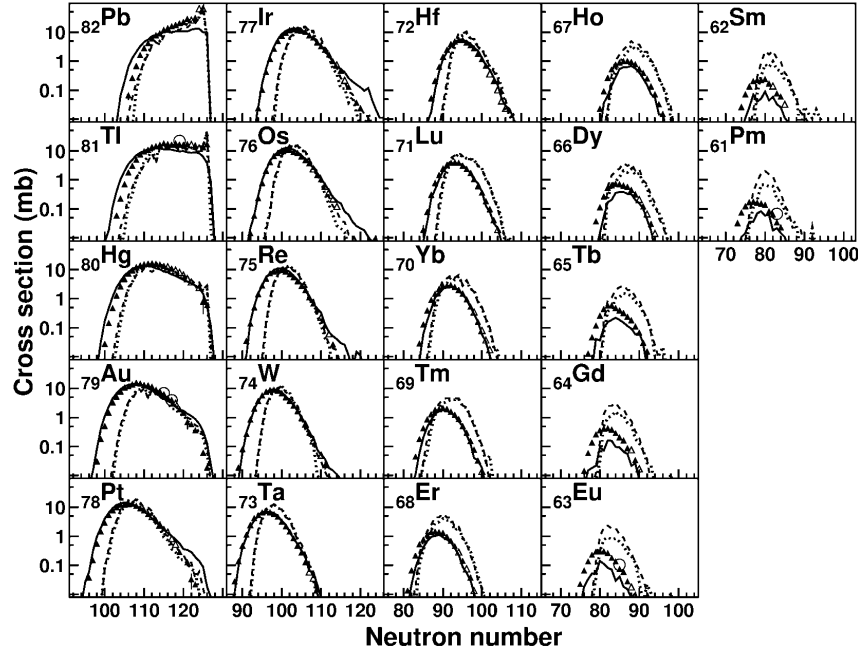


FIG. 2. Isotopic production cross sections of elements between $Z = 82$ and 61 , in the reaction of $1A$ GeV ^{208}Pb on hydrogen, versus neutron number. Stable (radioactive) isotopes are marked by open (full) triangles. Gamma-spectroscopy data regarding shielded isotopes from [6] are plotted as open circles. The solid, dashed, and dotted curves were calculated with the Cugnon-Schmidt [21,22], Bertini [16]-Dresner [18,19], and Isabel [17]-Dresner models, respectively.

models followed by the Dresner evaporation-fission model [18,19]. The shapes of the isotopic distributions obtained with both INC models are very similar and differ significantly from the experimental ones: they are shifted with respect to the experimental ones towards the neutron-rich side. This can be ascribed to the fact that the prediction of the neutron-proton evaporation competition in the Dresner code is not satisfying. The magnitude of the measured and calculated cross sections is also quite different, especially in the case of the lighter elements. This effect is better visible on the mass distribution (Fig. 3, upper panel) and more marked with the Bertini model which overpredicts largely the production of light isotopes. This discrepancy of the Bertini model is due to a distribution of excitation energies (E^*) of the prefragments extending to too high values, which results in evaporating more particles and finally producing lighter nuclides. This problem of a too

high E^* at the end of the Bertini INC model was already noticed in a comparison with neutron double-differential cross-section measurements [20] although, here, the use of the preequilibrium option has led to somewhat smaller E^* . On the other hand, in a region very close to the projectile mass, both Bertini and Isabel calculations are in good agreement with the data.

The third calculation (solid line in Figs. 2 and 3) was performed with the version INCL3 of the Cugnon model [21] combined with a model elaborated by Schmidt *et al.* [22]. This calculation reproduces much better than the former ones the shape of the experimental isotopic distributions. This comes mainly from a better description of the neutron-proton competition in the Schmidt than in the Dresner evaporation model, since the E^* distribution at the end of the INC stage is similar in the Isabel and Cugnon models (except for very small E^*). For elements

TABLE I. Comparison of the cross sections from the present work (σ_{FRS}) with those obtained by gamma spectroscopy (σ_{RC}) by Gloris *et al.* [6]. The σ_{RC} values are given with total error. The σ_{FRS} cross sections are with statistical and total (in parentheses) error. In the fourth column the systematic uncertainty for each σ_{FRS} is given.

Isotope	σ_{RC} (mb)	σ_{FRS} (mb)	Systematic error (%)
^{200}Tl	22.3 ± 6.1	$17.0 \pm 0.4(1.6)$	9
^{196}Au	3.88 ± 0.47	$4.0 \pm 0.1(0.4)$	9
^{194}Au	6.85 ± 0.92	$6.3 \pm 0.2(0.6)$	9
^{148}Eu	0.104 ± 0.04	$0.075 \pm 0.005(0.010)$	12
^{144}Pm	0.068 ± 0.013	$0.036 \pm 0.003(0.006)$	15

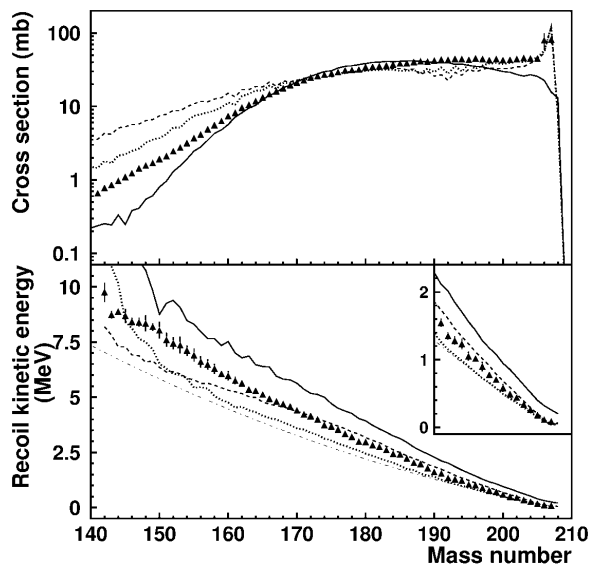


FIG. 3. Mass distribution (upper panel) and recoil kinetic energy (bottom panel) of the residues produced in 1A GeV ^{208}Pb on hydrogen reactions (triangles) versus mass number, compared with the Cugnon-Schmidt (solid line), Bertini-Dresner (dashed line), and Isabel-Dresner (dotted line) models. The dash-dotted line shows the recoil kinetic energies expected from the Morrissey systematics [23].

from ^{76}Os to ^{79}Au the code predicts shoulders on the neutron-rich side of the isotopic distributions. We attribute these to the statistical treatment of the Pauli blocking in the Cugnon model which improves significantly the excitation-energy distribution [20] in general but also leads to a few prefragments with unrealistically low excitation energies. This problem is already partly cured in INCL3 compared to the previous version [21]. The magnitude of the cross sections is not always reproduced, the calculation underpredicting the production of the light isotopes. Besides, the main defect of this calculation is the underproduction of isotopes very close to the projectile, which represent an important part of the total cross section. This is ascribed to the sharp surface approximation in the Cugnon model which leads to a bad description of the most peripheral reactions. These defects result in a poor prediction of the mass distribution.

The velocity distribution of each residue was also determined, from which it was possible to infer information about the recoil kinetic energy in the projectile system. In the bottom part of Fig. 3, the average recoil kinetic energy of the fragments is shown as a function of their mass number. The systematic uncertainty of the obtained values (not shown in the picture) varies from about 8% to 30% for A from 140 to 208. Calculations performed with the Cugnon-Schmidt (solid line), Bertini-Dresner (dashed line), and Isabel-Dresner (dotted line) codes are also shown, together with an empirical parametrization (dash-dotted line)

describing the average longitudinal momentum transfer distributions derived by Morrissey from a large compilation of experimental data [23]. The Cugnon-Schmidt code predicts recoil energies up to 35% higher than the experimental ones, while the three other calculations underestimate the data for large mass losses.

In conclusion, the fragment-separator facility at GSI has been used to determine, for the first time, the production cross sections and momentum distributions of 446 isotopes from spallation reactions of 1A GeV ^{208}Pb with protons. The results agree with most of the few cross sections previously measured by gamma spectroscopy. Calculations using different models have been performed. Although none of them provide a detailed description of the data, the new Cugnon-Schmidt code gives clear improvements.

*Present address: Oliver Lodge Laboratory, University of Liverpool, Liverpool LG9 7ZE, U.K.

- [1] *Proceedings of the International Conference on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications, Las Vegas, 1994*, edited by E. D. Arthur, A. Rodrigues, and S. O. Schriber (AIP Press, Woodbury, NY, 1995).
- [2] J. M. Carpenter, Nucl. Instrum. Methods **145**, 91 (1977).
- [3] R. Michel and P. Nagel, *International Codes and Model Intercomparison for Intermediate Energy Activation Yields* (OECD/NEA, Paris, 1997).
- [4] R. Wolfgang *et al.*, Phys. Rev. **103**, 394 (1956).
- [5] R. Michel *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B **129**, 153 (1997).
- [6] M. Gloris *et al.* (to be published).
- [7] M. de Jong *et al.*, Nucl. Phys. **A628**, 479 (1998).
- [8] T. Enqvist *et al.*, Nucl. Phys. **A658**, 47 (1999).
- [9] J. Benlliure *et al.*, Nucl. Phys. **A660**, 87 (1999).
- [10] P. Chesny *et al.*, GSI scientific report 1996, GSI 97-1, 190 (1997).
- [11] H. Geissel *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B **70**, 286 (1992).
- [12] P. J. Karol, Phys. Rev. C **11**, 1203 (1975).
- [13] C. J. Benesh *et al.*, Phys. Rev. C **40**, 1198 (1989).
- [14] B. C. Barashenkov, *Cross Sections of Interactions of Particle and Nuclei with Nuclei* (JINR, Dubna, 1993).
- [15] R. E. Prael and H. Lichtenstein, Los Alamos-UR-89-3014, 1989.
- [16] H. W. Bertini, Phys. Rev. **188**, 1711 (1969).
- [17] Y. Yariv and Z. Frankel, Phys. Rev. C **20**, 2227 (1979).
- [18] L. Dresner, Oak Ridge National Laboratory Report No. ORNL-TM-196, 1962.
- [19] F. Atchison, in *Proceedings of the Meeting on Targets for Neutron Beam Spallation Sources, Jülich, 1979*, Jülich-Conf-34 (Kernforschungsanlage, Jülich GmbH, 1980).
- [20] X. Ledoux *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 4412 (1999).
- [21] J. Cugnon, C. Volant, and S. Vuillier, Nucl. Phys. **A620**, 457 (1997).
- [22] A. R. Junghans *et al.*, Nucl. Phys. **A629**, 635 (1998).
- [23] D. J. Morrissey, Phys. Rev. C **39**, 460 (1989).

6.8 Spallationsneutronenquellen

6.8.1 Allgemeines Design von Forschungsspallationsneutronenquellen

Forschungsneutronenquellen werden heute vorwiegend für Anwendungen in der Neutronenstreuung konzipiert, für die Spallationsneutronenquellen den zusätzlichen Vorteil haben, eine Zeitstruktur anzubieten, die auf die verwendete experimentelle Technik abgestimmt ist. Da sie auf beschleunigergetriebenen Protonenstrahlen basieren, können Spallationsquellen dem austretenden Neutronenfluss unterschiedliche Zeitstruktur aufprägen, vorausgesetzt das Target hat nur geringe moderierende Wirkung. Abhängig vom Beschleunigertyp können drei Arten von Spallationsquellen unterschieden werden.

Kontinuierliche Spallationsquellen

Für eine Spallationsquelle, die einen Beschleuniger ohne Makrozeitstruktur, wie ein Zyklotron oder einen kontinuierlich betriebenen Linearbeschleuniger, verwendet, ist ein hoher mittlerer Fluss das natürliche Optimierungsziel. Verwendung von wenig absorbierenden Materialien im und um das Target sind für eine lange Lebenszeit der moderierten Neutronen wichtig. Der Moderator sollte groß sein, um eine vollständige Thermalisierung und eine geringe Leckrate zu erreichen. Typischerweise wird ein D_2O Behälter das Target umgeben und sowohl als Moderator als auch als Reflektor wirken. Da die Absorption in D_2O gering ist, gibt es einen großen Bereich mit hohem thermischem Fluss im Moderator, wodurch die Strahlrohre etwas weiter vom Target weg beginnen können und dadurch einen geringeren Untergrund an schnellen Neutronen haben, als es an gepulsten Spallationsquellen üblich ist. Kalte Moderatoren werden in das umgebende D_2O eingebettet und verschieben das Spektrum, das sich im Raumtemperaturgleichgewicht befindet zu kalten Temperaturen. Hier ist D_2 das bevorzugte Material für den kalten Moderator. Die Situation ist vergleichbar mit modernen Forschungsreaktoren. Die einzige existierende Quelle dieses Typs ist SINQ am Paul Scherrer Institut, Villigen, Schweiz.

Kurzpulsneutronenquellen

Während stationäre Neutronenquellen Anwendungen bevorzugen, die einen hohen mittleren Fluss benötigen, wird eine andere Klasse von Neutronenstreutechniken an gepulsten Quellen verwendet, es handelt sich um die so genannten Flugzeitexperimente. Die entsprechenden Instrumente können am besten mit einem hohen Spitzenfluss bei geeigneter Wiederholfrequenz versorgt werden. Für diese Instrumente wurden Kurzpulsspallationsquellen entwickelt. Diese Quellen erzeugen kurze Pulse schneller Neutronen, deren zeitliche Breite gegenüber der Breite der moderierten Neutronenpulse im gesamten verwendeten Energiebereich vernachlässigbar ist und im Design angestrebt werden soll. Dies erfordert die Extraktion der Protonen aus einem Ring in einem einzigen Umlauf. Dieser Ring kann entweder ein Synchrotron sein (wie bei ISIS im UK, IPNS in den Vereinigten Staaten und dem österreichischen Projekt AUSTRON), das zur Beschleunigung der Protonen auf Endenergie beiträgt oder ein Speicherring, der auch zur Kompression des Protonenstrahls dient, am Ende eines Linearbeschleunigers (Linac), der die Protonen auf Endenergie beschleunigt (die amerikanische Quelle MLNSC in Los Alamos oder die in

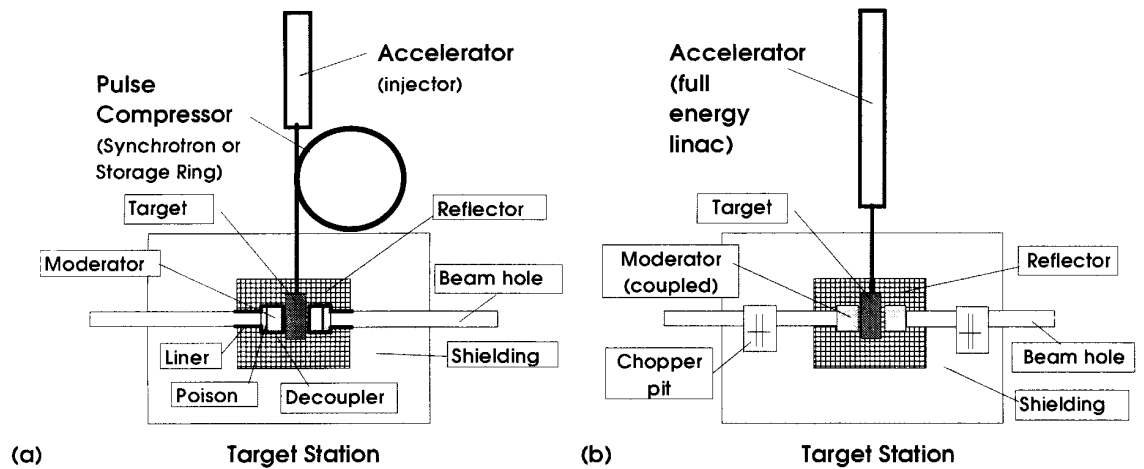


Abbildung 6.26: Schematische Darstellung gepulster Neutronenquellen. (a) Kurzpulsquelle mit Protonenpulskompressor sowie mit entkoppeltem und vergiftetem Moderator. (b) Langpulsquelle mit gekoppeltem Moderator und direkter Einspeisung aus dem Linac. In realen Konfigurationen werden die Moderatoren durch die Strahlrohre in tangentialer Konfiguration gesehen, d.h. die Strahlrohre sehen nicht durch die Moderatoren auf das Target.

Bau befindliche SNS in Oak Ridge).

Das Optimierungskriterium ist eine kurze Pulsdauer ohne unverhältnismäßig hohe Verluste im Spitzenfluss. Wichtig sind ein schnelles Abbremsen der Neutronen und eine kurze Lebenszeit der Neutronen im Moderator, nachdem sie das thermische Gleichgewicht erreicht haben. Daher sind die Moderatoren oft mit einem neutronenabsorbierenden Material umgeben („entkoppelt“), um langsame Neutronen aus dem Reflektor an der Rückkehr in den Moderator zu hindern. Auch kann ein Absorber in einer gewissen Tiefe innerhalb des Moderators angebracht sein („vergiftet“), um die Zeit zu begrenzen, die langsamen Neutronen brauchen dürfen, um den Moderator zu verlassen, Abbildung 6.26a. Diese Anordnung wird als „hochauflösend“ bezeichnet.

Diese Maßnahmen erfolgen natürlich zu Ungunsten der Intensität. Bis zu einem Faktor 10 oder sogar mehr kann durch Entfernen der Absorber und der Konzeption des Moderators als „gekoppeltem“ Moderator gewonnen werden. Hier müssen die größeren Pulsbreiten hinsichtlich der Auflösung jedoch tolerierbar sein. Für beide Arten von Moderatoren ist bei Kurzpulsquellen eine steile Anstiegsflanke der Neutronenpulse und vergleichbarer Spitzenfluss (weniger als ein Faktor 2) charakteristisch. Die größere Intensität gekoppelter Moderatoren liegt in der viel längeren abfallenden Flanke.

Langpulsneutronenquellen

Eine Spallationsquelle, die direkt aus dem gepulsten Linearbeschleuniger versorgt wird, wird als Langpulsquelle bezeichnet, was bedeutet, dass die Pulslänge des Protonenstrahls deutlich länger ist, als die Neutronen für das Abbremsen im Moderator benötigen. Die Breite der Neutronenpulse ist daher im wesentlichen durch die Breite der Protonenpulse bestimmt und wird von der Größenordnung 1 ms betragen. Wieder ist hoher Fluss ein

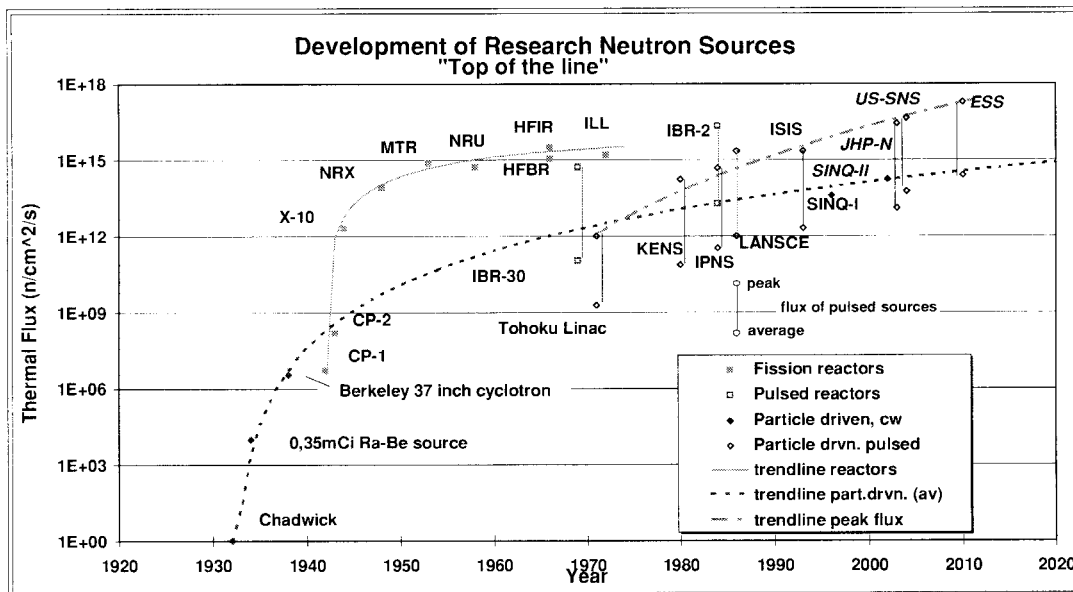


Abbildung 6.27: Entwicklung des thermischen Neutronenflusses an unterschiedlichen Typen von Forschungsneutronenquellen. Für gepulste Quellen wird sowohl der mittlere Fluss als auch der Spitzenfluss angegeben, die durch eine vertikale Linie miteinander verbunden sind, aus Bauer (1998).

Optimierungskriterium. Aber auch die Pulsform wird wichtig, besonders wenn Chopperinstrumente als Flugzeitspektrometer verwendet werden, da hier die Pulsform mit dem Neutronenspektrum gefaltet wird, Abbildung 6.26b. Für Spektrometer mit invertierter Geometrie ist eine Kenntnis der Intensität als Funktion der Wellenlänge wichtig, da Daten für unterschiedliche Wellenlängen nach ihrer Intensität verglichen werden müssen. Es muss hier also ein geeigneter Kompromiss zwischen hohem Spitzenfluss und der Lebenszeit der Neutronen im Moderator gefunden werden.

6.8.2 Beispiele für Forschungsspallationsneutronenquellen

Obwohl die ersten Neutronen durch teilchengestützte Quellen erzeugt wurden, übernahmen in den früher 1940er Jahren Reaktoren diese Aufgabe und erzielten in wenigen Jahren einen bemerkenswerten Zuwachs an thermischem Neutronenfluss. Der historische Trend ist in Abbildung 6.27 gezeigt. Bei den Kernreaktoren scheinen die Grenzen derzeitiger Brennstofftechnologie erreicht zu sein. Im Bereich der Spallationsquellen kann weitere Entwicklung erwartet werden. Tabelle 6.7 gibt einen Überblick über die wichtigsten Daten existierender und in Bau befindlicher Spallationsneutronenquellen und Projekte.

6.8.3 PSI

Am Paul Scherrer Institut ist die kontinuierliche Spallationsneutronenquelle *SINQ* in Betrieb und eine weitere (makrogepulste) Spallationsneutronenquelle für ultrakalte Neutronen *SUNS* in Bau.

Quelle	Beschleuniger	E_p (GeV)	Frequenz (Hz)	Leistung (MW)	Target	Spitzenfluss ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	mittlerer Fluss ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)
ESS	Linac	1.33	50	5	flüssig (Hg)	$2 \cdot 10^{17}$	$2.5 \cdot 10^{14}$
SINQ	Zyklotron	0.57	cont.	0.5	flüssig (PbBi)*	$8.5 \cdot 10^{13}$	$8.5 \cdot 10^{13}$
ISIS	Synchrotron	0.8	50	0.16	fest (W)	$2.3 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{12}$
MLNSC	Linac	0.8	20	0.08	fest (W)	$2.3 \cdot 10^{15}$	$1 \cdot 10^{12}$
SNS	Linac	1	60	1.4	flüssig (Hg)	$8 \cdot 10^{16}$	$1 \cdot 10^{14}$
AUSTRON	Synchrotron	1.6	10	1	fest (W)	$7.5 \cdot 10^{16}$	$1.2 \cdot 10^{13}$
J-PARC	Linac	3	25	1	flüssig	$2 \cdot 10^{16}$	$1.5 \cdot 10^{13}$

Tabelle 6.7: Charakteristische Daten jüngerer und geplanter Forschungsspallationsneutronenquellen, adaptiert nach Bauer (1998). *Der Einbau im Rahmen des Megapie-Projekts ist für 2006 geplant.



Abbildung 6.28: Protonenbeschleuniger und experimentelle Einrichtungen am Paul Scherrer Institut.

SINQ befindet sich am Ende einer Reihe von drei Beschleunigern, die einen Protonenstrahl mit 590 MeV Energie und bis zu 1.8 A Stromstärke liefern. Die Protonen werden in einem Cockroft-Walton-Beschleuniger auf eine Energie von 870 keV vorbeschleunigt (davon 60 keV in der Ionenquelle) und in einem 4-Sektor-Zyklotron auf 72 MeV gebracht. Die abschließende Beschleunigung auf 590 MeV erfolgt in einem 8-Sektor-Ringzyklotron, von dem der Strahl durch die Experimentierhalle in einen abgeschirmten Tunnel geführt wird. Ein kleiner Teil der Intensität ($20 \mu\text{A}$) wird sogleich zu Anlagen für Protonenbestrahlung und Krebstherapie geleitet (ein eigener Beschleuniger für die Krebstherapie ist aber bereits in Planung).

Der Hauptteil des Strahls erreicht die Pionenproduktionstargets M und E. Target M besteht aus einer rotierenden Scheibe mit 5 mm dickem polykristallinem Graphit, die mit 1 Hz rotiert und durch thermische Abstrahlung gekühlt wird. Das Target speist einen Pionenstrahl mit hoher Auflösung und einen Müonenstrahl für Müonspinrotationsexperimente. Target E besteht aus einem 40 mm hohen rotierenden Kegelstumpf aus polykristallinem Graphit, der sich ebenfalls mit einer Frequenz von 1 Hz dreht und durch thermische Abstrahlung gekühlt wird. Aus der Targetstation werden drei Pionenstrahlen und zwei Müonenstrahlen extrahiert.

Ende 2005 erreichte die Strahlverfügbarkeit einen Wert von 95% über einen Zeitraum von 2 Monaten mit Protonenströmen zwischen 1.85 und 1.90 mA am Target E, was einer Leistung von 1.2 MW entspricht und zwischen 1.25 und 1.30 mA am SINQ-Target.

Nach dem Durchtritt durch die beiden Müonentargets ist die Energie der Protonen auf 570 MeV reduziert. Der Strahl kann nun entweder in einem Strahlfänger gestoppt oder nach unten in eine Driftröhre in Richtung des SINQ-Targets abgelenkt werden.

Unter dem SINQ-Target wird der Protonenstrom durch Ablenkmagnete nach oben gelenkt und trifft das Neutronenproduktionstarget in vertikaler Richtung. Das Schwermetalltarget befindet sich im zentralen Rohr eines Schwerwassermoderatorreaktors. Für die meisten Nutzer ist SINQ einem Reaktor mit mittlerer Leistung gleich, Abb. .

6.8.4 ISIS

Die derzeit noch stärkste verfügbare gepulste Spallationsneutronenquelle ist die Anlage ISIS am Rutherford Appleton Laboratory in Oxfordshire, UK (Abbildungen 6.30 und 6.31). Sie wird mit einem Protonenstrahl betrieben, der in einem Synchrotron auf eine Endenergie von 800 MeV beschleunigt wird und mit einer Frequenz von 50 Hz auf ein Wolframtarget trifft.

Protonenbeschleunigung bei ISIS beginnt mit einer Ionenquelle, die H^- Ionen erzeugt. Die Ionenquelle wird mit Wasserstoffgas gemeinsam mit Caesiumdampf gespeist. Es wird ein Plasma gebildet und die positiv geladenen Ionen des Plasmas von den Kathodenflächen angezogen. Die Deposition von Caesium verringert die Austrittsarbeit der Kathode verringert und macht sie zu einem effizienten Donor von Elektronen für die positiv geladenen Wasserstoffionen, wodurch die H^- Produktion verstärkt wird. Die H^- Ionen werden in $200 \mu\text{s}$ langen Pulsen aus der Ionenquelle extrahiert. Der Ionenstrahl wird durch einen 90° Magneten geführt, um die Elektronen zu entfernen. Die H^- Ionen werden durch eine Gleichspannung in einem Beschleunigungsspalt auf 35 keV beschleunigt im so genannten *Low Energy Beam Transport* fokussiert und überwacht und weiter in den Radiofrequenz-

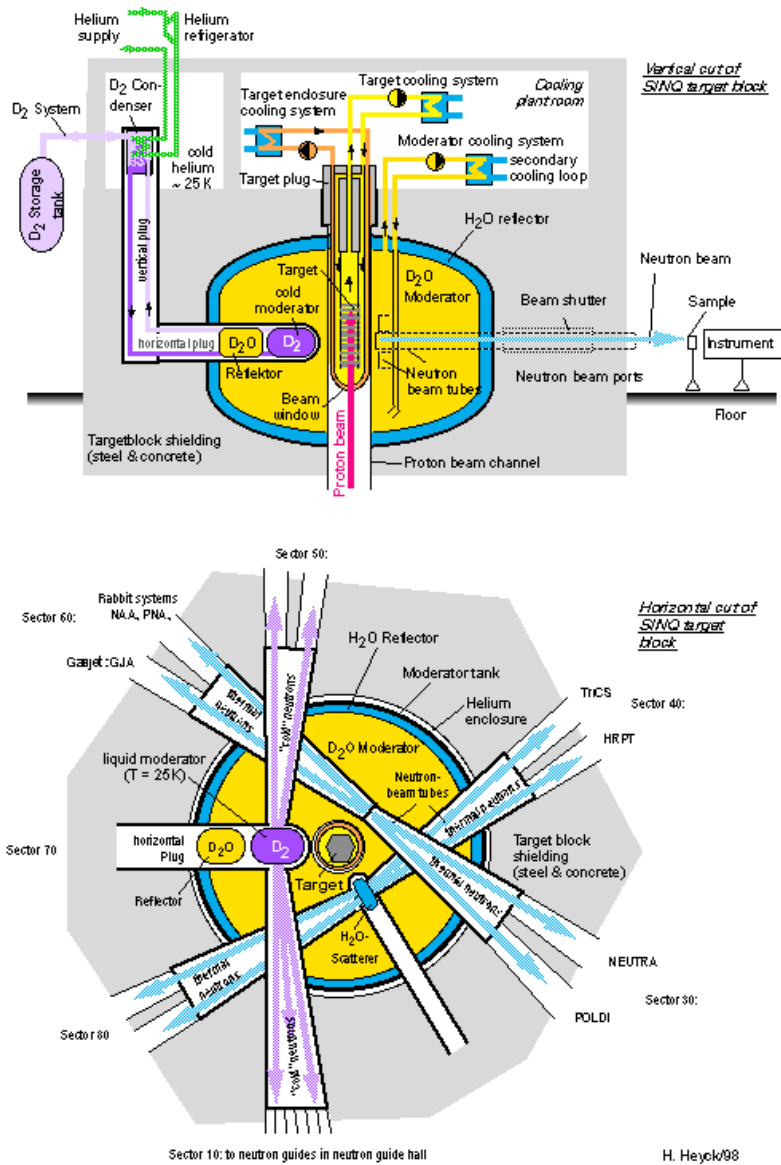


Abbildung 6.29: Schematische Darstellung der kontinuierlichen Spallationsneutronenquelle SINQ.

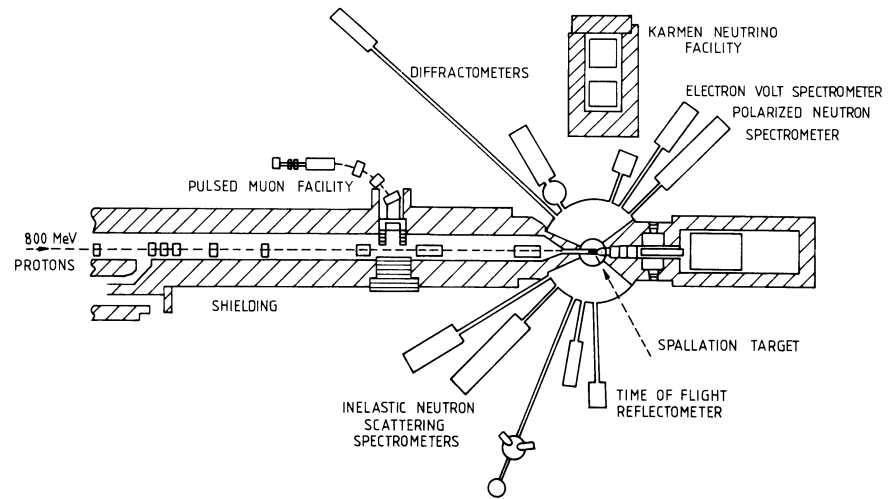


Abbildung 6.30: Historische schematische Darstellung der Spallationsneutronenquelle ISIS. Ein 800 MeV Protonensynchrotron mit etwa $200 \mu\text{A}$ Protonenstrom und einer Betriebsfrequenz von 50 Hz liefert Protonenpulse mit ca. 2.8×10^{13} Protonen pro Puls, die auf ein Ta-Target gelenkt werden.

Quadrupol (RFQ) geführt.

Ein RFQ benützt ein starkes elektrisches Radiofrequenzfeld um Teilchen zu fokussieren (transversal), zu bündeln (longitudinale Pulse) und zu beschleunigen. Sie eignen sich sehr für Ionen mit relativ langsamer Geschwindigkeit. Der ISIS RFQ arbeitet mit 665 keV Spitzenspannung und 202.5 MHz. Im RFQ erzeugen 4 speziell ausgeführte Elektroden ein alternierendes elektrisches Gradientenquadrupolfeld zur Fokussierung und Beschleunigung. Pulse von H^- Ionen mit Pulsabstand von 4.94 ns werden so für den Linearbeschleuniger (*Linac*) zur Verfügung gestellt.

Der Linac besteht aus 4 Beschleunigertanks, in denen Radiofrequenzfelder mit hoher Intensität den Strahl auf 70 MeV beschleunigen. Jeder Linactank hat eine äußere Stahlwand, die ein Vakuumgefäß bildet und eine innere Kupferlage, um das Innere zu einem elektromagnetischen Resonator hoher Güte zu machen. RF-Leistung mit 202.5 MHz wird dem Tank durch eine Coaxialverbindung von einem Hochleistungsverstärker zugeführt. Der H^- Strahl erreicht den Tank und bewegt sich entlang seiner Achse durch eine Reihe von Driftröhren (rohrförmige, feldabschirmende Elektroden, in denen er ohne Einwirkung äußerer elektrischer Felder transportiert werden kann). Die Ionenpulse halten mit dem alternierenden RF-Feld Schritt und durchqueren die Zwischenräume zwischen den Driftröhren, wenn das Feld die richtige Richtung für Beschleunigung hat, während sie sich innerhalb der abschirmenden Röhren befinden, wenn das Feld die falsche Richtung hat. Der Linac erzeugt 200 μs lange, 22 mA Pulse von H^- Ionen, die ins Synchrotron transportiert werden, wo die abschließende Beschleunigung des Strahls erfolgt.

10 Dipol-Ablenkmagnete werden verwendet um den Strahl auf einer kreisförmigen Umlaufbahn mit 26 m Radius zu halten, während Quadrupolmagnete den Strahl fortwährend stark fokussieren. Beim Eintritt der H^- Ionen ins Synchrotron werden ihre Elektro-

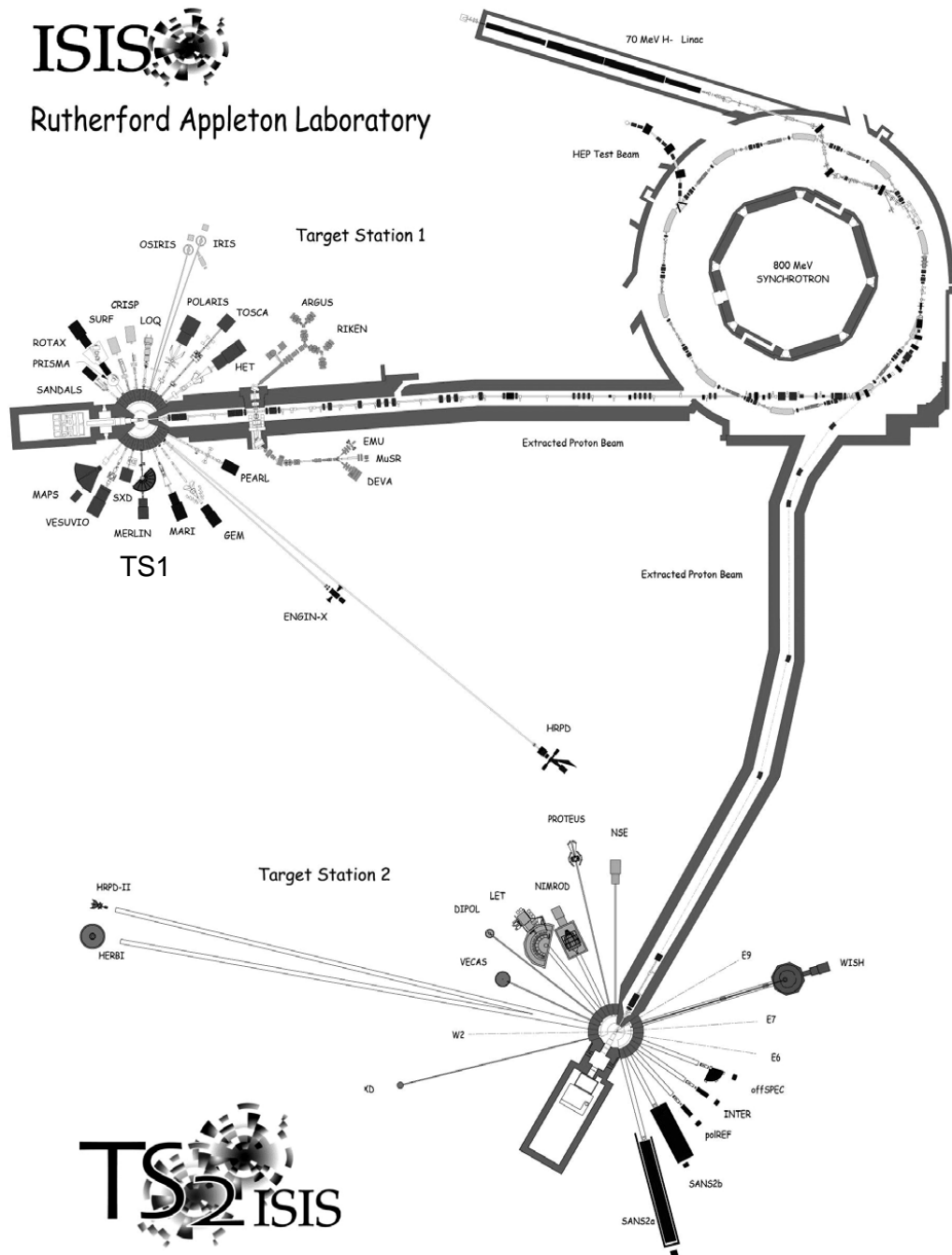


Abbildung 6.31: Moderne Darstellung der Spallationsneutronenquelle ISIS mit den Targetstationen 1 (50 Hz) und 2 (10 Hz).

nen durch eine $0.3 \mu\text{m}$ dicke Aluminiumoxidfolie (*stripping foil*) abgestreift. Die daraus resultierenden Protonen werden im Synchrotron während ungefähr 130 Umdrehungen akkumuliert. Es ist der Vorteil des Ladungsaustauschs bei der Injektion, dass im Synchrotron eine größere Anzahl von Protonen (2.8×10^{13}) akkumuliert werden kann, als es bei direkter Protoneneinbringung möglich wäre. Dies wird aufgrund der unterschiedlichen Bahnkrümmung von H^- Ionen und Protonen im gleichen Raumbereich erreicht.

Wenn die Injektion beendet ist, fängt das RF-System die Protonen des Strahls in zwei Pulsen zusammen und beschleunigt sie auf 800 MeV. 6 RF-Resonatoren mit Doppelspalten beschleunigen den Strahl bei jeder Umdrehung mit 140 kV Spitzenspannung. Das Beschleunigungsfeld und die Radiofrequenz sind mit dem sich ändernden Magnetfeld der Ablenkmagnete synchronisiert, um eine konstante Protonenumlaufbahn zu erhalten. Der Strahl macht während seiner Beschleunigung etwa 10000 Umdrehungen im Synchrotron, bevor er in einem einzigen Umlauf extrahiert wird. Die Extraktion erfolgt dabei über einen schnellen Kicker-Magneten. In der Protonenextraktionslinie befinden sich danach Protonen mit $4 \mu\text{C}$ Gesamtladung in zwei 100 ns langen Pulsen, die auf mehrere Müonentargets und das Neutronenproduktionstarget (derzeit Wolfram) gelenkt werden. Der Beschleunigungsvorgang wird fünfzig Mal pro Sekunde durchgeführt, sodass die Targets mit einem mittleren Strom von $200 \mu\text{A}$ (im aktuellen Ausbau wären im Prinzip sogar $300 \mu\text{A}$ möglich) versorgt werden.

Uran mit geringem ^{235}U Gehalt („abgereicherter Uran“) war die erste Wahl für das Neutronentargetmaterial. Es erwies sich bis zu einem Protonenstrom von etwa $100 \mu\text{A}$ als zufriedenstellend. Für Ströme über diesem Wert und damit auch für den Designstrom von $200 \mu\text{A}$ stellte sich aber die Lebensdauer eines Urantargets aufgrund ungünstiger metallurgischer und mechanischer Eigenschaften als zu kurz heraus, um dieses Material sinnvoll einsetzen zu können. Gewisse Befürchtungen in diese Richtung hatten von Beginn an zur Entwicklung eines Tantaltargets mit gleicher Geometrie und Größe wie das Urantarget geführt, das als Backup eingesetzt werden konnte. Insgesamt wurden von den späten 1980er Jahren bis 2001 insgesamt 4 Ta-Targets mit nur wenigen Betriebsproblemen eingesetzt.

Es ist jedoch bekannt, dass Wolfram ein besseres Targetmaterial als Tantal ist. Zum einen produziert es mehr Neutronen pro einfallendem Proton und zum anderen ist die Wärmeentwicklung aufgrund der induzierten Aktivität in Wolfram nur etwa ein Drittel jener von Tantal. Jedoch ist Wolfram schwieriger zu bearbeiten und korrodiert in Wasser. Bei der Entwicklung des Targets mussten daher die Kühlkanäle optimiert werden und eine Methode gefunden werden, das Target auf Wolframplatten mit einer äußeren Tantalfassung zu konstruieren.

Rechnungen zeigten, dass durch das neue W-Target ein Zuwachs von 15% in der Neutronenproduktion im Vergleich zum Ta-Target zu erwarten war. Das neue Target wurde schließlich 2001 installiert.

Die Energie der schnellen Neutronen, die als Folge der Spallationsreaktion emittiert werden, wird durch 2 wenige cm dicke Wasser-Moderatoren mit Raumtemperatur auf thermische und epithermische Energien reduziert. Zusätzlich existieren noch 2 kalte Moderatoren (CH_4 mit $\sim 105 \text{ K}$, H_2 mit 25 K), die kalte Neutronen noch tieferer Energie liefern, Abb. 6.32. Die resultierenden Energieverteilungen können dann durch mechanische Chopper oder Kristallmonochromatoren noch eingeschränkt werden.

Für die Positionierung des neuen Target wurde entschieden, es im Vergleich zur vori-

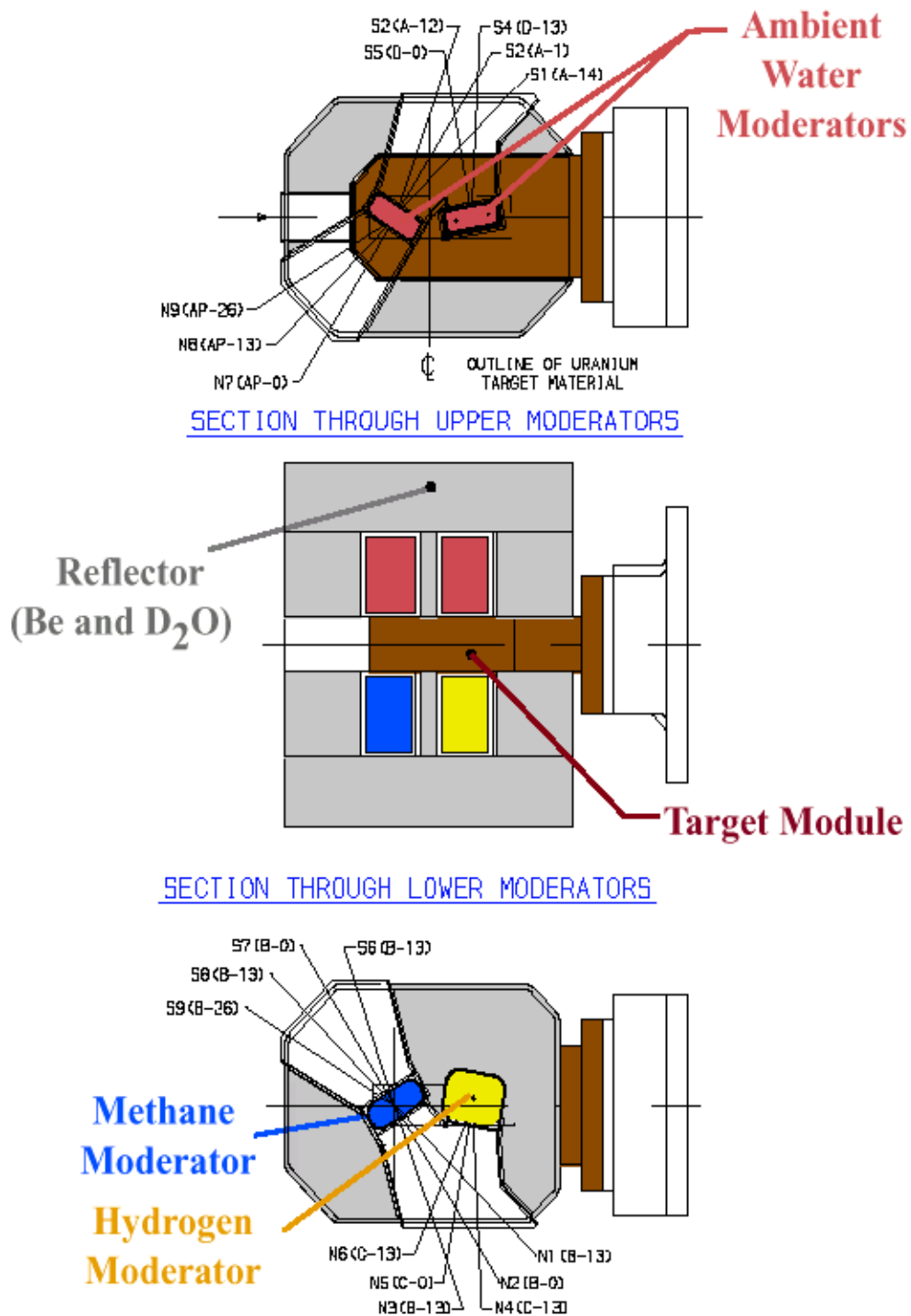


Abbildung 6.32: Der Target-Reflektor-Moderatorkomplex der ISIS Targetstation 1.



Abbildung 6.33: Layout der in Bau befindlichen amerikanischen Spallationsneutronenquelle SNS.

gen Targetposition um 5 cm weiter protonenstromabwärts zu aufzustellen. Dadurch bleiben die Neutronenflüsse aus den ersten Moderatoren (ein H_2O und der CH_4) praktisch unverändert, die beiden hinteren Moderatoren erhalten aber eine beträchtliche Flusstei-gerung. Für den H_2 Moderator wurde eine Erhöhung um 28% berechnet und von danach ein Gewinnfaktor von 25% gemessen. Dies ist ein Beispiel für das komplexe Szenario des Target-Reflektor-Moderatorkomplexes innerhalb der Targstation, deren optimales Design dafür verantwortlich ist, die Beschleunigerleistung in tatsächlichen Neutronenfluss umzu-setzen.

6.8.5 SNS

Das aktuelle Layout der SNS-Quelle ist in Abb. 6.33 schematisch dargestellt.

6.8.6 J-PARC

Der *J-PARC* Beschleunigerkomplex besteht aus 3 Beschleunigern, einem Linearbeschleu-niger, einem *Rapid Cycling Synchrotron* (3 GeV) und einem 50 GeV Synchrotron. Jeder Beschleuniger versorgt die experimentellen Einrichtungen (Material- und Lebenswissen-schaften, Hadronenphysik, Neutrinos, Tranmutation) mit einem Protonenstrahl hoher In-tensität. Die sekundären Teilchen wie Neutronen, Mesonen und daraus entstehende Neu-trinos werden durch Beschuss spezieller Targets mit diesen starken Protonenstrahlen er-zeugt.

6.8.7 AUSTRON

Die beiden aktuellsten Publikationen zum Projekt der österreichisch-internationalen Spallationsneutronenquelle AUSTRON sind im folgenden zusammengestellt.

AUSTRON and its notable new features

H. Rauch*, G. Badurek, E. Jericha, M. Regler

Verein AUSTRON, c/o Atominstytut der Österreichischen Universitäten, Stadionallee 2, 1020 Wien, Austria

Received: 10 July 2001/Accepted: 11 December 2001 – © Springer-Verlag 2002

Abstract. The 10 Hz/0.5 MW AUSTRON neutron spallation source is dedicated for high-resolution structural and dynamical investigations of condensed matter and for new fundamental research with neutrons. New magnetic focusing and bunching systems are under development, which create additional intensity-gain factors of 10–20. Clean-room conditions including vibration, temperature and humidity control will improve the standard of neutron optical and neutron reflectometry experiments considerably. Narrow band neutron perfect crystal resonators and storage systems are foreseen for a novel beam tailoring. A dedicated new ultra-cold neutron station will open a new horizon for experiments in the sub-neV region. Recently, the project secured additional support of the Austrian Governmental Board for Research and Technological Development, which recommended the forced continuation of the project, the installation of a professional project group and the cooperation with the European Spallation Source (ESS) project and with the neighboring countries.

PACS: 28.20.H; 29.25.D

Neutron research is an intensity limited technique and, therefore, it is bound to the availability of appropriate neutron sources. From the beginning reactors and D-T sources determined the source park. More recently spallation sources brought a new horizon to increase the intensity, i.e. the phase space density. This is an important step forward because neutron research competes with synchrotron, NMR and other techniques when condensed matter research is concerned [1]. Especially the pulsed option of such spallation sources provides distinct advantages in comparison with continuous neutron sources, because it allows a natural and hence very efficient implementation of time-of-flight (TOF) neutron spectroscopy (an important technique in condensed matter research) to measure the tiny energy changes neutrons undergo upon scattering from the samples.

But even if intensity gain factors of two orders of magnitude compared to the best existing neutron sources seem likely to be achievable by the spallation technique, neutron scattering will remain an intensity limited method. Therefore, also in the future many experiments have to be done in parallel and a variety of sources (large, medium and small) will still be required to fulfill the continuously increasing needs of the neutron users community [2, 3].

In the U.S. a new neutron spallation source, SNS, is under construction (1.5 MW, 60 Hz) and Japan has decided to build a 1 MW/25 Hz source. In Europe the European Spallation Source, ESS, is under discussion (10 MW, 50 and 16²/3 Hz) and detailed planning is continuing. Many details about this machine which surpasses present day technology are not fixed yet. According to the site requirements it can be expected that ESS will be sited in a large European country and, in order to keep neutron research in all European regions alive, regional centers of excellence in this field will be needed.

In this scenario the AUSTRON project is intended to serve the neutron needs in the central and eastern part of Europe. It is mainly based on existing and proofed techniques and has its excellency in advanced instrumentation including clean room conditions for many instruments. Most instruments will profit essentially from the low source pulse repetition rate of 10 Hz as it allows to avoid frame overlap problems when using large flight paths and/or broad wavelength intervals [4, 5].

In May 2001 the Austrian government has decided to make the AUSTRON project an official governmental project where Austria would finance up to 40% of the total costs but leave the majority to foreign partners to guarantee their involvement into the project. The Minister of Education, Science and Culture has been asked to prepare a business plan until the end of 2001, which should provide the basis for a final decision about the construction of AUSTRON.

1 Basic features

The basic features for AUSTRON have been fixed in 1999 and they are given as

*Corresponding author.

(Fax: +43-1/58801-14199, E-mail: rauch@ati.ac.at)

S50

- rapid cycling synchrotron with a beam energy of 1.6 GeV and a beam power of 500 kW
- storage ring for up to 4 proton bunches with 1.6 GeV
- short pulses (1 μ s) with 10 Hz repetition rate (about 50 kJ/pulse)
- water-cooled solid W-5%Re-target
- peak thermal flux 3.7×10^{16} n/cm²s
- 1 ambient and 3 cold moderators

Just recently more detailed studies have been made to verify the feasibility of the 10 Hz option where an additional storage ring is used to add five pulses from the 50 Hz operating synchrotron [6]. The conclusion was drawn that the construction of such a machine is absolutely feasible and that

the costs of operation, in particular the energy costs, will remain at a moderate level.

2 Advanced instrumentation

As mentioned already, the 10 Hz option of AUSTRON is of general advantage for high resolution time-of-flight analysis. Owing to this low repetition rate total flight path distances ranging from 12 to more than 100 m and broad wavelength bands of up to 30 Å can be used. The details of the instrument suite can be found via internet [7] and a summary in the form of a floorplan is shown in Fig. 1. It has been designed within the frame of an international collaboration [8].

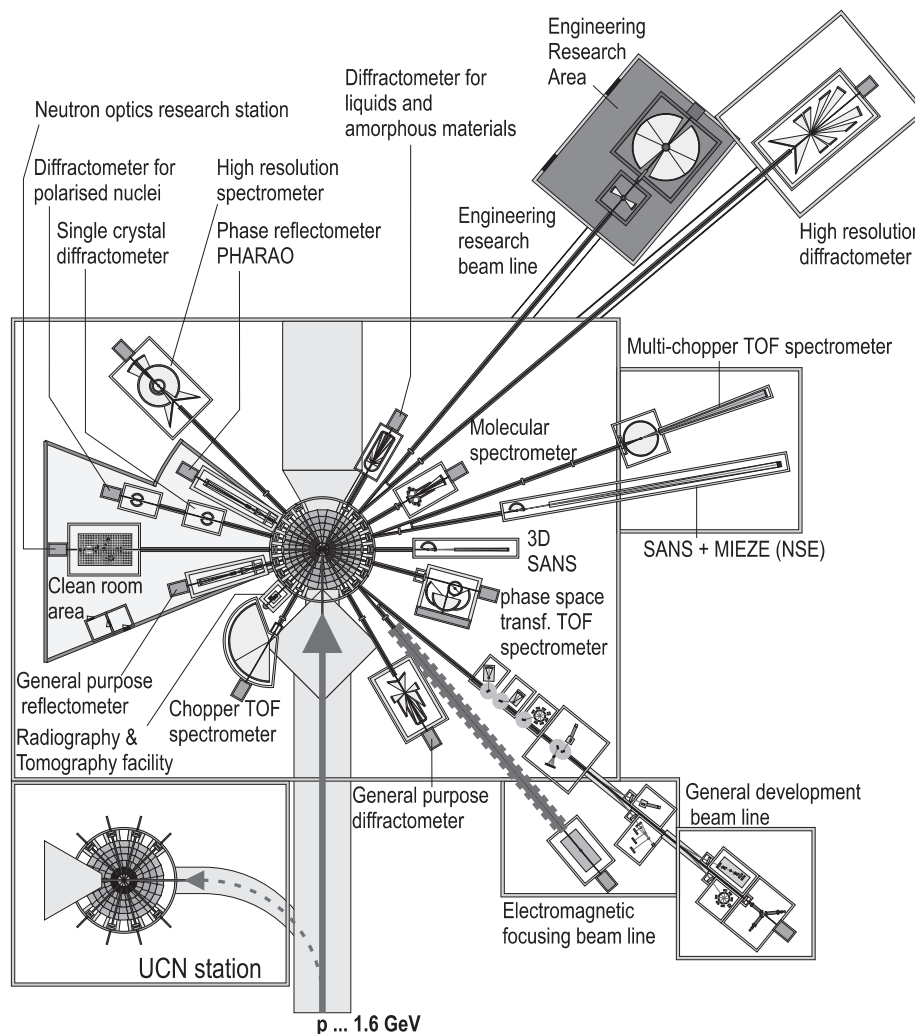


Fig. 1. Floorplan of the AUSTRON instrument hall

As notable new features we would like to mention a special clean room area for neutron optics, neutron reflectometry and ultra-low temperature experiments. Temperature, humidity, dust and pressure control together with vibration isolation provide optimal conditions for new topical research. Several magnetic bunching, focusing and resonator systems will provide further intensity gains of a factor of 10, at least for narrow energy bands [9, 10]. Figure 2 shows such gain factors calculated for a traveling magnetic field system, whose parameters are feasible with existing technology. Other systems use successive neutron magnetic resonance energy transfer systems and reach similar gain factors.

New considerations deal with a dedicated ultra-cold neutron station, since Serebrov et al. [11] showed that UCN gain factors in the order of 10^4 can be expected when UCN are produced by a specially designed combination of target and cold moderator at the center of an ultra-cold neutron bottle (Fig. 1).

The total beam power would be used for about 2 seconds to fill the UCN bottle for about 20 minutes and many experiments could be arranged around such an additional target station. Such a dedicated source could open new possibilities for fundamental and neutron optical research as well as for solid-state physics investigations, especially surface spectroscopy and high-resolution inelastic work. In this context magnetic beam handling may become an essential tool just for tailoring ultra-cold neutron beams.

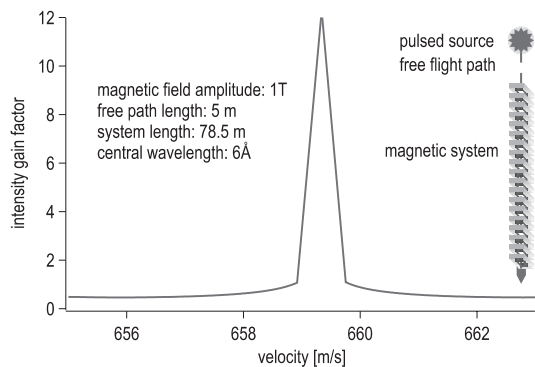


Fig. 2. Intensity gain as a function of neutron velocity for a traveling magnetic field arrangement with the specifications given in the legend

3 Summary

The AUSTRON neutron spallation source could act as a center of excellence in the central region of Europe. Its 10 Hz option provides unique opportunities for high resolution structural and dynamical research of condensed matter. As a regional source it should fill the gap between smaller neutron sources and the large planned ESS source, whose machine parameters are, of course, much more ambitious. The uniqueness of AUSTRON lies in the rather low repetition rate and the rather sophisticated instrumentation including a dedicated clean room area and a new ultra-cold neutron station. The AUSTRON project has recently become an official project of the Austrian government, which should encourage the neighboring countries to join this adventure to create a new scientific spirit within the region.

References

1. Scientific prospects for neutron scattering with present and future sources, Proc. of an ESF Exploratory Workshop (Autrans, France, Feb. 1996)
2. D. Richter (Ed.): *Scientific trends in condensed matter research and instrumentation opportunities at ESS*, ESS Progress Report (FZ Jülich 2001)
3. J.M. Carpenter, C.A. Tobin (Eds.): *JCAVS XIV* (Argonne National Laboratory 1998)
4. *AUSTRON Project Study*, Part 1&2 (BMWK, Vienna Sept. 1998), see <http://www.austron.at>
5. H. Rauch, M. Regler, H. Weber: *Physica B* **276–278**, 33 (2000)
6. M. Benedikt, H. Schönauer: *AUSTRON Quarterly* **6**, 5 (2001); see <http://www.ati.ac.at/austron/austron.html>; M. Benedikt, P. Bryant, H. Schönauer, M. Regler: Proc. Particle Accelerator Conf. (Chicago, June 2001) *IEEE* **7803**, 3275 (2001)
7. <http://www.ati.ac.at/austron/instrumentation.html>
8. The AUSTRON Project Study [4] was performed by the following team: B. Alefeld (Jülich), G. Badurek (Wien), G.S. Bauer (Villigen), C.J. Carlile (Chilton), K.N. Clausen (Roskilde), L. Cser (Budapest), A. Furrer (Villigen), P. Fratzi (Leoben), R. Gähler (Garching), R. Golub (Berlin), W. Heil (Grenoble), W. Henggeler (Villigen), E. Jericha (Villigen & Wien), R.E. Lechner (Berlin), H. Leeb (Wien), E. Lehmann (Villigen), H. Rauch (Wien), L. Rosta (Budapest), M.Th. Rekveldt (Delft), J. Summhammer (Wien), M. Steiner (Berlin), K. Yvon (Geneve), C.M.E. Zeyen (Grenoble)
9. H. Rauch: *J. Neutr. Res.* **4**, 141 (1991)
10. D.E. Schwab, J. Summhammer, H. Rauch: *Neutron Energy Focusing with Magnetic Fields*, 7th ESS General Meeting (Seggau, Austria 2001), to be published
11. A.P. Serebrov, V.A. Mityukhlyayev, A.A. Zakharov, T. Bowles, G. Greene, J. Sromicki: *JETP Lett.* **66**, 802 (1997)



ELSEVIER

Available online at www.sciencedirect.com

SCIENCE @ DIRECT®

Physica B 350 (2004) e827–e830

www.elsevier.com/locate/physb

The 1 MW/10 Hz short-pulse spallation neutron source AUSTRON

G. Badurek*, E. Jericha, H. Rauch

Atominstytut of the Austrian Universities, University of Technology, Vienna, Austria

Abstract

The layout of the planned 1 MW/10 Hz spallation neutron source AUSTRON and the performance of its instruments is discussed. Due to its low pulse rate an UCN factory seems feasible which exceeds existing facilities by 3 orders of magnitude.

© 2004 Elsevier B.V. All rights reserved.

PACS: 29.25.Dz

Keywords: Neutron spallation source; Ultra-cold neutrons

1. Introduction

AUSTRON in its most recent upgrade version will be a 1 MW short-pulse spallation neutron source with uniquely low repetition frequency of 10 Hz using a solid W-Re(5%) target (Fig. 1). Due to this extremely low repetition rate of the neutron pulses frame overlap problems usually encountered at higher frequencies are largely avoided, thereby allowing an improved exploitation of the available neutron flux. Furthermore, this low-frequency approach allows to realize a novel method of ultra-cold neutron (UCN) production whose performance exceeds that of the best existing facilities by three orders of magnitude. When combined with proper phase-space transformation techniques it should allow to produce

extremely intense monochromatic neutrons beams, which will open completely new research possibilities. It has to be pointed out, however, that for the proposed power upgrading of AUSTRON no detailed technical description of the accelerator part and the target/moderator complex and hence only a rough cost estimate is available at the very moment. This upgrade project is considered as an offer to the European neutron user community in the frame of the European Research Area with no strings attached regarding siting of the facility.

2. Accelerator & target

The most obvious option to achieve a (time averaged) beam power of 1 MW is given by doubling the complete accelerator complex of AUSTRON, as suggested by accelerator experts from CERN, (i.e. H⁻-source; 130 MeV Linac; 1.6 GeV/50 Hz rapid cycling synchrotron; storage

*Corresponding author. Fax: +431-58801-14199.

Email-address: rauch@ati.ac.at, badineu@utanet.at
(G. Badurek).

e828

G. Badurek et al. / Physica B 350 (2004) e827–e830

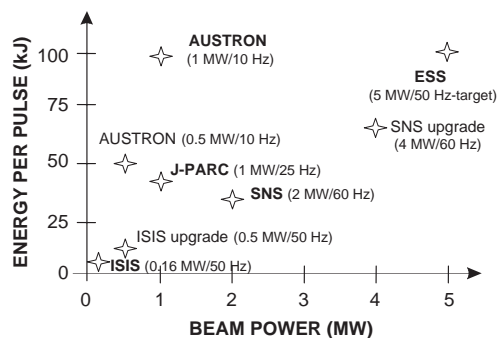


Fig. 1. Average beam power and released energy per pulse of major neutron spallation sources.

ring for 10 Hz operation). Since the total power has to be directed towards a single target, both extraction lines have to be combined by means of a septum and a fast kicker magnet fulfilling the same specifications as septum and kicker magnets in the storage ring. By proper synchronization of the two facilities the total length of the proton 'macro-pulse' (10 bunches) impinging on the single (solid) target is about 2 μ s at a repetition rate of 10 Hz.

A solid rotating W-5%Re target is proposed as an option for the 1 MW upgrade. Because of the high proton energy of 1.6 GeV the maximum neutron production rate is achieved in a region between 10 and 15 cm from the entrance point of the proton beam. The moderators have to be placed as close as possible to this region. To clarify the feasibility of such a rotating solid target for 1 MW beam power detailed studies are required, investigating the following main topics: (a) mechanical engineering, (b) cooling system and radiation protection, (c) thermal and mechanical stresses, (d) optimization of moderator geometry. Since we are aware of the technological challenges to be encountered a huge amount for target development and realization is foreseen which is identical to that of an ESS 5 MW target.

3. Instrumentation

At the meeting of an international advisory group the proposed AUSTRON instrument set

was evaluated with respect to its 0.5 MW/10 Hz source configuration [1] based upon an equivalent ESS instrumentation report [2]. An assessment in comparison to the best existing implementations was done, considering separately the impacts of the source performance ('source gain') and the prospective improvements in instrument design ('instrument gain'). Fig. 2 summarizes the result of this assessment including an extrapolation to the finally proposed 1 MW/10 Hz version.

Wherever possible, analogous instruments at the currently most intense pulsed neutron source ISIS (Rutherford Lab., UK) have been taken as reference. Those instruments which have no counterparts at existing pulsed spallation neutron sources are compared to the best installations at steady state sources (typically ILL, Grenoble). The instrument gain factors reflect an improved and/or innovative design and range from 1 to 35. The basic reason for their large variation is due to the different stages of development of the reference instruments.

But one has to take into account that the performance of most of the existing instruments listed in Fig. 2 (status: spring 2002) could also be improved by proper upgrading procedures of the instruments, their beam lines and the source power itself. The high gain factor of the backscattering spectrometer, for instance, is somewhat misleading as the selected reference instrument could be much improved by placing it at a low-frequency target with optimized moderator position and design. Indeed, such upgrading plans already exist for the second target station at ISIS.

4. UCN facility

Due to its favorably low 10 Hz repetition rate AUSTRON allows the implementation of novel concepts of UCN production and storage which exceed existing UCN facilities by 3 orders of magnitude. Pulsed neutron spallation systems have the advantage that the proton beam can be directed to a separate target station dedicated to UCN production. These neutrons can be trapped within a proper storage vessel and then used over a time interval compatible with their lifetime

Nr.	Instrument Name	Source Gain	Instrument Gain	Total Gain	compared to
1	Very-High Resolution (Powder) Diffractometer *	40	3	120	HRPD (ISIS)
2	General Purpose (Powder) Diffractometer	40	3	120	GEM (ISIS)
3	Single-Crystal Diffractometer	4	1	4	ILL
4	Diffractometer for Polarised Nuclei	new instrument concept			
5	Liquids and Amorphous Materials Diffractometer *	6.5	2	13	SANDALS (ISIS)
6	3D-SANS Instrument *	2.5	2	5	D22 (ILL)
7	Spin-Echo SANS *	new instrument concept			
8	General Purpose Reflectometer *	3.5	10	35	CRISP (ISIS)
9	Phase Reflectometer	new instrument concept			
10	Single-Chopper TOF Spectrometer	5	1	5	MAPS, MARI (ISIS)
11a	Wide-Angle Multi-Chopper TOF Spectrometer *	10	25	250	newIN5 (ILL)
11b	Small-Angle Multi-Chopper TOF Spectrometer *	40	1	40	ILL
12	Phase Space Transformation TOF Spectrometer	new instrument concept			
13	Spectrometer for Molecular Excitations *	16	2	32	TOSCA (ISIS)
14	High Resolution Backscattering Spectrometer *	80	4	320	IRIS (ISIS)
15	SANS + MIEZE Instrument	2.4	2.5	6	ILL
16a	Multi-Purpose NRSE Instrument *	1.6	35	56	IN11 (ILL)
16b	High Resolution Wide-Angle NRSE	2.4	10	24	IN15 (ILL)
17	Neutron Optics Research Area	new instrument concept			
18	Neutron Optics Development Beam Line	new instrument concept			
19a	Strain Analysis Device *	10	3	30	ENGINE (ISIS)
19b	Texture Mapper	10	3	30	
20	Radiography/Tomography Station*	new instrument concept			
21	General Development Beam Line	instruments & methods training & education			
22	Prompt Gamma Activation Analysis	24	3	72	Budapest
Ultra-Cold Neutron Factory		≈ 3200		ILL	

Fig. 2. Expected performance of the AUSTRON instruments suite for the 1 MW/10 Hz source configuration, represented by gain factors due to higher source flux and improved instrument design compared to the best existing instruments (status: spring 2002). The total gain is the product of source and instrument gains. The 11 instruments denoted by an "*" are foreseen for the first generation instrument set. Instruments without gain factors are based on important novel concepts, but are not yet realized.

(≈ 850 s) [3]. During a time period of 2–5 s the storage vessel can be filled up to the highest phase space density. The highest density can be achieved

with a solid deuterium converter, whose encapsulation (shutter) system is opened and closed synchronously with the pulse structure of the

e830

G. Badurek et al. / Physica B 350 (2004) e827–e830

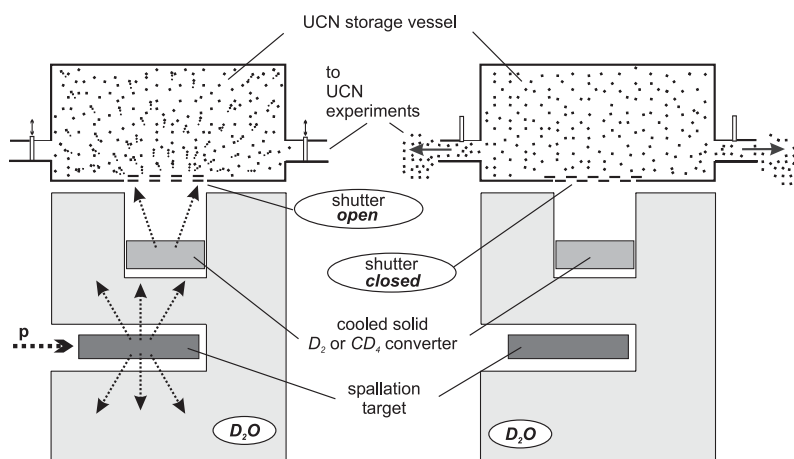


Fig. 3. Filling scheme of an UCN bottle with periodically movable shutter.

source (Fig. 3). By this procedure the achievable UCN density is related to the peak power of the proton pulse and may reach about $\rho_{\text{ucn}} = 1.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ for the 1 MW/10 Hz AUSTRON version [4].

In addition, by a proper phase space transformer (e.g. moving single-crystals), these neutron densities can be transformed to monochromatic cold and thermal neutron beams of very high intensity. At crystal translational velocities of about $v = 1000 \text{ m/s}$, monochromatic beams with a flux $\Phi = \rho_{\text{ucn}} v$ in the order of $10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ seem to be achievable. This is about 3 orders of magnitudes beyond the present experimental situation at high flux reactors. According to the basic laws of thermodynamics the intensity within a velocity band Δv around v is proportional to v^{-3} and, therefore, gain factors $(v/v_{\text{ucn}})^3$ can be expected. However, detailed investigations of the kind described in Ref. [5] are required in order to develop the optimal design of such novel UCN facilities.

Neutron spectroscopy could be revolutionized by choosing this new process of UCN neutron production and subsequent acceleration by moving single-crystals. Furthermore, only with this method one is able to circumvent the limitation imposed by Liouville's theorem of constant phase space density. It is just this uniquely low repetition rate of AUSTRON in combination with its high peak flux which allows a practical realization of this new method and to obtain the high gain factors mentioned above.

References

- [1] G. Badurek, E. Jericha (Eds.), AUSTRON Project upgrade report 2002, <http://www.ati.ac.at/austron/update02.html>.
- [2] D. Richter (Ed.), Scientific trends in condensed matter research and instrumentation opportunities at ESS, ESS/SAC/Report/1/01, Engelberg, 2001.
- [3] A. Serebrov, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 440 (2000) 658.
- [4] H. Rauch, Nucl. Instr. and Meth. A 491 (2002) 478.
- [5] H. Rauch, E. Jericha, Proceedings of the ICANS-XVI, 2003, p. 857.

Kapitel 7

Neutronenoptik

7.1 Geometrische Optik

Fermi dürfte der erste gewesen sein, der erkannt hatte, dass sich langsame Neutronen in kondensierter Materie ähnlich zu elektromagnetischer Strahlung ausbreiteten. Analog zur Lichtoptik können neutronenoptische Effekte durch einen Brechungsindex des jeweiligen Materials charakterisiert werden.

7.1.1 Kohärente Neutronenstreuung

Bei der Beschreibung durch ein neutronenoptisches Potential, das für den Brechungsindex verantwortlich ist, wollen wir auf Gleichung (3.75) zurückgreifen. Der Ausdruck für den Übergangoperator wurde zunächst für ein im Raum fixiertes Atom ohne Berücksichtigung des Rückstoßes abgeleitet. Für ein freies Atom bleibt der Ausdruck

$$T = \frac{2\pi\hbar^2}{m} a \delta(\vec{r}) . \quad (7.1)$$

gleich, wenn wir für m die reduzierte Masse $Mm_n/(M + m_n)$ aus der Masse des Atoms M und des Neutrons m_n einsetzen. Alternativ kann der Übergangoperator gemäß Gleichung (3.151) auch durch

$$T = \frac{2\pi\hbar^2}{m_n} b \delta(\vec{r}) \quad (7.2)$$

ausgedrückt werden, wobei

$$b = \frac{m_n}{m} a = \left(\frac{A + 1}{A} \right) a \quad (7.3)$$

die in Abschnitt 3.5.3 eingeführte *gebundene Streulänge* und A durch $A = M/m_n$ gegeben ist.

Bei neutronenoptischen Effekten ist die Wechselwirkung eines Neutrons nicht auf ein Atom beschränkt, sondern erfolgt mit einem System gebundener Atome, das durch ein mittleres makroskopisches Potential beschrieben wird,

$$V_F = \langle T \rangle . \quad (7.4)$$

In der elementaren Disperionstheorie vernachlässigen wir das lokale Feld und verwenden den kinematischen Ausdruck (3.25) für T ,

$$T = \sum_j T_j. \quad (7.5)$$

Verwenden wir noch Gleichung (7.2) für die Einteilchen T-Matrix,

$$T_j = \frac{2\pi\hbar^2}{m_n} b_j \delta(\vec{r} - \vec{r}_j) \quad (7.6)$$

mit der gebundenen Streulänge b_j des j -ten Atoms und seiner Position \vec{r}_j . Kombinieren wir die obigen Gleichungen, erhalten wir

$$V_F = \left\langle \sum_j \frac{2\pi\hbar^2}{m_n} b_j \delta(\vec{r} - \vec{r}_j) \right\rangle, \quad (7.7)$$

das gemittelte Fermi Pseudopotential. Die mittlere gebundene Streulänge

$$b_c = \langle b_j \rangle \quad (7.8)$$

wird als *kohärente gebundene Streulänge* bezeichnet und

$$N = \langle N(\vec{r}) \rangle = \left\langle \sum_j \delta(\vec{r} - \vec{r}_j) \right\rangle \quad (7.9)$$

als die *mittlere Teilchendichte* der Atome (oder Moleküle) im Material. Damit schreibt sich das neutronenoptische Potential, das mittlere Fermi Pseudopotential, als

$$V_F = \frac{2\pi\hbar^2}{m_n} N b_c. \quad (7.10)$$

Es ist wichtig festzuhalten, dass es sich hierbei um ein makroskopisches mittleres Potential handelt, das mit einigen Näherungen aus dem mikroskopischen Übergangoperator abgeleitet wurde. Wenn sich das mittlere Potential von einem makroskopischen Bereich zum nächsten ändert, kann natürlich wieder eine Ortsabhängigkeit $V_F(\vec{r})$ eingeführt werden, die jetzt aber im Sinne von Gleichung (7.7) verstanden werden muss,

$$V_F(\vec{r}) = \frac{2\pi\hbar^2}{m_n} (N b_c)(\vec{r}). \quad (7.11)$$

Die Größe $N b_c$ wird als *kohärente gebundene Streulängendichte* bezeichnet. Mit den gemittelten Größen kann eine zu Gleichung (3.6) äquivalente Gleichung aufgestellt werden, die in Ortsdarstellung als

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m_n} \Delta + V_F(\vec{r}) \right\} \psi(\vec{r}) = E \psi(\vec{r}) \quad (7.12)$$

gegeben ist. Dies ist eine Einteilchen-Schrödingergleichung mit dem Potential V_F , die die Wechselwirkung des Neutrons mit einem makroskopischen System gebundener Atome beschreibt. Ihre Lösung $\psi(\vec{r})$ wird als *kohärente Welle (coherent wave)* bezeichnet, sie ist die Ortsraumdarstellung des *kohärenten Zustandes (coherent state)* $|\psi\rangle$, der Lösung der gemittelten Lippman-Schwinger Gleichung (3.5) ist.

7.1.2 Brechungsindex und Neutronenreflexion

Sind die Atome auf einen Raumbereich V beschränkt, wird das neutronenoptische Potential innerhalb dieses Volumens als V_F und außerhalb gleich 0 gesetzt. Die allgemeine Lösung von (7.12) kann nun als Superposition ebener Wellen

$$\psi(\vec{r}) = \begin{cases} \sum A \exp(i\vec{K} \cdot \vec{r}), & \text{innerhalb von } V \\ \sum A \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}), & \text{außerhalb von } V \end{cases} \quad (7.13)$$

ausgedrückt werden. Der Betrag der Wellenvektoren ist durch die Energie der einfallenden Neutronen bestimmt,

$$E = \frac{(\hbar K)^2}{2m_n} + V_F = \frac{(\hbar k)^2}{2m_n} \quad (7.14)$$

Die Richtungen der verschiedenen Wellenvektoren in Gleichung (7.13) und die entsprechenden Amplituden werden durch die Stetigkeitsforderung für $\psi(\vec{r})$ und $\vec{\nabla}\psi(\vec{r})$ an den Grenzen von V bestimmt.

Der *Neutronenbrechungsindex* wird als

$$n = \frac{K}{k} \quad (7.15)$$

definiert. Mit Gleichung (7.14) ergibt sich

$$n^2 = 1 - \xi = 1 - \frac{V_F}{E}. \quad (7.16)$$

Mit dem Ausdruck (7.10) für V_F erhalten wir

$$\xi = \frac{4\pi}{k^2} N b_c = \frac{\lambda^2}{\pi} N b_c. \quad (7.17)$$

Für ein monoatomares System ist N die mittlere Anzahl der Atome pro Volumseinheit und b_c die gebundene kohärente Streulänge eines Atoms. Für ein mehratomiges System mit N Molekülen pro Volumseinheit ist b_c , die kohärente gebundene Streulänge des Moleküls, durch

$$b_c = \sum_l n_l b_{cl} \quad (7.18)$$

gegeben ist, wobei n_l die Anzahl der Atome vom Typ l bedeutet. Die Größe ξ kann auch durch

$$\xi = \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^2 \quad (7.19)$$

ausgedrückt werden. λ_c wird als *kritische Wellenlänge* oder *Grenzwellenlänge (critical wavelength)* bezeichnet,

$$\lambda_c = \sqrt{\frac{\pi}{N b_c}} \quad (7.20)$$

Ist b_c reell und positiv, was für die meisten Atome annähernd erfüllt ist, dann ist der Brechungsindex für $\lambda < \lambda_c$ reell und für $\lambda > \lambda_c$ imaginär. Tabelle 7.1 stellt einige Werte für λ_c von ausgewählten Flüssigkeiten zusammen. Nehmen wir als typisches Beispiel $\lambda_c = 1400 \text{ \AA}$ an. Für kalte Neutronen mit $\lambda = 4.0 \text{ \AA}$ erhalten wir dann $\xi = 0.82 \times 10^{-5}$.

Flüssigkeit	N (\AA^{-3})	b_c (fm)	λ_c (\AA)	ξ^* (10^{-5})	ϕ_c^* (Grad)
Na	0.0243	3.63	1887	0.449	0.121
Al	0.0529	3.449	1312	0.929	0.175
S	0.0338	2.847	1807	0.490	0.127
Ar	0.0213	1.909	2780	0.207	0.083
Ga	0.0527	7.288	904	1.956	0.253
Sn	0.0354	6.226	1194	1.123	0.192
Hg	0.0407	12.69	780	2.630	0.294
Pb	0.0311	9.402	1037	1.489	0.221
H ₂ O	0.0333	-1.679		-0.285	
D ₂ O	0.0332	19.145	703	3.237	0.326
CCl ₄	0.00625	44.95	1057	1.431	0.217
C ₈ H ₁₀	0.00490	15.781	2016	0.394	0.114

* $\lambda = 4.0 \text{\AA}$

Tabelle 7.1: Zahlenwerte für Größen, die den Neutronenbrechungsindex unterschiedlicher Flüssigkeiten charakterisieren, nach Sears (1989).

An der Grenze zwischen zwei Medien A und B ist der *relative Brechungsindex* als

$$n = \frac{K_A}{K_B} = \frac{n_A}{n_B} \quad (7.21)$$

definiert. Der resultierende Ausdruck

$$n^2 = \frac{1 - \xi_A}{1 - \xi_B} \equiv 1 - \xi \quad (7.22)$$

schreibt sich in erster Näherung

$$\xi \approx \xi_A - \xi_B = \frac{\lambda^2}{\pi} (N_A b_{cA} - N_B b_{cB}). \quad (7.23)$$

Nehmen wir nun an, dass ein Neutron mit Wellenvektor \vec{k} auf ein Medium mit ebener Grenzfläche einfällt. Wir wählen das Koordinatensystem so, dass diese Grenzfläche mit der Ebene $z = 0$ zusammenfällt. Der Bereich $z < 0$ sei dabei Vakuum und der Bereich $z > 0$ das Medium. Wir suchen nach einer Lösung der Schrödingergleichung, in der die einfallende Welle teilweise reflektiert und teilweise an der Grenzfläche ins Medium gebrochen wird (Abbildung 7.1). Gleichung (7.13) wird in diesem Fall als

$$\psi(\vec{r}) = \begin{cases} A \exp(i\vec{K} \cdot \vec{r}), & z > 0 \\ a \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) + a' \exp(i\vec{k}' \cdot \vec{r}), & z < 0 \end{cases} \quad (7.24)$$

geschrieben. Legen wir weiters die Koordinatenachsen so fest, dass \vec{k} in der $y = 0$ Ebene liegt,

$$\vec{k} = (k \cos \phi, 0, k \sin \phi). \quad (7.25)$$

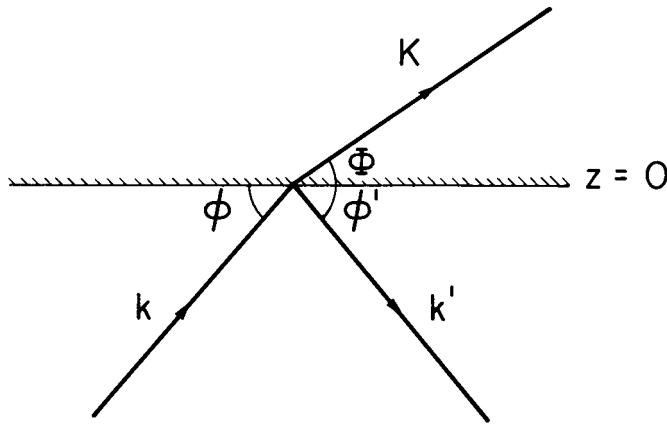


Abbildung 7.1: Reflexion und Brechung an einer ebenen Grenzfläche.

Da $\psi(\vec{r})$ und $\vec{\nabla}\psi(\vec{r})$ bei $z = 0$ stetig sein müssen, folgt für die Wellenvektoren

$$\begin{aligned}\vec{k}' &= (k \cos \phi, 0, -k \sin \phi), \\ \vec{K} &= (k \cos \phi, 0, n_z k \sin \phi)\end{aligned}\quad (7.26)$$

und für die Amplituden

$$\begin{aligned}a' &= \frac{1 - n_z}{1 + n_z} a, \\ A &= \frac{2}{1 + n_z} A\end{aligned}\quad (7.27)$$

mit

$$n_z \equiv \frac{K_z}{k_z} = \sqrt{1 - \frac{\xi}{\sin^2 \phi}}. \quad (7.28)$$

Wir stellen dabei fest, dass mit der Kenntnis von k , ϕ und a alle anderen Größen berechenbar sind. In anderen Worten, die reflektierte und gebrochene Welle sind eindeutig durch die einfallende Welle bestimmt.

Im allgemeinen sind b_c und damit ξ und n_z komplexe Größen,

$$n_z = n'_z + i n''_z. \quad (7.29)$$

Daraus ergibt sich für den Wellenvektor im Medium

$$\vec{K} = \vec{K}' + i \vec{K}'' \quad (7.30)$$

mit

$$\begin{aligned}\vec{K}' &= (k \cos \phi, 0, n'_z k \sin \phi), \\ \vec{K}'' &= (0, 0, n''_z k \sin \phi).\end{aligned}\quad (7.31)$$

Wenn b_c komplex ist, ist die kohärente Welle daher eine inhomogene ebene Welle, d.h. die Ebenen konstanter Phase ($\vec{K}' \cdot \vec{r} = \text{const}$) sind nicht zu den Ebenen konstanter Amplitude ($\vec{K}'' \cdot \vec{r} = \text{const}$) parallel.

In den meisten Fällen kann der Wellenvektor der gebrochenen Welle in guter Näherung als reell angenommen werden,

$$K_z = n_z k \sin \phi = K \sin \Phi . \quad (7.32)$$

Φ ist der Brechungswinkel in Abbildung 7.1, der mit dem Einfallswinkel ϕ in folgende Beziehungen gesetzt werden kann,

$$n_z \sin \phi = n \sin \Phi \quad (7.33)$$

oder

$$\cos \phi = n \cos \Phi . \quad (7.34)$$

Das ist das bekannte Brechungsgesetz (Snelliussches Brechungsgesetz, *Snell's law*). Das Reflexionsgesetz

$$\phi' = \phi \quad (7.35)$$

ist implizit in Gleichung (7.26) enthalten.

7.1.3 Fresnelsche Formeln

Mit Gleichung (3.89) folgen die Neutronenstromdichten der einfallenden, der reflektierten und der gebrochenen Neutronenwellen,

$$\begin{aligned} \vec{j} &= \frac{\hbar \vec{k}}{m} |a|^2 , \\ \vec{j}' &= \frac{\hbar \vec{k}'}{m} |a'|^2 , \\ \vec{J} &= \frac{\hbar \vec{K}'}{m} |A|^2 \exp(-2\vec{K}'' \cdot \vec{r}) . \end{aligned} \quad (7.36)$$

Die *Reflektivität* R ist als der Anteil der einfallenden Neutronen definiert, die an der Grenzfläche reflektiert werden,

$$R = \frac{j'_z}{j_z} = \left| \frac{a'}{a} \right|^2 \quad (7.37)$$

Die Transmissionswahrscheinlichkeit ist auf gleiche Weise als der Anteil der einfallenden Neutronen definiert, die an der Grenzfläche ins Medium eintreten,

$$T = \frac{J_z}{j_z} = n'_z \left| \frac{A}{a} \right|^2 \quad (7.38)$$

Mit Gleichung (7.27) erhalten wir weiter

$$R = \left| \frac{1 - n_z}{1 + n_z} \right|^2 , \quad T = \frac{4n'_z}{|1 + n_z|^2} . \quad (7.39)$$

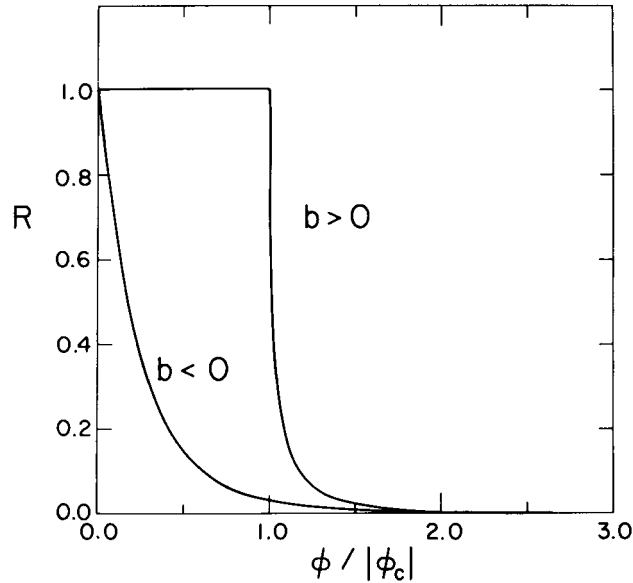


Abbildung 7.2: Die Reflektivität als Funktion des reduzierten Einfallswinkels für Reflexion an einer ebenen Grenzfläche. Die gebundene kohärente Streulänge b_c wird als reell angenommen.

Diese Ausdrücke entsprechen den Fresnelschen Formeln in der Lichtoptik. Wir sehen, dass

$$R + T = 1 \quad (7.40)$$

gilt, wie es durch die Erhaltung der Neutronenzahl verlangt wird.

Da für thermische Neutronen $|\xi| \simeq 10^{-5}$ gilt, folgt aus Gleichung (7.28) für einen beliebigen Einfallswinkel ϕ

$$R = \frac{|\xi|^2}{16 \sin^4 \phi} \quad (7.41)$$

Allgemein ist damit $R \simeq 10^{-10}$ und somit vernachlässigbar klein. Reflexion wird nur bei streifendem Einfall, $\phi \rightarrow 0$, von Bedeutung. Führen wir die Größe

$$\phi_c = \sqrt{\xi} = \frac{\lambda}{\lambda_c} = \lambda \sqrt{\frac{Nb_c}{\pi}} \quad (7.42)$$

ein, erhalten wir für die Reflexionswahrscheinlichkeit

$$R = \left| \frac{1 - \sqrt{1 - (\phi_c/\phi)^2}}{1 + \sqrt{1 - (\phi_c/\phi)^2}} \right|^2. \quad (7.43)$$

Die Reflektivität wird in Abbildung 7.2 für den Fall b_c reell, was im allgemeinen eine gute Näherung ist, als Funktion des Einfallswinkels dargestellt, $R = R(\phi)$. Im Rahmen unserer Näherung ist für $b_c > 0$ ϕ_c reell und imaginär für $b_c < 0$. Im ersten Fall gilt $R = 1$ wenn $\phi < \phi_c$ ist und ϕ_c ist der *Grenzwinkel der Totalreflexion*. Da für thermische Neutronen $\xi \simeq 10^{-5}$ ist, erhalten wir $\phi_c \simeq 3 \times 10^{-3}$ rad $\simeq 0.2$ Grad.

Die Breite des reflektierten Strahls ist beim Grenzwinkel der Totalreflexion

$$W = L \sin \phi_c, \quad (7.44)$$

wenn L die Länge des Spiegels ist. Für $L = 33$ cm wird für die obigen Zahlenwerte $W = 1$ mm.

Ist andererseits $b_c < 0$, folgt $R < 1$ für alle $\phi > 0$. Im allgemeinen Fall ist b_c komplex mit

$$b_c = b'_c - ib''_c \quad (7.45)$$

und für stark absorbierende Materialien ist b''_c nicht vernachlässigbar. Ist $b'_c > 0$ bewirkt die Absorption ein Abrunden der Reflexionskurve am Grenzwinkel der Totalreflexion.

Betrachten wir zum Beispiel

$$\phi = \lambda \sqrt{\frac{Nb'_c}{\pi}}, \quad (7.46)$$

was bei $b''_c = 0$ den Grenzwinkel der Totalreflexion bedeuten würde. Bei diesem Einfallswinkel erhalten wir

$$R = \frac{b'_c + b''_c - \sqrt{2b'_c b''_c}}{b'_c + b''_c + \sqrt{2b'_c b''_c}}. \quad (7.47)$$

Bei einem nicht stark absorbierenden Element ($\sigma_a \lesssim \sigma_s$) ist $b''_c/b'_c \lesssim 10^{-4}$, woraus $R \gtrsim 0.97$ folgt. In diesem Fall reduziert die Absorption die Reflektivität um nicht mehr als wenige Prozent.

Die Werte für R sind in Tabelle 7.2 für eine Reihe stark absorbierender Elemente für zunehmende Absorptionswirkungsquerschnitte σ_a zusammengestellt. Wir sehen, dass selbst für einen so starken Absorber wie Gadolinium mit $\sigma_a \simeq 49000$ b, etwa 18% der einfallenden Neutronen beim Grenzwinkel der Totalreflexion reflektiert werden.

Da ϕ_c^2 zu b_c proportional ist, können wir aus Gleichung (7.43) folgern, dass eine Messung der Reflektivität dazu verwendet werden kann, den Betrag und das Vorzeichen der gebundenen kohärenten Streulänge zu bestimmen.

7.1.4 Neutronenleiter

Die wichtigste praktische Anwendung der Neutronenreflexion ist die Herstellung von Neutronenleitern zum Transport thermischer und kalter Neutronenstrahlen (Christ and Springer (1962), Maier-Leibnitz and Springer (1963)). Die Neutronenleiter sind analog zu Lichtleitern konzipiert, ihr Prinzip ist in Abbildung 7.3 schematisch dargestellt. Treten Neutronen mit einem Einfallswinkel in bezug auf die Neutronenleiterwand, der kleiner als der Grenzwinkel der Totalreflexion für die jeweilige Wellenlänge ist, in den Neutronenleiter ein, werden sie durch Mehrfachtotalreflexion an den Wänden durch den Neutronenleiters transportiert. Wird der Leiter zusätzlich mit einer leichten Krümmung versehen, können nur Neutronen mit einer Wellenlänge transportiert werden, die einen definierten Minimalwert überschreitet. Die schnelleren Neutronen mit kürzerer Wellenlänge verlassen ebenso wie γ -Strahlen den Neutronenleiter durch die Wand und können in einem geeigneten Strahlfänger (*beam stop*) absorbiert werden.

Element	σ_a (b)	b_c (fm)			R
Cl	33.5	9.5770	–	0.0093i	0.916
Co	37.18	2.50	–	0.0103i	0.834
Nd	50.5	7.69	–	0.0140i	0.886
Ag	63.3	5.922	–	0.0176i	0.857
In	193.8	4.065	–	0.0539i	0.723
Hg	372.3	12.69	–	0.104i	0.775
B	767	5.30	–	0.213i	0.572
Dy	940	16.9	–	0.261i	0.705
^3He	5333	5.74	–	1.48i	0.273
Sm	5670	4.2	–	1.58i	0.227
Gd	48890	9.5	–	13.59i	0.179

Tabelle 7.2: Zusammenstellung von Werten für den Absorptionswirkungsquerschnitt σ_a , die gebundene kohärente Streulänge b_c und die Reflektivität R am Grenzwinkel der Totalreflexion thermischer Neutronen für eine Auswahl stark absorbierender Elemente. In der zweiten Spalte ist σ_a in barn (b) angegeben, in der dritten Spalte b_c in fm. Ein Zusammenhang zwischen diesen Einheiten ist mit $1 \text{ b} = 100 \text{ fm}^2$ gegeben, aus Sears (1989).

Auf diese Weise können sehr saubere und gut kollimierte Strahlen thermischer und kalter Neutronen zu einem Messplatz mit geringem Untergrund transportiert werden, der weit genug von der Neutronenquelle entfernt ist. Typische Längen solcher Neutronenleiterstrecken sind im Bereich 10 – 100 m zu finden. Die transmittierte Intensität beträgt dabei etwa 80%, Maier-Leibnitz (1972).

Klassische Neutronenleiter werden aus Glas gefertigt, auf das eine Schicht eines Materials mit hoher Streulängendichte aufgebracht wird. Dafür eignet sich vor allem Nickel und sein Isotop ^{58}Ni , das von allen in Frage kommenden Materialien die höchste Streulängendichte aufweist.

Moderne Neutronenleiter bestehen aus Vielfachschichten abwechselnden Materials, z.B. aus Nickel und Titan. Haben die Schichten konstante Dicke, treten bei bestimmten Winkeln Intensitätsmaxima als Folge konstruktiver Interferenz auf.

Betrachten wir nun einen Stapel von Vielfachschichten mit graduell abnehmenden Schichtdicken, überlappen die Intensitätsmaxima und die Reflektivität ist bis zu einem Grenzwinkel θ_m hoch, der durch die geringste Schichtdicke bestimmt ist. Für $\theta > \theta_m$ ist die Reflektivität dann klein. Praktisch wird ein solcher *Superspiegel* nicht aus einem Multischichtstapel hergestellt sondern durch eine einzige Vielfachschicht mit einem Gradienten in der Schichtdicke. Der Grenzwinkel θ_m beträgt bei modernen Superspiegeln das 3 – 4-fache von natürlichem Nickel, was durch die Bezeichnung $m = 3$ oder $m = 4$ ausgedrückt wird.

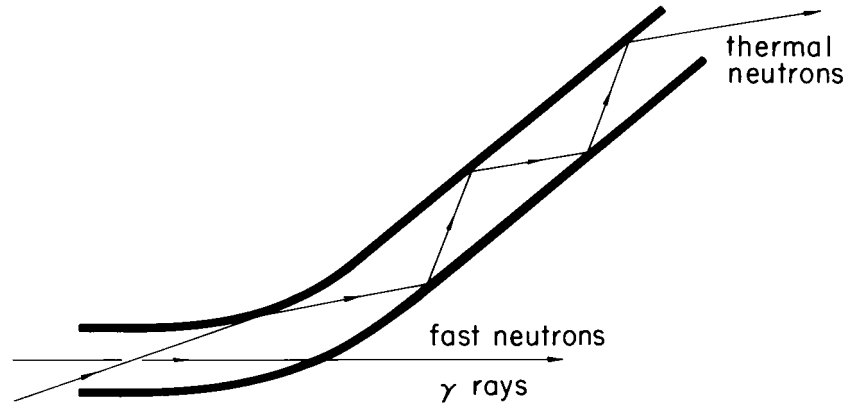


Abbildung 7.3: Schematische Darstellung eines Neutronenleiters.

7.2 Ultrakalte Neutronen

Die Totalreflexion thermischer Neutronen mit Einfallswinkel unter dem Grenzwinkel kann analog zur Lichtreflexion als *Spiegelung* bezeichnet werden. Streng genommen ist das jedoch nicht korrekt, da ein Spiegel im üblichen Sinn unter allen Einfallswinkeln totalreflektiert. Dies ist gegeben, wenn n rein imaginär d.h. $\lambda > \lambda_c$ und $\xi > 1$ ist. Wir haben in Tabelle 7.1 gesehen, dass ein typischer Wert für λ_c etwa 1400 \AA ist. Dies entspricht einer Neutronenenergie von $4 \times 10^{-8} \text{ eV}$ oder einer Temperatur von 0.5 mK . Nur für solche „ultrakalten“ (*ultracold*) Neutronen, deren Energie kleiner als das Fermi Pseudopotential V_F eines bestimmten Materials ist, kann tatsächlich Spiegelung auftreten, d.h. die Neutronen werden unter allen Winkeln von Grenzflächen, z.B. den Wänden eines Behälters, reflektiert und können so gespeichert werden.

Die praktische Bedeutung der Neutronenspeicherung besteht darin, die Neutronen für einen längeren Zeitraum an einem bestimmten Ort zur Verfügung zu haben, um grundlegende Eigenschaften wie die mittlere Lebensdauer freier Neutronen oder den Wert eines möglichen elektrischen Dipolmoments zu messen. Für derartige Experimente haben ultrakalte Neutronen Vorteile gegenüber thermischen Neutronen, obwohl der Fluss ultrakalter Neutronen um viele Größenordnungen geringer ist als der thermische Neutronenfluss.

Die prinzipielle Schwierigkeit bei der Herstellung ultra-kalter Neutronen besteht darin, dass der Anteil f dieser Neutronen im Maxwell-Boltzmann-Spektrum eines Reaktors nur annähernd $(V_F/kT)^2$ ist. Dies lässt sich sofort aus der Integration des thermischen Flusses nach Gleichung (6.17) verstehen. Mit Gleichung (6.17) und

$$\int x \exp(-x) dx = -(1+x) \exp(-x) \quad (7.48)$$

erhalten wir

$$\int_0^{\infty} x \exp(-x) dx = 1 \quad (7.49)$$

und

$$\int_0^{V_F/kT} x \exp(-x) dx = 1 - \left(1 + \frac{V_F}{kT}\right) \exp\left(-\frac{V_F}{kT}\right) \approx \left(\frac{V_F}{kT}\right)^2. \quad (7.50)$$

Nehmen wir $T \simeq 300\text{K}$ an und setzen $V_F \simeq 10^{-7}\text{eV}$, erhalten wir mit $kT = 0.025\text{eV}$, $f \simeq 10^{-11}$. Da moderne Neutronenquellen mit kalten Quellen (D_2 oder H_2 Moderatoren mit Betriebstemperaturen von $20 - 30\text{K}$) ausgestattet sind, ist es möglich f auf etwa 10^{-9} zu erhöhen, aber nicht weiter.

Nehmen wir z.B. einen Capturefluss $\varphi_c \simeq 10^{15}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ an, folgt daraus eine maximale Dichte ultrakalter Neutronen im Reaktorzentrum von $5\text{Neutronen pro cm}^3$. Nehmen wir eine Extraktionseffizienz von 20% an, können wir eine UCN-Dichte von 1cm^{-3} erwarten.

Ultrakalte Neutronen können auch nicht einfach aus der kalten Quelle eines Reaktors extrahiert werden, da sie an den Wänden des Moderators reflektiert werden. Eine Lösung dafür ist, Neutronen aus der kalten Quelle zu verwenden, deren Energie über dem ultrakalten Energiebereich liegt und diese danach in den UCN-Bereich herunter zu kühlen.

Die derzeit beste Quelle ultrakalter Neutronen befindet sich am ILL, wo kalte Neutronen in einem vertikalen Leiter weitere kinetische Energie verlieren (und potentielle Energie im Schwerfeld gewinnen). Neutronen, die durch den gekrümmten Leiter in das Obergeschoß des Reaktergebäudes gelangen, werden als „sehr kalte“ Neutronen (VCN) bezeichnet und haben eine typische Geschwindigkeit von 50m/s . Diese Neutronen werden in der so genannten *Neutronenturbine* durch Stöße an rotierenden Turbinenblättern (Rotation) auf Geschwindigkeiten um 5m/s abgebremst, Steyerl and Malik (1989). Damit werden UCN-Dichten von etwa 50cm^{-3} erreicht.

Neue Konzepte gehen von UCN-Konvertern (z.B. festes D_2) aus, die an stationären und gepulsten Neutronenquellen betrieben werden können, Serebrov (2000). Als gepulste Neutronenquellen eignen sich sowohl Reaktoren wie der TRIGA-Reaktor, Pokotilovski (1995), oder Spallationsneutronenquellen, Rauch (2002).

Da ultrakalte Neutronen auch bei senkrechtem Einfall totalreflektiert werden, können sphärische Spiegel verwendet werden, um einen kollimierten Neutronenstrahl zu fokussieren. Die Brennweite eines sphärischen Spiegels ist mit

$$f = \frac{r}{2} \quad (7.51)$$

gegeben. Hier ist r der Spiegelradius und f von der Wellenlänge unabhängig. Dadurch wird der Spiegel achromatisch und gute Bilder können für paraxiale Strahlen erhalten werden, ohne monochromatische Neutronen verwenden zu müssen, was in Hinblick auf die geringen UCN-Flüsse von großem Vorteil ist. Eine Anwendung von sphärischen Spiegeln wurde bei der Konstruktion und Demonstration eines Mikroskops für ultrakalte Neutronen gefunden. Leider hat sich das Neutronenmikroskop bis jetzt noch nicht über den Demonstrationsstatus hinausbewegt.

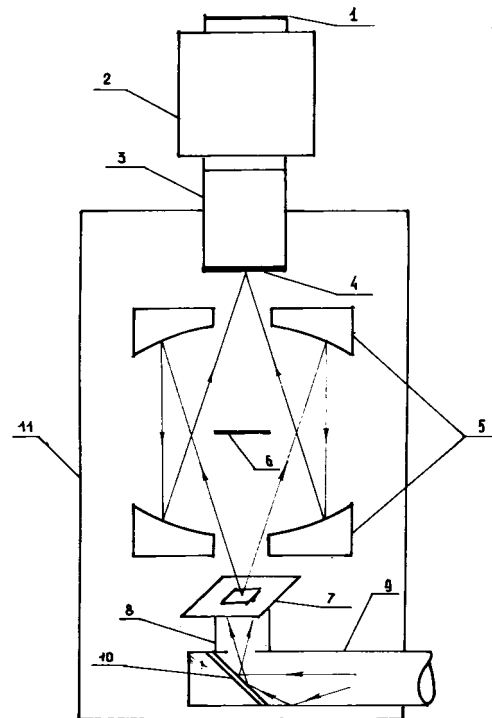


Abbildung 7.4: Doppelspiegel UCN Mikroskop: 1. Photographischer Film, 2. Bildkonverter 3. optische Faser, 4. UCN-empfindlicher Szintillator, 5. Konkavspiegel, 6. Abschirmung gegen direkte Strahlen, 7. Probe, 8 & 9. Neutronenleiter, 10. Umlenkspiegel, aus Frank (1989).

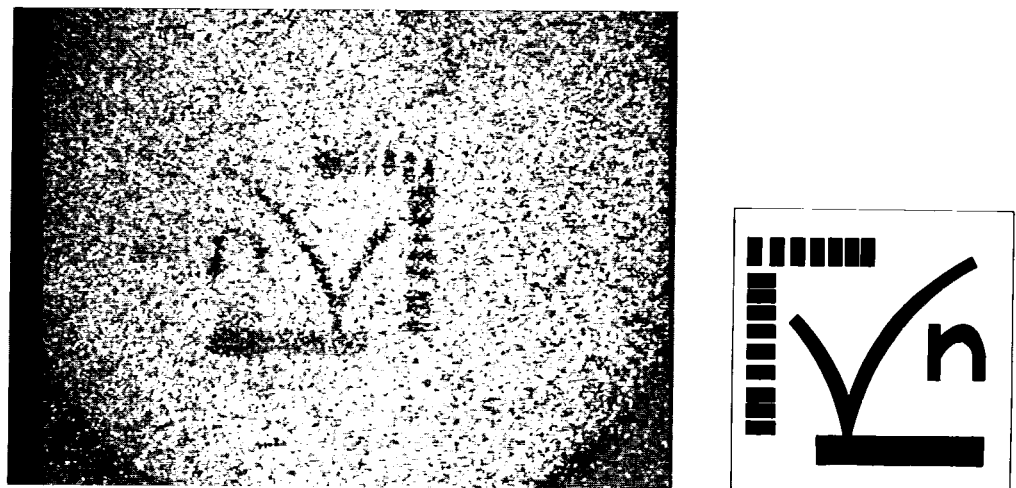


Abbildung 7.5: Nickelbeschichtete Siliziumplatte als Testobjekt und sein neutronenoptisches Bild im Mikroskop; die dunklen Bereiche zeigen die nickelbeschichteten Stellen. Die Auflösung des Instruments beträgt $70 - 100 \mu\text{m}$, aus Frank (1989).

Ein Beispiel für ein grundlegendes Experiment mit ultrakalten Neutronen ist die Untersuchung der Quantenzustände eines Neutrons im Gravitationsfeld, Nesvizhevsky et al. (2002).

letters to nature

10. Jäger, C. *et al.* Steps toward interstellar silicate mineralogy IV. The crystalline revolution. *Astron. Astrophys.* **339**, 904–916 (1998).
11. Molster, F. J. *et al.* Low-temperature crystallization of silicate dust in circumstellar disks. *Nature* **401**, 563–565 (1999).
12. Kessler, M. F. *et al.* The Infrared Space Observatory (ISO) mission. *Astron. Astrophys.* **315**, L27–L31 (1996).
13. Lester, D. F. & Dinerstein, H. L. An infrared disk at the center of the bipolar planetary nebula NGC 6302. *Astrophys. J.* **281**, L67–L69 (1984).
14. Corradi, R. L. M. & Schwarz, H. E. The kinematics of the high velocity bipolar nebulae NGC 6537 and HB 5. *Astron. Astrophys.* **269**, 462–468 (1993).
15. Gonzalez-Alfonso, E. & Cernicharo, J. The water vapor abundance in circumstellar envelopes. *Astrophys. J.* **525**, 845–862 (1999).
16. Payne, H. E., Phillips, J. A. & Terzian, Y. A young planetary nebula with OH molecules—NGC 6302. *Astrophys. J.* **326**, 368–375 (1988).
17. Metzler, K., Bisschoff, A. & Stoeffler, D. Accretionary dust mantles in CM chondrites—Evidence for solar nebula processes. *Geochim. Cosmochim. Acta* **56**, 2873–2897 (1992).
18. Pottasch, S. R. & Beintema, D. A. The ISO spectrum of the planetary nebula NGC 6302. II. Nebular abundances. *Astron. Astrophys.* **347**, 975–982 (1999).
19. Rietmeijer, F. J. M. A model for diagenesis in proto-planetary bodies. *Nature* **313**, 293–294 (1985).
20. Lancet, M. S. & Anders, E. Carbon isotope fractionation in the Fischer-Tropsch synthesis and in meteorites. *Science* **170**, 980–982 (1970).
21. Pope, K. O., Ocampo, A. C., Fischer, A. G., Morrison, J. & Sharp, Z. Carbonate condensates in the Chicxulub ejecta deposits from Belize. *Lunar Planet. Sci.* **27**, 1045–1046 (1996).
22. Molster, F. J. *et al.* The complete ISO spectrum of NGC6302. *Astron. Astrophys.* **372**, 165–172 (2001).
23. Koike, C. *et al.* The spectra of crystalline silicates in infrared region. *Proc. 32nd ISAS Lunar Planet. Symp.* **32**, 175–178 (1999).
24. Koike, C. *et al.* Absorption spectra of Mg-rich Mg-Fe and Ca pyroxenes in the mid- and far-infrared regions. *Astron. Astrophys.* **363**, 1115–1122 (2000).
25. Bertie, J. E., Labbé, H. J. & Whalley, E. Absorptivity of Ice I in the range 4000–30 cm⁻¹. *J. Chem. Phys.* **50**, 4501–4520 (1969).
26. Warren, S. G. Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave. *Appl. Opt.* **23**, 1206–1225 (1984).
27. Jäger, C., Mutschke, H., Begemann, B., Dorschner, J. & Henning, Th. Steps toward interstellar silicate mineralogy I. Laboratory results of a silicate glass of mean cosmic composition. *Astron. Astrophys.* **292**, 641–655 (1994).
28. Henning, Th. & Stognienko, R. Dust opacities for protoplanetary accretion disks: influence of dust aggregates. *Astron. Astrophys.* **311**, 291–303 (1996).

Acknowledgements

This work is based on observations with ISO, an ESA project with instruments funded by ESA member states (especially the PI countries: France, Germany, the Netherlands and the UK) and with the participation of ISAS and NASA. We thank F. J. M. Rietmeijer, D. Fabian, J. Bouwman, C. Dominik, A. G. G. M. Tielens, J. Bradley, W. Schutte, J. Keane, P. Morris, L. P. Keller, H. Y. McSween Jr and R. N. Clayton for support and discussions. We acknowledge support from an NWO 'Pionier' grant.

Correspondence and requests for materials should be addressed to F.K. (e-mail: ciska@science.uva.nl).

Quantum states of neutrons in the Earth's gravitational field

Valery V. Nesvizhevsky*, Hans G. Börner*, Alexander K. Petukhov*, Hartmut Abele†, Stefan Baessler†, Frank J. Rueß†, Thilo Stöferle†, Alexander Westphal†, Alexei M. Gagarski‡, Guennady A. Petrov‡ & Alexander V. Strelkov§

* Institute Laue-Langevin, 6 rue Jules Horowitz, Grenoble F-38042, France

† University of Heidelberg, 12 Philosophenweg, Heidelberg D-69120, Germany

‡ Petersburg Nuclear Physics Institute, Orlova Roscha, Gatchina, Leningrad reg. R-188350, Russia

§ Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow reg. R-141980, Russia

The discrete quantum properties of matter are manifest in a variety of phenomena. Any particle that is trapped in a sufficiently deep and wide potential well is settled in quantum bound states. For example, the existence of quantum states of electrons in an electromagnetic field is responsible for the structure of atoms¹⁶, and quantum states of nucleons in a strong nuclear field give rise to the structure of atomic nuclei¹⁷. In an analogous way, the gravitational field should lead to the formation of quantum states. But the gravitational force is extremely weak compared to the

electromagnetic and nuclear force, so the observation of quantum states of matter in a gravitational field is extremely challenging. Because of their charge neutrality and long lifetime, neutrons are promising candidates with which to observe such an effect. Here we report experimental evidence for gravitational quantum bound states of neutrons. The particles are allowed to fall towards a horizontal mirror which, together with the Earth's gravitational field, provides the necessary confining potential well. Under such conditions, the falling neutrons do not move continuously along the vertical direction, but rather jump from one height to another, as predicted by quantum theory^{1–3}.

In order to allow for the experimental observation of gravitational bound states, all interactions of the matter particles with other fields must be so small that their interference with the gravitational quantum phenomena can be neglected. The choice of neutrons seemed to us most favourable because (1) they are neutral, (2) they have a long lifetime, and (3) they are elementary particles with low mass. The reasons why these properties are advantageous will become more evident from the following explanations.

We now consider how to demonstrate that bound states exist for neutrons trapped in the Earth's gravitational field. The gravitational field alone does not create a potential well, as it can only confine particles by forcing them to fall along gravity field lines. We need a second 'wall' to create the well. This can be obtained by introducing a reflecting mirror. Let us consider a neutron, which is lifted up by a few millimetres and is then dropped vertically onto the mirror. The neutron wave is reflected by the mirror and interferes with itself, as illustrated in Fig. 1. This self-interference creates a standing wave in the neutron density: the probability of finding a neutron at a given height exhibits maxima and minima along the vertical direction, the position of which depends on the quantum number of the bound states. The neutron that was dropped has gone through quantum 'steps'.

The classical analogue, the vibrating musical string, gives a visualization of a particle in a rectangular potential well. In this case, strict boundary conditions must be met: both the wavefunction amplitudes of the particles and the displacement amplitudes of the string vanish at the boundaries. In contrast, the gravitational well described above is asymmetric: whereas the reflecting mirror (under total reflection condition) corresponds to an infinite sharp

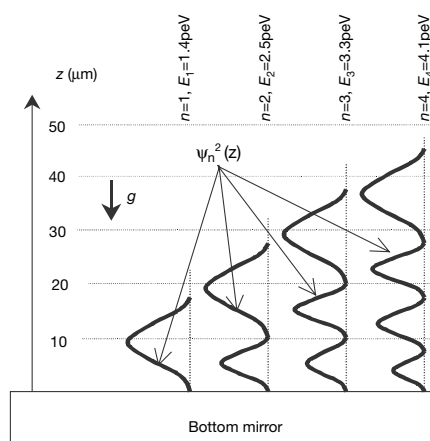


Figure 1 Wavefunctions of the quantum states of neutrons in the potential well formed by the Earth's gravitational field and the horizontal mirror. The probability of finding neutrons at height z , corresponding to the n th quantum state, is proportional to the square of the neutron wavefunction $\psi_n^2(z)$. The vertical axis z provides the length scale for this phenomenon. E_n is the energy of the n th quantum state.

letters to nature

wall, the gravitational field is much softer; as a result, the gravitational well extends in the opposite direction to the gravity field with increasing quantum number. Consequently, as can be seen in Fig. 1, the neutron wavefunctions are deformed upwards, and the energy differences between states with neighbouring quantum numbers become smaller with increasing level number. More detailed discussions, precise analytical solutions and related publications can be found elsewhere^{1–10}. We will here simply summarize the results of these analyses: the energies of the four lowest quantum states of a neutron in the Earth's gravitational field are $E_1 \approx 1.41$ peV, $E_2 \approx 2.46$ peV, $E_3 \approx 3.32$ peV and $E_4 \approx 4.08$ peV, respectively ($1 \text{ peV} = 10^{-12} \text{ eV}$). It is worth keeping in mind that the classical energy that is needed to lift a neutron by $10 \mu\text{m}$ against gravitation on Earth (given by mgz) is almost exactly 1 peV. (Here m is the neutron mass, g is the acceleration due to gravity, and z is the height.) Thus the energy E_1 corresponds in the classical approximation to the height $z_1 \approx 15 \mu\text{m}$, at which the first level of the quantum phenomenon for neutrons should be observed. This 'macroscopic' height is very advantageous, and helps us to design experiments to demonstrate the existence of gravitational levels for neutrons.

In a realistic experiment it is not possible to just lift a neutron, let it drop, and then measure its density distribution as a function of height. But we can take a beam of neutrons and let them fly horizontally above a reflecting mirror. If all forces can be eliminated except for gravitation and repulsion by the mirror (such as that due to magnetic field gradients, mechanical vibrations and so on), then the motion of the neutrons can be decoupled into independent vertical and horizontal components. The gravitational force acts on the vertical component only, and in this direction we then obtain the potential well that leads to the consequences described above. No forces act on the horizontal velocity component.

In order to further characterize our experiment, we have to make use of the uncertainty principle, which relates the Planck constant ($\hbar = 6.6 \times 10^{-16} \text{ eVs}$) to the minimal time period $\Delta\tau$, during which quantum states can be resolved with an energy difference ΔE : $\Delta\tau \approx \hbar/\Delta E$. Therefore, the vertical energy scale of the quantum levels $E_1 \approx 1.41$ peV requires that $\Delta\tau \gg 0.5$ ms. A compromise has to be found between the length of the reflecting mirror and the horizontal velocity of neutrons. We have used mirrors with a length of 10 cm, and neutrons with a velocity of $\sim 10 \text{ m s}^{-1}$. A powerful source of ultracold neutrons (UCN)^{11–14}, which operates at the Institute Laue-Langevin, Grenoble¹⁵, provides the neutrons with such velocity. The energy E_1 corresponds in the classical approximation to the vertical velocity component $v \approx 1.7 \text{ cm s}^{-1}$, which is significantly smaller than the horizontal velocity component. If we let the neutrons fly 'slightly upwards' (see Fig. 2), they will follow a parabolic trajectory due to gravity. At the maximum of the parabola their vertical velocity component will be zero in the classical approximation, and will then increase again. To limit the vertical velocity component, we use an absorber parallel to the bottom mirror and placed above it (see Fig. 2). The distance between absorber and mirror can be adjusted.

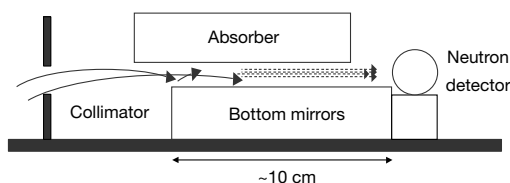


Figure 2 Layout of the experiment. The limitation of the vertical velocity component depends on the relative position of the absorber and mirror. To limit the horizontal velocity component we use an additional entry collimator. The relative height and size of the entry collimator can be adjusted.

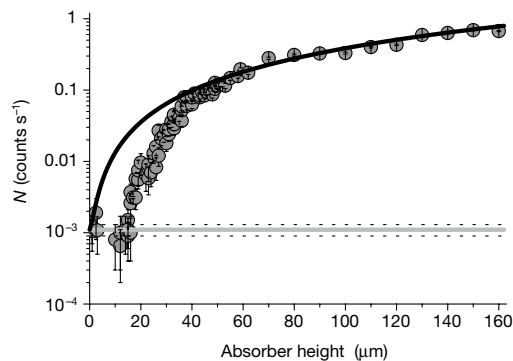


Figure 3 The neutron throughput N versus the absorber height. The circles represent the data points. The solid curve is the classical fit to these data. The slit becomes transparent to neutrons at a finite slit opening. The horizontal straight lines indicate the detector background values and uncertainties measured while the neutron source was 'off'.

In our experiments, neutrons flow between the mirror below and absorber above, and the neutron transmission N is measured as a function of the width Δz of the slit defined by the mirror and the absorber. This width Δz acts as a selector for the vertical velocity component. In order to keep the vertical and horizontal velocity components decoupled, severe restrictions concerning quality and adjustment of the different parts used in the set-up must be met^{2,3}. Ideally, from Fig. 1, we expect a stepwise dependence of N as a function of Δz . If Δz is smaller than the spatial width of the lowest quantum state, then N should be zero. When Δz is equal to the spatial width of the lowest quantum state, then N should increase sharply. Further increase in Δz should not increase N as long as Δz is smaller than the spatial width of the second quantum state. Then, N should again increase stepwise. At sufficiently large slit width Δz , the classical dependence $N \sim \Delta z^{1.5}$ should be approached, and the stepwise increase should be washed out. (Naively we might expect that classically $N \sim \Delta z$; this is not the case because we obtain an additional $z^{0.5}$ due to the fact that an increase in Δz also allows for an increase in the accepted spread of velocities.) The identification of the lowest quantum state is easier than that of the higher states because in this case the relative change in the count rate N is maximal.

The effects that we observe, shown in Fig. 3, are consistent with the expectations described above. In particular, the non-transparency of the slit (formed by the bottom mirror and the absorber) is clearly observed for the neutrons when the slit width is smaller than the spatial width of the lowest quantum state. We note that the 'diameter' of a neutron is $\sim 10^{-15} \text{ cm}$, which is much smaller than the width of $\geq 15 \mu\text{m}$ at which the slit starts to become transparent for neutrons. Careful analysis of the experiment has allowed us to rule out any systematic errors. In particular, tests have shown that the shape of the transmission curve (Fig. 3) does not depend on the value of the horizontal velocity component, but that it depends only on the vertical velocity component, as expected. If the slit is opened up to $15 \mu\text{m}$, it is just not transparent for neutrons. But it is sufficiently large that we can observe transmission of visible light, although the wavelength of light ($\sim 0.6 \mu\text{m}$) is much larger than the neutron wavelength of $\sim 0.01 \mu\text{m}$; this observation tells us that the slit is really open and well adjusted. Evidently, the difference in transmission results from the fact that the Earth's gravitational field does not act noticeably on photons within the frame of our experimental set-up.

Figure 4 shows on an extended scale the initial part of the transmission curve N as a function of slit width Δz . The dashed

letters to nature

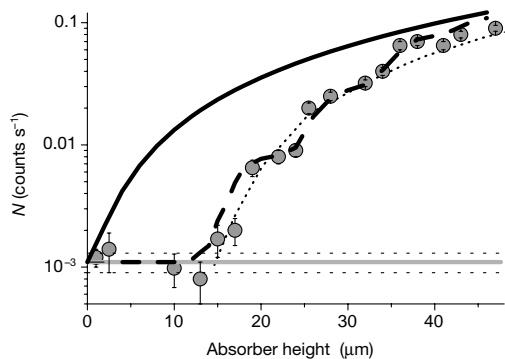


Figure 4 The neutron throughput versus the absorber height at low height values. The data points are summed up in intervals of $2\ \mu\text{m}$. The dashed curve corresponds to a fit using the quantum-mechanical calculation, in which all level populations and the height resolution are fitted from the experimental data. The solid curve is again the full classical treatment. The dotted line is a truncated fit in which it is assumed that only the lowest quantum state—which leads to the first step—exists.

curve shows the results of a quantum fit, in which the level populations and the height resolution are free parameters. The solid line is again the full classical treatment ($N \sim z^{1.5}$). The dotted line is a truncated fit to the assumption that only the lowest quantum level—which leads to the first step—exists. Then it continues at the absorber height of $z_1 \approx 15\ \mu\text{m}$ with a shifted classical treatment ($N \sim (z - z_1)^{1.5}$) that is more like a 'guide to the eye' curve. Our statistics for large slit width are still not sufficient, but the existence of the first step due to the lowest quantum level is clearly reproduced.

Our experimental observations of the neutron quantum states in the Earth's gravitational field provide another demonstration of the universality of the quantum properties of matter, but at this stage we have only shown a phenomenon that was expected—although not easy to prove. As the parameters of quantum states are defined in such a system mainly by the interaction of the neutron with the gravitational field, the phenomenon we report can now be considered for further investigations of fundamental properties of matter. Thus, as it is evident from the uncertainty principle, the energy resolution ΔE could be improved significantly by increasing $\Delta\tau$ (in principle, ΔE could be as low as $\sim 10^{-18}$ eV if $\Delta\tau$ approaches the lifetime of the neutron, so that the level width becomes a million times smaller than the energy difference between levels). The use of resonance transitions between such narrow levels could find applications in physics, such as the precise verification of the proportionality of inertial and gravitational masses of elementary particles (neutrons), and a check of the electrical neutrality of neutrons—which is not a trivial fact. Increasing the time that neutrons spend in the gravitational bound states will become one of the main challenges in extending this experiment. When trying to achieve this, it will be necessary to demonstrate that the neutrons are spending a much longer time in the potential well, and a significant increase in the available density of ultracold neutrons will be necessary. \square

Received 10 October; accepted 22 November 2001.

- Luschikov, V. I. & Frank, A. I. Quantum effects occurring when ultracold neutrons are stored on a plane. *JETP Lett.* **28**, 559–561 (1978).
- Nesvizhevsky, V. V. *et al.* Search for quantum states of the neutron in a gravitational field: gravitational levels. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **440**, 754–759 (2000).
- Nesvizhevsky, V. V. *et al.* in *ILL Annual Report* (eds Cicognani, G. & Vettier, Ch.) 64–65 (Institute Laue-Langevin, Grenoble, 2000).
- Landau, L. D. & Lifshitz, E. M. *Quantum Mechanics* 164–196 (Pergamon, Oxford, 1976).
- Flügge, S. *Practical Quantum Mechanics* (Mir, Moscow, 1974).
- Colella, R. A., Overhauser, W. & Werner, W. A. Observation of gravitationally induced quantum interference. *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1472–1474 (1975).

- Baryshevskii, V. G., Cherepizta, S. V. & Frank, A. I. Neutron spin interferometry. *Phys. Lett. A* **153**, 299–302 (1991).
- Frank, A. I. Modern optics of long-wavelength neutrons. *Sov. Phys. Usp.* **34**, 980–987 (1991).
- Felber, J., Gähler, R., Rauch, C. & Golub, R. Matter waves at a vibrating surface: Transition from quantum-mechanical to classical behavior. *Phys. Rev. A* **53**, 319–328 (1996).
- Peters, A., Chung, K. Y. & Chu, S. Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms. *Nature* **400**, 849–852 (1999).
- Luschikov, V. I., Pokotilovskiy, Yu. N., Strelkov, A. V. & Shapiro, F. L. Observation of ultracold neutrons. *JETP Lett.* **9**, 23–26 (1969).
- Steyerl, A. Measurement of total cross sections for very slow neutrons with velocities from 100 m/s to 5 m/s. *Phys. Lett. B* **29**, 33–35 (1969).
- Ignatovich, V. K. *The Physics of Ultracold Neutrons* (Clarendon, Oxford, 1990).
- Golub, R., Richardson, D. J. & Lamoreux, S. K. *Ultracold Neutrons* (Higler, Bristol, 1991).
- Steyerl, A. & Malik, S. S. Sources of ultracold neutrons. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **284**, 200–207 (1989).
- Born, M. *Atomic Physics* (Blackie & Son, London, 1969).
- Bohr, A. & Mottelson, B. R. *Nuclear Structure* (Benjamin, New York, 1969).

Acknowledgements

We are grateful to our colleagues who were interested in this research and contributed to its development, in particular K. Ben-Saidane, D. Berruyer, Th. Brenner, J. Butterworth, D. Dubbers, P. Geltenbort, T. M. Kuzmina, A. J. Leadbetter, B. G. Peskov, S. V. Pinaev, K. Protasov, I. A. Snigireva, S. M. Soloviev and A. Voronin. The work was supported by INTAS.

Competing interests statement

The authors declare that they have no competing financial interests.

Correspondence and requests for materials should be addressed to V.V.N. (e-mail: nesvizhevsky@ill.fr).

Antiferromagnetic order induced by an applied magnetic field in a high-temperature superconductor

B. Lake^{*†}, H. M. Rønnow[‡], N. B. Christensen^{§||}, G. Aeppli^{§¶}, K. Lefmann[§], D. F. McMorrow[§], P. Vorderwiesch[‡], P. Smeibidl^{||}, N. Mangkorntong[✧], T. Sasagawa[✧], M. Nohara[✧], H. Takagi[✧] & T. E. Mason^{**}

^{*} Oak Ridge National Laboratory, PO Box 2008 MS 6430, Oak Ridge, Tennessee 37831-6430, USA

[†] Department of Condensed Matter Physics, University of Oxford, Clarendon Laboratory Parks Road, Oxford OX1 3PU, UK

[‡] CEA (MDN/SPSMS/DRFMC), 17 Ave. des Martyrs, 38054 Grenoble cedex 9, France

[§] Materials Research Department, Risø National Laboratory, 4000 Roskilde, Denmark

^{||} Ørsted Laboratory, Niels Bohr Institute for APG, Universitetsparken 5, DK 2100, Copenhagen, Denmark

[¶] NEC Research Institute, 4 Independence Way, Princeton, New Jersey 08540-6634, USA

[#] BENSC, Hahn-Meitner Institut, Glienicke Strasse 100, 14109 Berlin, Germany

[✧] Department of Advanced Materials Science, Graduate School of Frontier Sciences, University of Tokyo, Hongo 7-3-1, Bunkyo-ku, Tokyo 113-8656, Japan

^{**} Experimental Facilities Division, Spallation Neutron Source, 701 Scarboro Road, Oak Ridge, Tennessee 37830, USA

One view of the high-transition-temperature (high- T_c) copper oxide superconductors is that they are conventional superconductors where the pairing occurs between weakly interacting quasiparticles (corresponding to the electrons in ordinary metals), although the theory has to be pushed to its limit¹. An alternative view is that the electrons organize into collective textures (for example, charge and spin stripes) which cannot be 'mapped' onto the electrons in ordinary metals. Understanding the properties of the material would then need quantum field theories of objects

Kapitel 8

Herleitungen

8.1 Comptoneffekt und elastische Streuung

Die Ableitungen erfolgen in beiden Fällen vollständig im Laborsystem.

8.1.1 Comptonstreuung

Die geometrischen Verhältnisse bei der Comptonstreuung* sind in Abbildung 8.1(a) dargestellt. Wir formulieren die Energieerhaltung bei ursprünglich ruhendem Teilchen der Ruhmasse m , wobei das Teilchen habe nach dem Stoß die Geschwindigkeit v und $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ habe,

$$mc^2 + h\nu = h\nu' + \gamma mc^2 . \quad (8.1)$$

Impulserhaltung in longitudinaler Richtung (der ursprünglichen Richtung des Photons)

***Comptonstreuung**, inelastische Streuung von Photonen an freien Elektronen unter elektromagnetischer Wechselwirkung, allgemeiner auch die Streuung von Photonen an anderen geladenen Elementarteilchen,

$$\gamma(p_\gamma) + e(p_e) \rightarrow \gamma(p'_\gamma) + e(p'_e) ,$$

wobei die Summe der Teilchenimpulse vor dem Stoß gleich der Summe der Impulse nach dem Stoß ist:

$$\vec{k} + \vec{p}_i = \vec{k}' + \vec{p}_f .$$

Die beobachtete Wellenlängenänderung der gestreuten Welle kommt durch den Energieverlust bzw. die Frequenzverringering der Photonen beim Stoß zustande, die Wellenlänge nimmt entsprechend zu. Mit diesem Ansatz, der auf der korpuskularen Natur elektromagnetischer Strahlung aufbaut, konnte der 1922 entdeckte, im Rahmen der Wellentheorie des Lichtes unverständliche Compton-Effekt erklärt werden, der in der Streuung elektromagnetischer Strahlen (z.B. Röntgenstrahlen) an den Elektronen eines Atoms, die näherungsweise als frei betrachtet werden können, auftritt. Die genaue theoretische Beschreibung mit Hilfe der Quantenelektrodynamik liefert den differentiellen Wirkungsquerschnitt und damit die Intensität der Streuwelle in Abhängigkeit vom Streuwinkel. Man erhält die Klein-Nishina-Formel

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2m^2} \left(\frac{k'}{k}\right)^2 \left(\frac{k'}{k} + \frac{k}{k'} - \sin^2 \phi\right)$$

Bei der Compton-Streuung wurde durch den direkten Nachweis des einzelnen Streuakts auch erstmals die Gültigkeit des Energie- und Impulssatzes bei Elementarprozessen experimentell bestätigt (W. Bothe und H. Geiger, 1926).

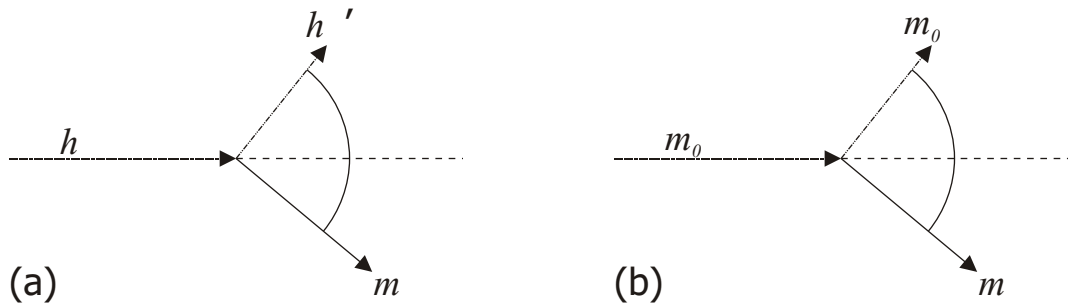


Abbildung 8.1: Geometrie für Comptonstreuung (a) und elastische Streuung (b) im Laborsystem.

führt auf,

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \phi + \gamma m v \cos \theta \quad (8.2)$$

und in dazu normaler, transversaler Richtung

$$\frac{h\nu'}{c} \sin \phi = \gamma m v \sin \theta \quad (8.3)$$

Der Energieübertrag vom Photon auf das Teilchen ist durch

$$\Delta E = h(\nu - \nu') = (\gamma - 1)mc^2 \quad (8.4)$$

gegeben. Damit lassen sich γ und v durch den Energieübertrag ausdrücken,

$$\begin{aligned} \gamma &= 1 + \frac{\Delta E}{mc^2} \\ v &= c \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} = c \sqrt{1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{\Delta E}{mc^2}\right)^2}} \end{aligned} \quad (8.5)$$

$$\gamma v = c \sqrt{\gamma^2 - 1} = c \sqrt{\left(1 + \frac{\Delta E}{mc^2}\right)^2 - 1}$$

Aus den Gleichungen für die Impulskomponenten vor und nach dem Stoß können nun die Parameter der Teilchenbewegung, γv und ϕ , eliminiert werden.

$$\cos \theta = \frac{h\nu}{mc(\gamma v)} - \frac{h\nu'}{mc(\gamma v)} \cos \phi$$

$$\sin \theta = \frac{h\nu'}{mc(\gamma v)} \sin \phi$$

Quadrieren und Addition dieser beiden Gleichungen führt auf

$$\left(\frac{h\nu}{mc(\gamma v)}\right)^2 - 2 \frac{h\nu h\nu'}{[mc(\gamma v)]^2} \cos \phi + \left(\frac{h\nu'}{mc(\gamma v)}\right)^2 = 1,$$

$$(h\nu)^2 + (h\nu')^2 - 2h\nu h\nu' \cos \phi = m^2 c^4 \left[\left(1 + \frac{\Delta E}{mc^2} \right)^2 - 1 \right]$$

und

$$\Delta E^2 + 2h\nu h\nu'(1 - \cos \phi) = m^2 c^4 \left[\frac{2\Delta E}{mc^2} + \frac{\Delta E^2}{m^2 c^4} \right]$$

bzw.

$$h\nu h\nu'(1 - \cos \phi) = mc^2 \Delta E .$$

Damit ergibt sich für das Photon nach dem Stoß

$$h\nu' = h\nu \frac{mc^2}{mc^2 + h\nu(1 - \cos \phi)} . \quad (8.6)$$

Die minimale Photonenenergie wird bei $\phi = \pi$ erreicht,

$$h\nu'_{min} = h\nu \frac{mc^2}{mc^2 + 2h\nu} . \quad (8.7)$$

Dabei wird die maximal mögliche Energie an das Teilchen übertragen,

$$\Delta E_{max} = h\nu - h\nu'_{min} = h\nu \left(1 - \frac{mc^2}{mc^2 + 2h\nu} \right) = \frac{2}{2 + \frac{mc^2}{h\nu}} h\nu . \quad (8.8)$$

Kennen wir umgekehrt die maximale kinetische Energie E_p von rückgestreuten Teilchen der Masse m_p , die ursprünglich in Ruhe waren und fragen uns nach der dafür notwendigen Photonenenergie E_γ , können wir Gleichung (8.8) geeignet umformen,

$$E_p = \frac{2}{2 + \frac{m_p c^2}{E_\gamma}} E_\gamma ,$$

was auf die quadratische Gleichung

$$E_\gamma^2 - E_\gamma E_p - \frac{m_p^2}{2} E_p = 0$$

führt, die als Lösung

$$E_\gamma = \frac{E_p}{2} + \sqrt{\frac{E_p^2}{4} + \frac{m_p c^2}{2} E_p}$$

hat. Die gesuchte Photonenenergie beträgt damit

$$E_\gamma = \frac{E_p}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{2m_p c^2}{E_p}} \right) . \quad (8.9)$$

Betrachten wir nun wie in Abschnitt 1.3.5 rückgestreute Protonen, die eine Maximalgeschwindigkeit $v_p = 3.3 \cdot 10^7 \text{ m/s}$ erhalten, was einer Energie von $E_p = \gamma m_p c^2 = 5.74 \text{ MeV}$ entspricht, so ist dafür nach (8.9) eine γ -Energie von $E_\gamma = 54.8 \text{ MeV}$ erforderlich. Ein ^{14}N -Kern würde von einem γ -Quant der gleichen Energie nach (8.8) eine Maximalenergie von 0.46 MeV erhalten, was einer Geschwindigkeit von $2.5 \cdot 10^6 \text{ m/s}$ entspricht.

8.1.2 Elastische Streuung

Wird das ruhende Teilchen anstelle eines Photons durch ein Teilchen der Masse m_0 mit der Geschwindigkeit v_0 getroffen, ändern sich die Gleichungen für die Erhaltung von Energie und Impuls in nicht-relativistischer Näherung zu

$$\begin{aligned} m_0 v_0^2 &= m_0 v_0'^2 + m v^2 \\ m_0 v_0 &= m_0 v_0' \cos \phi + m v \cos \theta \\ m_0 v_0' \sin \phi &= m v \sin \theta \end{aligned} \quad (8.10)$$

und der Energieübertrag ist mit

$$\Delta E = \frac{m_0}{2} (v_0^2 - v_0'^2) = \frac{m v^2}{2} \quad (8.11)$$

gegeben. Eliminieren wir v_0' und ϕ aus dem Gleichungssatz (8.10),

$$\begin{aligned} m_0 v_0'^2 &= m_0 v_0^2 - m v^2 \\ m_0^2 v_0'^2 \cos^2 \phi &= (m_0 v_0 - m v \cos \theta)^2 \\ m_0^2 v_0'^2 \sin^2 \phi &= m^2 v^2 \sin^2 \theta \end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned} m_0^2 v_0^2 - 2m_0 v_0 m v \cos \theta + m^2 v^2 &= m_0^2 v_0^2 - m_0 m v^2, \\ m v^2 (m + m_0) &= 2m_0 v_0 m v \cos \theta. \end{aligned}$$

Die Geschwindigkeit des rückgestreuten Teilchens beträgt daher

$$v = \frac{2v_0}{1+A} \cos \theta, \quad (8.12)$$

wobei A die Masse des rückgestreuten Teilchens in Einheiten der Masse des einfallenden Teilchens bedeutet,

$$A = \frac{m}{m_0}. \quad (8.13)$$

Die Energie des rückgestreuten Teilchens ergibt sich schließlich zu

$$E = \frac{m v^2}{2} = \frac{m_0 v_0^2}{2} \frac{4A}{(1+A)^2} \cos^2 \theta = E_0 \frac{4A}{(1+A)^2} \cos^2 \theta, \quad (8.14)$$

was dem Energieverlust des einfallenden Teilchens entspricht. Im Fall von $A = 1$ und $\theta = 0$ erhalten wir $E = E_0$, d.h. die gesamte Energie des einfallenden Teilchens wird an das rückgestreute weitergegeben und das einfallende befindet sich danach in Ruhe.

8.1.3 Energieübertrag im Schwerpunkt- und Laborsystem

Nach Gleichung (3.132) und (3.133) gelten die Beziehungen

$$\vec{k}_0 = \frac{A\vec{k} - \vec{K}}{A+1}, \quad \vec{k}'_0 = \frac{A\vec{k}' - \vec{K}'}{A+1}$$

zwischen den Wellenvektoren im Schwerpunkt- und Laborsystem. Der Energieübertrag (in Einheiten von \hbar) im Schwerpunktsystem ist nach (3.130)

$$\omega_0 = \frac{\hbar}{2m_0}(k_0^2 - k_0'^2)$$

mit der reduzierten Masse

$$m_0 = \frac{Mm}{M+m} = m \frac{A}{A+1}.$$

Mit obigen Ausdrücken kann der Energieübertrag im Schwerpunktsystem als Funktion von Größen im Laborsystem geschrieben werden,

$$\omega_0 = \frac{\hbar}{2mA(A+1)} [(A\vec{k} - \vec{K})^2 - (A\vec{k}' - \vec{K}')^2]. \quad (8.15)$$

Aus der Impulserhaltung im Laborsystem $\vec{k} + \vec{K} = \vec{k}' + \vec{K}'$ erhalten wir die Identitäten

$$k^2 + 2\vec{k} \cdot \vec{K} + K^2 = k'^2 + 2\vec{k}' \cdot \vec{K}' + K'^2$$

und

$$k^2 - k'^2 + K^2 - K'^2 = 2(\vec{k}' \cdot \vec{K}' - \vec{k} \cdot \vec{K})$$

Damit ergibt sich für ω_0

$$\omega_0 = \frac{\hbar}{2m} [k^2 - k'^2 + \frac{1}{A}(K^2 - K'^2)] \quad (8.16)$$

und unter Berücksichtigung von $1/A = m/M$

$$\frac{m}{M}(K^2 - K'^2) = -(k^2 - k'^2), \quad (8.17)$$

d.h. $\omega_0 = 0$. Mit $\vec{K}' = \vec{K} + \vec{k} - \vec{k}'$ folgt andererseits

$$K^2 - K'^2 = K^2 - (\vec{K} + \vec{k} - \vec{k}')^2 = 2\vec{q} \cdot \vec{K} - q^2 \quad (8.18)$$

und

$$\omega_0 = \frac{\hbar}{2m}(k^2 - k'^2) + \frac{\hbar}{2M}(2\vec{q} \cdot \vec{K} - q^2) = \omega - \omega_r + \vec{q} \cdot \vec{V} = 0. \quad (8.19)$$

Dies bestätigt die Gleichungen (3.135) und (3.129).

8.2 Relativistische Kinematik beim Neutroneneinfang

Einfang langsamer Neutronen (in der Rechnung als ursprünglich ruhend betrachtet) durch einen ruhenden Kern der Masse m_p (z.B. in einer Targetfolie), es entsteht ein Kern der Masse m_d , die Bindungsenergie des Neutrons werde in Form eines einzigen γ -Quants abgegeben, der Kern erleidet einen Rückstoß; da der Impuls vor dem Neutroneneinfang gleich 0 war, bewegen sich der Kern und das abgestrahlte γ -Quant in entgegengesetzte Richtung.

Energieerhaltung:

$$m_n c^2 + m_p c^2 = \gamma m_d c^2 + h\nu \quad (8.20)$$

Impulserhaltung:

$$\frac{h\nu}{c} = \gamma m_d v = m_d c \sqrt{\gamma^2 - 1} \quad (8.21)$$

Aus (8.20) folgt für γ

$$\gamma = \frac{m_n c^2 + m_p c^2 - h\nu}{m_d c^2}$$

Einsetzen in (8.21) liefert

$$1 + \left(\frac{h\nu}{m_d c^2} \right)^2 = \left(\frac{m_n c^2 + m_p c^2 - h\nu}{m_d c^2} \right)^2$$

$$m_d^2 c^4 = (m_n + m_p)^2 c^4 - 2h\nu(m_n + m_p)c^2.$$

Für die Energie des Photons erhalten wir

$$E_\gamma = h\nu = \frac{1}{2} \left[(m_n + m_p)c^2 - \frac{m_d^2 c^2}{m_n + m_p} \right]. \quad (8.22)$$

Mit $\nu = c/\lambda$ erhalten wir schließlich die Wellenlänge des Photons

$$2(m_n + m_p) \frac{h}{c\lambda} = (m_n + m_p)^2 - m_d^2,$$

$$\lambda = \frac{2h}{c} \frac{m_n + m_p}{(m_n + m_p)^2 - m_d^2}. \quad (8.23)$$

Die Symbolgebung war natürlich durch den Neutroneneinfang der Protonen geleitet. Drücken wir Gleichung (8.23) durch relative Atommassen aus, erhalten wir

$$\lambda = \frac{2hc}{m_u c^2} \frac{A_r(n) + A_r(p)}{[A_r(n) + A_r(p)]^2 - A_r(d)^2}. \quad (8.24)$$

Aus Gleichung (2.7) folgt

$$\frac{2hc}{m_u c^2} = \frac{\alpha^2 A_r(e)}{R_\infty}$$

und daraus mit (8.24) Gleichung (2.8).

8.3 Streufunktion eines idealen Gases

Die Berechnung der Streufunktion eines idealen Gases nach den Gleichungen (3.153), (3.155) und (3.156) führt auf das sehr illustrative Integral

$$S(\vec{q}, \omega) = \left(\frac{M}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \int_{-\infty}^{\infty} dv_z \int_{-\infty}^{\infty} dv_y \int_{-\infty}^{\infty} dv_x \exp \left[-\frac{M(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2k_B T} \right] \delta(\omega - \omega_r + q_x v_x + q_y v_y + q_z v_z). \quad (8.25)$$

Wir benützen für die erste Integration die Eigenschaft der δ -Funktion

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(a + bx) dx = \frac{1}{|b|}, \quad (8.26)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) \delta(a + bx) dx = \frac{1}{|b|} \int_{-\infty}^{\infty} f\left(\frac{u-a}{b}\right) \delta(u) du = \frac{1}{|b|} f\left(-\frac{a}{b}\right).$$

Wir sehen, dass die Berechnung nur dann zielführend ist, wenn zumindest eine Komponente des Streuvektors \vec{q} ungleich 0 ist. Ist dies nicht der Fall, erhalten wir sofort

$$S(0, \omega) = \delta(\omega), \quad (8.27)$$

da in diesem Fall auch $\omega_r = 0$ gilt und nur eine Integration über die auf 1 normierte Geschwindigkeitsverteilung übrig bleibt. Nehmen wir für die weitere Berechnung an, dass zumindest q_x von 0 verschieden ist (in einem anderen Fall wäre die Rechnung mit vertauschten Indizes analog). Integration über v_x ergibt

$$S(\vec{q}, \omega) = \left(\frac{M}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \frac{1}{|q_x|} \int_{-\infty}^{\infty} dv_z \int_{-\infty}^{\infty} dv_y \exp \left[-\frac{M}{2k_B T} \left\{ \left(\frac{\omega - \omega_r + q_y v_y + q_z v_z}{q_x} \right)^2 + v_y^2 + v_z^2 \right\} \right] \quad (8.28)$$

Die Integration über v_y ist von der Form

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp[-(a + bx + cx^2)] dx = \sqrt{\frac{\pi}{c}} \exp \left[-a + \frac{b^2}{4c} \right]. \quad (8.29)$$

Schreiben wir das Argument der Exponentialfunktion in (8.28) nach steigenden Potenzen von v_y um, erhalten wir folgende Entsprechung mit (8.29),

$$\begin{aligned} a &= \frac{M}{2k_B T} \left[\frac{(\omega - \omega_r + q_z v_z)^2}{q_x^2} + v_z^2 \right], \\ b &= \frac{M}{2k_B T} \frac{2q_y(\omega - \omega_r + q_z v_z)}{q_x^2}, \\ c &= \frac{M}{2k_B T} \left[1 + \frac{q_y^2}{q_x^2} \right]. \end{aligned} \quad (8.30)$$

Anwendung von (8.29) führt dann auf

$$S(\vec{q}, \omega) = \frac{M}{2\pi k_B T} \frac{1}{\sqrt{q_x^2 + q_y^2}} \int_{-\infty}^{\infty} dv_z \exp \left[-\frac{M}{2k_B T} \left\{ \frac{(\omega - \omega_r + q_z v_z)^2}{q_x^2 + q_y^2} + v_z^2 \right\} \right]. \quad (8.31)$$

Das Integral über v_z ist wieder von der Form (8.29) mit

$$\begin{aligned} a &= \frac{M}{2k_B T} \frac{(\omega - \omega_r)^2}{q_x^2 + q_y^2}, \\ b &= \frac{M}{2k_B T} \frac{2q_z(\omega - \omega_r)}{q_x^2 + q_y^2}, \\ c &= \frac{M}{2k_B T} \left[1 + \frac{q_z^2}{q_x^2 + q_y^2} \right]. \end{aligned} \quad (8.32)$$

Als Ergebnis erhalten wir schließlich

$$S(\vec{q}, \omega) = \sqrt{\frac{M}{2\pi k_B T}} \frac{1}{\sqrt{q_x^2 + q_y^2 + q_z^2}} \exp \left[-\frac{M}{2k_B T} (\omega - \omega_r)^2 \frac{1}{q_x^2 + q_y^2 + q_z^2} \right] \quad (8.33)$$

und mit

$$q = \sqrt{q_x^2 + q_y^2 + q_z^2} \quad (8.34)$$

folgt Gleichung (3.157).

Literaturverzeichnis

- Abragam, A., Bacchella, G. L., Glättli, H., Meriel, P., Pinot, M., Piesvaux, J., 1973. Pseudo magnetic moments of ^1H and ^{51}V measured by a new method. *Phys. Rev. Lett.* 31, 776.
- Aleksejev, A., Barkanova, S., Tambergs, J., Krasta, T., Waschowski, W., Knopf, K., 1998. Theoretical evaluation of neutron-nucleus scattering parameters from experimental data in the $6 \leq a < 60$ mass region. *Z. Naturforsch. A* 53, 855.
- Alexandrov, Y. A., 1992. *Fundamental Properties of the Neutron*. Clarendon Press, Oxford.
- Amaldi, E., 1935. *Proc. Roy. Soc. A* 149, 522.
- Aston, F. W., 1919. A positive ray spectrograph. *Phil. Mag.* 38, 707.
- Aston, F. W., 1920a. The constitution of atmospheric neon. *Phil. Mag.* 39, 449.
- Aston, F. W., 1920b. The mass-spectra of chemical elements. *Phil. Mag.* 39, 611.
- Bacon, G., 1975. *Neutron Diffraction*. Oxford University Press, Oxford.
- Batty, C., Bonner, B., Kilvington, A., Tschälar, C., Williams, L., 1969. *Nucl. Instr. Meth.* 68, 273.
- Bauer, G., 1998. *Physics and Technology of Spallation Neutron Sources*. Tech. Rep. Bericht Nr. 98-06, PSI.
- Bauspiess, W., Bonse, U., Rauch, H., 1978. *Nucl. Instr. and Meth.* 157, 495.
- Becquerel, H., 1896. Sur les radiations invisibles émises par les corps phosphorescents. *Compt. Rend.* 122, 501.
- Bergmann, L., Schaefer, C., 1997. *Constituents of Matter*. de Gruyter, Berlin, New York.
- Binder, K., 1970. *Phys. Status Solidi* 41, 767.
- Bjornholm, S., Lynn, J., 1980. *Rev. Mod. Phys.* 52, 725.
- Bohr, N., Wheeler, J., 1939. *Phys. Rev.* 56, 426.
- Bothe, W., 1930. *Z. Phys.* 63, 381.

- Bothe, W., Becker, H., 1930. Z. Phys. 66, 289.
- Bothe, W., Fränz, H., 1928. Z. Phys. 49, 1.
- Bramblett, R., Ewing, R., Bonner, T., 1960. Nucl. Instr. Meth. 9, 1.
- Breunlich, W. H., Tagesen, S., Bertl, W., Chalupka, A., 1974. Nucl. Phys. A 221, 269.
- Byrne, J., 1994. Neutrons, Nuclei and Matter. Institut of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia.
- Chadwick, J., 1920. Phil. Mag. 40, 734.
- Chadwick, J., 1932a. The existence of a neutron. Proc. Roy. Soc. A 136, 692.
- Chadwick, J., 1932b. Possible existence of a neutron. Nature 129, 312.
- Chadwick, J., 1933. The neutron. Proc. Roy. Soc. A 142, 1.
- Chadwick, J., Goldhaber, M., 1934. A 'nuclear photo-effect': Disintegration of the dipion by γ -rays. Nature 134, 494.
- Chadwick, J., Goldhaber, M., 1935. The nuclear photoelectric effect. Proc. Roy. Soc. A 151, 479.
- Chen, C., Lockwood, J., Hsieh, L., 1976. Nucl. Instr. Meth. A 138, 363.
- Cherubini, R., et. al, 1989. Nucl. Instr. Meth. A 281, 349.
- Christ, J., Springer, T., 1962. Nukleonik 4, 23.
- Cottingham, W., Greenwood, D., 2001. An Introduction to Nuclear Physics. Cambridge University Press, Cambridge.
- Crane, H., Lauritsen, C., Soltan, A., 1933a. Artificial production of neutrons. Phys. Rev. 44, 514.
- Crane, H., Lauritsen, C., Soltan, A., 1933b. Production of neutrons by high speed deuterons. Phys. Rev. 44, 692.
- Curie, I., 1931. Compt. Rend. 193, 1412.
- Curie, I., Joliot, F., 1932. Compt. Rend. 194, 273.
- Curie, I., Joliot, F., 1934. Nature 133, 201.
- Curie, P., Curie, M., 1898. Sur une substance nouvelle radio-active, contenue dans la pechblende. Compt. Rend. 127, 175.
- Curie, P., Curie, M., Bémont, G., 1898. Sur une nouvelle substance fortement radio-active, contenue dans la pechblende. Compt. Rend. 127, 1215.

- Cutler, J., Greenberger, S., Shalev, S., 1934. Pulse risetime discrimination for ^3He counters. *Nature* 133, 201.
- Dee, P. I., 1932. *Proc. Roy. Soc. A* 136, 727.
- Dietze, G., Klein, H., 1982. *Nucl. Instr. and Meth.* 193, 549.
- Dilg, W., Vonach, H., 1972. *Nucl. Instr. and Meth.* 100, 83.
- East, L., Walton, R., 1969. *Nucl. Instr. Meth.* 72, 161.
- Enqvist, T., et al., 2001. Isotopic yields and kinetic energies of primary residues in 1 A GeV $^{208}\text{Pb} + p$ reactions. *Nucl. Phys. A* 686, 481.
- Evans, A., 1982. *Nucl. Instr. Meth.* 199, 643.
- Feather, N., 1932. *Proc. Roy. Soc. A* 136, 709.
- Fermi, E., 1936. *Ric. Sci.* 7, 13.
- Fermi, E., 1947. *Science* 105, 27.
- Fermi, E., Marshall, L., 1947. Interference phenomena of slow neutrons. *Phys. Rev.* 71, 666.
- Fowler, I., 1973. *Rev. Sci. Instrum.* 34, 731.
- Frank, A., 1989. Optics of very slow neutrons and neutron microscopy. *Nucl. Instr. Meth. A* 284, 161.
- Frisch, O., 1944. British Atomic Agency Report BR-49.
- Fränz, H., 1930. *Z. Phys.* 63, 370.
- Gabioud, B., Adler, J. C., Joseph, C., Loude, J. F., Morel, N., Perrenoud, A., Perroud, J. P., Tran, M. T., Winkelmann, E., Dahme, W., Panke, H., Renker, D., Zupanic, C., Strasser, G., Truöl, P., 1979. *Phys. Rev. Lett.* 42, 1508.
- Geiger, H., Marsden, E., 1909. *Proc. Roy. Soc. A* 82, 495.
- Geiger, H., Marsden, E., 1913. The laws of deflexion of α particles through large angles. *Phil. Mag.* 25, 604.
- Glättli, H., Bacchella, G. L., Fourmond, M., Malinovski, A., Meriel, P., Pinot, M., Robeau, R., Abragam, A., 1979. *J. Phys.* 40, 629.
- Glättli, H., Eisenkremer, E., Pinot, M., 1987. *Z. Phys. A* 327, 25.
- Glättli, H., Goldman, M., 1987. *Meth. Exp. Phys. C* 23, 241.
- Goldberger, M. L., Seitz, F., 1947. *Phys. Rev.* 71, 294.

- Hagiwara et al. (Particle Data Group), K., 2002. 2002 review of particle physics. *Phys. Rev. D* 66, 010001.
- Hanson, A., McKibben, M., 1947. *Phys. Rev.* 72, 673.
- Harvey, J., Hill, N., 1979. *Nucl. Instr. Meth.* 162, 507.
- Heisenberg, W., 1932. Über den Bau der Atomkerne. I. *Z. Phys.* 77, 1.
- Henley, E. M., 1969. in *Isospin in Nuclear Physics*, D. H. Wilkinson (ed.). North-Holland, Amsterdam.
- Hristova, A., Vapirev, E., Tsankov, L., Jordanov, V., 1990. *Appl. Radiat. Isot.* 41, 887.
- Ioffe, A., Jacobson, D. L., Arif, M., Vrana, M., Werner, S. A., Fischer, P., Greene, G. L., Mezei, F., 1998. Precision neutron-interferometric measurement of the coherent neutron-scattering length in silicon. *Phys. Rev. A* 58, 1475.
- Ioffe, A., Vrana, M., 1997. A new neutron-interferometry method for high-accuracy determination of neutron scattering length. *Phys. Lett. A* 231, 319.
- Iwanenko, D. D., 1932a. *Compt. Rend.* 195, 439.
- Iwanenko, D. D., 1932b. The neutron hypothesis. *Nature* 129, 798.
- Joliot, F., 1931. *Compt. Rend.* 193, 1415.
- Kaiser, H., Rauch, H., Badurek, G., Bauspiess, W., Bonsse, U., 1979. *Z. Phys. A* 291, 231.
- Kessler Jr., E. G., Dewey, M. S., Deslattes, R. D., Henins, A., Börner, H. G., Jentschel, M., Doll, C., Lehmann, H., 1999. The deuteron binding energy and the neutron mass. *Phys. Lett. A* 255, 221.
- Kühn, B., 1976. *Sov. J. Part. Nucl.* 6, 139.
- Knoll, G. F., 2000. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, New York.
- Koester, L., 1965. Absolutmessung der kohärenten streulänge von quecksilber mit dem neutronen-schwerkraft-refraktometer am frm. *Z. Phys.* 182, 328.
- Koester, L., Knopf, K., 1971. *Z. Naturforsch. A* 26, 391.
- Koester, L., Knopf, K., 1991. *Z. Phys. A* 388, 233.
- Koester, L., Knopf, K., Waschowski, W., 1976. *Z. Phys. A* 277, 77.
- Koester, L., Knopf, K., Waschowski, W., 1978. *Z. Phys. A* 287, 61.
- Koester, L., Rauch, H., Seymann, E., 1991. Neutron scattering lengths: A survey of experimental data and methods. *Atomic Data and Nucl. Data Tab.* 49, 65.
- Koester, L., Waschowski, W., Meier, J., 1990. *Z. Phys. A* 337, 341.

- Koester, L., Waschkowski, W., Mitsyna, L. V., Samosvat, G. S., Prokofjevs, P., Tambers, J., 1995. *Phys. Rev. C* 51, 3363.
- Lattes, C. M. G., Muirhead, H., Occhialini, G. P. S., Powell, C. F., 1947a. *Nature* 159, 694.
- Lattes, C. M. G., Occhialini, G. P. S., Powell, C. F., 1947b. *Nature* 160, 453.
- Leake, J., 1968. *Nucl. Instr. Meth.* 63, 329.
- Lushchikov, V. I., Taran, Y. V., Shapiro, F. L., 1970. *Sov. J. Nucl. Phys.* 10, 669.
- Maier-Leibnitz, H., 1962. *Z. Angew. Phys.* 14, 738.
- Maier-Leibnitz, H., 1966. Grundlagen für die Beurteilung von Intensitäts- und Genauigkeitsfragen bei Neutronenstreuungsmessungen. *Nukleonik* 8, 61.
- Maier-Leibnitz, H., 1972. In: *Neutron Inelastic Scattering*. International Atomic Energy Agency, Vienna, p. 681.
- Maier-Leibnitz, H., Springer, T., 1963. *J. Nucl. Energy* 17, 217.
- Marion, J., Young, F., 1968. *Nuclear Reaction Analysis*. North-Holland, Amsterdam.
- McMurray, W., Pattenden, N., Valail, G., 1974. *Nucl. Instr. Meth.* 114, 429.
- Meshik, A., Hohenberg, C., Pravdivtseva, O., 2004. Record of Cycling Operation of the Natural Nuclear Reactor in the Oklo/Okelobondo Area in Gabon. *Phys. Rev. Lett.* 93, 182302.
- Mohr, P. J., Taylor, B. N., 2000. CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 1998. *Rev. Mod. Phys.* 72, 351.
- Mohr, P. J., Taylor, B. N., 2005. CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2002. *Rev. Mod. Phys.* 77, 1.
- Möller, P., Nix, J., 1973. Proceedings of the Symposium on the Physics and Chemistry of Fission, III (Rochester). International Atomic Energy Agency, Wien.
- Moszynski, M., et al., 1994. *Nucl. Instr. Meth. A* 350, 226.
- Mughabghab, S. F., 1984. *Neutron Cross Sections Vol. 1, Part B*. Academic Press, New York.
- Mughabghab, S. F., Divadeenam, M., Holden, N. E., 1981. *Neutron Cross Sections Vol. 1, Part A*. Academic Press, New York.
- Mustafa, M., Mosel, U., Schmitt, H., 1973. *Phys. Rev. C* 7, 1519.
- Neddermeyer, S. H., Anderson, C. D., 1938. Cosmic-ray particles of intermediate mass. *Phys. Rev.* 54, 88.

- Nesvizhevsky, V. V., Börner, H. G., Petukhov, A. K., Abele, H., Baeßler, S., Rueß, F. J., Stöferle, T., Westphal, A., Gagarski, A. M., Petrov, G. A., Strelkov, A. V., 2002. Quantum states of neutrons in the Earth's gravitational field. *Nature* 415, 297.
- Novotny, T., Büermann, L., Guldbakke, S., Klein, H., 1997. *Nucl. instr. meth. a. Phys. Lett. B* 400, 356.
- Plasil, F., H.W.Schmitt, 2005. *Encyclopedia of Physics. Wiley-VCH, Weinheim, Ch. Nuclear Fission*, p. 1739.
- Pokotilovski, Y. N., 1995. Production and storage of ultracold neutrons at pulse neutron sources with low repetition rates. *Nucl. Instr. Meth. A* 356, 412.
- Powell, C. F., Occhialini, G. P. S., 1947. *Nuclear Physics in Photographs*. Clarendon Press, Oxford.
- Rauch, H., 2002. Pumping option for ultra-cold neutron sources. *Nucl. Instr. Meth. A* 491, 478.
- Rauch, H., Seidl, E., Tuppinger, D., Petraschek, D., Scherm, R., 1987. *Z. Phys. B* 69, 313.
- Rauch, H., Treimer, W., Bonse, U., 1974. *Phys. Lett. A* 47, 369.
- Rauch, H., Tuppinger, D., 1985. *Z. Phys. A* 322, 427.
- Rauch, H., Waschowski, W., 2000. Numerical data and functional relationships in science and technology: new series, ed.-in-chief: W. Martienssen, Group 1, Elementary particles, nuclei and atoms. Vol. 16 Low energy neutron physics, Subvol. A, ed. H. Schopper. Springer, Berlin.
- Reeder, P., Bowyer, S., 2002. Calibration of LiBaF_3 : Ce scintillator for fission spectrum neutrons. *Nucl. Instr. Meth. A* 484, 469.
- Rumbaugh, L., Locher, G., 1936. Neutrons and other heavy particles in cosmic radiation of the stratosphere. *Phys. Rev.* 49, 855.
- Russel, G., 1991. Spallation Physics - An Overview. ICANS-XI, KEK-report 90-25 , 291.
- Rutherford, E., 1911. *Phil. Mag.* 21, 669.
- Rutherford, E., 1919. *Phil. Mag.* 37, 581.
- Rutherford, E., 1920. Nuclear constitution of atoms. *Proc. Roy. Soc. A* 97, 374.
- Rutherford, E., Geiger, H., 1908. *Proc. Roy. Soc. A* 81, 162.
- Rutherford, E., Royds, T., 1909. *Phil. Mag.* 17, 281.
- Sampson, T., Vincent, D., 1971. *Nucl. Instr. Meth.* 95, 563.
- Schermer, R. I., 1963. *Phys. Rev.* 130, 1907.

- Schumacher, H., Brede, H., Dangendorf, V., Kuhfuss, M., Meulders, J., Newhauser, W., Nolte, R., 1999. Quasi-monoenergetic neutron beams with energies from 25 to 70 MeV. Nucl. Instr. Meth. A 421, 284.
- Sears, V. F., 1989. Neutron Optics. Oxford University Press, Oxford.
- Serebrov, A., 2000. Solid deuterium and UCN factory: application to the neutron electric dipole moment measurement. Nucl. Instr. Meth. A 440, 653.
- Shull, C. G., 1968. Observation of pendellösung fringe structure in neutron diffraction. Phys. Rev. Lett. 21, 1585.
- Shull, C. G., 1973. Z. Naturforsch. A 28, 657.
- Shull, C. G., Oberteuffer, J. A., 1972. Phys. Rev. Lett. 29, 871.
- Simpson, J., 1948. The latitude dependence of neutron densities in the atmosphere as a function of altitude. Phys. Rev. 73, 1389.
- Sommerfeld, A. J. W., 1919. Atombau und Spektrallinien. Vieweg, Braunschweig.
- Steyerl, A., Malik, S., 1989. Sources of ultracold neutrons. Nucl. Instr. Meth. A 284, 200.
- Stieglitz, R. G., Hockenburger, R. W., Block, R. C., 1971. Nucl. Phys. 163, 592.
- Strutinsky, V., 1966. Sov. J. Nucl. Phys. 3, 449.
- Swiatecki, W., 1964. Proceedings of the International Conference on Nuclidic Masses (Wien, 1963). Springer Verlag, Berlin.
- Takahashi, H., Kawarabayashi, J., Kurahashi, T., Iguchi, T., Nakazawa, M., 1994. Digital signal processing for ^3He proportional counters. Nucl. Instr. Meth. A 353, 164.
- Vassilkov, R., Yurevich, V., Khoplin, V., 1991. Neutron Emission from an Extended Lead Target under the Action of Light Ion in the GeV Region. ICANS-XI, KEK-report 90-25, 340.
- Verbinski, V., Giovannini, G., 1974. Nucl. Instr. Meth. 114, 205.
- Waschkowski, W., Koester, L., 1976. Z. Naturforsch. a 31, 115.
- Watanabe, N., 2003. Neutronics of pulsed spallation neutron sources. Rep. Prog. Phys. 66, 339.
- Webster, H. C., 1932. Proc. Roy. Soc. A 136, 428.
- Wilkinson, M. K., Wollan, E. O., Koehler, W. C., 1961. Am. Rev. Nucl. Sci. 11, 304.
- Windsor, C., 1981. Pulsed neutron scattering. Taylor & Francis Ltd., London.
- Wlazlo, W., et al., 2000. Cross Sections of Spallation Residues Produced in 1 A GeV ^{208}Pb on Proton Reactions. Phys. Rev. Lett. 84, 5736.

Yuan, L., 1949. On the latitude dependence of the absolute neutron intensities in cosmic radiation. *Phys. Rev.* 76, 1267.

Yukawa, H., 1935. *Proc. Phys. Math. Soc. Japan* 17, 48.

Zachariasen, W. H., 1945. *Theory of X-Ray Diffraction in Crystals*. Dove, New York.