

**Evaluation der Anwendbarkeit von
Neutronenmessungen an intakten
nuklearen Sprengköpfen mittels
Monte-Carlo-Simulation**

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades

an der Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaft

Fachbereich Physik

der Universität Hamburg

vorgelegt von

Svenja Nadine Sonder

Hamburg

2023

Gutachter/innen der Dissertation:	Prof. Dr. Gerald Kirchner Prof. Dr. Caren Hagner
Zusammensetzung der Prüfungskommission:	Prof. Dr. Daniela Pfannkuche Prof. Dr. Gerald Kirchner Prof. Dr. Caren Hagner Prof. Dr. Götz Neuneck Prof. Dr. Kai Rothkamm
Vorsitzende/r der Prüfungskommission:	Prof. Dr. Daniela Pfannkuche
Datum der Disputation:	13.10.2023
Vorsitzender Fach-Promotionsausschuss PHYSIK:	Prof. Dr. Günter H. W. Sigl
Leiter des Fachbereichs PHYSIK:	Prof. Dr. Wolfgang J. Parak
Dekan der Fakultät MIN:	Prof. Dr.-Ing. Norbert Ritter

Zusammenfassung

Zukünftige nukleare Abrüstungsverträge müssen ein Verifikationsregime beinhalten, um ihre Einhaltung kontrollieren zu können. Hierfür gibt es bereits einige Forschung, z.B. die *International Partnership for Nuclear Disarmament Verification*, in welcher über 25 Staaten gemeinsam an der Entwicklung von Prozeduren und Technologien arbeiten. Für die Authentifizierung von nuklearen Sprengköpfen sind hierbei Gamma- und Neutronenstrahlungsmessungen vorgesehen, welche an allen Stationen der nuklearen Abrüstung – angefangen bei der Entfernung des Sprengkopfes vom Trägersystem bis hin zur Entsorgung der demontierten Komponenten – erfolgen können sollen, also sowohl am intakten Sprengkopf als auch an den einzelnen Komponenten nach der Demontage. Dabei sind Neutronenmessungen vor allen bei Sprengköpfen mit einem Plutoniumkern geeignet, da das Isotop ^{240}Pu eine hohe Rate an Spontanspaltungen besitzt, bei denen viele Neutronen freigesetzt werden. Während die Anwendbarkeit von Strahlungsmessungen für den demontierten Spaltkern bereits demonstriert wurde, auch mit der Verwendung von sog. Informationsbarrieren, die geheime Informationen vor dem Zugriff der Inspektoren schützen, fehlen derartige Analysen für intakte Sprengköpfe, in denen aufgrund der anwesenden Materialien wie Reflektor und konventionellem Sprengstoff die Neutronensignatur stark verändert werden kann. Im Rahmen dieser Dissertation wurde daher die Anwendbarkeit von Neutronenmessungen an diesen untersucht.

Für die durchgeführten Simulationen wurden zunächst zwei Sprengkopfmodelle entwickelt: ein Spaltsprengkopf und ein modernerer thermonuklearer Sprengkopf. Der Spaltsprengkopf basiert auf einem von Fetter et al. entwickelten Modell [Fet+90], während das Modell des thermonuklearen Sprengkopfes neu entwickelt wurde.

Im Rahmen der Abrüstungsverifikation sollen zwei verschiedene Prinzipien der Neutronenmessung durchgeführt werden: Neutronenzahlen und Multiplizitätsmessungen.

Neutronenzahlen kann vor allem die Anwesenheit von Spaltmaterial bestätigen. In dieser Arbeit wurde gezeigt, dass trotz der Absorption in wasserstoffreichen Materialien genügend

Neutronen aus dem Sprengkopf emittiert werden, dass diese sich deutlich vom Hintergrund abheben. Folglich können Neutronenmessungen verwendet werden, um die Anwesenheit von Plutonium zu bestätigen. Wird neben der absoluten Flussdichte auch das Spektrum der emittierten Neutronen untersucht, so kann auch die Anwesenheit von Sprengstoff (mit Einschränkungen) bestätigt oder widerlegt werden, da dieses wasserstoffhaltige Material die Neutronen moderiert. Allerdings kann die Moderation auch im Beton der Baustrukturen der Abrüstungsanlage erfolgen, weshalb die Reflexion von Neutronen von Baustrukturen in den Detektor verhindert werden muss.

Mit Multiplizitätsmessungen soll die Masse des Spaltkerns bestimmt werden. Hierbei wird ausgenutzt, dass bei einer Spaltung mehr als ein Neutron freigesetzt werden kann, welche in zeitlicher Koinzidenz gemessen werden können. Das bei der Bestimmung der Masse verwendete Rechenmodell basiert auf einigen Annahmen, von denen diejenigen, die nur auf der Probe und nicht auf dem Detektionssystem beruhen, in dieser Arbeit untersucht wurden. Dabei wurde gezeigt, dass keine dieser Annahmen im Rechenmodell für die beiden in dieser Arbeit untersuchten Sprengkopfmodelle gerechtfertigt ist.

So werden nur etwa 77 % der Neutronen im Spalt- und 90 % derjenigen im thermonuklearen Sprengkopf im Plutonium und zudem etwa 5 % der Neutronen in beiden Sprengköpfen nicht durch Spaltung generiert, was im Rechenmodell nicht berücksichtigt wird. Darüber hinaus werden mehr als 40% der Neutronen in beiden Sprengköpfen ohne Induzierung von Spaltung absorbiert, was im Rechenmodell explizit ausgeschlossen wird. Hierdurch kommt es zu einer Verzerrung bei der Bestimmung der Masse. Im Rechenmodell wird zudem angenommen, dass die induzierten Spaltungen einer Spaltkaskade zeitgleich mit dem Start der Kaskade durch Spontanspaltung stattfinden, weshalb die Kaskade als eine *Superspaltung* behandelt wird. Dies ist in intakten Sprengköpfen stark verletzt, weshalb das gesamte Rechenmodell in Frage gestellt werden muss. Auch die Annahme, dass alle generierten Neutronen die gleiche Spalt- und Detektionswahrscheinlichkeit aufweisen, ist bei intakten Sprengköpfen nicht erfüllt. Um die hierdurch verursachte Verzerrung der Massenbestimmung aufzulösen, wurden für nackte Plutoniumproben Korrekturfaktoren eingeführt, welche auf der Geometrie der Probe beruhen. Da diese bei intakten Sprengköpfen aufgrund der Geheimhaltung nicht bekannt ist, kann diese Korrekturtechnik nicht verwendet werden.

Aufgrund der Vielzahl an Absorptionen im Sprengkopf werden im Vergleich zu einem nackten Plutoniumkern deutlich weniger korrelierte Neutronen (Neutronen aus der gleichen Spontanspaltung) emittiert. Zudem werden diese auch in einem deutlich größerem Zeitraum emittiert, was die Wahrscheinlichkeit zur Detektion korrelierter Neutronen, wozu diese in-

nerhalb eines bestimmten Zeitfensters in den Detektor gelangen müssen, ebenfalls deutlich reduziert.

Aufgrund der nicht-erfüllten Annahmen des Rechenmodells und der verzögerten Emission der Neutronen aus den intakten Sprengköpfen ist es somit nicht möglich, an diesen eine Massenbestimmung des Spaltkerns mit Multiplizitätsmessungen vorzunehmen.

Abstract

Future nuclear disarmament treaties have to include a verification regime in charge of overseeing the compliance with the treaty. There already is a lot of research relating to nuclear disarmament verification. The *International Partnership of Nuclear Disarmament Verification* includes more than 25 countries and works on the development of procedures and technologies therefor. The authentication of nuclear warheads will include gamma and neutron radiation measurements. These are supposed to take place at all steps of the disarmament sequence, starting at the removal of the warhead from the associated delivery system and ending at the disposal of the dismantled components. Therefore, radiation measurements shall be performed on intact warheads as well as on dismantled components. Neutron measurements are especially suited for warheads with plutonium cores as the isotope ^{240}Pu has a high probability for spontaneous fission which is accompanied by a high emission of neutrons.

While the applicability of neutron measurements has been demonstrated for the naked plutonium core, including information barriers which ensure that inspectors do not gain access to sensitive information, no such investigation has taken place for intact nuclear warheads. Warheads include other components besides the fission core, for example a reflector and conventional high explosives, which can alter the neutron signature significantly. Therefore, in this thesis, the applicability of neutrons measurements on intact nuclear warheads has been investigated.

For the performed simulations, models of a fission warhead and a more modern thermonuclear warhead have been developed. The fission warhead is based on the model by Fetter et al. [Fet+90] which is widely used in the disarmament community. The model of the thermonuclear warhead on the other hand has been developed specifically for this thesis.

For the verification of nuclear disarmament, two different neutron measurements shall take place: total neutron counting and neutron multiplicity counting.

Total neutron counting can be used to verify the presence of fissile material. In this thesis, it

was shown that the flux of emitted neutrons in the presence of neutron-absorbing, hydrogen-rich materials is sufficient to be well above the background level. Hence, neutron counting can be used to verify the presence of plutonium. If the spectrum of the emitted neutrons is recorded, it can be used (with limitations) to verify or falsify the presence of high explosives. This is due to the effect that hydrogen moderates the passing neutrons. Unfortunately, neutron moderation can also take place in concrete building structures of the dismantlement facility. Therefore, the reflection of neutrons on building structures and their subsequent entering into the detector volume has to be prevented.

Neutron multiplicity counting is used to determine the mass of the fission core. It utilises the fact that in a nuclear fission, more than one neutron can be emitted which leads to detecting the neutrons in timely coincidence. The calculation model used to determine the mass is based on some assumptions. If those are not met, the determined mass will be biased. The assumptions on the sample but not the detection systems have been analysed in this thesis. It has been shown that for both warhead models none of the assumptions have been met. Only about 77 % of the neutrons of the fission warhead and about 90 % of the ones of the thermonuclear warhead are generated by the plutonium core. In addition, about 5 % of the neutrons are not generated by fission. Both these effects are not included in the calculation model. Moreover, about 40 % of the neutrons are captured inside the warhead without inducing fission which is explicitly forbidden by the model. Hereby the determination of the mass will be biased. In the calculation model, it is also assumed that all the induced fissions take place simultaneously with the spontaneous fission which is the start of the cascade. As a consequence, the cascade is treated as a super fission. This assumption is seriously violated for intact warheads, wherefore the total calculation model has to be questioned. Additionally, the assumption of equal fission and detection probability for all generated neutrons is not met for intact warheads. To remove the resulting bias for naked plutonium probes, different correction factors have been introduced which are based on the geometry of the probe. For intact warheads, the geometry is considered sensitive and therefore unknown. Hence, this technique cannot be used to determine correction factors.

The great number of absorptions inside the warheads leads to a smaller number of correlated neutrons (neutrons generated by the same spontaneous fission) compared to the naked plutonium core. Furthermore, the neutrons are emitted from the warhead in a greater period of time which leads to a reduced probability to detect correlated neutrons as they have to be detected during a fixed gate.

Due to the unfulfilled assumptions and the delayed emission of neutrons from intact warheads it is not possible to use neutron multiplicity counting to determine the mass of the fission core of an intact warhead before dismantlement.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	xii
Tabellenverzeichnis	xiv
Publikationen	xvi
1 Einleitung	1
2 Theoretische Grundlagen der Neutronenphysik	9
2.1 Neutronenquellen	9
2.1.1 Kernspaltung	9
2.1.2 (α ,n)-Reaktionen	14
2.1.3 Weitere Quellen	15
2.2 Interaktion mit Materie	15
2.2.1 Streuung	15
2.2.2 Absorption	17
2.3 Neutronendetektion	19
2.4 Neutronenmultiplizitätsanalyse	21
2.4.1 Aufbau des Detektionssystems	23
2.4.2 Analyseverfahren	24
2.4.3 Annahmen im Analyseverfahren	27
3 Sprengkopfmodelle	29
3.1 Modell eines Spaltsprengkopfes	30
3.2 Modell eines thermonuklearen Sprengkopfes	33
3.3 Neutronenemission der Modelle	35
4 Simulationen	37
4.1 Monte-Carlo-Simulationen	37
4.2 Programm und Datenbanken	38

4.3	Erzeugung der Primärneutronen	40
4.4	Simulationen zur Validierung	41
4.4.1	LLNLFissionModel	41
4.4.2	Zeiten in Geant4	43
5	Neutronensignatur	45
5.1	Axiale Verteilung	46
5.2	Energiespektrum	47
5.3	Einfluss der verschiedenen Materialien	48
5.4	Reflexion an Betonwänden	52
5.4.1	Neutronenstrahl auf einzelne Wand gerichtet	54
5.4.2	Spaltsprengkopf im umschlossenen Raum	56
6	Multiplizitätsanalyse	60
6.1	Annahme 1: Neutronengenerierende Prozesse	61
6.2	Annahme 2: Neutroneneinfang	64
6.3	Annahme 3: Zeitverteilung der neutronengenerierenden Prozesse	68
6.4	Annahme 4: Energieverteilung der generierten Neutronen	73
6.5	Annahme 5: Punktmodell	75
6.6	Emission der Neutronen	79
6.6.1	Zeitverteilung der Emission nach Spontanspaltung	79
6.6.2	Wahrscheinlichkeit zur Emission korrelierter Neutronen	83
6.6.3	Emissionszeiten der Neutronen im Laborsystem	89
7	Zusammenfassung und Schlussfolgerungen	96
	Literatur	I
	Anhang	X
A.1	Wattspektren induzierter Spaltungen	X
A.2	Wirkungsquerschnitte	XIII
A.3	Wahrscheinlichkeiten zur Emission weiterer Neutronen	XVII
A.4	Berechnung des Borcarbid-Betons	XVIII
	Danksagung	XX
	Eidesstattliche Erklärung	XXI

Abbildungsverzeichnis

1.1	14-schrittiges Abrüstungsschema der IPNDV	4
2.1	Multiplizität der Neutronen verschiedener Spaltungen	13
2.2	Energieverteilung der Neutronen aus Spontanspaltung	14
2.3	Wirkungsquerschnitte verschiedener Kernreaktionen in ^{239}Pu	16
2.4	Wirkungsquerschnitte der $(n, 2n)$ -Reaktionen	18
2.5	Wirkungsquerschnitte der (n, xn) -Reaktionen	18
2.6	Wirkungsquerschnitt der (n, p) -Reaktion in ^3He	20
2.7	Aufbau des <i>Plutonium Scrap Multiplicity Counters</i>	24
3.1	Aufbau der Sprengkopfmodelle	30
4.1	Multiplizitätsverteilung der simulierten Neutronen aus Spontanspaltung	42
4.2	Energieverteilung der simulierten Neutronen aus Spontanspaltung	42
4.3	Korrelation der Partikel aus Spaltung im Plutonium	44
5.1	Axiale Verteilung der emittierten Neutronen	46
5.2	Energieverteilung der emittierten Neutronen	48
5.3	Energieverteilung der aus verschiedenen Materialien emittierten Neutronen des Spaltsprengkopfes	50
5.4	Energieverteilung der aus verschiedenen Materialien emittierten Neutronen des thermonuklearen Sprengkopfes	51
5.6	Energieverteilung der Neutronen beim Verlassen der Betonwand	55
5.7	Energieverteilung der Neutronen im Detektionsvolumen	59
6.1	Multiplizitätsverteilung der induzierten Spaltungen in den Sprengköpfen.	63
6.2	Kumulative Zeitverteilung der induzierten Spaltung im Plutonium	69
6.3	Kumulative Zeitverteilung aller Generierungsprozesse beider Sprengkopf- modelle	70
6.4	Zeitverteilung der Generierungsprozesse für verschiedene Konfigurationen	72

6.5	Energieverteilung der generierten Neutronen	74
6.6	Normierte Energieverteilung der generierten Neutronen	74
6.7	Zeitverteilung der Emission der Neutronen	80
6.8	Zeitverteilung der Emission, aufgeteilt gemäß Generierungsprozess	81
6.9	Zeitverteilung der Emission nach verschiedenen Schichten	82
6.10	Verteilung der Anzahl der emittierten Neutronen pro Spontanspaltung	84
6.11	Wahrscheinlichkeit zur Emission weiterer Neutronen im Zeitfenster von 10 μ s	87
6.12	Wahrscheinlichkeit zur Emission eines weiteren Neutrons in verschiedenen Zeitfenstern	89
6.13	Zeitverteilung der Emission weiterer Neutronen	92
6.14	Differenz der beteiligten Spontanspaltungsereignisse	95
A.1	Energieabhängiger Watt-Parameter a für verschiedene Isotope	XI
A.2	Wattspektren der Neutronen aus induzierter Spaltung im ^{239}Pu	XII
A.3	Wattspektren der Neutronen aus induzierter Spaltung in verschiedenen Iso- topen	XII
A.4	Wirkungsquerschnitte verschiedener Reaktionen im Plutoniumkern	XIII
A.5	Wirkungsquerschnitte verschiedener Reaktionen im Sprengstoff und Celotex	XIV
A.6	Wirkungsquerschnitte verschiedener Reaktionen im Lithium	XIV
A.7	Wirkungsquerschnitte verschiedener Reaktionen im Uran	XV
A.8	Wirkungsquerschnitte verschiedener Reaktionen im Beryllium	XV
A.9	Wirkungsquerschnitte verschiedener Reaktionen im Aluminium	XV
A.10	Wirkungsquerschnitte verschiedener Reaktionen im Stahl	XVI
A.11	Wahrscheinlichkeit der Emission eines Neutrons im Zeitfenster	XVII

Tabellenverzeichnis

3.1	Maße der Sprengkopfmodelle.	31
3.2	Materialien der Sprengkopfmodelle	32
3.3	Neutronenausbeute der in den Sprengkopfmodellen enthaltenen Isotope	35
5.1	Emittierte Neutronenflüsse	45
5.2	Neutronenfluss aus den verschiedenen Materialien.	49
5.3	Zusammensetzungen der Betons.	53
5.4	Flussdichte im Detektionsvolumen für verschiedene Betons	57
6.1	Generierungsraten durch verschiedene Reaktionen	62
6.2	Mittlere Multiplizität $\bar{\nu}$ der induzierten Spaltungen	63
6.3	Fluss an emittierten Neutronen	64
6.4	Absorptionsreaktionen in beiden Sprengkopfmodellen.	65
6.5	(n, γ) -Reaktionen in den verschiedenen Materialien der Sprengkopfmodelle	66
6.6	(n, p) -Reaktionen in den verschiedenen Materialien der Sprengkopfmodelle	67
6.7	(n, α) -Reaktionen in den verschiedenen Materialien der Sprengkopfmodelle	68
6.8	Zeit bis Anteil der induzierten Spaltungen im Pu abgeschlossen	69
6.9	Zeitverteilung der Generierungsprozesse	71
6.10	Statistische Größen der Energieverteilungen	75
6.11	Detektierbarer Anteil aus verschiedenen Generierungsprozessen	76
6.12	Anteil verschiedener Verlustprozesse im Spaltsprengkopf	77
6.13	Anteil verschiedener Verlustprozesse im thermonuklearen Sprengkopf	77
6.14	Zeitabstand der Emission eines festen Anteils der Neutronen	80
6.15	Quantilen der Zeitverteilung der Generierungsprozesse	81
6.16	Wahrscheinlichkeit zur Emission bestimmter Anzahlen an Neutronen eines Spontanspaltungsereignisses	84
6.17	Anteil „verspäteter“ Neutronen	90
6.18	Anteil an weiteren Neutronen an Ereignisgruppe	93
6.19	Rate der im Zeitfenster nach einem Auslöser emittierten Neutronen	94

A.1	Parameter der Wattspektren verschiedener Isotope bei induzierter Spaltung .	XI
A.2	Bedingte Wahrscheinlichkeit zur Emission weiterer Neutronen	XVII
A.3	Massenanteile bei der Berechnung des Borcarbid-Betons	XIX

Publikationen

Einige Teilaspekte dieser Dissertation wurden bereits in Fachzeitschriften und auf Tagungen veröffentlicht.

Die folgenden Publikationen sind während der Promotion unter meiner Mitwirkung entstanden:

Svenja Sonder, Carina Prünte, Yannick Fischer, Manuel Kreutle, Jan Scheunemann und Gerald Kirchner. „Simulating the Passive Neutron and Gamma Signatures of Containerized Nuclear Warheads for Disarmament Verification“. *Science & Global Security* 31.1-2. 2023.

Svenja Sonder, Simon Hebel, Carina Prünte und Gerald Kirchner. „Impact of Concrete Building Structures on Neutron Radiation and its Mitigation“. *ESARDA Bulletin - The International Journal of Nuclear Safeguards and Non-Proliferation* 64.2. Dezember 2022.

Svenja Sonder, Carina Prünte und Gerald Kirchner. „Neutron Signature of a Two-Stage Nuclear Warhead before Dismantlement.“ AMC Annual Conference. Oktober 2022.

Svenja Sonder, Jan Scheunemann, Simon Hebel und Gerald Kirchner. „Nuclear Disarmament Verification in Virtual Reality.“ *Proceedings of the INMM & ESARDA Joint Virtual Annual Meeting*. August 2021.

1 Einleitung

*„I am become Death
The shatterer of worlds.“*

Diese Worte des heiligen Hindu-Textes Bhagavad-Gita kamen Robert Oppenheimer nach dem ersten Atombombentest in den Sinn [BS13].

Im Zweiten Weltkrieg riefen die Vereinigten Staaten von Amerika das Manhattan-Projekt ins Leben, welches der Entwicklung von Nuklearwaffen diente. Dies resultierte im Juli 1945 im ersten Atomwaffentest und im August des gleichen Jahres in deren ersten und bisher einzigen Einsätzen.

Um die Verbreitung dieser neuartigen Waffen zu verhindern, verabschiedete die Generalversammlung der neu-gegründeten Vereinten Nationen ihre erste Resolution im Januar des folgenden Jahres, in der eine Kommission gegründet wurde, welche sich mit den Problemen der Entdeckung der Kernenergie beschäftigen sollte [UN46]. Hierzu gehörte insbesondere die Gewährleistung ihrer ausschließlich friedlichen Nutzung sowie die Eliminierung von Nuklearwaffen aus nationalen Arsenalen.

Dennoch wurden in den folgenden Jahren und Jahrzehnten von weiteren Staaten Nuklearwaffen entwickelt [ICAN]. Zu den ersten gehörten die Sowjetunion, welche ihre erste Waffe 1949 testete, und das Vereinigte Königreich (erster Test 1952). In der ersten Hälfte der 1960er Jahre folgten die ersten Nuklearwaffentests Frankreichs und Chinas. Bis 2006 folgten mit Indien, Pakistan, Israel und der Demokratischen Volksrepublik Korea („Nordkorea“) vier weitere Akteure mit Nuklearwaffen.

Dabei unterscheidet sich die Größe der vorhandenen Arsenale deutlich: zwischen den USA und der UdSSR kam es im Kalten Krieg zu einem Wettrüsten, welches zu einem Arsenal mit über 30 000 Waffen auf beiden Seiten führte [IPFM22]. Durch den Abbau der Spannungen, jedoch auch durch eine Verbesserung der Waffen und ihrer Trägersysteme wurden diese Arsenale verkleinert, wodurch heute etwa 5 200 Sprengköpfe in den USA und knapp 6 000 in

Russland vorhanden sind¹ [FAS23]. Die anderen Staaten besaßen auch auf dem Hochpunkt des Kalten Krieges niemals mehr als je 550 Sprengköpfe, wobei diese Anzahl nur vom Vereinigten Königreich und Frankreich erreicht wurde. Derzeit besitzen diese beiden Länder jeweils zwischen 200 und 300 Sprengköpfe.

Generell hat die Größe der weltweit existierenden Arsenale seit der Hochzeit im Kalten Krieg abgenommen. Allerdings zeigt sich in den letzten Jahren bei einigen Staaten eine Trendumkehr: China rüstet nach einer jahrzehntelangen Phase mit gleichbleibendem Arsenal seit einigen Jahren auf [KKR23], während die Arsenalgrößen von Indien und Pakistan seit den 2000ern stetig steigen [IPFM22]. Dennoch weisen diese Länder deutlich kleinere Arsenale auf als die USA und Russland von derzeit etwa 400 Sprengköpfen in China und weniger als je 200 in Indien und Pakistan. Israel und Nordkorea verfügen über etwa 90 bzw. etwa 30 Sprengköpfe.

Weltweit existieren derzeit somit etwa 12 500 nukleare Sprengköpfe, von denen etwa 9 500 einsatzbereit sind (auf Trägersystemen oder in Reserve).

Um die Ausbreitung von Nuklearwaffen zu verhindern, wurde der *Nukleare Nicht-Verbreitungsvertrag* (NVV)² ausgehandelt, welcher 1970 in Kraft trat. Hierin wurde festgelegt, dass als Nuklearwaffenstaaten nur die anerkannt werden, welche vor dem 1. Januar 1967 bereits eine nukleare Explosion durchgeführt haben [NVV, Art. IX, Abs. 3]. Nicht-Nuklearwaffenstaaten hingegen dürfen auf keine Weise in den Besitz von Informationen, Materialien oder Komponenten von Nuklearwaffen sowie ganzer Sprengköpfe gelangen, weder durch eigene Forschung noch durch Erhalt aus anderen Staaten. Gemäß diesem Vertrag dürfen nur die USA, die UdSSR, das Vereinigte Königreich, Frankreich und China Nuklearwaffen besitzen. Auch der Russischen Föderation wird als direktem Nachfolger der Sowjetunion dieses Recht eingeräumt. Die anderen Nuklearwaffenstaaten, häufig als de-facto-Atomkräfte bezeichnet, sind dem NVV hingegen nicht beigetreten bzw. aus diesem ausgetreten und behalten sich hierdurch das Recht vor, Atomwaffen zu besitzen.

Neben dem Verbot der Proliferation von Nuklearwaffen und der Unterstützung bei der zivilen Nutzung der Kernkraft wurde in Artikel VI des NVV festgelegt, dass alle Vertragsparteien in redlicher Absicht Verhandlungen über nukleare Abrüstung und einen Vertrag zur

¹Diese Angaben beziehen sich auf die Gesamtzahl an nuklearen Sprengköpfen. Ein Teil dieser (1600 in den USA und 1400 in Russland) sind jedoch bereits ausgemustert und warten auf ihre Vernichtung. Außerdem sind „nur“ knapp 1800 der amerikanischen und 1700 der russischen Sprengköpfe auf Trägersystemen stationiert, der Rest bildet die Reserve.

²Im Volksmund auch Atomwaffensperrvertrag genannt; im Englischen *Treaty on the Non-Proliferation of Nuclear Weapons* (NPT)

vollständigen Abrüstung unter internationaler Kontrolle führen³. Trotz dieser Verpflichtung und der Erinnerung durch ein Gutachten des Internationalen Gerichtshofes 1996 [ICJ96] wurde bis heute kein derartiger Abrüstungsvertrag verhandelt. Den Atomwaffenverbotsvertrag (AVV)⁴, welcher im Januar 2021 in Kraft trat, haben keine Nuklearwaffenstaaten und auch keine Staaten, in denen im Rahmen der NATO-Teilhabe amerikanische Nuklearwaffen stationiert sind⁵, unterschrieben [AVV].

Zu den Rüstungskontrollverträgen, an denen Nuklearwaffenstaaten beteiligt sind, gehören SALT, START, SORT und INF [BPB13]. Hierbei handelt es sich um bilaterale Verträge zwischen den USA und der UdSSR/Russland, welche die Anzahl an Trägersystemen und Nuklearwaffen, die auf diesen stationiert sind, beschränken. Dagegen haben diese Verträge keine Auswirkungen auf die Gesamtzahl an Nuklearwaffen, welche die Staaten besitzen dürfen. Hierzu gehören auch die Reserve, welche aus Sprengköpfen besteht, die nicht auf einem Trägersystem stationiert sind, und ausgemusterte Sprengköpfe, die auf ihre Demontage warten. Die Einhaltung dieser Verträge wird verifiziert, indem die Anzahl der Trägersysteme kontrolliert wird. Eine tatsächliche Kontrolle der im Staat vorhandenen Nuklearwaffen hingegen erfolgt nicht.

Hierdurch unterscheiden sie sich von zukünftigen Verifikationsregimes für nukleare Abrüstungsverträge, da bei diesen ein Objekt tatsächlich als Nuklearwaffe identifiziert werden muss, ohne dass geheime Informationen an das Verifikationsregime weitergegeben werden. Hierbei müssen nicht nur die Militärgeheimnisse des abrüstenden Staates berücksichtigt werden, sondern Inspektoren aus Nicht-Nuklearwaffenstaaten dürfen gemäß dem NVV auch keine proliferationssensitiven Informationen über die Waffen erhalten.

Trotz des fehlenden Vertrages zur nuklearen Abrüstung gab und gibt es verschiedene Initiativen, welche sich mit der Verifikation der nuklearen Abrüstung beschäftigen. Hierzu gehören z.B. die *Trilaterale Initiative*, eine Zusammenarbeit der USA, Russlands und der Internationalen Atomenergiebehörde (IAEA) [She01], welche 2001 beendet wurde, oder die *U.K.-Norway Initiative*, eine Zusammenarbeit eines Nuklearwaffen- und eines Nicht-Nuklearwaffenstaates [UKNI10].

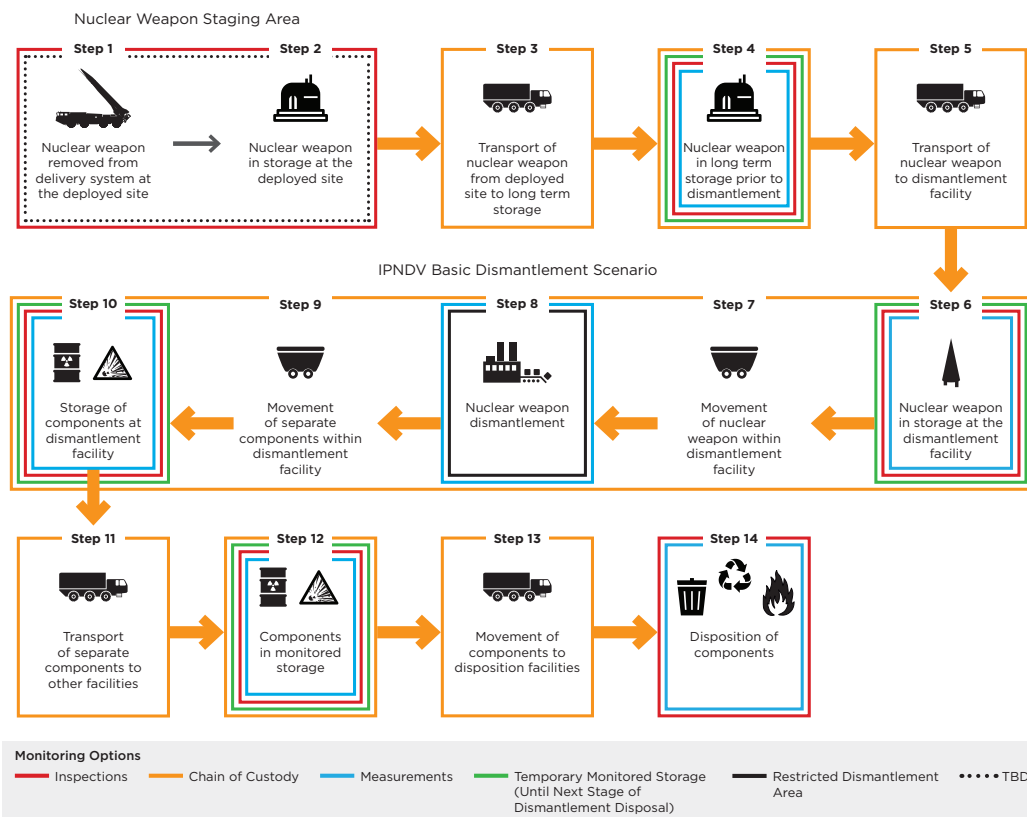
Nach einer amerikanischen Empfehlung zur internationalen Zusammenarbeit im Bereich der Abrüstungsverifikation und Reduzierung der nuklearen Bedrohung wurde 2014 die *Internationa-*

³ „Each of the Parties to the Treaty undertakes to pursue negotiations in good faith on effective measures relating to cessation of the nuclear arms race at an early date and to nuclear disarmament, and on a treaty on general and complete disarmament under strict and effective international control.“ [NVV, Art. VI]

⁴Im Englischen *Treaty on the Prohibition of Nuclear Weapons* (TPNW)

⁵2021 waren etwa 100 taktische amerikanische B61-Sprengköpfe in Belgien, Deutschland, Italien, der Niederlande und der Türkei stationiert [KK21].

tional Partnership for Nuclear Disarmament Verification (IPNDV) gegründet. Hieran nehmen über 25 Staaten mit und ohne Atomwaffen teil und entwickeln Prozeduren und Technologien, welche die Herausforderungen der nuklearen Abrüstungsverifikation adressieren [IPNDV]. Dabei wurden 14 elementare Schritte identifiziert, welche bei der Abrüstung von Nuklearwaffen eine wichtige Rolle spielen, beginnend beim Entfernen des Sprengkopfes vom Trägersystem, über die Lagerung, die tatsächliche Demontage bis hin zur Entsorgung der verschiedenen Komponenten (s. auch Abb. 1.1). Hierbei sollen an den verschiedenen Stationen unterschiedliche Maßnahmen ergriffen werden, um zu verifizieren, dass alle Parteien vertragsgemäß handeln. Zu den wichtigsten Maßnahmen, neben der Identifizierung eines Objekts als nuklearen Sprengkopf, gehört das Aufrechterhalten einer lückenlosen Verfolgung (*Chain of Custody*). Hierdurch verbleibt das Objekt stets unter der Aufsicht sowohl des abrüstenden Staates als auch des Verifikationsregimes, wodurch ausgeschlossen werden soll, dass es ausgetauscht wurde [IPNDV19]. Um das Vertrauen, dass es sich beim vom Trägersystem entfernten Sprengkopf tatsächlich um einen nuklearen handelt und dieser nicht ersetzt wurde, zu verstärken, sollen außerdem an allen Stationen Strahlungsmessungen



*We make the assumption that there will be declarations at each step in the process.

Abbildung 1.1: 14-schrittiges Abrüstungsschema der IPNDV [IPNDV].

durchgeführt werden (können) [WG20].

Hierfür wurden verschiedene geeignete aktive und passive Gamma- und Neutronenmesstechniken identifiziert. Passive Messtechniken bezeichnet diejenigen, welche die von der Probe selbst ausgesandte Strahlung detektieren, z.B. Neutronen aus der Spontanspaltung vom ^{240}Pu oder den radioaktiven Zerfall von Plutonium und Uran begleitende Gammas. Bei aktiven Messtechniken hingegen wird die Probe durch eine Quelle bestrahlt, wodurch Reaktionen induziert werden, welche in Strahlungsemission resultieren. Allerdings wird davon ausgegangen, dass aktive Methoden aus Sicherheitsgründen nicht an intakten Sprengköpfen vor der Demontage angewandt werden dürfen [WG20].

Für die Strahlungsmessungen wurden zwei verschiedene Ansätze herausgearbeitet: das Template- und das Attribut-Verfahren [YG15]. Beim Template-Verfahren wird die Strahlungssignatur eines Objekts mit einem Referenzobjekt verglichen. Auch mechanische, thermische, elektrische oder akustische Eigenschaften eines Objekts können hierfür genutzt werden, solange sich hieraus ein „Fingerabdruck“ generieren lässt. Beim Referenzobjekt handelt es sich um einen vorher authentifizierten Sprengkopf. Daneben ist es auch möglich, als „Referenzobjekt“ eine Messung des gleichen Objekts zu einem früheren Zeitpunkt zu verwenden, um zu verifizieren, dass das Objekt nicht ausgetauscht wurde.

Beim Attribut-Verfahren hingegen werden einzelne Eigenschaften des Objektes direkt gemessen und verifiziert, dass diese einem Nuklearsprengkopf entsprechen. Als mögliche Attribute wurden die folgenden identifiziert [YG15]:

- * Anwesenheit von Plutonium
- * Isotopen-Zusammensetzung des Plutoniums
- * Masse des Plutoniums
- * Alter des Plutoniums
- * Abwesenheit von Oxiden im Spaltmaterial
- * Symmetrie der Sprengkopf-Komponenten
- * Anwesenheit von Sprengstoff
- * Anwesenheit von ^{235}U
- * Masse des ^{235}U
- * Anreicherungsgrad des Urans

Im Rahmen der Untersuchungen der IPNDV zu den technischen Schwierigkeiten und deren Lösungen haben Experten die erstgenannten drei Attribute für Sprengköpfe mit einem Plutoniumkern als relevant eingestuft [WG16]. Die Anwesenheit von Plutonium kann durch das

passive Neutronenzählen (*passive (total) neutron counting*) bestätigt werden⁶. Hierfür wird ausgenutzt, dass das in Sprengköpfen zu geringem Anteil enthaltenen Isotop ²⁴⁰Pu eine vergleichbar hohe Spontanspaltrate besitzt, wodurch etwa 1000 Neutronen pro Gramm und Sekunde hierdurch erzeugt werden. Für die Massenbestimmung des Plutoniums hingegen soll die kompliziertere Technik der Multiplizitätsanalyse verwendet werden. Hierbei wird ausgenutzt, dass bei einer Spaltung mehr als ein Neutron freigesetzt werden kann. Daher kann nicht nur die absolute Neutronenrate detektiert werden, sondern auch ihre Multiplizitätsverteilung. Aus dieser kann unter Berücksichtigung der Neutronen aus Hintergrund sowie aus induzierter Spaltung und Kernreaktionen unter Beteiligung eines α -Teilchen aus radioaktivem Zerfall in der untersuchten Probe die Masse des in der Probe enthaltenen Isotops ²⁴⁰Pu bestimmt werden. Ist die Isotopenzusammensetzung der Probe bekannt, z.B. durch Gamma-Spektroskopie, kann daraus die Gesamtmasse des Plutoniums berechnet werden. Die Methodik der Multiplizitätsanalyse ist vor allem für Sprengköpfe mit einem Plutoniumkern relevant, da das hierin enthaltene ²⁴⁰Pu eine hohe Spontanspaltrate aufweist. Sie ist für die hauptsächlich in Nuklearwaffen auf Uran-Basis enthaltenen Isotope ²³⁵U und ²³⁸U um sechs bzw. fünf Größenordnungen geringer, sodass diese Methodik nur sehr schlecht funktioniert. Allerdings kann sie in Zusammenhang mit aktiven Messverfahren auch bei Uran angewandt werden [WG16].

Generell gilt für alle Attribute, dass sie in der Regel als geheim eingestuft werden, da sie viele Informationen über den Sprengkopf enthalten, sodass Inspektoren die Werte aufgrund von Militärgeheimnissen und Nicht-Verbreitung nicht erhalten dürfen. Daher dürfen Attribute nur qualitativ, jedoch nie exakt bestimmt werden. Um dies zu gewährleisten, werden derartige Messungen mithilfe einer Informationsbarriere vorgenommen. Hierbei handelt es sich um ein System, welches die Messergebnisse verarbeitet und lediglich ausgibt, ob das entsprechende Attribut erfüllt ist. So kann das System z.B. überprüfen, ob die Masse des Plutoniums einen vorher festgelegten Schwellenwert überschreitet⁷ und entsprechend ein (Nicht-)Einhalten dieses Kriterium mit einem roten/grünen Licht signalisieren.

Eine Schwierigkeit beim Verwenden von Informationsbarrieren besteht darin, dass kein Angehöriger des Verifikationsregimes oder des Nuklearwaffenstaates die Rohdaten der Messung zu sehen bekommt, weshalb ein korrektes Verhalten des Messsystems nicht nachträglich überprüft werden kann. Stattdessen müssen alle Parteien darauf vertrauen können, dass

⁶Tatsächlich kann auch eine andere Quelle in einem Sprengkopfcontainer platziert werden, um dieses Signal künstlich zu erzeugen. Daher soll diese Technik gemeinsam mit weiteren Informationen genutzt werden.

⁷Im Rahmen der Trilateralen Initiative und des dabei entwickelten AVNG (*Attribute Verification System with Information Barrier for Plutonium with Classified Characteristics utilizing Neutron Multiplicity Counting and High-Resolution Gamma-ray Spectrometry*) wurden hierfür 2 kg festgelegt.

das Messgerät spezifikationsgemäß funktioniert.

Es wurden bereits mehrere Systeme bestehend aus Gamma- und Neutronendetektoren und Informationsbarriere entwickelt und ihre Funktionalität demonstriert, z.B. im Rahmen der Trilateralen Initiative [Kon+10] oder der *Fissile Material Transparency Technology Demonstration* [ADM01]. Jedoch wurde die korrekte Funktionsweise dieser Systeme bisher nur an einer Sprengkopfkomponente, dem Plutoniumkern, demonstriert. Dagegen wurde bisher kein System entwickelt, mit welchem auch intakte Sprengköpfe vor der Demontage verifiziert werden können.

Strahlungsmessungen an intakten Sprengköpfen sind deutlich schwieriger als an deren Spaltkern, da im Sprengkopf weitere Materialien enthalten sind, welche die Strahlung abschirmen oder ihre Energie abschwächen können. Hierzu gehören insbesondere Schwermetalle, welche als Tamper enthalten sein können⁸ und Gammas abschirmen, sowie wasserstoffreiche Materialien, wozu konventionelle Sprengstoffe zählen und die die Neutronen beeinflussen. Da sich die Strahlungssignatur von Sprengköpfen somit deutlich von der des nicht-abgeschirmten Spaltkerns unterscheiden kann, muss ein Messsystem mit Informationsbarriere für intakte Sprengköpfe separat entwickelt und seine korrekte Funktionsweise demonstriert werden.

Eine besondere Schwierigkeit bei den von der IPNDV vorgeschlagenen Messtechniken liegt aufgrund ihrer Komplexität bei der Multiplizitätsanalyse. Hierbei wird aus der gemessenen Multiplizitätsverteilung die Masse des Spaltkerns berechnet. Die hierfür entwickelten Verfahren beruhen auf verschiedenen Voraussetzungen [Ens+98], von denen bereits für große Plutoniumproben wie dem Spaltkern eines Sprengkopfes bekannt ist, dass diese nicht vollständig erfüllt sind. Insbesondere gilt, dass die Multiplikation in einer großen Plutoniumkugel nicht konstant ist, sondern zum äußeren Rand hin abfällt [GK15]. Dadurch kommt es sowohl bei der Massen- als auch bei der Multiplikationsbestimmung der Probe zu einer deutlichen Verzerrung, wodurch die berechnete Multiplikation um bis zu 5 % höher ist als die tatsächliche. Bei der Massenbestimmung kann die Abweichung sogar mehr als 10 % betragen [GK15]. Um diese Verzerrung zu kompensieren, wurden verschiedene Korrekturfaktoren entwickelt, welche auf der korrekten Behandlung der Multiplikation und ihrer Mittelung in der Probe beruhen. Bereits in früheren Arbeiten am ZNF wurde gezeigt, dass hierfür bei sphärischen Proben lediglich die Dicke der Kugel sowie die Eigenschaft, ob es sich um eine Hohl- oder Vollkugel handelt, bekannt sein müssen. Nur einen sehr geringen Einfluss auf die Faktoren haben hingegen Änderungen des Radius' der Hohlkugel oder der

⁸Details zum Aufbau von nuklearen Sprengköpfen sind in Kapitel 3 dargestellt.

Isotopenzusammensetzung des Plutoniums. Mit den entwickelten Korrekturfaktoren kann die Verzerrung nahezu aufgehoben werden, sodass die bestimmte Masse und Multiplikation um weniger als 1 % von der tatsächlichen abweichen. Kommt es hingegen zu Reflexionen innerhalb der Probe, z.B. weil das Plutonium von Polyethylen umhüllt ist, so können die Korrekturfaktoren der nicht-abgeschirmten Probe die Verzerrung fast nicht verbessern [GK15].

Zur Bestimmung der Korrekturfaktoren sind Kenntnisse verschiedener Eigenschaften der Probe wie Dicke, Geometrie und Abschirmung nötig. Diese stehen jedoch bei Nuklearwaffen aufgrund der Geheimhaltung nicht zur Verfügung. Insbesondere die Abschirmung stellt ein Problem dar, da hiermit äußerst sensitive Informationen zu den enthaltenen Materialien wie Sprengstoff oder Neutronenreflektor verbunden sind.

Ohne die Möglichkeit, zuverlässige Korrekturfaktoren zu bestimmen, muss sichergestellt werden, dass auch bei unbekanntem Eigenschaften des Spaltkerns und der im Sprengkopf enthaltenen weiteren Materialien die Messverfahren korrekte Ergebnisse liefern. Untersuchungen hierzu fehlen bisher jedoch. Daher erfolgt mit dieser Dissertation eine Fortsetzung der Untersuchung der Annahmen der Multiplizitätsanalyse für große Plutoniumkugeln sowie eine Erweiterung auf intakte Nuklearsprengköpfe vor der Demontage. Dazu sollen das Verhalten der Neutronen innerhalb dieser und deren Neutronensignatur untersucht werden. Aufgrund des nicht möglichen Zugangs zu Nuklearwaffen im Rahmen der Nicht-Verbreitung und militärischen Geheimhaltung werden hierfür keine realen Messungen, sondern Computer-Simulationen mithilfe von Monte-Carlo-Techniken durchgeführt. Das Verfahren, Monte-Carlo-Simulationen vor der Entwicklung eines neuen Detektors für Multiplizitätsanalysen durchzuführen, um das Design zu optimieren, wurde bereits mehrfach als probates Mittel demonstriert (s. z.B. [VCM00; LPT09]).

In dieser Dissertation werden zunächst die theoretischen Grundlagen dargestellt, welche für das Verständnis der Interaktionen der Neutronen im Sprengkopf und der Neutronenmultiplizitätsanalyse (Kapitel 2) nötig sind. Um die Neutronenmessungen an intakten Sprengköpfen untersuchen zu können, müssen entsprechende Sprengkopfmodelle verwendet werden, welche in Kapitel 3 vorgestellt werden. Außerdem wird eine Einführung in die Computersimulationen und das verwendete Programm geben (Kapitel 4). Die Analysen der Neutronenmesstechniken folgen in den nächsten Kapiteln, aufgeteilt in die einfachere Neutronensignatur der Sprengkopfmodelle, welche durch Neutronenzahlen gewonnen werden kann (Kapitel 5), und die Multiplizitätsanalyse (Kapitel 6). Im Kapitel 7 werden die Erkenntnisse zusammengefasst und in den größeren Rahmen der Abrüstungsverifikation gesetzt.

2 Theoretische Grundlagen der Neutronenphysik

Zur Analyse der Anwendbarkeit von Neutronenmessungen sind einige Grundlagen zur Emission von Neutronen, ihrer Interaktion mit Materie und ihrer Detektion nötig, welche in diesem Kapitel dargestellt werden. Anschließend wird die Theorie der Multiplizitätsanalyse erläutert.

2.1 Neutronenquellen

Neutronen können durch verschiedene Reaktionen freigesetzt werden. Zu den wichtigsten gehören spontane und induzierte Kernspaltung sowie (α, n) -Reaktionen⁹. Neutronenvermehrungsreaktionen, bei denen aus einem einfallenden Neutron mehrere emittierte Neutronen entstehen ((n, xn) -Reaktionen), werden im folgenden Kapitel zur Interaktion von Neutronen mit Materie behandelt.

2.1.1 Kernspaltung

Bei einer Kernspaltung spaltet sich ein schwerer Atomkern unter Energiefreisetzung in zwei leichtere. Dies kann sowohl spontan als auch durch ein einfallendes Neutron induziert erfolgen¹⁰.

Zum Verständnis der Kernspaltung ist das Tröpfchenmodell hilfreich [Gam30]. Mit diesem kann die Bindungsenergie der Nukleonen beschrieben werden. Diese wird sowohl durch die kurzreichweitige Kernkraft, welche zwischen allen Nukleonen wirkt, als auch durch die

⁹In der Kernphysik wird eine Kernreaktion angegeben als $X(a, b)Y$, wobei X und Y den Kern vor bzw. nach der Reaktion, a das einfallende und b das ausgehende Teilchen bezeichnen. Zur Verkürzung werden die Kernbezeichnungen häufig weggelassen, sodass eine Reaktion mit (a, b) bezeichnet wird. Induzierte Spaltung wird durch (n, f) abgekürzt.

¹⁰Auch hochenergetische Gammas oder geladene Teilchen können eine Spaltung induzieren [Wag91]. Diese Prozesse sollen hier nicht behandelt werden.

Coulomb-Kraft, welche zwischen den Protonen wirkt, beeinflusst. Sie kann mithilfe der von Carl Friedrich von Weizsäcker entwickelten Formel bestimmt werden [Wei35]:

$$E(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_a \frac{(A-2Z)^2}{4A} + \frac{\delta}{A^{1/2}} \quad (2.1)$$

mit der Massenzahl A und der Kernladungszahl Z . Die Konstanten wurden empirisch aus den gemessenen Isotopenmassen bestimmt und betragen [OH96]:

$$\begin{aligned} a_v &= 15,84 \text{ MeV} & a_s &= 18,33 \text{ MeV} \\ a_c &= 0,714 \text{ MeV} & a_a &= 92,8 \text{ MeV} \\ \delta &= \begin{cases} 11,2 \text{ MeV} & \text{für gg-Kerne}^{11} \\ 0 & \text{für gu- und ug-Kerne} \\ -11,2 \text{ MeV} & \text{für uu-Kerne} \end{cases} \end{aligned}$$

Im Folgenden werden die verschiedenen Terme der Bindungsenergie kurz erklärt.

Aufgrund der kurzen Reichweite der Kernkräfte wechselwirken Nukleonen nur mit ihren direkten Nachbarn. Daher ist die Bindungsenergie in erster Näherung proportional zum Volumen des Kerns und daher zur Anzahl der Nukleonen¹² A . Die Nukleonen an der Oberfläche des Kerns haben jedoch weniger Nachbarnukleonen als die im Inneren, weshalb auf die äußeren eine geringere Kernkraft wirkt. Dies reduziert die Bindungsenergie. Dieser Effekt ist proportional zur Oberfläche des Kerns und somit zu $A^{2/3}$.

Die Protonen im Kern stoßen sich aufgrund der Coulomb-Kraft ab, was ebenfalls zu einer Reduzierung der Bindungsenergie führt. Die Coulomb-Kraft hat eine große Reichweite, weshalb alle Z Protonen mit allen anderen $Z-1$ wechselwirken, sodass dieser Effekt proportional zu $Z(Z-1)$ ist. Die Coulomb-Kraft ist zudem abhängig vom Inversen des Abstandes zwischen den beteiligten Teilchen, weshalb sich eine zusätzliche Abhängigkeit von $A^{-1/3}$ ergibt.

Die Erklärung der letzten beiden Terme ergibt sich aus dem Potential der Kernkräfte. Dieses kann durch einen Potentialkasten mit senkrechten Wänden beschrieben werden, wobei getrennte Kästen für Protonen und Neutronen verwendet werden müssen. Da auf die Protonen zusätzlich die Coulomb-Kraft wirkt, ist deren Kasten weniger tief als der der Neu-

¹¹Kerne mit geraden Anzahlen an Protonen und an Neutronen werden als gg-Kerne bezeichnet. Analog werden Kerne mit ungeraden Anzahlen uu-Kerne genannt. Kerne mit verschiedenen Paritäten der Protonen- und Neutronenzahl werden als gu- (gerade Anzahl an Protonen) bzw. ug-Kern (gerade Anzahl an Neutronen) bezeichnet.

¹²Der Radius des Kerns ist proportional zur dritten Wurzel der Massenzahl [OH96].

tronen. Die verschiedenen Teilchen sind auf diskreten Energieniveaus angeordnet. Dabei müssen die oberen Energieniveaus der beiden Kästen die gleiche Höhe aufweisen. Wäre dies nicht der Fall, könnte ein energetisch günstigerer Fall erreicht werden, indem das Nukleon im höheren Zustand sich in ein anderes Nukleon umwandelt (β -Zerfall), um so ein niedrigeres Energieniveau einzunehmen. Da der Potentialkasten der Neutronen tiefer ist, können hierin bei gleichem oberem Niveau mehr Neutronen untergebracht werden, weshalb schwere Kerne einen Neutronenüberschuss aufweisen. Dieser wirkt jedoch gleichzeitig bindungslockernd, wobei dieser Effekt proportional zur Differenz zwischen Neutronen- und Protonenzahl ($N - Z = A - 2Z$) ist. Aufgrund des Pauli-Prinzip können nur zwei Nukleonen ein Energieniveau besetzen. Dabei ist jedoch ein abgeschlossenes Niveau energetisch vorteilhaft, weshalb gepaarte Nukleonen gleicher Art eine höhere Bindungsenergie aufweisen als ein ungepaartes. Aufgrund der verschiedenen Potentialtöpfe muss dieser Effekt getrennt für Neutronen und Protonen betrachtet werden, weshalb für den fünften Summanden eine Fallunterscheidung gemäß der Parität der Neutronen- und Protonenzahl erfolgt.

Wird ein spaltbarer Kern mit Neutronen beschossen, werden diese zunächst in jenen eingebaut, wodurch ein angeregter Kompositkern entsteht. Durch diese Anregung wird der Kern in Deformationsschwingungen versetzt. Hierdurch verformt sich der Kern, was im weiteren Verlauf zum Zerreißen des Kerns führen kann. Weshalb diese Spaltung in der Regel nur induziert erfolgen kann, wird bei der Betrachtung des Potentialverlaufs bei der Verformung deutlich: durch diese vergrößert sich die Oberfläche des Kerns, was zu einer Bindungslockerung der Nukleonen führt. Gleichzeitig verringert sich jedoch die Coulomb-Abstoßung der Protonen, da diese einen größeren Abstand zueinander aufweisen. Dabei überwiegen bei kleinen Verformungen die zusammenhaltenden Kernkräfte, weshalb das Potential zunächst ansteigt. Sobald die Coulomb-Abstoßung überwiegt, wird der Kern auseinander gerissen und die Tochterkerne bewegen sich weiter auseinander. Dadurch steigt der Potentialverlauf mit zunehmender Verformung zunächst an, erreicht ein Maximum und fällt danach ab. Für die Spaltung muss daher genügend Energie bereitgestellt werden, um das Maximum zu überwinden, wobei die Differenz zwischen Maximum und Anfangszustand als Spaltbarriere bezeichnet wird. Diese Energie wird durch das einfallende Neutron aufgebracht. Dies kann auf zwei Arten geschehen: durch die Freisetzung von Bindungsenergie und durch dessen kinetische Energie. Die gewonnene Bindungsenergie durch die Bildung des Kompositkerns kann als Differenz der des Anfangs- und des Kompositkerns berechnet werden. Hierbei bildet der Paarungsterm (letzter Summand in Gl. (2.1)) eine entscheidende Komponente: Wird ein Kern mit gerader Protonen- und ungerader Neutronenzahl (ein g_u -Kern) beschossen, bil-

det sich ein gg-Kern mit gerader Neutronenzahl, wodurch viel Bindungsenergie freigesetzt wird. Handelt es sich beim Anfangskern hingegen um einen gg-Kern, wird bei der Bildung eines gu-Kerns nur wenig Bindungsenergie frei. Dies kann am Beispiel des Uran nachvollzogen werden: Wird in ein ^{235}U -Kern ein weiteres Neutron eingebaut, werden 6,4 MeV frei, bei einem ^{238}U -Kern hingegen „nur“ 4,8 MeV [OH96]. Demgegenüber stehen die Spaltbarrieren von 5,8 MeV beim ^{235}U und 6,3 MeV bei ^{238}U . Im ersten Fall wird folglich mehr Bindungsenergie freigesetzt als für die Spaltbarriere benötigt wird. Daher ist eine Spaltung in diesem Fall bereits mit thermischen Neutronen möglich. Im Fall des ^{238}U hingegen ist die freigesetzte Bindungsenergie nicht ausreichend, um die Spaltbarriere zu überwinden. Die fehlende Energie von 1,5 MeV muss daher durch die kinetische Energie des einfallenden Neutrons bereitgestellt werden, weshalb eine Spaltung nur mit schnellen Neutronen¹³ mit mindestens ebendieser Energie möglich ist.

Bei der Spontanspaltung erfolgt die Kernspaltung ohne ein induzierendes Neutron. Da hierbei keine Energie zum Kern hinzugefügt wird, ist sie klassisch nur möglich, wenn die Spaltbarriere verschwindet, d.h. wenn der Potentialverlauf mit zunehmender Verformung monoton fällt. Dies ist der Fall, wenn die Coulomb-Energie die Oberflächenenergie überwiegt. Damit ergibt sich das Spaltlimit zu $Z^2/A \approx 48$, was bei $Z = 114$ und $A = 270$ erfüllt ist [Pov+14]. Auch leichtere Kerne können spontan spalten. Dabei müssen die Kerne zur Verformung die Potentialbarriere durchtunneln. Theoretisch ist dies bei allen Elementen mit einer Kernladungszahl größer als $Z^2/A > 17$ möglich, da nach der Spaltung ein energetisch vorteilhafter Zustand erreicht würde [OH96]. Allerdings ist die Potentialbarriere in der Regel so groß, dass dies extrem unwahrscheinlich ist. Das leichteste Element, bei dem dies praktisch relevant möglich ist, ist Uran. Generell gilt, dass die Spontanspaltrate bei gg-Kernen aufgrund von Kernspineffekten am höchsten ist und bei uu-Kernen am geringsten [REJ91, Kap. 11]. Dies kann z.B. bei Plutonium beobachtet werden: ^{240}Pu weist eine mehr als 10^4 mal so hohe Spontanspaltrate pro Masse auf wie ^{239}Pu und ^{241}Pu .

Neben den angeregten Spaltfragmenten werden bei einer Kernspaltung Neutronen und Gammas emittiert. Die gespaltenen Kerne weisen eine deutlich geringere Kernladungszahl auf¹⁴,

¹³Neutronen werden gemäß ihrer Energie klassifiziert. In einer üblichen Einteilung weisen thermische Neutronen eine Energie geringer als 0,025 eV auf, schnelle Neutronen eine oberhalb von 100 keV und epithermische decken den übrigen Bereich ab. Langsame Neutronen bezeichnen häufig den Energiebereich unterhalb von 100 eV.

¹⁴Die genaue Kernladungszahl kann nicht vorhergesagt werden, da ein Kern in verschiedene Spaltfragmente gespalten werden kann. Fast immer entstehen hierbei zwei Tochterkerne, nur selten auch drei. Dabei entstehen zwei unterschiedlich große Tochterkerne, da diese in der Nähe der sog. *Magischen Zahlen* angesiedelt sind [Mar17]. Für die induzierte Spaltung von ^{235}U mittels thermischen Neutronen liegen die Maxima der Verteilung der Tochterkerne bei 95 und 140 Nukleonen.

sodass die hohe Anzahl an Neutronen diese instabil werden lässt. Daher evaporieren die überzähligen Neutronen, bis die Anregungsenergie der Tochterkerne unter die Bindungsenergie gefallen ist. Die Anzahl und die Energie dieser prompten Neutronen hängen vom gespaltenen Isotop und der Energie des einfallenden Neutrons ab. In der Regel werden zwischen 0 und 7 Neutronen emittiert (vgl. Abb. 2.1), deren Energieverteilung durch eine Watt-Verteilung [Wat52] mit

$$W(E) = \frac{1}{c} \cdot \exp(-aE) \sinh(\sqrt{bE}) \quad (2.2)$$

$$c = \int_0^\infty \exp(-aE) \sinh(\sqrt{bE}) dE = \sqrt{\pi} \frac{b}{4a} \frac{e^{\frac{b}{4a}}}{a}$$

beschrieben werden kann, wobei die Parameter a und b für verschiedene Isotope z.B. in [Sho01] zu finden sind. Die Energieverteilung der durch die Spontanspaltung von ^{240}Pu emittierten Neutronen ist in Abb. 2.2 dargestellt, deren Parameter $a = 1,2580 \text{ MeV}^{-1}$ und $b = 4,689 \text{ MeV}^{-1}$ betragen.

Die restliche Anregungsenergie der Tochterkerne wird durch prompte Gammas weggetragen. Hierbei werden in der Regel zwischen 7 und 10 prompte Gammas emittiert, deren Energie meist im MeV-Bereich liegt.

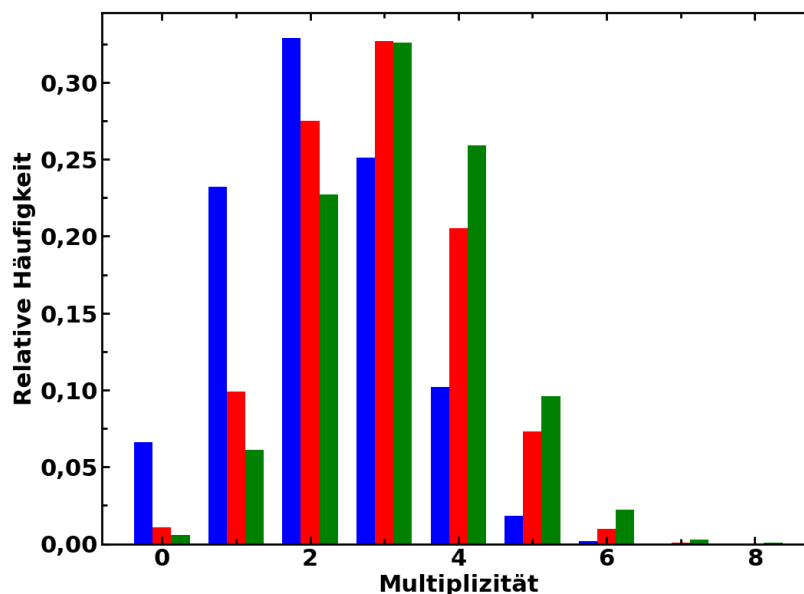


Abbildung 2.1: Multiplizität der Neutronen der Spontanspaltung im ^{240}Pu (blau) und der induzierten Spaltung in ^{239}Pu mit thermischen (rot) sowie schnellen Neutronen (grün). Die Daten stammen aus [Ens+98].

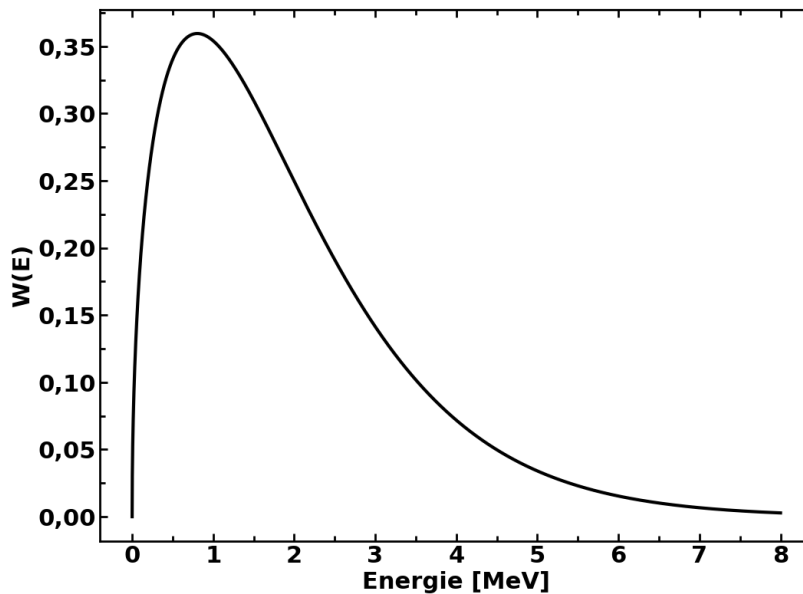
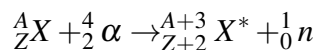


Abbildung 2.2: Energieverteilung der Neutronen aus Spontanspaltung von ^{240}Pu gemäß Gl. (2.2).

2.1.2 (α, n) -Reaktionen

Eine zweite Quelle für Neutronen sind (α, n) -Reaktionen. Hierbei trifft ein α -Teilchen auf einen Kern und wird in diesen eingebaut, wobei ein Neutron emittiert wird:



Ob diese Reaktion stattfinden kann, ist von zwei Faktoren abhängig: zum einen muss der Endzustand energetisch vorteilhaft sein. Hierbei handelt es sich (wie auch bei der Kernspaltung) um eine Reaktion, bei der eine Schwellenenergie benötigt wird, falls der Endzustand nicht aufgrund der Bindungsenergie favorisiert wird. Darüber hinaus ist auch die Coulomb-Abstoßung zwischen dem Kern und dem α -Teilchen relevant, da dieses den Kern zunächst erreichen muss. Grundsätzlich ist diese Reaktion nur in leichten Elementen bis Chlor möglich. Bei schwereren Elementen ist sie energetisch verboten.

Die α -Teilchen werden von schweren Kernen, im Falle von Nuklearwaffen vom enthaltenen Uran oder Plutonium, emittiert. Allerdings weisen sie nur eine sehr geringe Reichweite von etwa 60 – 70 μm in diesen Elementen auf [REJ91, Kap. 11]. Daher kann diese Reaktion quasi nicht in benachbarten Materialien ausgelöst werden, da die α -Teilchen diese nicht erreichen. Liegen jedoch leichte Materialien wie Fluor oder Sauerstoff im Spaltmaterial vor (z.B. Uranoxid für Reaktoren, Uranhexafluorid während der Anreicherung), wird diese Reaktion relevant.

2.1.3 Weitere Quellen

Es gibt einige weitere Reaktionen, bei denen Neutronen produziert werden. Wenn es sich dabei um Multiplikationsreaktionen wie (n, xn) -Reaktionen handelt, werden diese im nächsten Kapitel beschrieben.

Zusätzlich können Neutronen nach der Absorption von Gammas emittiert werden. Diese (γ, n) -Reaktionen können theoretisch in allen Elementen vorkommen, allerdings liegt die benötigte Anregungsenergie in der Regel bei etwa 8 MeV [REJ91, Kap. 11], was höher ist als die Energie der von Plutonium und Uran bzw. deren Zerfallsprodukten emittierten Gammas.

2.2 Interaktion mit Materie

Neutronen können auf vielfältige Weise mit Materie interagieren. Diese Prozesse können in drei Kategorien eingeteilt werden: Streuung, Absorption und Spaltung, wobei letztgenannte bereits im vorherigen Kapitel beschrieben wurde.

2.2.1 Streuung

Streuungsprozesse werden in elastische und inelastische Streuung aufgeteilt. Diese unterscheiden sich darin, dass bei elastischer Streuung die kinetische Energie erhalten bleibt, während bei der inelastischen ein Teil der kinetischen Energie umgewandelt wird.

Elastische Streuung

Die elastische Streuung von Neutronen kann kinematisch wie ein Billardstoß betrachtet werden. Bei diesem Stoß wird ein Teil der kinetischen Energie des Neutrons auf den Kern übertragen, sodass sich die Energie und die Flugrichtung des Neutrons ändern. Die Summe der kinetischen Energien vor und nach dem Stoß ist gleich und beide beteiligten Objekte verbleiben im Grundzustand.

Hierbei beträgt die im Mittel übertragene Energie an einen Kern mit A Nukleonen [REJ91, Kap. 12]:

$$\Delta E = 2 \cdot E \cdot \frac{A}{(A+1)^2}$$

Folglich verliert ein stoßendes Neutron mehr Energie, wenn der Stoßpartner ein leichter Kern ist. So verliert ein Neutron bei einem Stoß mit ^{238}U im Mittel 0,8 %, mit ^{12}C 14,2 % und mit Wasserstoff 50 % seiner Energie.

Stößt ein Neutron mehrfach, kann es auf thermische Energien abgebremst werden, was als Moderation bezeichnet wird. Auch hierbei erweisen sich leichte Kerne als effektiver, da weniger Kollisionen nötig sind, um ein Neutron auf die gleiche Energie abzubremesen. So werden bei einer Moderation mit Wasser im Mittel 27 Kollisionen benötigt, um ein schnelles Neutron mit einer Energie von 2 MeV auf eine thermische Energie von 0,025 eV abzubremesen, mit Uran sind es hingegen 2175 [REJ91, Kap. 12].

Der Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung an ^{239}Pu ist (zusammen mit anderen Kernreaktionen) in Abb. 2.3 dargestellt.

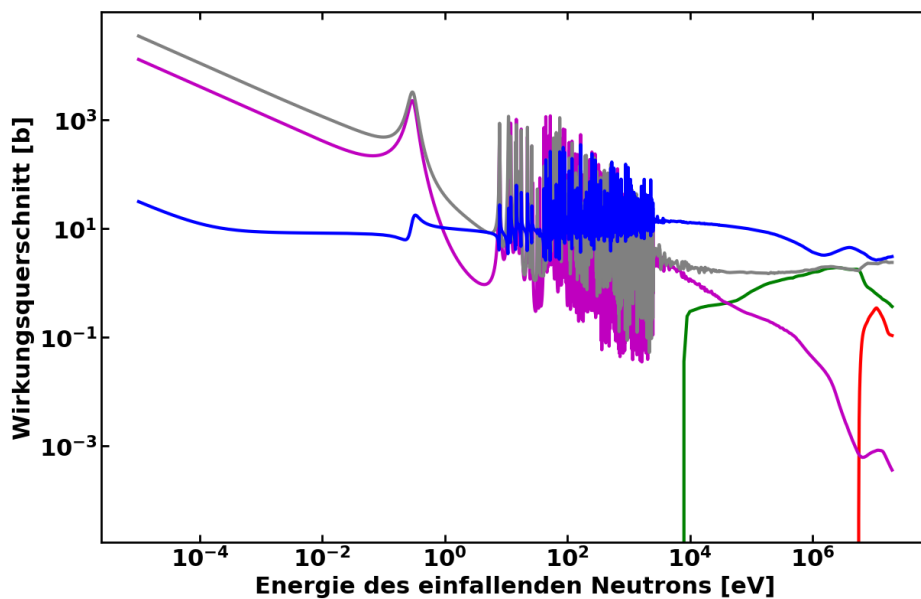


Abbildung 2.3: Wirkungsquerschnitte für elastische Streuung (blau), inelastische Streuung (grün), induzierte Spaltung (grau), $(n, 2n)$ -Reaktionen (rot) sowie Neutroneneinfang (magenta) in ^{239}Pu . Die Daten stammen aus der ENDF/B-VIII.0-Datenbank [ENDF22].

Inelastische Streuung

Bei der inelastischen Streuung wird das stoßende Neutron in den Kern integriert, wodurch dieser angeregt wird. Dabei wird die kinetische Energie des Neutrons für die Anregung benötigt. Damit diese Reaktion möglich ist, ist daher eine Schwellenenergie erforderlich, welche dem energetischen Abstand zwischen dem Grundzustand und dem ersten angeregten Zustand des Kerns entspricht. Diese hängt von den Energiezuständen des Kerns ab und ist folglich isotopenspezifisch. Sie fällt jedoch mit höherer Targetmasse ab.

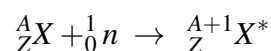
Weist das Neutron eine geringere kinetische Energie als die Schwellenenergie auf, ist eine inelastische Streuung nicht möglich. Insbesondere ist keine inelastische Streuung an Wasserstoff möglich, da dieser keine angeregten Zustände aufweist. Oberhalb der Schwellenenergie

treten sowohl inelastische als auch elastische Streuung auf, wobei die Wahrscheinlichkeit für inelastische Streuungen mit höherer Energie steigt [Mar17] (vgl. auch Wirkungsquerschnitte in Abb. 2.3).

Nach dem Stoß wird ein Neutron vom Kern emittiert, wobei es sich nicht um das stoßende Neutron handeln muss, weshalb diese Reaktion auch als (n, n') abgekürzt wird. Die kinetische Energie des emittierten Neutrons entspricht der nicht zur Anregung des Kerns benötigten Energie. Entsprechend hängt dieser Energieverlust von den Energiezuständen des Kerns ab. Daher kann keine allgemein gültige Formel für den mittleren Energieverlust des Neutrons angegeben werden [REJ91, Kap. 12].

2.2.2 Absorption

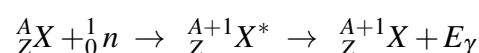
Bei Absorptionsreaktionen wird das einfallende Neutron vom Kern aufgenommen, sodass ein angeregter Komposit-Kern entsteht. Die Reaktionsgleichung hierfür lautet:



Darauf folgt die Emission eines oder mehrerer Teilchen, wobei sowohl geladene Teilchen wie Protonen, Deuteronen oder α -Teilchen als auch neutrale wie Neutronen oder Gammas emittiert werden können. Auch induzierte Spaltung kann zu dieser Reaktion gezählt werden, da das einfallende Neutron zunächst in der Kern eingebaut wird.

Wird dabei nur ein Neutron emittiert, ist diese Reaktion nicht von der inelastischen Streuung zu unterscheiden. Mehrere Neutronen können nur emittiert werden, wenn das einfallende Neutron genügend Energie aufweist. Diese Schwelle beträgt bei $(n, 2n)$ -Reaktionen $(A + 1)/A$ mal die Bindungsenergie eines bereits im Kern enthaltenen Neutrons, wobei der Faktor $(A + 1)/A$ für die Rückstoßenergie des Komposit-Kerns benötigt wird [PHS57]. Die Wirkungsquerschnitte für $(n, 2n)$ -Reaktionen für verschiedene Isotope sind in Abb. 2.4, die für verschiedene (n, xn) -Reaktionen im ${}^{240}\text{Pu}$ in Abb. 2.5 dargestellt.

Die Absorption eines Neutrons mit Emission eines Gammas wird in der Regel als Neutroneneinfang bezeichnet, wobei im Englischen auch die Bezeichnung *strahlender Einfang* (*radiative capture*) gebräuchlich ist. Hierbei wird die Anregungsenergie des Komposit-Kerns durch das emittierte Gamma weggetragen, sodass die gesamte Reaktionsgleichung wie folgt lautet:



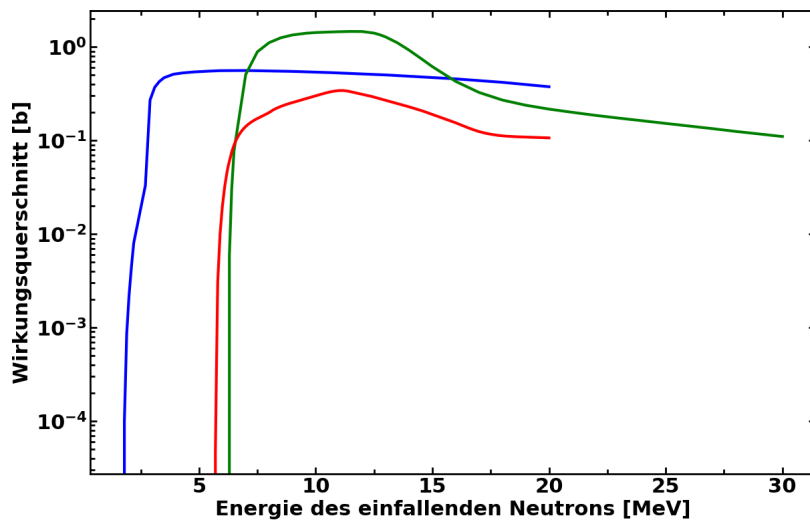


Abbildung 2.4: Wirkungsquerschnitte für $(n,2n)$ -Reaktionen in ${}^9\text{Be}$ (blau), ${}^{238}\text{U}$ (grün) und ${}^{239}\text{Pu}$ (rot). Die Daten stammen aus der ENDF/B-VIII.0-Datenbank [ENDF22].

Einfangreaktionen sind für die Produktion von Plutonium von Bedeutung. Dafür wird ${}^{238}\text{U}$ mit Neutronen bestrahlt, um zunächst mittels Neutroneneinfang ${}^{239}\text{U}$ zu erhalten. Dieses zerfällt durch zweimaligen β^- -Zerfall zu ${}^{239}\text{Pu}$. Auch die höheren Isotope von Plutonium werden, ausgehend vom ${}^{239}\text{Pu}$, mittels dieser Reaktion, jedoch ohne anschließende β^- -Zerfälle, erzeugt.

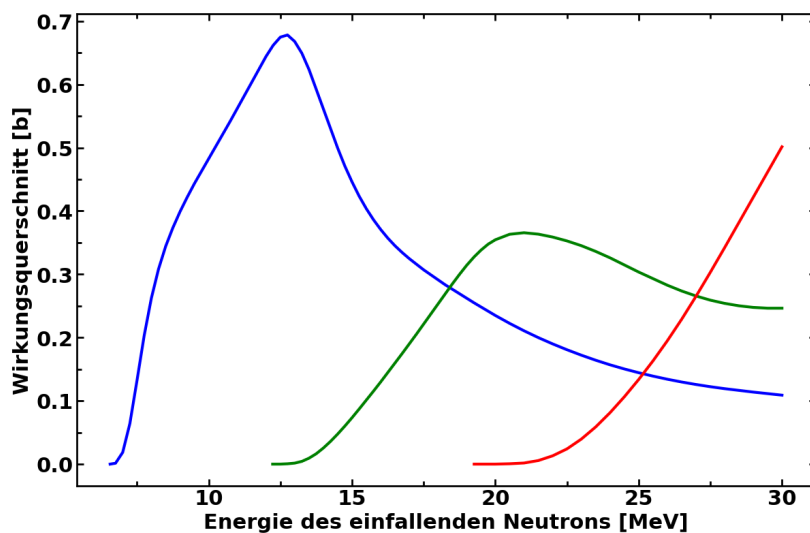
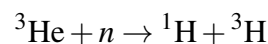


Abbildung 2.5: Wirkungsquerschnitte für $(n,2n)$ -Reaktionen (blau), $(n,3n)$ -Reaktionen (grün) und $(n,4n)$ -Reaktionen (rot) in ${}^{240}\text{Pu}$. Die Daten stammen aus der ENDF/B-VIII.0-Datenbank [ENDF22].

2.3 Neutronendetektion

Neutronen können aufgrund ihrer neutralen elektrischen Ladung und ihrer fehlenden Interaktion mit Elektronen nur indirekt detektiert werden. Hierfür reagieren die Neutronen mit dem Detektormaterial und produzieren dabei andere Teilchen, welche nachgewiesen werden können. Für die Erzeugung dieser Teilchen stehen zwei verschiedene Prinzipien zur Verfügung: zum einen können die Neutronen an den Kernen des Detektormaterials streuen. Durch den Rückstoß des streuenden Kerns können das Material ionisiert und die Ladungsträger anschließend detektiert werden. Beim zweiten Prinzip erfolgen Kernreaktionen, bei denen geladene Teilchen wie Protonen oder α -Teilchen, Gammas oder Spaltfragmente entstehen [REJ91, Kap.13]. Die entstandenen Teilchen können mit einer Vielzahl verschiedener Detektoren nachgewiesen werden. Hierzu gehören z.B. Gaszählrohre, Szintillatoren oder Spaltkammern.

Häufig werden zur Neutronendetektion Helium-3-Zählrohre verwendet. Hierbei handelt es sich um Zylinder, welche mit ^3He unter hohem Druck (3–4 atm) gefüllt sind. Erreicht ein Neutron den Detektor, werden im Zählgas über die Reaktion



ein Proton und ein Tritium-Atom erzeugt. Diese können auf ihrem Weg durch das Zählgas weitere Ladungsträger durch Ionisation erzeugen. In der Mitte des Zylinder befindet sich ein Draht, sodass zwischen Draht und Zylinderoberfläche eine Spannung angelegt werden kann. Dadurch werden die entstehenden Ladungsträger zum Draht bzw. Mantel geleitet, wo sie als Stromfluss messbar sind.

Der Wirkungsquerschnitt der zur Nachweis des Neutrons benötigten (n, p) -Reaktion ist energieabhängig (vgl. Abb. 2.6), wobei thermische Neutronen den höchsten aufweisen. Daher sind die Zählrohre in der Regel in ein moderierendes Material eingebettet, sodass die Neutronen bereits vor dem Eintritt ins Zählrohr abgebremst werden. Hierfür eignen sich Materialien mit einem hohen Wasserstoffanteil, z.B. Polyethylen $((\text{C}_2\text{H}_4)_n)$ (Details zur Moderation siehe auch Abschnitt 2.2.1).

Da die Neutronen vor der Detektion moderiert werden, geht ihre Energieinformation verloren. Daher können ^3He -Zählrohre (wie ihr Name bereits sagt) nur zum Zählen von Neutronen eingesetzt werden. Auch andere Neutronendetektoren verlieren während des Detektionsprozesses die Energieinformation, sei es durch vorherige Moderation oder durch die Kernreaktion selbst.

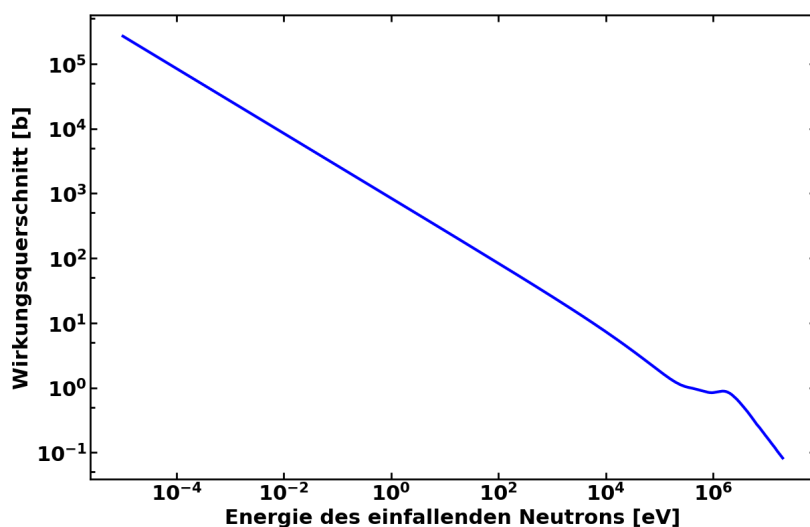


Abbildung 2.6: Wirkungsquerschnitt der (n, p) -Reaktion in ${}^3\text{He}$.

Jedoch können der Detektortyp und das umgebende Material Rückschlüsse auf den Energiebereich ermöglichen [REJ91, Kap. 13].

Eine Möglichkeit, ein Neutronenspektrum aufzunehmen, besteht in sog. *Bonner Spheres*. Hierbei handelt es sich um ein System mit mehreren Polyethylen-Kugeln verschiedener Durchmesser, in denen ein Neutronendetektor platziert wird. Bei der originalen Veröffentlichung handelte es sich hierbei um einen ${}^6\text{Li}(\text{Eu})$ -Szintillator [BEB60]. Seit dieser wurden weitere Systeme entwickelt, bei denen andere Detektoren verwendet wurden, z.B. ${}^3\text{He}$ -Zählrohre [WA02]. Zur Berechnung des Spektrums ist eine genaue Kenntnis des energieabhängigen Ansprechvermögens des Detektors mit dem Kugeldurchmesser als Parameter vonnöten.

Neben der Moderation der Neutronen kann im Wasserstoff auch Absorption stattfinden. Der Wirkungsquerschnitt hierfür ist ebenfalls energieabhängig und fällt mit höherer Neutronenenergie deutlich ab¹⁵. Dabei ist er stets zwei oder mehr Größenordnungen geringer als der der elastischen Streuung. Hierdurch können die moderierten Neutronen auch im Moderationsmaterial absorbiert werden und stehen somit für die Detektion nicht mehr zur Verfügung. Bei den *Bonner Spheres* ist dies zur Bestimmung des Spektrums nötig. Bei einfachen Zählrohren ist dieser Effekt hingegen unerwünscht, sodass die Dicke des Moderators sorgfältig gewählt werden muss, um einen Kompromiss zwischen nötiger Moderation und unerwünschter Absorption zu erhalten.

¹⁵Die Wirkungsquerschnitte verschiedener Reaktionen von Neutronen mit Wasserstoff sind in Abb. A.5 im Anhang A.2 dargestellt.

2.4 Neutronenmultiplizitätsanalyse

Mit dem Zählen der emittierten Neutronen kann die Anwesenheit von Spaltmaterial bestätigt, jedoch nicht die Rate an Spontanspaltungen bestimmt werden. Der Grund hierfür wird deutlich, wenn die Neutronenproduktion in einer Plutoniumprobe betrachtet wird. Hierbei entstehen Neutronen durch Spontanspaltung (v.a. in Plutoniumisotopen mit gerader Neutronenzahl) sowie durch (α, n) -Reaktionen, sofern leichte Materialien vorhanden sind, z.B. im Plutoniumoxid. Diese Neutronen können in der Probe weitere neutronengenerierende Reaktionen wie induzierte Spaltung auslösen, wodurch die Anzahl an Neutronen in der Probe erhöht wird. Dieser Effekt wird (Selbst-)Multiplikation genannt. Die Gesamtmultiplikation M_T ist als Quotient aus der Gesamtzahl der Neutronen in der Probe zu der Anzahl derjenigen aus Spontanspaltung definiert. Sie kann aus der Wahrscheinlichkeit p , dass ein Neutron eine Spaltung induziert, und der mittleren Anzahl der in einer Spaltung freigesetzten Neutronen ν berechnet werden: $M_T = \frac{1}{1-p\nu}$. Im Folgenden wichtiger als die Gesamtmultiplikation ist die sogenannte Leckage-Multiplikation M_L , welche angibt, welcher Anteil der Neutronen tatsächlich die Probe verlässt, und als Produkt aus Leckage-Wahrscheinlichkeit und Gesamtmultiplikation definiert ist. Unter der Annahme, dass die Neutronen nur durch Induzierung einer Spaltung oder durch Leckage die Probe verlassen, kann die Leckage-Multiplikation berechnet werden mittels

$$M_L = (1 - p) \cdot M_T = \frac{1 - p}{1 - p\nu} \quad (2.3)$$

Im Folgenden ist die Leckage-Multiplikation gemeint, wenn der Begriff Multiplikation verwendet wird.

Für die meisten Proben sind neben der Masse und damit der Spontanspaltrate auch die Rate der (α, n) -Reaktionen und die Multiplikation unbekannt. Diese drei Unbekannten sind jedoch für die Verifikation eines Nuklearsprengkopfes entscheidend. Nuklearwaffen enthalten metallisches Spaltmaterial, keine Oxide o.ä., wodurch keine leichten Elemente in diesem vorhanden sind, weshalb keine (α, n) -Reaktionen erfolgen. Daher ist die Abwesenheit dieser Reaktionen ein gutes Attribut zur Verifizierung des Sprengkopfes¹⁶.

Die Multiplikation innerhalb der Probe kann genutzt werden, um zu bestätigen, dass es sich beim Spaltmaterial tatsächlich um Plutonium handelt. Ein Nuklearwaffenstaat, welcher bewusst gegen den Abrüstungsvertrag verstößt, könnte das Spaltmaterial für eine Sprengkopfatrappe durch ein anderes austauschen. Hierfür bietet sich Californium (^{252}Cf) an, wel-

¹⁶Aufgrund von geringen Verunreinigungen des Spaltmaterials kann eine sehr geringe Rate an (α, n) -Reaktionen erfolgen, weshalb als Schwelle für diese Unbekannte ein Wert etwas größer als Null gewählt werden sollte.

ches ebenfalls durch Spontanspaltung zerfällt. Wegen dessen höherer Spontanspaltrate ist jedoch nur eine sehr geringe Menge an ^{252}Cf nötig, um die gleiche absolute Zählrate zu erreichen [Prü21]. Aufgrund der geringen Masse und damit auch des kleinen Volumens finden hierin jedoch keine induzierten Spaltungen statt, sodass sich die Multiplikation deutlich von der einer Plutoniumprobe unterscheidet.

Ein Sprengkopf enthält zudem eine Masse an Spaltmaterial im Kilogramm-Bereich. Die IAEA gibt als signifikante Masse von Plutonium 8 kg an [IPFM22], wobei dies auch häufig als *Anfängermenge* bezeichnet wird, da hinreichend bekannt ist, dass erfahrene Nuklearwaffenstaaten auch mit einer geringeren Menge auskommen. Dennoch ist ein Nachweis, dass die Masse der Probe über einer Schwelle liegt, hilfreich, um ein Objekt als Sprengkopf zu verifizieren.

Da drei Unbekannte die Emission der Neutronen beeinflussen, erlaubt deren absolute Zählrate keinen Rückschluss auf die Spontanspaltrate und damit auch nicht auf die Masse.

Es kann jedoch ausgenutzt werden, dass bei Spaltungen im Schnitt mehr als ein Neutron emittiert wird. Diese werden als korreliert bezeichnet. Die Verteilung der Anzahl emittierter Neutronen wird Neutronenmultiplizität genannt. Bei Koinzidenzmessungen wird neben der Gesamtzählrate auch die Rate der korrelierten Neutronen gemessen. Hierzu wird bestimmt, ob innerhalb eines bestimmten Zeitfensters nach einem Neutron, dem auslösenden Neutron, ein weiteres vom Detektor registriert wird. Da hierbei nur zwei Werte bestimmt werden (Gesamtzählrate, Rate an korrelierten Neutronen), können auch zwei der drei Unbekannten (Spontanspaltrate, Rate an (α, n) -Reaktionen, Multiplikation) bestimmt werden. Daher ist die Messmethode vor allem für kleine Proben geeignet, bei denen nahezu keine Multiplikation stattfindet, oder für reine Metallproben, bei denen keine (α, n) -Reaktionen auftreten.

Eine Weiterentwicklung der Koinzidenzanalyse ist die Multiplizitätsanalyse. Hierbei wird nicht die Rate der korrelierten Neutronen detektiert, sondern die Multiplizitätsverteilung. Dies bedeutet, dass nicht nur bestimmt wird, ob ein weiteres Neutron innerhalb eines bestimmten Zeitfensters detektiert wird, sondern wie viele Neutronen in diesem nachgewiesen werden. Daraus wird die Multiplizitätsverteilung bestimmt. Mit dieser können neben den *Singles* (der Gesamtzählrate) und den *Doubles* (der Rate an korrelierten Neutronen) auch die *Triples*¹⁷ bestimmt werden. Da nun ein weiterer Messwert vorliegt, können die drei Unbekannten bestimmt werden¹⁸.

¹⁷Hierfür existiert keine anschauliche physikalische Größe.

¹⁸Mit dieser Analyse können auch andere Unbekannte der Messung bestimmt werden, z.B. die Detektionseffizienz, wenn die (α, n) -Reaktionsrate bekannt ist. Im Rahmen der Abrüstungsverifikation sollen jedoch die drei genannten Unbekannten bestimmt werden.

2.4.1 Aufbau des Detektionssystems

Bei der Entwicklung der Detektionssysteme für Multiplizitätsanalysen müssen verschiedene Faktoren berücksichtigt werden, wobei das primäre Designziel in der Minimierung der Effekte der Detektor-abhängigen Variablen besteht [Ens+98]. So muss die Detektionseffizienz maximiert werden, um insbesondere die *Triples*-Zählrate, welche proportional zur dritten Potenz der Effizienz ist, in angemessener Zeit bestimmen zu können. Multiplizitätszähler weisen daher eine Detektionseffizienz im Bereich von 40 - 60 % auf, indem ein möglichst großer Raumwinkel abgedeckt und mehrere Detektoren hintereinander platziert werden. Des Weiteren sind die *Triples* besonders sensitiv für Verluste durch Totzeit-Effekte der Detektionselektronik, weshalb diese minimiert werden sollten.

Zur Reduzierung des Hintergrundes muss die Abklingzeit der Neutronen im Detektor minimiert werden. Dies kennzeichnet die Verweildauer der Neutronen im Probe-Detektor-System und bestimmt die nötige Länge des Zeitfensters.

Um Effekte der Probenplatzierung sowie der Energieverteilung der emittierten Neutronen zu minimieren, muss das Detektionssystem ein in Bezug auf den Detektionsort (radial und axial) möglichst flaches und möglichst energie-unabhängiges Effizienzprofil aufweisen.

Gemäß dieser Kriterien wurden verschiedene Detektionssysteme entwickelt, deren Aufbau meist sehr ähnlich ist. Dabei wird die Probe im Inneren des Detektors platziert und es werden vor allem thermische Neutronen detektiert. Die Detektion der Neutronen erfolgt in vielen ^3He -Zählrohren, welche in mehreren Lagen ringförmig um eine Kavität mit der Probe angeordnet sind. Bei den verschiedenen Systemen werden zwischen 80 und 130 Röhren in 2 bis 5 Ringen um die Kavität platziert. Sie sind in einen großen Block aus Polyethylen eingebettet, um die Neutronen zu thermalisieren und so die Detektionswahrscheinlichkeit zu erhöhen (s. Abschnitt 2.3). Um auch die Neutronen zu detektieren, welche sich in der Kavität nach oben bzw. unten bewegen und somit nicht durch die Zählrohre abgedeckt sind, wird diese oben und unten durch Graphit-Blöcke abgeschlossen, welche die Neutronen streuen und zurück in die Kavität reflektieren. Durch das Auskleiden der Kavität mit einer dünnen Schicht Cadmium wird verhindert, dass langsame Neutronen aus dem Detektor zurück in die Probe gelangen und somit verzögert Kernreaktionen in der Probe auslösen, ohne die schnellen Neutronen beim Eindringen in den Detektor zu behindern. Ein Beispiel des Aufbaus eines Multiplizitätszählers ist in Abb. 2.7 gegeben.

Es existieren auch Detektionssysteme, welche schnelle Neutronen mit Szintillatoren detektieren [Dol+14]. Deren Vorteil besteht in einer geringeren Rate an detektierten Hintergrundneutronen und einer geringeren Messzeit [Ens+98].

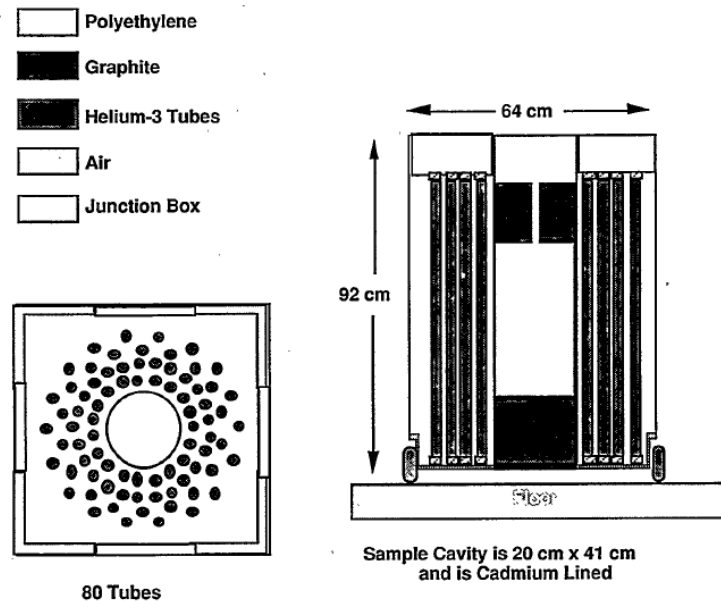


Abbildung 2.7: Aufbau des *Plutonium Scrap Multiplicity Counters (PSMC)*, welcher für die Vermessung von Plutonium- und Mischoxid (MOX)-Abfällen verwendet wird. Dieses System wurde zunächst für eine MOX-Anlage in Japan entwickelt und ist mittlerweile kommerziell erhältlich. Entnommen aus [Ens+98].

Der Vorteil der Systeme mit Helium-Röhren besteht in der hohen Effizienz, Insensibilität bzgl. der Neutronenenergie, Zuverlässigkeit und geringer Gamma-Sensitivität. Darüber hinaus sind diese Detektionssysteme auch im Bereich der zivilen Safeguards gut erprobt [ESS12]. Da im Bereich der Abrüstungsverifikation höchstwahrscheinlich auf eine gut erprobte Messmethodik zurückgegriffen wird, ist es (aus heutiger Sicht) wahrscheinlich, dass Helium-Systeme genutzt werden. Allerdings sind die im Folgenden betrachteten Modelle und Berechnungen nicht vom Detektionssystem abhängig, sodass die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse von allgemeiner Bedeutung sind.

2.4.2 Analyseverfahren

Es gibt zwar verschiedene Detektionssysteme für Multiplizitätsmessungen, diese beruhen jedoch auf dem gleichen Analyseverfahren.

Wird ein Neutron detektiert, wird ein Zeitfenster geöffnet. Dessen zeitliche Länge bestimmt sich aus der Konstanten der Abklingzeit τ der Neutronen im System aus Probe und Detektor. Optimal ist ein Fenster von $1,27\tau$. Bei den meisten Detektorsystemen wird ein Zeitfenster von $64\mu\text{s}$ verwendet [Ens+98].

Es wird bestimmt, wie viele Neutronen während dieses Zeitfensters detektiert werden. Hierbei kann es sich um Neutronen aus dem gleichen Spontanspaltungsereignis handeln, welche als *Reals* (R) bezeichnet werden und die gesuchte Größe sind, jedoch auch um Neutronen aus einer anderen Spontanspaltung bzw. einer (α, n) -Reaktion oder um Hintergrundneutronen. Diese „falschen“ Neutronen werden als *Accidentals* (A) bezeichnet. Daher wird die gesamte gemessene Verteilung dieses Zeitfensters als $R + A$ bezeichnet.

Um die Rate der *Accidentals* zu bestimmen, wird außerdem mit einer großen Verzögerung nach dem ersten Neutron (häufig im Bereich von Millisekunden) ein weiteres Zeitfenster geöffnet. Diese Verzögerung beträgt ein Vielfaches der Abklingzeit, weshalb davon ausgegangen werden kann, dass keine tatsächlich korrelierten Neutronen detektiert werden. Folglich wird in diesem Zeitfenster nur die Multiplizitätsverteilung der *Accidentals* gemessen.

Für die Bestimmung der Spontanspaltrate, Multiplikation und (α, n) -Reaktionsrate ist die Multiplizitätsverteilung der *Reals* nötig. Diese muss aus den gemessenen Verteilungen $R + A$ und A durch Entfaltung bestimmt werden, um die *Singles*, *Doubles* und *Triples* zu bestimmen. Bei diesen Größen handelt es sich nicht um die Wahrscheinlichkeit, dass ein, zwei bzw. drei Neutronen der gleichen Spontanspaltung detektiert werden, sondern um die ersten drei Momente der Verteilung der *Reals*.

Auf die Herleitung der Formeln zur Berechnung der drei gesuchten Größen aus den gemessenen Verteilungen wird hier verzichtet, diese ist in [Ens+98] und [Göt15] dargestellt. Hier sollen nur die resultierenden Gleichungen angegeben werden.

Sei $f(i)$ der gemessene Vordergrund (die Verteilung $R + A$) und $b(i)$ der gemessene Hintergrund (die Verteilung A). Bei der gesuchten Verteilung $r(i)$ der echt-korrelierten Neutronen nach einem auslösenden Neutron handelt es sich um eine Faltung von $f(i)$ und $b(i)$. Das i -te Moment der Verteilungen sei bezeichnet mit f_i bzw. b_i . Die Rate an auslösenden Neutronen sei als S bezeichnet. Dann gilt:

$$Singles = S \tag{2.4}$$

$$Doubles = D = S(f_1 - b_1) \tag{2.5}$$

$$Triples = T = S(f_2 - b_2 - 2b_1(f_1 - b_1))/2 \tag{2.6}$$

Zugleich gilt für die *Singles*, *Doubles* und *Triples* einer tatsächlichen Probe (Herleitung siehe wieder [Ens+98]¹⁹ oder [Göt15]):

¹⁹Es sind einige Ungenauigkeiten in der Herleitung in [Ens+98] enthalten, die in [PEP09] aufgezeigt und behoben wurden. In [Göt15] ist die vollständige, korrekte Herleitung angegeben.

$$S = F \varepsilon M v_{s1} (1 + \alpha) \quad (2.7)$$

$$D = \frac{F \varepsilon^2 f_d M^2}{2} \left[v_{s2} + \left(\frac{M-1}{v_{i1}-1} \right) v_{s1} (1 + \alpha) v_{i2} \right] \quad (2.8)$$

$$T = \frac{F \varepsilon^3 f_t M^3}{6} \left[v_{s3} + \left(\frac{M-1}{v_{i1}-1} \right) [3v_{s2}v_{i2} + v_{s1}(1 + \alpha)v_{i3}] + 3 \left(\frac{M-1}{v_{i1}-1} \right)^2 v_{s1}(1 + \alpha)v_{i2}^2 \right] \quad (2.9)$$

Hierbei sind die drei Unbekannten die Multiplikation M , die Spontanspaltrate F und das Verhältnis von (α, n) -Reaktionen zu Spontanspaltungen α .

Bei den anderen Parametern handelt es sich um Konstanten, welche vor der Messung bestimmt werden müssen. Die Detektionseffizienz ε kann durch Messung einer gut bekannten Neutronenquelle bestimmt werden. Die Parameter f_d und f_t geben an, welcher Anteil der *Doubles* und *Triples* in das endliche im Vergleich zu einem unendlich langen Zeitfensters fallen [Göt15]. Sofern die Abklingzeit der Neutronen im System durch eine einzige exponentielle Konstante beschrieben werden kann, können diese Parameter aus dieser, dem Zeitfenster sowie dem einer Wartezeit zwischen auslösendem Neutron und Beginn des Zeitfensters berechnet werden. Ansonsten können sie durch Kalibration mit einer bekannten ^{252}Cf -Quelle ohne Multiplikation bestimmt werden [Ens+98].

Die Parameter v_{s1} , v_{s2} und v_{s3} geben die Momente der Neutronenverteilung der Spontanspaltung und die Parameter v_{i1} , v_{i2} und v_{i3} die der induzierten Spaltung an. Diese Werte können der Literatur direkt entnommen werden (z.B. [Ens+98]) oder für die induzierte Spaltung aus den verfügbaren energieabhängigen Multiplizitätsverteilungen berechnet werden [Göt15].

Durch Kombination dieser Gleichungen ergeben sich die gesuchten Größen. Zunächst muss die folgende Gleichung für die Multiplikation M gelöst werden:

$$a + bM + cM^2 + M^3 = 0 \quad (2.10)$$

$$a = \frac{-6T v_{s2} (v_{i1} - 1)}{\varepsilon^2 f_t S (v_{s2} v_{i3} - v_{s3} v_{i2})}$$

$$b = \frac{2D [v_{s3} (v_{i1} - 1) - 3v_{s2} v_{i2}]}{\varepsilon f_d S (v_{s2} v_{i3} - v_{s3} v_{i2})}$$

$$c = \left(\frac{6D v_{s2} v_{i2}}{\varepsilon f_d S (v_{s2} v_{i3} - v_{s3} v_{i2})} - 1 \right)$$

Mit der Lösung für M kann die Spontanspaltrate F bestimmt werden durch

$$F = \frac{\frac{2D}{\epsilon f_d} - \frac{M(M-1)v_{i2}S}{v_{i2}-1}}{\epsilon M^2 v_{s2}} \quad (2.11)$$

Hieraus kann die Masse des Plutoniums bestimmt werden.

Zuletzt kann auch das Verhältnis von (α, n) -Reaktionen zu Spontanspaltungen bestimmt werden über

$$\alpha = \frac{S}{F \epsilon v_{s2} M} - 1 \quad (2.12)$$

2.4.3 Annahmen im Analyseverfahren

In das zuvor beschriebene Analyseverfahren sind einige Annahmen eingeflossen, welche die Herleitung vereinfachen bzw. erst möglich machen. Wenn diese Annahmen zutreffen, gibt das Modell eine perfekte Beschreibung der Messung und die Ergebnisse sind korrekt. Werden die Annahmen jedoch verletzt, kommt es zu einer Verzerrung der Ergebnisse oder anderen Einschränkungen.

Die Annahmen des Modells lauten [Ens+98]:

1. Als neutronengenerierende Sekundärprozesse werden nur induzierte Spaltungen berücksichtigt. Für weitere Prozesse wie (n, xn) -Reaktionen wird angenommen, dass deren Reaktionsraten derartig gering sind, dass diese zu vernachlässigen sind.
2. Die Neutronen aus den induzierten Spaltungen einer Spaltkaskade werden zeitgleich mit denen aus der Spontanspaltung bzw. (α, n) -Reaktion emittiert. Dies wird als *Konzept einer Superspaltung* bezeichnet.

Dies ist in nicht-abgeschirmten Proben gerechtfertigt, da hierbei die Zeitskala der Spaltungen im Vergleich zur Abklingzeit der Neutronen im Probe-Detektor-System sehr klein ist. Hierbei sollte allerdings ausgeschlossen werden, dass Neutronen aus dem Detektor zurück in die Kavität reflektiert werden (z.B. mit einer Cadmium-Auskleidung, s. Abschnitt 2.4.1), da diese sonst verzögert Spaltungen auslösen können.

3. Die Detektionseffizienz und die Wahrscheinlichkeit für induzierte Spaltung muss einheitlich über das gesamte Probenvolumen sein. Da dies identisch ist mit der Annahme,

dass alle Neutronen in einem Punkt emittiert werden, wird dies als *Punktmodell* bezeichnet [Böh85].

Die konstante Detektionseffizienz ist abhängig vom Detektor und nicht immer zutreffend, allerdings weisen moderne Detektoren ein flaches Effizienzprofil auf.

4. Die Neutronen aus Spontanspaltung und aus (α, n) -Reaktionen weisen das gleiche Energiespektrum auf. Dies ist nötig, damit beide Quellen die gleiche Detektionseffizienz sowie Wahrscheinlichkeit für und Multiplizität bei induzierter Spaltung aufweisen.

Reagieren die α -Partikel mit Fluor, Magnesium, Lithium oder Kohlenstoff, ist diese Annahme nicht gerechtfertigt. Dient dagegen Sauerstoff als Neutronenquelle, haben beide Quellen etwa die gleiche mittlere Energie [Ens+98], allerdings unterscheiden sich die Formen der Spektren signifikant [Ens+98; Too22]. Böhnel beschrieb bereits 1985, wie sich die Multiplizitätsverteilungen für energieabhängige Effizienz und Spaltwahrscheinlichkeit neu ableiten lassen [Böh85], allerdings sind diese sehr komplex. Es ist leichter, neue Detektoren mit nahezu energie-unabhängiger Effizienz zu entwickeln [Ens+98].

5. Es findet kein Neutroneneinfang ohne Spaltung in der Probe statt. Dies hat Auswirkungen auf die Leckage-Multiplikation der Probe, da nun angenommen wird, dass die Neutronen nur auf zwei Arten verschwinden: entweder lösen sie eine Spaltung aus oder sie verlassen die Probe (Leckage). Hierdurch kann die Multiplikation mittels Gl. (2.3) berechnet werden.
6. Die Multiplizitätsverteilung und die Neutronenenergie sind nicht korreliert.
7. Die Abklingzeit der Neutronen in der Kombination aus Probe und Detektor kann durch eine einzelne exponentielle Zeitkonstante gut angenähert werden.

Dies ist insbesondere für große Detektorsysteme, mit denen ganze Fässer vermessen werden können, nicht korrekt. Allerdings ist der Effekt dieser Annahme nicht groß und kann durch sorgfältige Kalibration kompensiert werden [Ens+98].

3 Sprengkopfmodelle

Es gibt zwei Typen von nuklearen Sprengköpfen: die einen basieren auf Kernspaltung, die anderen auf Kernfusion. Diese unterscheiden sich deutlich im Aufbau. Spaltsprengköpfe können sowohl im sog. Kanonenrohr-Design als auch im Implosionsdesign aufgebaut sein, wobei letzteres in den meisten modernen Waffen verwendet wird [IPFM22]. Kernfusion wird in thermonuklearen Sprengköpfen genutzt. Zur Fusion zweier Kerne muss die Coulomb-Abstoßung der beiden Kerne überwunden werden, welche in der Größenordnung von 1 MeV liegt²⁰ [AM04]. Diese Energie wird mittels einer Spaltbombe aufgebracht, indem deren Strahlung das Fusionsmaterial in Plasma verwandelt. Aus diesem Grund beinhalten thermonukleare Sprengköpfe zwei Stufen, wobei die Primärstufe für die nötige Kernspaltung sorgt, während in der Sekundärstufe die Kernfusion stattfindet. Daher werden diese Sprengköpfe auch als zweistufig bezeichnet. Im Rahmen dieser Dissertation sollen beide Typen untersucht werden.

Es sind keine genauen Design-Informationen über Nuklearwaffen bekannt, da diese von den Nuklearwaffenstaaten als Militärgeheimnis betrachtet und daher nicht veröffentlicht werden. Darüber hinaus wäre das Veröffentlichende auch im Nuklearen Nicht-Verbreitungsvertrag untersagt [NVV]. Es sind jedoch genügend Informationen über den groben Aufbau von Atomwaffen bekannt, um Modelle entwickeln zu können. Diese geben nicht den wahren Aufbau eines existierenden Sprengkopfes wieder. Dennoch können aus dem prinzipiellen Aufbau wichtige Erkenntnisse über deren Strahlungssignatur gewonnen werden.

Für Spaltsprengköpfe wurde Anfang der 1990er Jahre von Fetter et al. ein mittlerweile weit verbreitetes Modell entwickelt [Fet+90], welches in dieser Dissertation mit kleinen Anpassungen verwendet wird²¹. Für thermonukleare Sprengköpfe existiert hingegen kein allgemein bekanntes Modell. Daher wurde im Rahmen dieser Dissertation ein neues Modell entwickelt.

²⁰Dies bedeutet eine mittlere Temperatur der beteiligten Kerne in der Größenordnung von 10^{10} K. Da die Kerne auch durch die Potential-Barriere tunneln können, wird in der Realität eine geringere Energie benötigt.

²¹Diese Änderungen wurden von Carina Prünte im Rahmen ihrer Bachelor-Arbeit vorgenommen [Prü21].

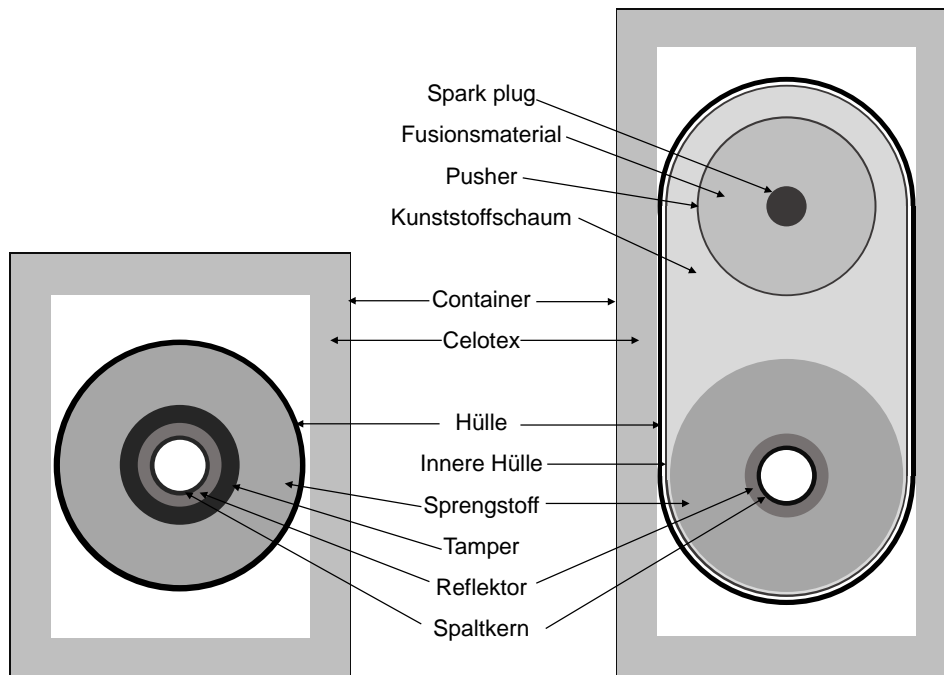


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des angenommenen Spalt- (links) und thermonuklearen Sprengkopfes (rechts).

3.1 Modell eines Spaltsprengkopfes

Fetter et al. [Fet+90] entwickelten ein Modell eines Spaltsprengkopfes, welches auf dem Implosionsdesign beruht. Die verschiedenen Materialien werden dabei in konzentrischen Kugelschalen angeordnet.

Der schematische Aufbau des Modells ist in Abb. 3.1 dargestellt. Die genauen Maße der einzelnen Schichten sind in Tab. 3.1 angegeben.

Im Inneren befindet sich der Spaltkern, welcher aus waffenfähigem Plutonium gefertigt ist. Dieses besteht zum überwiegenden Teil aus dem Isotop ^{239}Pu . Daneben sind auch kleine Anteile an ^{240}Pu und ^{241}Pu enthalten. ^{240}Pu ist aufgrund seiner hohen Spontanspaltrate, welche eine kontrollierte Zündung der Nuklearwaffe erschwert, in diesen unerwünscht. Da beim Erbrüten von Plutonium die Entstehung von ^{240}Pu aufgrund des Neutroneneinfangs im ^{239}Pu nicht vollständig verhindert werden kann, wird darauf geachtet, dass dieses nur einen kleinen Anteil ausmacht. Dabei wird Plutonium als waffenfähig klassifiziert, wenn der Anteil an ^{240}Pu geringer ist als 7% [NWA]. ^{241}Pu ist für Nuklearwaffen unproblematisch, da es jedoch durch Neutroneneinfang im ^{240}Pu entsteht, ist sein Anteil gering. In der Zeit zwischen der Abtrennung des Plutoniums und der Demontage der Sprengköpfe werden einige Jahre vergangen sein, weshalb das ^{241}Pu aufgrund seiner kurzen Halbwertszeit

von 14,4 Jahren [REJ91, Addendum, Kap. 11] bereits teilweise zu ^{241}Am zerfallen ist. Die anderen beiden Isotope haben eine deutlich längere Halbwertszeit von 24 000 bzw. 6 560 Jahren, weshalb ihr Zerfall nicht berücksichtigt werden muss. Im Rahmen dieser Dissertation wird angenommen, dass das Plutonium ein Alter von 30 Jahren aufweist. Die genaue Zusammensetzung des verwendeten Plutoniums ist in Tab. 3.2 angegeben.

Der Spaltkern wird von einem Neutronenreflektor umschlossen, welcher aus Beryllium besteht. Dieser dient dazu, die Neutronen, die das Spaltmaterial verlassen haben, zurück in dieses zu reflektieren, um so mehr Neutronen für die Kettenreaktion zur Verfügung zu haben und somit eine bessere Effizienz des Sprengkopfes zu erreichen.

Daran schließt sich ein Tamper an. Dieser dient ebenfalls als Neutronenreflektor, jedoch besteht seine Hauptaufgabe darin, aufgrund seiner Trägheit die Expansion des Spaltmaterials zu verlangsamen und somit mehr Zeit für die Kettenreaktion zur Verfügung zu stellen [Smy45]. Hierdurch können einige Spaltgenerationen gewonnen werden, was die Effizienz des Sprengkopfes deutlich erhöht. Für diese hohe Trägheit muss ein sehr dichtes Material verwendet werden. Fetter et al. nutzen hierfür abgereichertes Uran²² oder Wolfram. Im Rahmen dieser Dissertation wird stattdessen Natururan verwendet, welches nahezu die gleiche Dichte hat wie abgereichertes Uran. Jedoch wird hierbei nicht vorausgesetzt, dass der

Komponente	Spaltsprengkopfmodell			Thermonukleares Sprengkopfmodell		
	r_a [cm]	d [cm]	h_a [cm]	r_a [cm]	d [cm]	h_a [cm]
Spaltkern	5,0	0,75	-	5,0	0,75	-
Reflektor	7,0	2,0	-	7,0	2,0	-
Tamper	10,0	3,0	-	nicht vorhanden		
Sprengstoff	20,0	10,0	-	19,44	12,44	-
Spark plug	nicht vorhanden			3,35	-	-
Fusionsmaterial	nicht vorhanden			14,68	1,33	-
Pusher	nicht vorhanden			15,0	0,32	-
Innere Hülle	nicht vorhanden			20,0	0,1	85,0
Hülle	21,0	1,0	-	21,5	1,0	88,0
Celotex	28,2	6,6	70,7	28,2	6,6	111,4
Container	28,5	0,3	71,0	28,5	0,3	112,0

Tabelle 3.1: Maße der Sprengkopfmodelle.

²²Das Überbleibsel der Uran-Anreicherung, welches weniger ^{235}U enthält als Natururan und somit nicht als Spaltkern einer Nuklearwaffe oder für den Einsatz in Kernreaktoren geeignet ist, jedoch z.B. für Panzerungen und Munition verwendet wird.

Komponente	Material		
	Bezeichnung	Dichte [g cm ⁻³]	Zusammensetzung
Spaltkern	Waffenfähiges Plutonium	19,816 [†]	95,0 % ²³⁹ Pu 4,7 % ²⁴⁰ Pu 0,1 % ²⁴¹ Pu 0,2 % ²⁴¹ Am
Reflektor	Beryllium	1,85	
Tamper	Natururan	19,1	0,005 % ²³⁴ U 0,711 % ²³⁵ U 99,284 % ²³⁸ U
Sprengstoff [Whi12]	TATB	1,8	C ₆ H ₆ N ₆ O ₆
Spark plug / Pusher	waffenfähiges Uran	18,87	95 % ²³⁵ U 5 % ²³⁸ U
Fusionsmaterial	angereichertes Lithiumdeuterid	0,832	LiD 95 % ⁶ Li, 5 % ⁷ Li
Kunststoffschaum	aufgeschäumtes Polystyrol	0,022	2 % _{vol} Polystyrol ((C ₈ H ₈) _n) 98 % _{vol} Luft
Innere Hülle	Natururan	19,1	s. Tamper
Hülle	Aluminium	2,7	
Celotex		0,2	~ C ₆ H ₁₀ O ₅ 44,4464 % Kohlenstoff 6,2168 % Wasserstoff 49,3368 % Sauerstoff
Container	Edelstahl (304L)	8,03	gemäß [Rey+03]

Tabelle 3.2: In den Sprengkopf-Modellen verwendete Materialien. Sofern nicht anders angegeben, beziehen sich die Anteile auf die Masse.

Nuklearwaffenstaat abgereichertes Uran besitzt und dafür verwenden will.²³

Als nächste Schicht schließt sich der Sprengstoff an. Ein in modernen Nuklearwaffen genutzter Sprengstoff ist 1,3,5-Triamino-2,4,6-trinitrobenzol (TATB) [Bod+10], welcher in unserem Modell verwendet wird²⁴. Dieser Sprengstoff wird in Nuklearwaffen verwendet, da er

²³Im Modell wird Uran und kein Wolfram verwendet, da Uran aufgrund seiner eigenen Radioaktivität die Strahlungssignatur deutlich verändern kann. Uran emittiert Gammas, welche außerhalb des Sprengkopfes nachgewiesen werden können [Son+23]. Außerdem kann die Neutronenemission durch induzierte Spaltung im Uran verstärkt werden.

[†]Die angegebene Dichte für Plutonium bezieht sich auf die α -Phase. Tatsächlich ändert sich bei Verunreinigungen das Kristallgitter, sodass die δ -Phase entsteht, welche eine geringere Dichte von 15,9 g cm⁻³ aufweist [Hec00]. Da jedoch unklar ist, ob und ab welchem Americium-Anteil dies geschieht und ob möglicherweise nur ein Teil des Plutoniums eine andere Kristallstruktur aufweist, wurde in dieser Arbeit mit der Standard-Dichte gearbeitet.

²⁴Im Gegensatz zu Fetters Modell, bei dem kein konkreter Sprengstoff, sondern nur eine generische Zusammensetzung verwendet wird.

nur schwer und nur mit den richtigen Zündern zur Explosion zu bringen ist, was das Risiko von Unfällen reduziert. Er kann fallen gelassen und in Brand gesetzt werden, ohne dass eine Detonation stattfindet [Sch13].

Als äußerste Schicht folgt zuletzt eine Hülle, welche aus Aluminium besteht und dem Zusammenhalt aller Komponenten dient.

Aus Gründen der Geheimhaltung ist es wahrscheinlich, dass Inspektoren die Sprengköpfe nicht sehen dürfen [IPNDV17]. Eine einfache Möglichkeit, dies zu verhindern, besteht darin, alle Inspektionen und Messungen durchzuführen, während sich der Sprengkopf noch in seinem Transportcontainer befindet. Daher wurde das verwendete Modell um einen derartigen Container erweitert. Als Vorlage hierfür dient der Container ALR8, welcher von den USA zur vorübergehenden Lagerung vormaliger Spaltkerne nuklearer Waffen genutzt wird [TPC00]. Als Vereinfachung wird dieser Container als Zylinder modelliert, welcher aus dünnem Stahl besteht. Auf der gesamten inneren Oberfläche ist eine Dämmung angebracht, welche aus dem Material Celotex besteht. Hierbei handelt es sich um eine lignocellulosehaltige Faserplatte, welche mit der chemischen Zusammensetzung von Cellulose angenähert werden kann [PNNL21].

3.2 Modell eines thermonuklearen Sprengkopfes

Für thermonukleare Sprengköpfe existiert bisher kein weit verbreitetes Modell, sodass ein eigenes im Rahmen dieser Dissertation entwickelt wurde. Dazu wurden die Daten von Fetter et al. ebenso genutzt wie öffentlich zugängliche Informationen über die US-amerikanischen Sprengköpfe W-87 und W-88 [NWA].

Die Primärstufe eines thermonuklearen Sprengkopfes soll mittels Kernspaltung genügend Energie bereitstellen, um die Fusionsreaktion zu starten. Daher kann diese Stufe wie eine Spaltbombe mit Implosionsdesign konstruiert werden. Allerdings wird hierbei kein Tamper benötigt [Fet+90]. Diese Stufe besteht daher aus den inneren Schichten des oben beschriebenen Spaltsprengkopfmodells, wobei der Tamper weggelassen wird. Der Sprengstoff schließt sich direkt an den Reflektor an, sodass keine Lücke entsteht, wobei die Masse des Sprengstoffes identisch ist zu der des Spaltsprengkopfmodells.

Die Sekundärstufe dient der Kernfusion und enthält daher das Fusionsmaterial. Hierfür wird Lithiumdeuterid (LiD) genutzt. In amerikanischen Sprengköpfen wird angereichertes Lithium mit einem hohen Anteil an ^6Li genutzt. Dieses wird auch im vorliegenden Modell verwendet, weshalb die Dichte des Lithiumdeuterid aus der in [PNNL21] angegebenen Dichte

von Lithiumhydrid gemäß der neuen Isotopenzusammensetzung berechnet wurde.

Das Fusionsmaterial kann von einem Tamper/Pusher²⁵ aus waffenfähigem oder abgereicher-tem Uran umgeben sein [Fet+90]. Auch im Inneren des Fusionsmaterial kann sich Spaltma-terial befinden, welches als *spark plug* bezeichnet wird. Das *Nuclear Weapons Archive* be-stätigt diese Annahmen für amerikanische Sprengköpfe, wobei hier waffenfähiges Uran²⁶ in beiden Fällen verwendet wird [NWA]. Thermonukleare Sprengköpfe enthalten etwa 20 kg Uran [PS19], welches im Modell aufgeteilt wird, sodass der *spark plug* eine Masse von 3 kg aufweist.

Die beiden Stufen sind übereinander platziert, wobei der Abstand ihrer Mittelpunkte 45 cm beträgt. Sie sind eingebettet in einen Plastikschaum, welcher aus Polystyrol besteht [NWA]. Dieser wird hergestellt, indem heißes Polystyrol mit einem Treibgas versetzt wird, sodass sich Blasen bilden. Dabei können verschiedene Treibgase und Prozesse verwendet werden. Durch das Hinzufügen von Blasen ist die Dichte von aufgeschäumtem Polystyrol geringer als die von nicht-geschäumtem, welche $1,0 \text{ g cm}^{-3}$ beträgt [Kai21]. Dessen genaue Zusam-mensetzung und Dichte hängt vom genauen Prozess ab. Der Schaum enthält 95-98 %_{vol} Luft [Nie; PS], wobei in der Literatur keine Hinweise auf Reste des Treibgases zu finden sind. Die Dichte liegt zwischen 10 und 35 kg m^{-3} [Nie; The]. Aufgrund dieser Angaben wurde eine plausible Zusammensetzung von 98 %_{vol} Luft festgelegt, wodurch sich die in Tab. 3.2 angegebene Dichte ergibt.

Thermonukleare Sprengköpfe können eine Hülle aus abgereichertem Uran aufweisen [Fet+90]. Diese wird auch in diesem Modell verwendet, allerdings analog zum Tamper des Spaltmo-dells wieder aus Natururan modelliert.

Nach einem kleinen Luftspalt folgt eine zweite Hülle, welche analog zum Spaltmodell aus Aluminium besteht. Diese äußere Hülle dient unter anderem dem Strahlenschutz, da so kein direkter Kontakt des Personals mit der Uranhülle bei der Arbeit mit der Waffe entsteht.

Auch der modellierte thermonukleare Sprengkopf wird zur Geheimhaltung in einem Contai-ner platziert. Hierfür wird der gleiche Container verwendet wie beim Spaltmodell, allerdings muss aufgrund der übereinander liegenden Stufen die Höhe vergrößert werden. Diese wur-de so berechnet, dass mindestens 5 cm Abstand an beiden Enden zwischen Sprengkopf und Containerdämmung verbleiben.

²⁵Um hier eine eindeutige Unterscheidung zu treffen, dass es sich nicht um einen Tamper der Primärstufe handelt, wird diese Komponente im Folgenden als Pusher bezeichnet.

²⁶Angereichertes Uran wird gemäß seines Anteils an ^{235}U in verschiedene Klassen eingeteilt. Dabei unter-schieden werden schwach angereichertes Uran (*low-enriched uranium*, LEU) mit einem Anreicherungsgrad $< 20 \%$, hoch-angereichertes Uran (*highly enriched uranium*, HEU) mit einem Anreicherungsgrad $> 20 \%$ und waffenfähiges Uran mit einem Anreicherungsgrad von $> 80 \%$ [IAEA22; NWA]. Waffenfähiges Uran wird dem HEU zugerechnet.

3.3 Neutronenemission der Modelle

Neutronen können in den angenommenen Sprengköpfen durch verschiedene Prozesse emittiert werden. Während Neutronen aus von anderen Neutronen induzierten Sekundärprozessen in einer Simulation automatisch vom Programm erzeugt werden, müssen die Primärneutronen korrekt vom Simulierenden implementiert werden. Primärneutronen können durch Spontanspaltung sowie durch (α, n) -Reaktionen entstehen (vgl. Abschnitt 2.1).

Wie bereits in Abschnitt 2.1 beschrieben, ist die Spontanspaltrate von Isotopen mit ungerader Neutronenzahl deutlich geringer als von denen mit gerader. Im vorliegenden waffenfähigen Plutonium liegen drei verschiedene Plutonium-Isotope vor, wobei das ^{240}Pu eine um vier Größenordnungen höhere Spontanspaltrate aufweist als die beiden mit ungerader Nukleonenzahl (vgl. Tab. 3.3). Das ebenfalls enthaltene ^{241}Am weist zwar eine um eine Größenordnung höhere Spontanspaltrate auf als das ^{241}Pu , liegt damit jedoch immer noch um drei Größenordnungen unterhalb der des ^{240}Pu . Folglich muss für das waffenfähige Plutonium nur die Spontanspaltrate des ^{240}Pu berücksichtigt werden.

Mit dem Natururan im Tamper bzw. in der inneren Hülle liegt in beiden Modellen eine weitere große Menge Spaltmaterial vor. Allerdings ist die Spontanspaltrate des Isotops mit gerader Nukleonenzahl (^{238}U) etwas geringer als die des ^{239}Pu , sodass diese trotz der höheren Masse des Urans im Vergleich zum Spaltkern ebenfalls vernachlässigt werden kann. Auch die Spaltrate des im Modell des thermonuklearen Sprengkopfes enthaltenen waffenfähigen Urans kann vernachlässigt werden, da die Spontanspaltrate des hauptsächlich enthaltenen ^{235}U noch einmal eineinhalb Größenordnungen niedriger liegt.

Als zweite Neutronenquelle können Neutronen durch (α, n) -Reaktionen emittiert werden. Dafür müssen jedoch leichte Elemente wie Sauerstoff vorliegen. Bei waffenfähigen Spalt-

Isotop	Spontanspaltung		(α, n) -Reaktion
	Spontanspaltrate [$\text{s}^{-1}\text{g}^{-1}$]	Neutronenausbeute [$\text{n s}^{-1}\text{g}^{-1}$]	Neutronenausbeute [$\text{n s}^{-1}\text{g}^{-1}$]
^{234}U	$2,8 \cdot 10^{-3}$	$5,0 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-2}$
^{235}U	$1,6 \cdot 10^{-4}$	$3,0 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$
^{238}U	$6,8 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-6}$
^{239}Pu	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$6,3 \cdot 10^{-1}$
^{240}Pu	$4,7 \cdot 10^2$	$1,0 \cdot 10^3$	2,3
^{241}Pu	$2 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$
^{241}Am	$3,6 \cdot 10^{-1}$	1,2	

Tabelle 3.3: Neutronenausbeute der in den Sprengkopfmodellen enthaltenen Isotope durch Spontanspaltung [REJ91, Addendum, Kap. 11] und (α, n) -Reaktionen [Fet+90].

materialien liegen diese jedoch nur in der Form von Verunreinigungen vor, welche nur einen sehr geringen Anteil ausmachen²⁷. Fetter et al. haben abgeschätzt, wie viele Neutronen durch (α, n) -Reaktionen in den verschiedenen Isotopen emittiert würden, wenn die Verunreinigung mit Sauerstoff 0,2 % der Gesamtmasse ausmacht [Fet+90]. Hierbei wurde festgestellt, dass die Neutronenemissionsrate durch diese Reaktionen im ^{240}Pu um etwa drei Größenordnungen kleiner ist als die durch Spontanspaltung. In den beiden anderen Plutonium- und Uranisotopen ist die Neutronenemission durch diese Reaktionen noch geringer als im ^{240}Pu . Folglich kann diese ebenfalls vernachlässigt werden.

Als letzte mögliche Neutronenquelle kommen auch (α, n) -Reaktionen im Beryllium in Frage. Aufgrund der kurzen Reichweite von α -Teilchen im Spaltkern können diese Reaktionen jedoch nur von direkt an der Oberfläche des Spaltkerns emittierten α -Teilchen induziert werden, was nur einem sehr geringen Anteil entspricht. Fetter et al. merkten jedoch bereits 1990 an, dass die α -Teilchen durch eine dünne Abschirmung zwischen Spaltkern und Reflektor daran gehindert werden könnten in das Beryllium einzudringen [Fet+90, Appendix A]. Daher wird im Rahmen dieser Dissertation angenommen, dass keine relevanten (α, n) -Reaktionen im Beryllium stattfinden.

Insgesamt folgt aus dieser Analyse, dass nur die Spontanspaltung von ^{240}Pu als Neutronenquelle berücksichtigt werden muss. Dessen Spontanspaltrate beträgt etwa 479 Spaltungen pro Gramm und Sekunde [Cha+09; Göt15; Küt16]. Mit der Masse des Spaltkerns von 4 kg und einem Massenanteil des ^{240}Pu von 4,7 % ergibt sich somit die Spontanspaltrate des Spaltkerns zu etwa 90 000 Spaltungen pro Sekunde.

²⁷Im Gegensatz zu Reaktormaterial, welches aus Uranoxid oder Uran-Plutonium-Mischoxid besteht und in dem Sauerstoff somit einen großen Anteil am Material hat.

4 Simulationen

Messungen an intakten Sprengköpfen sind aufgrund der Geheimhaltung der Nuklearwaffenstaaten sowie deren Verpflichtung zur Nicht-Verbreitung [NVV] nicht möglich. Daher wurden im Rahmen dieser Arbeit die Erkenntnisse mittels Computersimulationen gewonnen. Diese bieten außerdem den Vorteil, dass Vorgänge im Inneren der Sprengköpfe wie (n, xn) -Reaktionen oder induzierte Spaltung untersucht werden können. Hierbei handelt es sich um Größen, die in Messungen nicht erfassbar sind, da die emittierten Neutronen hinsichtlich ihres Produktionskanals kaum zu unterscheiden sind.

Im Folgenden wird das Simulationsprinzip, welches als Monte-Carlo-Simulation bezeichnet wird, kurz vorgestellt. Danach werden das verwendete Programm, die Wirkungsquerschnittsdatenbanken sowie die Generierung der Primärneutronen erläutert und einige vorbereitende Simulationen zur Validierung des Programms gezeigt.

4.1 Monte-Carlo-Simulationen

Bei Monte-Carlo-Simulationen handelt es sich um ein statistisches Verfahren, bei denen ein komplexes Problem gelöst wird, indem ein Zufallsexperiment durch Ziehen von Zufallszahlen durchgeführt wird. In der Regel wird dieses Verfahren angewandt, wenn ein Problem analytisch nicht oder nur äußerst aufwendig zu lösen ist. Stattdessen wird das Problem durch das Zufallsexperiment numerisch gelöst. Dabei führt eine Wiederholung des Experiments nicht exakt zum gleichen Ergebnis, da andere Zufallszahlen gezogen werden. Die Ergebnisse mehrerer Durchführungen unterscheiden sich jedoch nur im Rahmen der statistischen Unsicherheit.

Eine der ersten angewandten Monte-Carlo-Simulationen (auch wenn diese damals noch nicht so benannt wurden) beschrieb Georges Louis Leclerc, Comte de Buffon, bereits 1773 in der *Histoire de L'Académie Royale de Sciences*. Dabei bestimmte er die Kreiszahl π durch das Werfen einer Nadel auf einen Boden mit parallelen Brettern [Tod65]. In den 1930er Jahren wandte Enrico Fermi die Methode bei seiner Untersuchung der Neutronenmoderation an [Met87]. Hierbei mussten die Rechnungen noch auf mechanischen Rechenmaschinen

durchgeführt werden. Dadurch konnte er den Ausgang von Experimenten außergewöhnlich genau vorhersagen, womit er seine Kollegen in Rom in Erstaunen versetzte.

In den 1940er Jahren wurde das Verfahren am *Los Alamos National Laboratory* im Rahmen des Manhattan-Projekts durch John von Neumann und Stanislaw Ulam etabliert. Hier sollte es bei der Beschreibung des Neutronen-Transports helfen [LB21]. Dabei entstand der Name *Monte-Carlo-Simulation*, welcher durch Nicholas Metropolis nach einer Anekdote Ulams über seinen spielenden Onkel geprägt wurde und sich auf die Spielcasinos Monacos bezieht. 1949 veröffentlichten Metropolis und Ulam ihr Verfahren und beschrieben, bei welchen Problemen es Anwendung finden kann [MU49]. Am ausführlichsten wird hierbei das Verhalten eines Partikels in einem Medium beschrieben, welches in prinzipieller Form bei modernen Partikeltransportprogrammen Verwendung findet. So existiert am Anfang ein Zahlenset, welches das ursprüngliche Ensemble beschreibt, z.B. den Impuls und die Energie eines Neutrons. Darüber hinaus existiert ein Set an Wahrscheinlichkeitsverteilungen, welches das Ensemble nach einer Zeit Δt beschreibt. Hiervon wird zufällig und unabhängig eines gezogen, sodass das neue Ensemble entsteht. Hierbei muss zwischen unabhängigen und abhängigen Parametern unterschieden werden: so ist die Weglänge vom Entstehungsort eines Neutron zu seiner ersten Kollision unabhängig, jedoch kann die Zeitdauer bis zur Kollision aus der Weglänge und der Geschwindigkeit des Neutrons berechnet werden.

Seit dem Manhattan-Projekt wurden Monte-Carlo-Verfahren weiterentwickelt, sodass z.B. ein effektiveres Sampling möglich ist [LB21]. Auch wird das Verfahren nicht mehr spezifisch in der Neutronenphysik eingesetzt, sondern in verschiedensten Bereichen. Hierzu gehören z.B. das Lösen höher-dimensionaler Integrale, die statistische Physik, Klimamodelle, aber auch der Einsatz in der Unternehmensbewertung.

4.2 Programm und Datenbanken

Die Simulationen dieser Arbeit wurden mit dem Programm Geant4 durchgeführt. Hierbei handelt es sich um einen „Werkzeugkasten“, um den Durchgang von Teilchen durch Materie zu simulieren [Ago+03; All+06; All+16]. Es sind alle nötigen Komponenten einer Simulation enthalten, einschließlich der Geometrie des System mit den beteiligten Materialien, der Elementarteilchen von Interesse und ihrer Generierung, des Verfolgens der Teilchen durch Materie und elektromagnetische Felder sowie ihrer Interaktionen und ihrer Detektion als auch der Datenanalyse. Das Programm wird in einer Vielzahl von Anwendungsgebieten verwendet, z.B. in der Hochenergiephysik, der Astrophysik und Weltraumwissenschaft,

der Medizinphysik oder dem Strahlenschutz. Auch im Bereich der zivilen nuklearen Safeguards (s. z.B. [Geo17; Pou19; Zhu+17]) und der nuklearen Abrüstungsverifikation (s. z.B. [Küt16]) wird es eingesetzt.

Im Dezember 1998 erfolgte die erste Veröffentlichung des Programms nach der Entwicklung am CERN, worauf im Januar 1999 die Geant4-Arbeitsgruppe gegründet wurde. Diese erweitert das Programm und hält es instand, wobei auf die Expertise von verschiedensten Wissenschaftlern der ganzen Welt zurückgegriffen wird. Sie ist auch für die Anwenderunterstützung verantwortlich. Die Software kann frei verfügbar über die Website der Gruppe bezogen werden [Gea]. Sie fällt unter die Kategorie der *Open Source Software*, d.h. sie darf von den Nutzern verändert werden.

Aufgrund der objekt-orientierten Implementierung in der Programmiersprache C++ können Erweiterungen am Programm vorgenommen werden, ohne dass alte Versionen gelöscht werden müssen. So stehen mittlerweile eine Vielzahl verschiedener physikalischer Modelle zur Verfügung, welche komplementär oder alternativ verwendet werden können [All+16]. Dabei kann der Anwender entscheiden, welche Modelle für seine Anwendung am besten geeignet sind, und diese mittels der *physics list* laden. Zusätzlich können verschiedene Wirkungsquerschnittsdatenbanken geladen werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Version Geant4-10.6 mit den Wirkungsquerschnitten der ENDF-VIII.0-Datenbank verwendet. Die physikalischen Modelle der Hadronenphysik sind die *Neutron high precision (NeutronHP) models* [Gea19]. Deren Standard-Spaltmodell weist einige Ungenauigkeiten auf, z.B. in Bezug auf die Neutronenmultiplizität [TB17]. Am *Lawrence Livermore National Laboratory* wurde hingegen eine neue Spaltbibliothek (*LLNLFissionLibrary*) entwickelt, welche die Multiplizität und das Energiespektrum der emittierten Neutronen und Gammas korrekt wiedergibt und in Geant4 integriert werden kann [VHW16]. Diese wird auch in dieser Arbeit verwendet.

Bei der Streuung thermischer Neutronen werden die üblichen Streumodelle unpräzise, da sie die Energieänderung der Neutronen durch die Bewegung, Rotation und Vibration der Moleküle nicht berücksichtigen [GMC13]. Für eine präzise Simulation müssen daher für die Streuung der thermischen Neutronen ein gesondertes Streumodell und gesonderte Wirkungsquerschnitte geladen werden. Dies geschieht über das Modell *G4NeutronHPThermalScattering*, wobei auch die Materialien gemäß einer besonderen Namenskonvention benannt werden müssen.

4.3 Erzeugung der Primärneutronen

Während Sekundärteilchen, die durch Reaktionen bereits simulierter Partikel mit Materie entstehen, in Geant4 gemäß der verwendeten Modelle automatisch erzeugt werden, müssen die Primärteilchen, welche z.B. durch radioaktiven Zerfall entstehen, „per Hand“ erzeugt werden. Hierfür müssen die Partikelart, die Position, die Impulsrichtung und die Energie des Partikels angegeben werden.

Zur Erzeugung der Primärteilchen bietet Geant4 die Klasse *General Particle Source*. Hierin können alle relevanten Größen angegeben werden.

Diese Klasse wurde auch in dieser Dissertation für die Erzeugung einzelner Spaltneutronen verwendet. Dabei werden die Neutronen gleichverteilt in der Hohlkugel des Plutoniumkerns erzeugt. Die Impulsrichtung ist isotrop und entspricht einer kugelsymmetrischen Verteilung. Die Energieverteilung von Spaltneutronen entspricht einer Watt-Verteilung, welche aus gleichverteilten Zufallszahlen gemäß der folgenden Formel generiert werden kann [Fis19]²⁸:

$$E_{\text{Maxwell}} = a \cdot \left(-\ln(r_1) - \ln(r_2) \cdot \cos^2 \left(\frac{\pi \cdot r_3}{2} \right) \right) \quad (4.1)$$

$$E_{\text{Watt}} = E_{\text{Maxwell}} + \frac{a^2 b}{4} + (2r_4 - 1) \cdot a \sqrt{b \cdot E_{\text{Maxwell}}} \quad (4.2)$$

Hierbei geben $r_i, i \in [1, 4]$, gleichverteilte Zufallszahlen im Intervall $[0, 1]$ an und a, b die Wattparameter (s. auch Abschnitt 2.1.1).

Zur Untersuchung von Multiplizitätsanalysen ist es nicht praktikabel, die Neutronen einzeln zu generieren. Stattdessen sollten Primärereignisse verwendet werden, die eine Spontanspaltung korrekt abbilden. Hierfür ist der Einsatz der *LLNLFissionLibrary* geeignet, da diese neben der korrekten Implementierung von induzierten Spaltungen auch Spontanspaltungen als primäres Event simulieren kann. Dabei berechnet die Bibliothek automatisch die benötigte Multiplizitäts- und Energieverteilung der emittierten Neutronen und Gammas aus den vorhandenen Datensätzen. Vom Anwender müssen dazu lediglich das Isotop (Ordnungs- und Massenzahl) sowie die Spaltrate angegeben werden. Auch die Impulsrichtung aller generierten Partikel wird automatisch berechnet. Die Position der Spaltung muss jedoch vom Anwender vorgegeben werden, wobei hier die Form²⁹, Größe und Position der Quelle angegeben werden muss.

²⁸Diese Formel wurde von Yannick Fischer in seiner Bachelor-Arbeit entwickelt.

²⁹Hierfür stehen eine vorgegebene Auswahl an einfachen Formen zur Verfügung, z.B. sphärisch oder zylindrisch. Die genaue Form der Quelle, wenn keine vorgegebene diese korrekt wiedergibt, kann durch die Beschränkung auf ein sog. *physical volume*, womit die Geometrie in Geant4 festgelegt wird, erreicht werden.

Da Monte-Carlo-Simulationen komplexe Systeme mithilfe von Zufallsexperimenten lösen, müssen genügend Durchläufe durchgeführt werden, um ein statistisch aussagekräftiges Ergebnis zu erhalten. Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse wurden generiert, indem stets mindestens eine Million Primärereignisse verwendet wurden, um eine gute Statistik zu erhalten. Die erhaltenen Ergebnisse werden jedoch so angegeben, dass sie unabhängig von der Anzahl an simulierten Primärereignissen sind. Dazu werden die Ergebnisse auf die Zeit normiert, indem die Spontanspaltrate der Quelle berücksichtigt wird. Ist dies nicht möglich, z.B. weil keine reale, sondern eine beliebige Quelle simuliert wird, werden die Ergebnisse auf die Anzahl an simulierten Neutronen normiert.

4.4 Simulationen zur Validierung

Geant4 wurde bereits ausführlich validiert [All+16; TB17; End+16, und Quellen hierin]. Dennoch sollen hier zunächst einige wichtige Elemente überprüft werden.

4.4.1 LLNLFissionModel

Die *LLNLFissionLibrary* wurde entwickelt, da die ursprüngliche Implementation des Spaltvorgangs in Geant4 inkorrekte Ergebnisse bzgl. der Neutronenmultiplizität und -energie aufweist. Im Rahmen dieser Arbeit wurde diese Bibliothek unter anderem dazu genutzt, die Primärteilchen aus Spontanspaltungen zu generieren. Daher soll zunächst bestätigt werden, dass die emittierten Multiplizitäts- und Energieverteilungen der Theorie entsprechen (vgl. Abschnitt 2.1.1).

Dazu wurde zunächst festgehalten, wie viele Neutronen in einer Spaltung freigesetzt werden. Diese Daten sind zusammen mit den Literaturdaten aus [Ens+98] in Abb. 4.1 dargestellt. Hierbei wird deutlich, dass die Simulationsdaten leicht von den Literaturwerten abweichen. Dies liegt jedoch daran, dass die *LLNLFissionLibrary* nicht [Ens+98] als Datenquelle verwendet. Zusätzlich sind die in der Bibliothek verwendeten Daten [HZ84] dargestellt. Die Simulationsdaten stimmen mit diesen sehr gut überein. Auch die mittlere Multiplizität der Simulationsneutronen entspricht mit einem Wert von 2,154 der Erwartung. Daher kann gefolgert werden, dass die Bibliothek die Neutronenmultiplizität korrekt generiert. Allerdings zeigt sich hier noch einmal deutlich, dass eine Simulation nur im Rahmen der Genauigkeit und Korrektheit der hinterlegten Daten Ergebnisse liefern kann.

Darüber hinaus ist in Abb. 4.2 das Spektrum der durch die Spaltbibliothek generierten Neutronen aus Spontanspaltung von ^{240}Pu abgebildet. Zum Vergleich ist das theoretische Watt-

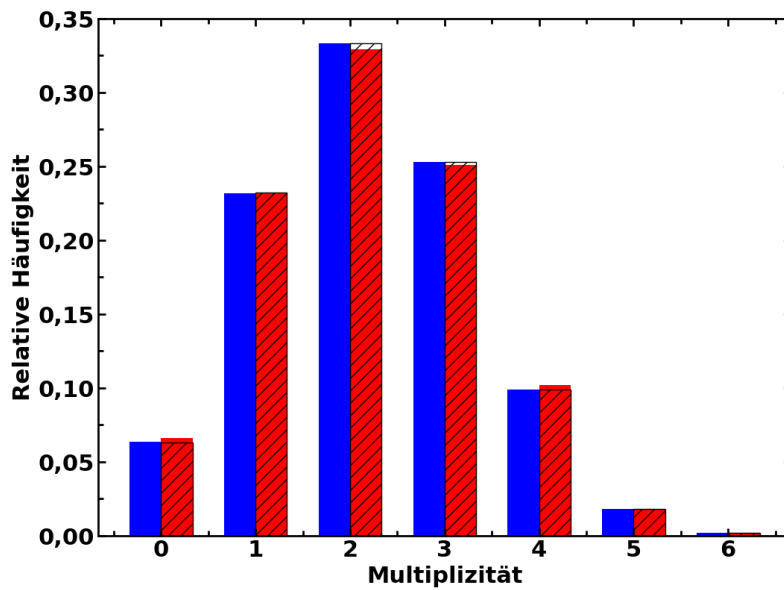


Abbildung 4.1: Multiplizitätsverteilung der durch die *LLNLFissionLibrary* generierten Spontanspaltungsneutronen aus ^{240}Pu (blau). Zum Vergleich sind die Literaturwerte aus [Ens+98] (rot) ebenso dargestellt wie die aus [VHW16] (schwarze Streifen).

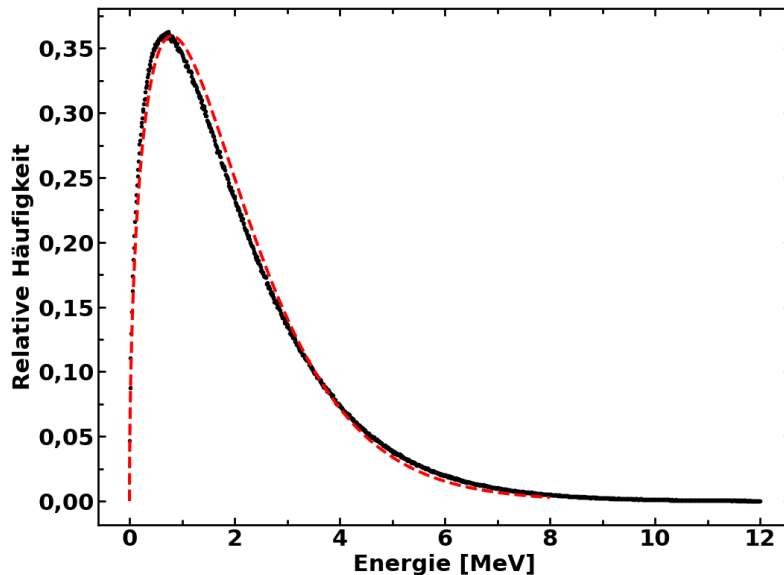


Abbildung 4.2: Energieverteilung der in der Simulation generierten Neutronen (schwarz) und des theoretischen Watt-Spektrums (rot).

spektrum aus Abb. 2.2 ebenfalls dargestellt. Für das theoretische Wattpektrum werden die gleichen Watt-Parameter verwendet, wie sie die Autoren der Spaltbibliothek für die Spontanspaltung von ^{240}Pu angeben ($a = 1.258 \text{ MeV}^{-1}$, $b = 4.689 \text{ MeV}^{-1}$). Hierbei wird eine leichte Abweichung zwischen Simulation und Theorie deutlich. Allerdings ist diese nur gering und stellt keine wesentliche Einschränkung der Simulation dar.

Auf die Überprüfung der Multiplizität und Energieverteilung der bei einer Spaltung entstehenden Gammas wird hier verzichtet. Zum einen existieren für die Spontanspaltung von ^{240}Pu keine Literaturdaten, die auf einer realen Messung beruhen [VHW16]. Zum anderen sollen (außer in den Validierungssimulationen) in dieser Arbeit die Spaltgammas nicht untersucht werden, sodass eine unpräzise Implementation des Modells keine schmälernde Aussagekraft der untersuchten Aspekte dieser Arbeit hätte.

4.4.2 Zeiten in Geant4

Um die Anwendbarkeit von Multiplizitätsmessungen mit Geant4 untersuchen zu können, muss dieses die Zeit, z.B. bei Flugzeiten der Teilchen, korrekt wiedergeben. Es existiert bereits eine Erweiterung für Multiplizitätsanalysen in Geant4 [Küt16], was ein deutlicher Hinweis darauf ist, dass Geant4 für derartige Analysen geeignet ist. Dennoch soll hier kurz die korrekte Behandlung der Zeit in Geant4 bestätigt werden. Dazu wurde eine mit dem Teilchentransport-Code MCNP-PoliMi durchgeführte Studie zu Korrelationsmessungen mit Neutronen und Gammas an einer Plutoniumhohlkugel [PM03] mit Geant4 wiederholt.

Hierbei wurde die nackte Plutoniumkugel mittig zwischen zwei Plastikszintillatoren platziert und ihre Spontanspaltung betrachtet. Die Zeitpunkte, zu denen ein entsprechendes Teilchen (Neutron oder Gamma) in einen der Detektoren gelangt, wurden aufgezeichnet. Dabei wurde für Gammas eine Detektionsschwelle von 110 keV und für Neutronen von 0,8 MeV (dies entspricht etwa 110 keV electron equivalent) festgelegt. Daraus kann die zeitliche Differenz zwischen zwei Teilchen in den beiden Detektoren bestimmt werden. Die Ergebnisse mit Geant4 sind ebenso wie die Daten aus der Studie [PM03] in Abb. 4.3 dargestellt. Indem neben der Ankunftszeit im Detektor auch die Teilchenart registriert wird, kann nicht nur die Gesamtkorrelation bestimmt werden, sondern auch die zwischen den verschiedenen Teilchenkombinationen, welche ebenfalls in der Abbildung angegeben ist.

Hierbei wird deutlich, dass der prinzipielle Kurvenverlauf sich in Geant4 reproduzieren lässt. Die Gesamtkorrelation ist in beiden Fällen achsensymmetrisch mit einem deutlich ausgeprägten Maximum bei einem Zeitunterschied von 0 ns. Auch die lokalen Minima und Maxima liegen bei den gleichen Werten.

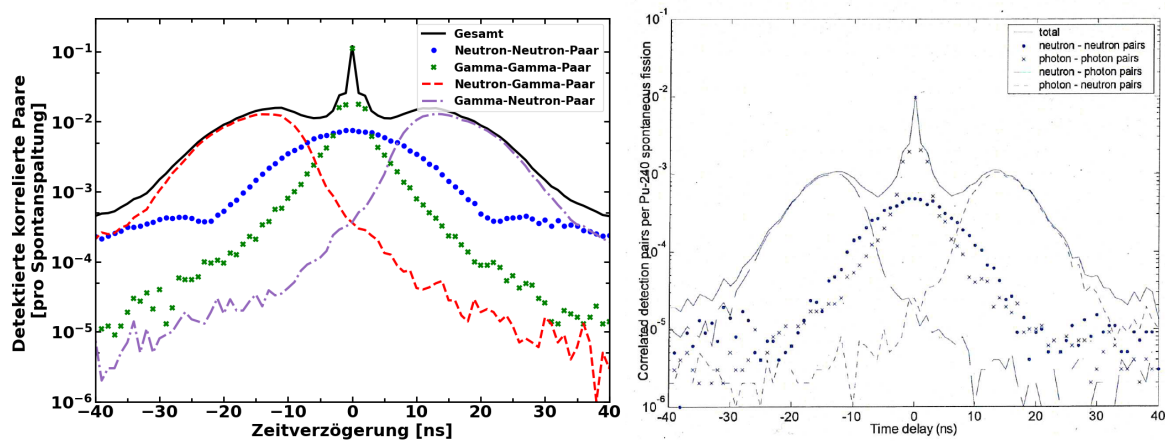


Abbildung 4.3: Korrelation der Neutronen und Gammas aus einer Plutoniumkugel. Die linke Abbildung wurde aus Daten aus Geant4 generiert, die rechte Abbildung stammt aus [PM03].

Die Kurven der verschiedenen Teilchenarten unterscheiden sich im Verlauf ebenfalls nur wenig. Gerade die Kurve zweier korrelierter Neutronen ist jedoch in der Simulation in Geant4 etwas breiter. Dies kann jedoch von vielen Parametern beeinflusst werden und deutet nicht direkt darauf hin, dass Geant4 die Flugzeit von Neutronen falsch behandelt. Stattdessen kann die Breite der Kurve durch eine andere Detektionsschwelle beeinflusst werden. Auch ein Einfluss des simulierten Detektionsmechanismus' kann nicht ausgeschlossen werden. Beim Nachbau der Studie in Geant4 wurden die Neutronen bei ihrer Ankunft im Detektor registriert, in der originalen Studie hingegen fehlt die Angabe des genauen Detektionsprozesses.

Insgesamt kann aus diesen Untersuchungen gefolgert werden, dass die Zeiten in Geant4 korrekt simuliert werden und sich Geant4 somit für die Untersuchung der Anwendbarkeit von Multiplizitätsmessungen eignet.

5 Neutronensignatur

Bevor die Anwendbarkeit von Multiplizitätsmessungen an intakten Sprengköpfen untersucht wird, soll überprüft werden, dass überhaupt Neutronen den Sprengkopf im Container verlassen und nachgewiesen werden können.

Der Fluss an emittierten Neutronen beider Sprengkopfmodelle ist in Tab. 5.1 angegeben. Zum Vergleich sind die Werte der nackten Plutoniumkugel sowie der Sprengköpfe ohne ihren jeweiligen Transportcontainer ebenfalls angegeben.

Der Plutoniumkern ist in beiden Modellen identisch, daher ist auch der emittierte Neutronenfluss aus dem nackten Kern gleich.

Der Fluss der aus den Sprengköpfen emittierten Neutronen ist geringer als aus dem Kern, und durch das Berücksichtigen des Containers wird dieser Wert weiter reduziert. Die Neutronen werden folglich in den verschiedenen Materialien des Sprengkopfes und auch des Containers deutlich nachweisbar absorbiert.

Konfiguration	Fluss [s^{-1}]	
	Spaltsprengkopf	Thermonuklearer Sprengkopf
Spontanspaltung	90 000	90 000
nackter Plutoniumkern	280 500	280 500
Sprengkopf ohne Container	258 000	214 900
Container mit Sprengkopf	235 000	199 200

Tabelle 5.1: Aus jeweiliger Konfiguration emittierte Neutronenflüsse beider angenommenen Sprengkopfmodelle.

Diese Flüsse sind groß genug, um die Neutronenemission des Sprengkopfes im Container nachweisen zu können. Allerdings beziehen sie sich auf sämtliche emittierten Neutronen. In einer realen Messung würden jedoch nicht alle Neutronen detektiert werden, da mit einem üblichen Detektor nur ein kleiner Raumwinkel abgedeckt würde. Ein geeigneteres Maß zur Beurteilung der Detektierbarkeit liegt daher in den emittierten Flussdichten.

5.1 Axiale Verteilung

Bei der Bestimmung der Flussdichten kann auch berücksichtigt werden, inwiefern sich diese an verschiedenen Messpositionen unterscheiden. Dazu wurde die Flussdichte entlang der Containerachse bestimmt. Als Auflösung wurde eine axiale Verschiebung von 1 cm gewählt. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.1 dargestellt. Dabei wurde für alle drei Konfigurationen die gleiche Position für die „Messung“ gewählt, nämlich an der Stelle, an der sich die Containeroberfläche befände, auch wenn diese nicht simuliert wurde.

Während Diskussionen im Rahmen der IPNDV gaben Vertreter eines Nuklearwaffenstaates an, dass aufgrund der Sicherheitsbestimmungen ihres Landes ein Abstand von 1 m zu einem intakten Sprengkopf gewahrt werden müsse [Kir]. Daher wurde neben den Flussdichten an der Oberfläche der Container auch die in einem Meter Abstand bestimmt, um eine vollständige Bewertung der Detektierbarkeit vornehmen zu können.

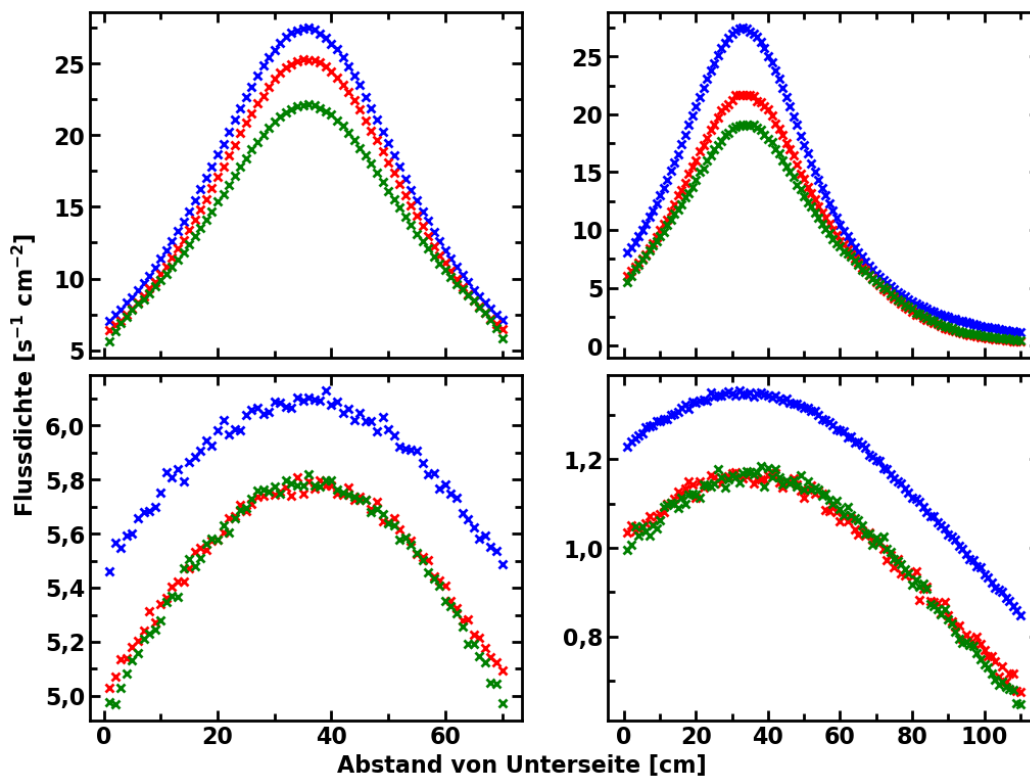


Abbildung 5.1: Axiale Verteilung der emittierten Neutronen beider Sprengkopfmodelle. Auf der linken Seite sind die Verteilungen des Spaltsprengkopfes dargestellt, auf der rechten die des thermokernaren. In der oberen Zeile befinden sich die Verteilungen auf der (hypothetischen) Containeroberfläche, in der unteren die in einem Meter Abstand von dieser. Gegeben sind die Verteilungen für den nackten Plutoniumkern (blau), den Sprengkopf ohne Container (rot) sowie den Container (grün).

Auch für die Flussdichten gilt, dass die des nackten Plutoniumkerns deutlich größer sind als die der Sprengköpfe. Auf der (hypothetischen) Containeroberfläche ist auch die Flussdichte des unverpackten Sprengkopfes höher als die des containerisierten. In einem Meter Abstand zur Containeroberfläche sind die beiden hingegen kaum zu unterscheiden.

Die Flussdichten sind für beide Sprengkopfmodelle unabhängig von der genauen Position des Messgerätes ausreichend, um eine Neutronenquelle in kurzer Zeit sicher nachweisen zu können.

Allerdings fällt in allen Abbildungen auf, dass das Maximum der Verteilung mit der ungefähren Position des Plutoniumkerns³⁰ übereinstimmt. Folglich kann nicht ausgeschlossen werden, dass Inspektoren beim Abrastern der gesamten Höhe eines Containers als geheim eingestufte Informationen über den Aufbau der Waffe erhalten. Dies könnte durch eine Informationsbarriere verhindert werden. Dabei handelt es sich um eine Vorrichtung, die die gemessenen Daten intern auswertet, sodass die Inspektoren und das Personal des Nuklearwaffenstaates keine Messergebnisse erhalten. Stattdessen ist die einzige Ausgabe, ob das gemessene Objekt einem vorher festgelegten Kriterium entspricht. Darüber hinaus würden keine derartigen geheimen Informationen verfügbar, wenn den Inspektoren lediglich eine Messung an einer bestimmten Position des Containers (ausgewählt von den Inspektoren oder vorher vertraglich festgelegt) und kein Abrastern gestattet würde.

5.2 Energiespektrum

Die Energie der emittierten Neutronen hat einen großen Einfluss auf die Detektierbarkeit, da Neutronendetektoren eine energie-abhängige Detektionseffizienz aufweisen. Daher wurden auch die Spektren der emittierten Neutronen beider Sprengköpfe untersucht. Diese sind in Abb. 5.2 dargestellt.

Das Spektrum der aus der nackten Plutoniumkugel emittierten Neutronen zeigt wie das Wattspektrum der Neutronen aus Spontanspaltung nur schnelle Neutronen. Die Spektren der aus den Sprengköpfen bzw. ihren Containern emittierten Neutronen unterscheiden sich deutlich hiervon. Bei diesen gibt es zusätzlich zum Maximum der schnellen Neutronen auch eines bei thermischen Energien. Dies zeigt, dass die verschiedenen Materialien im Sprengkopf mit den Neutronen interagieren. Dabei wird ein Teil der Neutronen abgebremst. Hierfür kommen insbesondere wasserstoffhaltige Materialien wie der Sprengstoff und das Celotex in Frage. Eine genauere Analyse erfolgt im nächsten Abschnitt.

³⁰Im Spaltsprengkopfmodell befindet sich dessen Mittelpunkt 35,5 cm über der Unterseite, im thermonuklearen 33,5 cm.

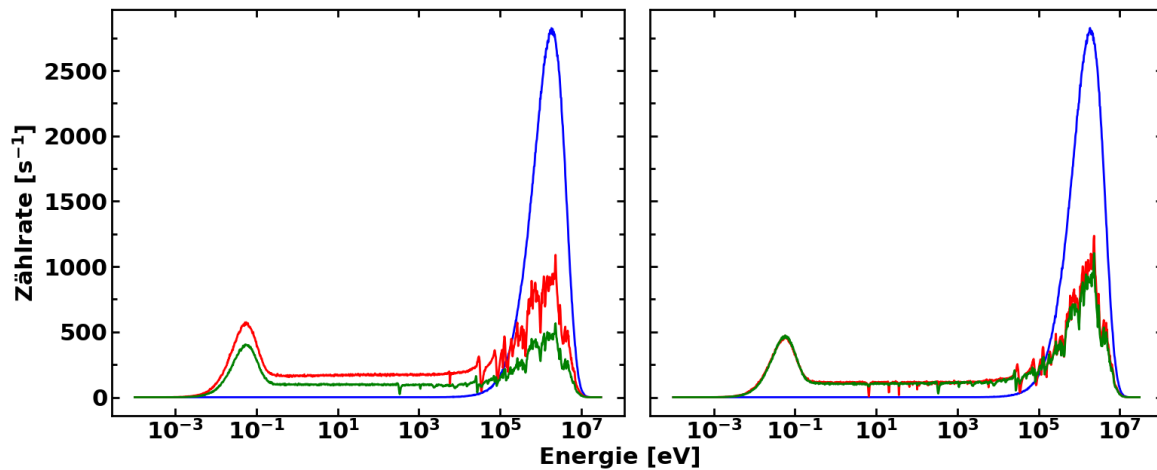


Abbildung 5.2: Energieverteilung der emittierten Neutronen des Spalt- (links) und des thermonuklearen Sprengkopfes (rechts). Gegeben sind die Verteilungen bei Emission aus dem nackten Plutoniumkerns (blau), dem Sprengkopf ohne Container (rot) sowie dem Container (grün).

Im thermonuklearen Sprengkopf sind die beiden Spektren des Sprengkopfes und des Containers nahezu identisch. Folglich führt der Container mit der Celotex-Auskleidung nicht zur weiteren Thermalisierung der Neutronen. Im Spaltsprengkopf jedoch unterscheiden sich die beiden Kurven deutlich in der Höhe, jedoch nicht in ihrer Form. Hier werden weitere Neutronen im Container absorbiert.

Diese Verschiebung des Spektrums hat Auswirkungen auf die Detektierbarkeit der emittierten Neutronen. Die gebräuchlichsten Neutronendetektoren beinhalten ^3He . Diese weisen Neutronen durch eine (n, p) -Reaktion nach, deren Wirkungsquerschnitt für thermische Neutronen am höchsten ist (s. Abb. 2.6). Daher sind die Röhren mit dem Zählgas meist in ein moderierendes Material eingebettet, z.B. Polyethylen. Dies kann jedoch Neutronen nicht nur moderieren. Für thermische Neutronen hat der enthaltene Wasserstoff auch eine hohe Wahrscheinlichkeit für Absorption. Daher kann der verwendete Moderator dazu führen, dass die thermischen Neutronen des Sprengkopfes nicht die Zählrohre erreichen und folglich nicht detektiert werden, was die gemessene Flussdichte reduziert. Auf eine genaue Analyse des messbaren Signals wird hier verzichtet, da dies detektorabhängig ist und keine allgemeingültige Aussage getroffen werden kann.

5.3 Einfluss der verschiedenen Materialien

In den vorherigen Abschnitten konnte beobachtet werden, dass sich die Signatur der Sprengköpfe deutlich von der des nackten Plutoniumkerns unterscheidet. Daher soll im Folgenden

Emission aus	Fluss [s^{-1}]	
	Spaltsprengkopf	Thermonuklearer Sprengkopf
Spontanspaltrate	90 000	90 000
Plutoniumkern	280 500	280 400
Beryllium-Reflektor	336 400	336 700
Uran-Tamper	391 800	nicht vorhanden
Sprengstoff	263 100	221 700
Polystyrolschaum	nicht vorhanden	220 600
Uranhülle	nicht vorhanden	218 700
Aluminiumhülle	258 000	214 900
Celotex	248 000	208 400
Stahl-Container	235 000	199 200

Tabelle 5.2: Neutronenfluss aus den verschiedenen Materialien.

untersucht werden, wie groß der Einfluss der verschiedenen enthaltenen Materialien ist. Dafür wurden die Flüsse und Energiespektren der Neutronen beim Verlassen des jeweiligen Materials nach außen hin ausgewertet³¹. Die mögliche Reflexion von Neutronen aus äußeren Materialien in innere wurde verhindert, indem nur sämtliche weiter innen liegenden Schichten, jedoch nicht die weiter außen liegenden simuliert wurden.

Die Flussdichte beim Verlassen der verschiedenen Materialien sind in Tab. 5.2 dargestellt. Hierbei wird deutlich, dass das Beryllium und der Uran-Tamper zu einer Erhöhung des Flusses führen. Hieraus kann geschlossen werden, dass der Reflektor seinen Dienst tut und die Neutronen zurück in das Plutonium reflektiert. Auch der Tamper soll neben der Verzögerung der Expansion des Spaltmaterials durch Trägheit die Neutronen zurück in den Spaltkern reflektieren. Außerdem können in diesen beiden Materialien weitere Neutronen durch induzierte Spaltung bzw. (n, xn) -Reaktionen generiert werden³². Diese Generierungsreaktionen werden in Abschnitt 6.1 genauer behandelt.

Die Uranhülle des thermonuklearen Sprengkopfes hingegen führt zu keiner Erhöhung des Neutronenflusses. Folglich werden hier die Neutronen nicht zurück in das Plutonium reflektiert (z.B. weil sie in den dazwischen liegenden Schichten erneut gestreut oder absorbiert werden). Auch Spaltung findet in dieser Schicht nur wenig statt, da in der Hülle vor allem ^{238}U vorliegt (s. Tab. 3.2), welches nur durch schnelle Neutronen gespalten werden kann. Die Neutronen können jedoch auf dem Weg bis zur Uranhülle bereits moderiert worden sein, sodass weniger Neutronen zur Induzierung von Spaltung verfügbar sind. Darüber hinaus ist

³¹Weitere Analysen bzgl. der Reaktionen in den verschiedenen Komponenten wurden von Carina Prünke im Rahmen ihrer Bachelor-Arbeit am ZNF durchgeführt [Prü21].

³²Im Anhang A.2 sind die Wirkungsquerschnitte verschiedener Reaktionen in den unterschiedlichen im Sprengkopf befindlichen Materialien dargestellt.

die Hülle sehr dünn, sodass nur wenige Kerne zur Spaltung zur Verfügung stehen.

Aus den wasserstoffreichen Schichten (Sprengstoff, Celotex) werden deutlich weniger Neutronen emittiert als aus den weiter innen liegenden Komponenten. Hier werden die Neutronen nicht nur moderiert, sondern auch absorbiert, was den Fluss verringert. Dabei ist der Effekt des Sprengstoffes deutlich größer als der des Celotex. Dies liegt an zwei Eigenschaften der Materialien: Zum einen ist die Sprengstoffschicht in beiden Modellen deutlich dicker als die Celotex-Schicht, wodurch die Neutronen im Schnitt einen weiteren Weg hierin zurücklegen müssen. Zum anderen ist die Dichte des Sprengstoffes neunmal so hoch wie die des Celotex, was zu einer höheren Wahrscheinlichkeit führt, dass die Neutronen auf Wasserstoffatome treffen.

Der Polystyrolschaum des thermonuklearen Sprengkopfmodells enthält ebenfalls Wasserstoff. Aufgrund seines sehr hohen Anteils an Luft und seiner geringen Dichte findet hier jedoch nur wenig Absorption statt, sodass dieses Material den Neutronenfluss kaum beeinflusst.

Neben dem Fluss der emittierten Neutronen kann deren Energieverteilung Aufschluss über die Vorgänge in den verschiedenen Materialien geben. Für ausgewählte Materialien sind die entsprechenden Spektren in Abb. 5.3 und 5.4 wiedergegeben.

Hierbei wird deutlich, dass der Reflektor einen geringen Einfluss auf das Spektrum hat. Es ist eine leichte Verschiebung zu geringeren Energien zu beobachten, was darauf hindeutet,

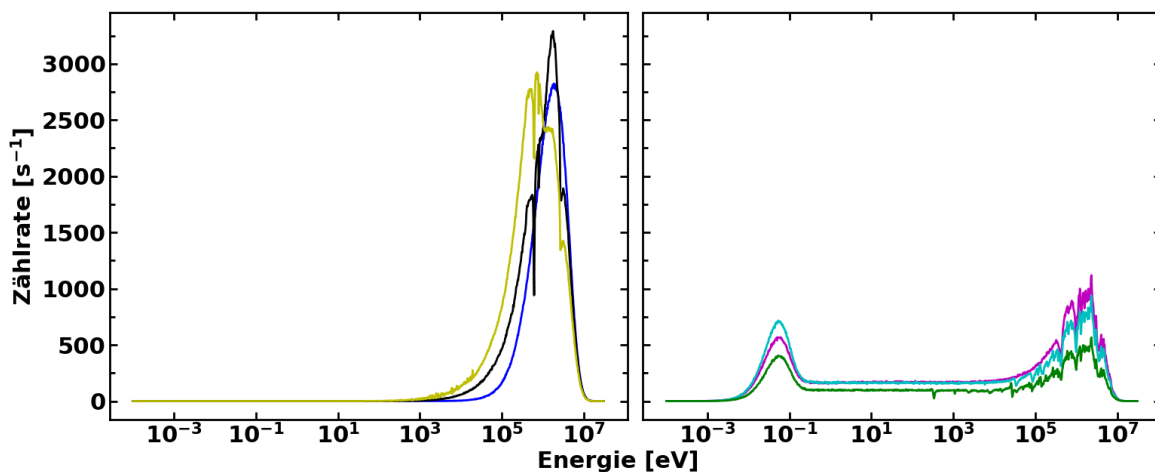


Abbildung 5.3: Energieverteilung der aus verschiedenen Schichten des Spaltsprengkopfes emittierten Neutronen. Dargestellt sind die emittierten Neutronen aus dem Plutonium (blau), dem Reflektor (schwarz), dem Tamper (gelb), dem Sprengstoff (magenta), dem Celotex (hellblau) sowie dem Container (grün). Die Aufteilung der Kurven in zwei Abbildungen erfolgt lediglich der Übersichtlichkeit halber.

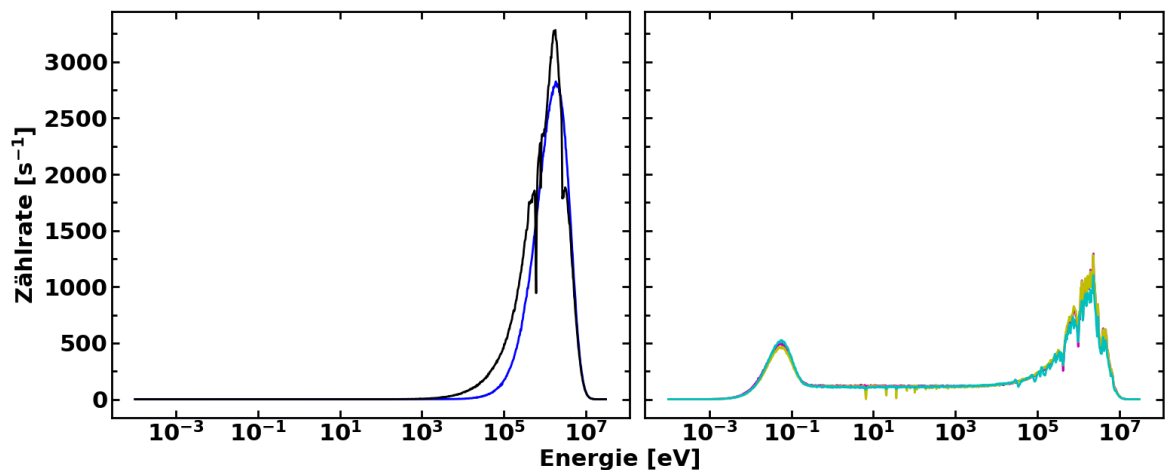


Abbildung 5.4: Energieverteilung der aus verschiedenen Schichten des thermonuklearen Sprengkopfes emittierten Neutronen. Dargestellt sind die emittierten Neutronen aus dem Plutonium (blau), dem Reflektor (schwarz), dem Sprengstoff (magenta), der Uranhülle (gelb) sowie dem Celotex (hellblau). Die Aufteilung der Kurven in zwei Abbildungen erfolgt lediglich der Übersichtlichkeit halber.

dass Streuungen stattfinden. Daneben können auch (n, xn) -Reaktionen die Energie reduzieren. Zusätzlich sind einige Einbrüche im Spektrum zu erkennen. Diese fallen mit den Resonanzlinien im Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung am Beryllium zusammen (s. Anhang A.2). Bei diesen Energien finden viele elastische Streuungen statt, welche mit einem Energieverlust verbunden sind. Daher treten nur wenige Neutronen mit diesen Energien aus dem Beryllium aus.

Auch der Tamper aus Natururan bewirkt eine Verschiebung der emittierten Neutronen zu niedrigeren Energien, wobei diese noch immer im schnellen Bereich liegen. Hierfür sind zwei Effekte ursächlich: zum einen finden im dichten Material ebenfalls Streuungen statt, welche die Energie reduzieren. Zum anderen können im Uran induzierte Spaltungen stattfinden, welche ein Wattspektrum mit etwas niedrigeren Energien aufweisen³³.

Im Sprengstoff kann im Vergleich zu den vorherigen Materialien ein deutlich größerer Effekt beobachtet werden. Hierbei wird ein Teil der Neutronen stark abgebremst, sodass sie thermische Energien erreichen. Dadurch werden in den Spektren zwei deutlich ausgeprägte Maxima sichtbar: bei thermischen und bei schnellen Energien.

Das Celotex führt ebenfalls zur weiteren Moderation der Neutronen. Dies führt zu einer Vergrößerung des Maximums im thermischen Bereich und einer Verkleinerung desjenigen im schnellen.

³³Die Wattspektren induzierter Spaltungen in verschiedenen Uran- und Plutonium-Isotopen können im Anhang A.1 nachgeschlagen werden.

Die Hülle aus Natururan im thermonuklearen Sprengkopf hat einen deutlich geringeren Einfluss als der Tamper. Die Gründe hierfür sind vielfältig: die Hülle ist mit einer Dicke von nur 1 mm deutlich dünner als der Tamper mit einer Dicke von 3 cm. Folglich reagieren auch weniger Neutronen beim Durchqueren der Hülle. Zudem ändern sich die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Reaktionen, da nicht nur schnelle, sondern auch thermalisierte Neutronen die Hülle durchqueren. Dies reduziert noch einmal die Wahrscheinlichkeit für Spaltung, da die Hülle aus Natururan besteht und das darin primär enthaltene ^{238}U nur durch schnelle Neutronen gespalten werden kann.

Der Stahl des Containers beeinflusst das Spektrum in einer anderen Weise als die vorherigen Materialien: hierbei kann eine Verringerung der Zählrate bei allen Energien beobachtet werden, was bedeutet, dass Neutronen im Stahl absorbiert werden. Eine Verschiebung des Spektrums hingegen erfolgt nicht.

Auch die Materialien Aluminium und Stahl fügen dem Spektrum weitere Einbrüche hinzu, welche mit den Resonanzen der Materialien erklärt werden können. Diejenigen, die durch das Beryllium verursacht werden, könnten in den folgenden Materialien etwas verringert werden, wobei dies durch die Verringerung der gesamten Zählrate schwierig zu beurteilen ist. Es ist jedoch plausibel, dass Neutronen mit höheren Energien als die Einbrüche in den folgenden Schichten gestreut werden, wodurch wieder Neutronen in die entsprechenden Energieabschnitte des Spektrum „hineinverschmiert“ werden können.

Die Thermalisierung tritt erstmals nach der Sprengstoff-Schicht auf. Daher könnte im Rahmen der Abrüstungsverifikation das Energiespektrum der emittierten Neutronen verwendet werden, um die Anwesenheit von Sprengstoff zu verifizieren und somit das Objekt als Sprengkopf zu identifizieren. Allerdings moderiert auch die Isolierung des Containers, so dass eine Möglichkeit gefunden werden müsste, dies zu berücksichtigen. Jedoch kann eine fehlende Moderation als Anhaltspunkt verwendet werden, dass es sich beim vermessenen Objekt nicht um einen Sprengkopf handeln kann, da kein Sprengstoff vorhanden ist.

Erschwerend kommt hinzu, dass auch andere Materialien im Messraum das Spektrum verfälschen können, z.B. dessen Wände aus Beton. Dies soll im nächsten Abschnitt gezeigt werden.

5.4 Reflexion an Betonwänden

In geschlossenen Räumen beeinflussen die Betonwände Neutronenmessungen aufgrund von Moderation, Absorption und Reflexion. Da die Abschirmungseigenschaften von Beton für

den Strahlenschutz von hoher Bedeutung sind, wurden diese ausführlich untersucht (s. z.B. [JPB11; DiJ+17; Pio21]). Für die Reflexion von Neutronen an Beton hingegen mangelt es an derartigen Untersuchungen. Jedoch wurde nachgewiesen, dass in einem Abstand von 50 cm von der Quelle die Zahl der reflektierten Neutronen größer ist als die der direkten [Gre+21]. Daher muss im Rahmen der Abrüstungsverifikation, wobei Messungen am intakten Sprengkopf in größeren Abständen stattfinden müssen, der Einfluss der Betonwände berücksichtigt werden. Daher soll die Reflexion von Neutronen an Beton im Folgenden untersucht werden. Die Zusammensetzung von Beton ist nicht fest definiert, sondern ergibt sich aus dem Bindemittel Zement und einem Zuschlagstoff, z.B. Gesteinskörnung. Für diese Dissertation wurde eine typische Zusammensetzung von Portland-Beton verwendet, welcher im Bauwesen verwendet wird. Die genaue Zusammensetzung ist in Tab. 5.3 angegeben [PNNL21]. Darüber hinaus wurde untersucht, ob der Einsatz von Strahlenschutzbeton die Reflexion von Neutronen beeinflusst. Dieser „dient dem Abschwächen gefährlicher Strahlung“ [Bau02]. Diese Eigenschaft kann durch eine hohe Dichte, einen erhöhten Gehalt an chemisch gebundenem Wasser oder durch spezielle Zuschlagsstoffe erreicht werden. Zur Absorption von Gamma-Strahlung eignet sich insbesondere Barium, welches durch den Zuschlagstoff Baryt hinzugefügt werden kann. Zur Abschirmung von Neutronenstrahlung hingegen ist dieses ungeeignet, hier bietet sich hingegen Bor an, welches durch das Verwenden von Borcarbid als Zuschlagstoff hinzugefügt werden kann. Daher wurden die Simulationen auch mit diesen beiden Betonarten durchgeführt. Die verwendeten Zusammensetzungen sind eben-

Element	Massenanteil [%]		
	Portland	Baryt	Borcarbid
Wasserstoff	1,00	0,36	0,36
Bor	-	-	61,55
Kohlenstoff	0,10	-	17,17
Sauerstoff	52,92	31,16	9,58
Natrium	1,60	-	-
Magnesium	0,20	0,12	0,12
Aluminium	3,39	0,42	0,42
Silicium	33,70	1,05	1,05
Schwefel	-	10,79	-
Kalium	1,30	-	-
Calcium	4,40	5,02	5,02
Eisen	1,40	4,75	4,75
Barium	-	46,34	-
Dichte [g cm ⁻³]	2,30	3,35	2,30

Tabelle 5.3: Zusammensetzungen der Betons.

falls in Tab. 5.3 angegeben, wobei die des Baryt-Betons aus [PNNL21] entnommen, die des Borcarbid-Beton hingegen selbst berechnet wurde³⁴.

5.4.1 Neutronenstrahl auf einzelne Wand gerichtet

Um das Reflexionsvermögen von Beton zu quantifizieren, wurde eine einfache Testreihe mit einer beliebigen Neutronenquelle, wie sie in der Realität nicht existiert, gewählt. Hierbei wird der Mittelpunkt einer $4 \times 4 \text{ m}^2$ großen Wand durch den Strahl einer monoenergetischen, mono-direktionalen Punktquelle bestrahlt. Aus Sicherheitsgründen wird die Dicke von Wänden in kerntechnischen Anlagen nicht offengelegt, weshalb ein plausibler Wert von 20 cm verwendet wurde.

Für diese Konfiguration wurden für verschiedenen Quellenergien³⁵ der Anteil an reflektierten und transmittierten Neutronen (Abb. 5.5) sowie deren Energieverteilungen (Abb. 5.6) untersucht.

Bei den Anteilen der reflektierten und transmittierten Neutronen werden einige Unterschiede zwischen den verschiedenen Beton-Zusammensetzungen, aber auch zwischen den un-

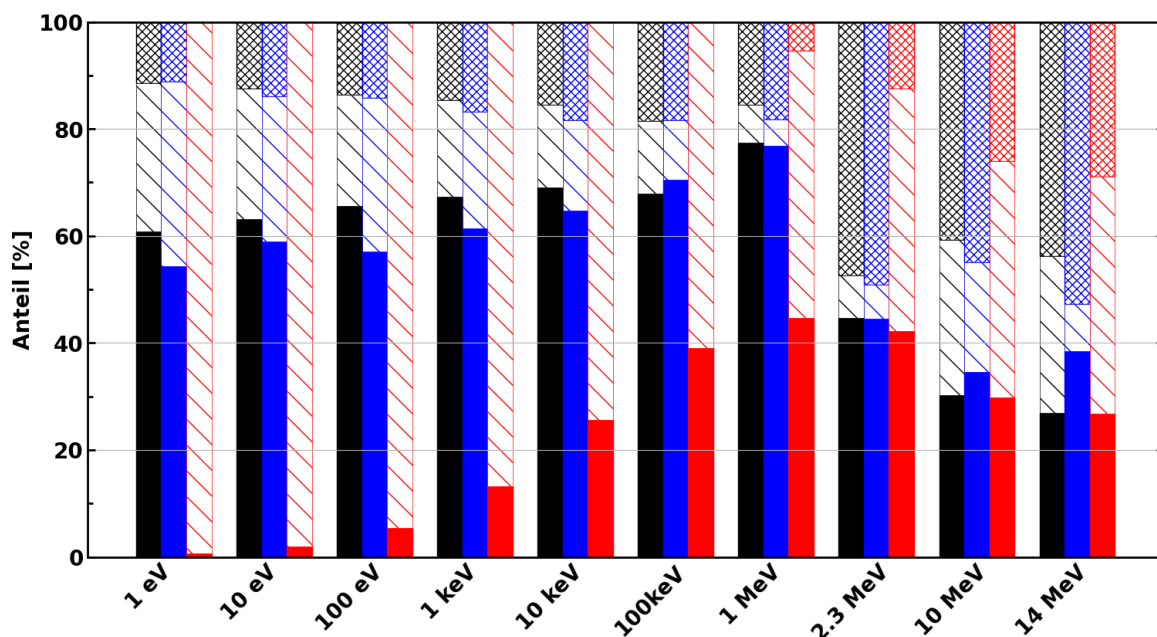


Abbildung 5.5: Anteile an reflektierten (ausgefüllt), absorbierten (gestreift) und transmittierten Neutronen (kreuz-schraffiert) in einer Wand aus Portland- (schwarz), Baryt- (blau) und Borcarbid-Beton (rot).

³⁴Das Vorgehen bei dieser Berechnung ist in Anhang A.4 dargestellt.

³⁵Diese Quellenergien beinhalten auch die vorhandener Neutronenquellen mit Deuterium-Deuterium ($E_n \approx 2,3 \text{ MeV}$) oder Deuterium-Tritium ($E_n \approx 14 \text{ MeV}$).

terschiedlichen Quellenergien deutlich. Es können nur sehr geringe Unterschiede zwischen dem Portland- und dem Baryt-Beton beobachtet werden, obwohl diese sich in Zusammensetzung und Dichte deutlich unterscheiden. Diese Betons weisen insbesondere unterhalb von 1 MeV Quellenergie ein hohes Reflexionsvermögen auf. Im Bereich von typischen Spaltspektren, welche oberhalb von 1 MeV liegen, hingegen wird das Reflexionsvermögen um etwa die Hälfte reduziert.

Der Borcarbid-Beton hingegen unterscheidet sich deutlich von den anderen. Unterhalb von 1 MeV werden nahezu keine Neutronen durch die Wand transmittiert. Stattdessen werden die meisten Neutronen im Beton absorbiert, wobei dieser Anteil mit steigender Energie abnimmt, was mit dem Absorptionswirkungsquerschnitt von Bor korreliert. Ab einer Quellenergie von 2 MeV und höher unterscheidet sich das Reflexionsvermögen des Borcarbid-Betons nicht wesentlich von dem des Portland-Betons.

Bei Gebäuden wird für eine verbesserte Statik in der Regel Stahlbeton verwendet, wofür im Beton ein Stahlgitter eingegossen wird. Durch das Hinzufügen dieses Gitters (Ergebnisse nicht grafisch dargestellt) wird der Anteil an reflektierten Neutronen in allen drei Beton-Zusammensetzungen leicht erhöht (<5%), wohingegen der Anteil an transmittierten Neutronen aufgrund der erhöhten Absorption im Stahl verringert wird (<5% im MeV-Bereich bis zu 35% im eV-Bereich).

Für den Portland-Beton wurden die Energieverteilungen der reflektierten und transmittierten Neutronen untersucht. Ausgewählte Spektren sind in Abb. 5.6 dargestellt. Hierbei werden

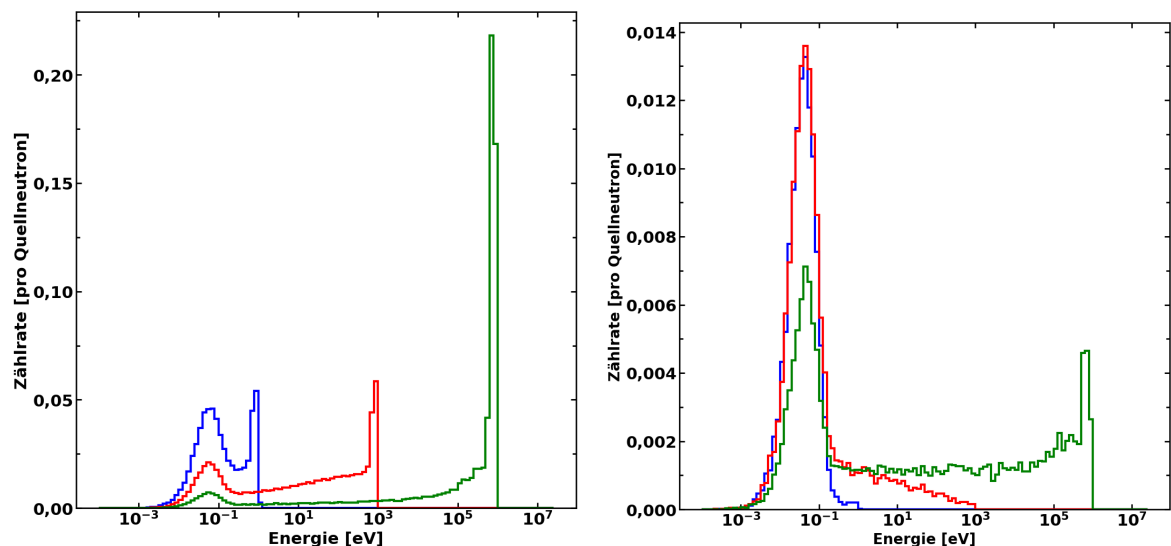


Abbildung 5.6: Energieverteilung der reflektierten (links) und transmittierten Neutronen (rechts) beim Verlassen der Wand aus Portland-Beton. Die Quellenergien betragen 1 eV (blau), 1 keV (rot) und 1 MeV (grün).

einige Trends deutlich. Bei den transmittierten Neutronen wird der Moderationseffekt des Betons deutlich: Quellneutronen im keV- und eV-Bereich werden beim Durchqueren der Wand nahezu vollständig thermalisiert. Auch Neutronen mit einer Quellenergie von 1 MeV werden zu knapp 45 % thermalisiert.

Die Spektren der reflektierten Neutronen hingegen unterscheiden sich von denen der transmittierten: hier können bei allen Energien ausgeprägte Maxima knapp unterhalb der Quellenergie sowie bei thermischen Energien beobachtet werden, wobei sich deren Höhe mit der Quellenergie verändert. Hierbei kann der geringe Streuwirkungsquerschnitt für schnelle Neutronen im Vergleich zu thermischen und epithermischen gut nachgewiesen werden.

Durch das Hinzufügen eines Stahlgitters kann bei den reflektierten Neutronen keine signifikante Änderung beobachtet werden, weshalb im nächsten Abschnitt mit nicht-verstärktem Beton gearbeitet wird.

Diese Thermalisierung der Neutronen durch Reflexion am Beton erschwert die angedachte Bestätigung der Anwesenheit von Sprengstoff innerhalb des Containers, da nicht unterschieden werden kann, ob die Thermalisierung durch Beton oder Sprengstoff verursacht wird. Daher sollte eine geeignete Abschirmung der vom Beton reflektierten Neutronen verwendet werden, falls durch das Spektrum die Anwesenheit von Sprengstoff nachgewiesen werden soll³⁶.

5.4.2 Spaltsprengkopf im umschlossenen Raum

Es wurde bereits gezeigt, dass ein nicht zu vernachlässigender Teil der Neutronen beim Treffen auf eine Betonwand reflektiert wird. Diese können in einem geschlossenen Raum anschließend auf weitere Wände treffen und somit mehrfach reflektiert werden. Daher reicht die Simulation einer einzelnen Wand nicht aus, um die Erhöhung des Neutronenflusses in einem geschlossenen Raum quantifizieren zu können. Im Folgenden wird daher mit einem vollständig umschlossenen Raum gearbeitet³⁷.

Um dabei den Einfluss bei der Abrüstungsverifikation zu quantifizieren, wird hierbei der Spaltsprengkopf in einem möglichen Abrüstungsraum von $4 \times 3 \text{ m}^2$ Grundfläche und 2 m Höhe betrachtet. Das verwendete Detektionsvolumen weist ein Volumen von $8,5 \times 15 \times 20 \text{ cm}^3$

³⁶Eine derartige Abschirmung aus boriertem Polyethylen mit hoher Dichte und Cadmium-Beschichtung wurde von Carina Prünke am ZNF entwickelt und wird in [Son+22] dargestellt.

³⁷Diese Simulationen sind in enger Zusammenarbeit mit Dr. Simon Hebel entstanden.

auf, was dem typischer handgehaltener ^3He -Detektoren entspricht³⁸. Sowohl Sprengkopf als auch Detektor werden auf der Mittelachse des Raumes platziert, wobei sich der Sprengkopf einen Meter von der kurzen Seite des Raumes entfernt und das Detektionsvolumen einen Meter entfernt vom Sprengkopf befinden.

Um auch hierbei die Ergebnisse so unabhängig wie möglich vom Detektor zu erhalten, werden nicht die (n, p) -Reaktionen im Helium betrachtet, sondern die Flussdichte im mit Luft gefüllten Detektionsvolumen. Diese wird in diesem Zusammenhang definiert als die von allen Neutronen im Volumen zurückgelegte Wegstrecke normiert auf das Volumen des Detektors. Diese Flussdichten sind für die drei verschiedenen Betons in Tab. 5.4 angegeben. Zum Vergleich ist auch die Flussdichte im Volumen angegeben, wenn keinerlei Beton-Wände³⁹ simuliert werden.

Betonart	Flussdichte [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]
Keine Wände	2,14
Portland	5,71
Baryt	4,82
Borcarbid	2,84

Tabelle 5.4: Wegstrecke im Detektionsvolumen, normiert auf das Volumen, für die verschiedenen Betons.

Bei diesen Daten wird deutlich, dass Wände aus „normalem“ Beton wie Portland-Beton den Neutronenfluss in einem Detektor um mehr als den Faktor 2,5 erhöhen können. Auch Strahlenschutzbeton, der durch die Zugabe von Barium vor allem Gamma-Strahlung abschirmen soll, erhöht den Neutronenfluss auf mehr als das Doppelte.

Die Verwendung von Strahlenschutzbeton mit Bor-Zusätzen hingegen sorgt für einen deutlich niedrigeren Neutronenfluss im Detektor als die anderen Betons, allerdings liegt auch dieser etwas über der einer Messung im Freien, wo keine Beton-Strukturen in der Nähe sind.

Neben der Zusammensetzung des Betons beeinflussen auch die Wanddicken, die Größe des Raumes sowie die Deckenhöhe die Neutronenflussdichte im Detektionsvolumen [Son+22]. Dadurch kann es zu unterschiedlichen Ergebnissen kommen, wenn eine Messung in zwei verschiedenen Räumen durchgeführt wird. Dies kann schwerwiegende Probleme in der nuklearen Abrüstungsverifikation verursachen. Eine verringerte Flussdichte in einer Messung

³⁸Diese Maße wurden abgeleitet vom Neutronendetektor KSAR1U.06, bei welchem 3 ^3He -Röhren mit einer Länge vom 20 cm und einem Durchmesser von 32 mm in Polyethylen eingebettet sind. Dieser wurde bei der NuDiVe-Übung eingesetzt [Heb19].

³⁹Hierbei und im Folgenden werden die Decke und der Fußboden ebenfalls zu den Wänden gezählt, sodass der gesamte Raum von Beton umschlossen ist.

kann darauf hinweisen, dass zwischen den beiden Messungen nukleares Material aus dem Container entnommen wurde. Hierbei handelt es sich potentiell um einen schweren Vorwurf, da der Nuklearwaffenstaat waffenfähiges Material abgezweigt und versteckt haben könnte und somit den Abrüstungsvertrag nicht erfüllt.

Auch im Rahmen von Template-Verfahren, bei denen das unbekannte Objekt mit einem Referenzobjekt verglichen wird, kann es durch die Beton-Wände zu Problemen kommen. Verfälschen die Beton-Strukturen die Messung des unbekanntes Objekts, kann dieses zurückgewiesen werden, obwohl es sich um ein vertragsgemäßes handelt. Auch hierbei würde dem Nuklearwaffenstaat fälschlicherweise ein Täuschungsmanöver vorgeworfen.

Um derartige falsche Messergebnisse zu vermeiden, müssten die Messungen stets im gleichen Raum durchgeführt werden. Dies ist praktisch jedoch nicht durchführbar, da zwar die Raumgröße und die Wanddicke vertraglich festgelegt werden können, jedoch nicht die genaue Betonzusammensetzung. Diese wird maßgeblich durch den Zuschlagstoff beeinflusst, welcher sich allein aufgrund dessen unterschiedlicher Herkunft unterscheiden kann. Zudem ändert sich der Wassergehalt des Betons über Jahre hinweg [Wet91].

Eine weitere Möglichkeit, fehlerhafte Messungen durch das Vorhandensein des Betons zu vermeiden, besteht in der bereits erwähnten Abschirmung, sodass keine reflektierten Neutronen in den Detektor gelangen können [Son+22]. Auch Vergleichsmessungen mit einer ^{252}Cf -Quelle können helfen, den Einfluss der Beton-Strukturen abzuschätzen und hierdurch das Messergebnis des tatsächlichen Sprengkopfes zu korrigieren, wobei auch hier noch eine geringe Abweichung vom tatsächlichen Wert bestehen bleibt [BP23].

Die Spektren der Neutronen, welche das Detektionsvolumen passieren, sind in Abb. 5.7 dargestellt. Hierbei wird erneut deutlich, dass sowohl der Portland- als auch der Baryt-Beton die reflektierten Neutronen moderieren. Dabei liegen beim Portland-Beton aufgrund seines höheren Wasserstoffanteils mehr thermalisierte Neutronen vor. Enthalten die Wände hingegen Borcarbid, gelangen deutlich weniger thermalisierte Neutronen in das Detektionsvolumen, da thermische Neutronen eine hohe Absorptionswahrscheinlichkeit im Bor haben. Ein Vergleich mit dem Spektrum der emittierten Neutronen im Detektionsvolumen, wenn keine Wände vorhanden sind, macht zusätzlich deutlich, dass die Thermalisierung der Neutronen bei Borcarbid-Beton-Wänden nicht nur durch die Wände, sondern bereits durch den Sprengkopf verursacht wird (aufgrund des enthaltenen Sprengstoffes, s. vorheriges Kapitel). Der deutlich größere Peak bei thermischen Energien, wenn Wände aus Portland-Beton vorhanden sind, verdeutlicht, dass die Thermalisierung der detektierten Neutronen sowohl durch den Sprengstoff als auch durch den Beton verursacht wird. Die Höhe des Maximums ver-

deutlicht zudem, dass es sich hierbei um einen nicht zu vernachlässigenden Effekt durch den Beton handelt, da dieses etwa viermal so hoch ist wie ohne Wände und somit der Anteil der reflektierten Neutronen an den thermalisierten die direkten um den Faktor Drei übersteigt. Dadurch ist es nicht möglich, das Vorhandensein von Sprengstoff im Container bei nicht-abgeschirmten Messaufbauten in geschlossenen Räumen zu bestätigen.

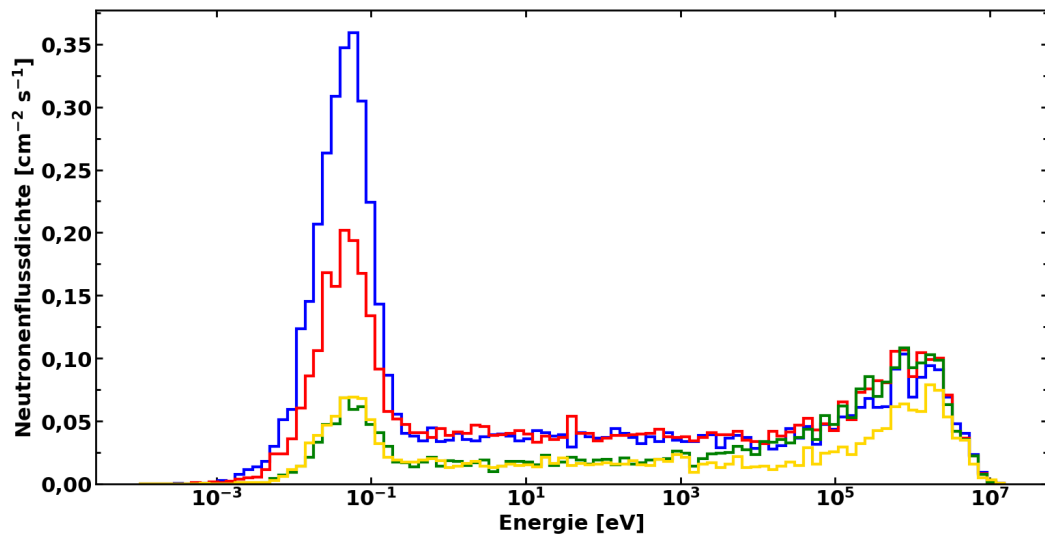


Abbildung 5.7: Energieverteilung der Neutronen im Detektionsvolumen des umschlossenen Raumes. Die Wände bestehen aus Portland- (blau), Baryt- (rot) oder Borcarbid-Beton (grün). Zum Vergleich ist auch das Spektrum ohne Wände gezeigt (gelb).

6 Multiplizitätsanalyse

Multiplizitätsanalysen werden eingesetzt, um die Masse und die Multiplikation einer Probe zu bestimmen. Dem Rechenmodell liegen einige Annahmen zugrunde, welche für eine korrekte Analyse erfüllt sein müssen (s. auch Abschnitt 2.4). Diese lauten:

1. Sekundäre Neutronen werden nur durch induzierte Spaltungen in der Probe produziert. Es finden keine anderen neutronengenerierenden Prozesse statt, oder sie sind vernachlässigbar.
2. Es findet kein Neutroneneinfang ohne Spaltung statt. Die Neutronen verschwinden nur auf zwei Arten aus der Probe: durch Spaltung oder durch Emission aus der Probe.
3. Die Sekundärprozesse finden zeitgleich mit dem Primärprozess statt (*Konzept der Superspaltung*).
4. Alle Neutronen aus Primärprozessen weisen die gleiche Energieverteilung auf.
5. Die Detektionswahrscheinlichkeit und die Wahrscheinlichkeit für induzierte Spaltung sind identisch in der gesamten Probe (*Punktmodell*).
6. Die Multiplizität und die Energie der Neutronen einer Spaltung sind nicht korreliert.
7. Die Abklingzeit der Neutronen im Probe-Detektor-System kann durch eine einzelne exponentielle Zeitkonstante angenähert werden.

Bei Annahme 6 handelt es sich um eine fundamentale Annahme über die Physik von Kernspaltungen, welche für einen Sprengkopf ebenso gut oder schlecht erfüllt ist wie für eine nackte Plutoniumkugel. Die intuitive Antwort zu dieser Korrelation besteht darin, dass bei einer höheren Multiplizität die gleiche Energie auf mehr Neutronen verteilt werden muss und somit im Schnitt jedes Neutron eine geringere Energie aufweist. Tatsächlich wird diese Korrelation jedoch von weiteren Faktoren beeinflusst. Zur Evaporation der Neutronen und ihrer kinetischen Energie ist die Anregungsenergie der Spaltfragmente entscheidend

[Wag91]. Diese hängt davon ab, wie viel Energie durch das induzierende Neutron aufgebracht wird und wie viel Energie als kinetische Energie der Spaltfragmente frei wird. Daher fällt sowohl die mittlere Multiplizität als auch die mittlere Neutronenenergie mit steigender Summe der kinetischen Energien der Spaltfragmente [Bow+63]. Die Multiplizität steigt zudem mit steigender Energie des induzierenden Neutrons [Ter65]. Darüber hinaus ist die Multiplizität auch von der Masse der Spaltfragmente abhängig, da hierdurch die Bindungsenergie der Neutronen beeinflusst wird [Wag91].

Die Korrelation zwischen Neutronenmultiplizität und -energie wird in dieser Arbeit nicht untersucht, da keine Messungen, sondern Simulationen durchgeführt werden, weshalb die Annahme nur für das verwendete Spaltmodell, nicht jedoch für die Realität untersucht werden könnte.

Die siebte Annahme hängt nicht nur von der Probe, sondern auch vom Detektorsystem ab, welches im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht werden soll.

Daher werden im Folgenden die Annahmen 1 – 5 untersucht. Nach deren Analyse erfolgt auch eine Betrachtung der Zeitverteilung der Emission der Neutronen.

6.1 Annahme 1: Neutronengenerierende Prozesse

Im Rechenmodell für Multiplizitätsanalysen wird angenommen, dass Sekundärneutronen nur durch induzierte Spaltung im Plutonium generiert werden. Ensslin et al. argumentieren, dass $(n, 2n)$ -Reaktionen im Plutonium derartig selten vorkommen, dass diese vernachlässigt werden können [Ens+98]. Andere neutronengenerierende Reaktionen im Plutonium sind nur höhere (n, xn) -Reaktionen, welche seltener als $(n, 2n)$ -Reaktionen sind, weshalb die Annahme bei einer nackten Plutoniumprobe gerechtfertigt ist. Im Sprengkopf liegt jedoch neben dem Plutonium auch Uran vor, in welchem ebenfalls Spaltungen induziert werden können. Darüber hinaus können (n, xn) -Reaktionen in weiteren Materialien erfolgen. Daher werden im Folgenden die Generierungsraten in den verschiedenen Materialien untersucht. Diese sind in Tab. 6.1 angegeben.

Aus diesen Daten wird deutlich, dass die Annahme für eine nackte Plutoniumkugel tatsächlich zutrifft, da die $(n, 2n)$ -Reaktionsrate im Vergleich zur Spaltrate vernachlässigbar gering ist.

In den Sprengköpfen werden etwa doppelt so viele Neutronen generiert wie in der nackten Plutoniumkugel. Dies wird zum einen durch eine knapp dreimal höhere induzierte Spaltrate im Plutonium aufgrund reflektierter Neutronen verursacht. Eine zweite Ursache liegt jedoch

Material	Reaktion	nacktes Plutonium		Spaltsprengkopf		Thermonuklearer Sprengkopf	
		Rate [s ⁻¹]	Anteil [%]	Rate [s ⁻¹]	Anteil [%]	Rate [s ⁻¹]	Anteil [%]
Pu	Spontanspalt.	194 000	60,2	194 000	27,2	194 000	31,4
Pu	(<i>n, f</i>)	128 000	39,7	359 000	50,4	369 000	59,8
Pu	(<i>n, 2n</i>)	190	< 0,1	320	< 0,1	320	< 0,1
U _{nat}	(<i>n, f</i>)			121 000	17,1	6 500	1,1
U _{nat}	(<i>n, 2n</i>)			2 200	0,3	< 30	< 0,1
HEU	(<i>n, f</i>)					13 000	2,2
HEU	(<i>n, 2n</i>)					< 20	< 0,1
Be	(<i>n, 2n</i>)			35 000	5,0	34 000	5,5
Summe		322 500		712 000		617 000	

Tabelle 6.1: Durch verschiedene Reaktionen generierte Neutronen in den Sprengkopfmodellen (hierbei handelt es sich nicht um die Reaktionsrate).

in der Neutronengenerierung in anderen Materialien. Hierzu zählen sowohl induzierte Spaltung im Uran (Natururan und HEU) als auch (*n, 2n*)-Reaktionen im Beryllium.

Daneben finden auch (*n, 3n*)-Reaktionen im Plutonium, Uran und Beryllium sowie Photospaltung im Plutonium und Uran statt (nicht in der Tabelle aufgeführt). Deren Raten sind jedoch deutlich geringer als die ebenfalls vernachlässigbaren (*n, 2n*)-Reaktionen im Plutonium und Uran.

Insgesamt stammen im Spaltsprengkopf weniger als 80 % der Neutronen aus dem Plutonium. Außerdem stammen über 5 % der Neutronen nicht aus einem Spaltprozess.

Auch im thermonuklearen Sprengkopf stammen über 5 % der Neutronen nicht aus Spaltprozessen. Allerdings sind die Spaltraten im Uran niedriger, sodass über 90 % der generierten Neutronen aus dem Plutonium stammen.

Die Neutronengenerierung in anderen Materialien bewirkt nicht nur eine Änderung der Multiplikation der Probe durch die höhere Reaktionsrate, sondern auch dadurch, dass die Prozesse eine andere Multiplizitätsverteilung als die induzierte Spaltung im Plutonium aufweisen. Für die (*n, 2n*)-Reaktionen im Beryllium ist dies direkt ersichtlich, da hier stets zwei Neutronen generiert werden. Aber auch die induzierte Spaltung im Uran weist eine andere Multiplizitätsverteilung auf, wie in Abb. 6.1 gezeigt ist. Dabei wird deutlich, dass die induzierten Spaltungen im Uran eine geringere Multiplizität aufweisen als die im Plutonium (vgl. auch Tab. 6.2). Zwischen den verschiedenen Urankomponenten hingegen sind die Unterschiede gering.

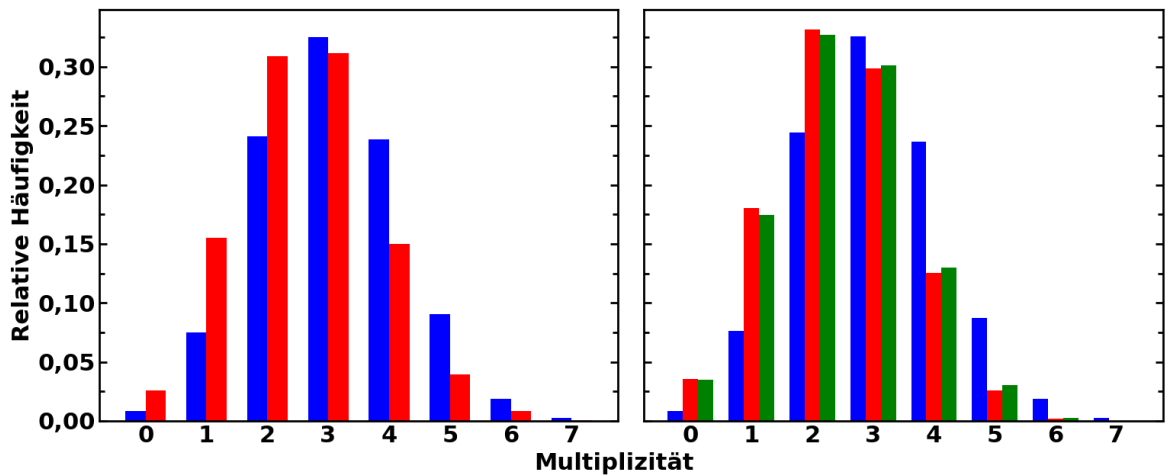


Abbildung 6.1: Multiplizitätsverteilung der induzierten Spaltung im Plutonium (blau), Natururan (rot) und HEU (grün) im Spalt- (links) und im thermonuklearen Sprengkopf (rechts).

Material	mittlere Multiplizität $\bar{\nu}$	
	Spaltsprengkopf	Thermonuklearer Sprengkopf
Plutonium	3,07	3,06
Natururan	2,56	2,38
HEU		2,42

Tabelle 6.2: Mittlere Multiplizität $\bar{\nu}$ der induzierten Spaltungen in den verschiedenen Materialien der Sprengköpfe.

Neben der Generierung der Neutronen durch andere Prozesse als Spaltung im Plutonium ist es auch relevant, dass diese „unerwünschten“ Neutronen den Sprengkopf tatsächlich verlassen und somit detektiert werden können. Daher sind die Emissionsraten, aufgeteilt gemäß ihren Generierungsprozessen, in Tab. 6.3 dargestellt. Dabei sind nur diejenigen, welche für mehr als 0,1 % der Neutronen verantwortlich sind, berücksichtigt.

Hierbei wird deutlich, dass Neutronen aus anderen Prozessen als Spaltung im Plutonium die Sprengköpfe verlassen und somit detektiert werden können. Dabei stammen etwa 4 % der emittierten Neutronen nicht aus Spaltreaktionen. Außerdem stammen knapp 25 % der aus dem Spaltsprengkopf und 11,5 % der aus dem thermonuklearen Sprengkopf emittierten Neutronen nicht aus dem Plutonium.

Aus diesen Analysen folgt, dass die Annahme 1 deutlich verletzt ist. Dadurch würde die Multiplikation und Masse des Spaltkerns überschätzt werden, da mehr Neutronen emittiert werden als der emittierte Fluss an im Plutonium generierten Neutronen.

Die Annahme, dass nur durch induzierte Spaltung im Plutonium weitere Neutronen generiert werden, führt dazu, dass in den Gleichungen für die *Singles*, *Doubles* und *Triples* (Gl. (2.7) -

Material	Reaktion	nacktes Plutonium		Spaltsprengkopf		Thermonuklearer Sprengkopf	
		Fluss [s ⁻¹]	Anteil [%]	Fluss [s ⁻¹]	Anteil [%]	Fluss [s ⁻¹]	Anteil [%]
Pu	Spontanspalt.	169 000	60,3	61 200	26,0	60 600	30,4
Pu	(<i>n, f</i>)	111 300	39,7	114 300	48,6	115 600	58,0
U _{nat}	(<i>n, f</i>)			48 900	20,8	5 500	2,8
U _{nat}	(<i>n, 2n</i>)			700	0,2		
HEU	(<i>n, f</i>)					9 400	4,7
Be	(<i>n, 2n</i>)			9 800	3,8	8 000	4,0
Summe		280 500		235 000		199 000	

Tabelle 6.3: Fluss an emittierten Neutronen aus beiden Sprengkopfmodellen, aufgeteilt gemäß ihrem Generierungsprozess.

(2.9)) nur die Momente der Multiplizitätsverteilungen für Spontan- und induzierte Spaltung im Plutonium berücksichtigt werden. Durch die Verletzung dieser Annahme müssten diese Gleichungen modifiziert werden. Eine einfache Anpassung könnte die Ersetzung der Multiplizitätsverteilung der induzierten Spaltung im Plutonium durch eine Mischverteilung aus den verschiedenen induzierten Spaltungen und den (*n, 2n*)-Reaktionen sein. Bei der Entwicklung dieser neuen Verteilung besteht jedoch die Schwierigkeit, dass die genauen Generierungsraten der einzelnen Prozesse stark von der Geometrie des Sprengkopfes, z.B. der Menge an Beryllium, abhängen. Da diese Informationen geheim sind, ist eine Bestimmung der Generierungsraten und somit eine Anpassung der Multiplizitätsverteilung nicht oder nur mit sehr großen Unsicherheiten möglich.

6.2 Annahme 2: Neutroneneinfang

Im Rechenmodell der Neutronenmultiplizitätsanalyse wird angenommen, dass der Verlust von Neutronen durch Einfangreaktionen ohne Spaltung zu vernachlässigen ist. Dadurch müssen für das Verschwinden der Neutronen aus der Probe nur induzierte Spaltung und Emission aus der Probe berücksichtigt werden.

In den Sprengkopfmodellen sind jedoch im Vergleich zu einer nicht-abgeschirmten Plutoniumprobe weitere Materialien vorhanden, in denen Absorptionsreaktionen stattfinden können. Daher wurde deren Anteil bestimmt. Als Absorptionsreaktionen werden im Folgenden nur Reaktionen berücksichtigt, bei denen kein Neutron reemittiert wird (keine (*n, xn*)-Reaktionen). Die Absorptionsraten des nackten Plutoniumkerns sowie der beiden Sprengkopfmodelle sind in Tab. 6.4 dargestellt.

	nacktes Plutonium		Spaltsprengkopf		Thermonuklearer Sprengkopf	
	Rate [s^{-1}]	Anteil [%]	Rate [s^{-1}]	Anteil [%]	Rate [s^{-1}]	Anteil [%]
generiert	322 500		715 000		616 700	
(n, γ)	1 300	0,4	141 000	19,7	72 200	11,7
(n, p)	0		143 400	20,1	178 300	28,9
(n, α)	0		11 700	1,6	21 400	3,5
weitere ⁴⁰	0		70		100	
Summe	1 300	0,4	296 200	41,4	272 000	44,1

Tabelle 6.4: Absorptionsreaktionen in beiden Sprengkopfmodellen.

Hierbei wird deutlich, dass die Annahme für das nackte Plutonium gut erfüllt ist, da nur ein sehr kleiner Teil der generierten Neutronen absorbiert wird. In den beiden Sprengköpfen hingegen ist diese Annahme deutlich verletzt, da mehr als zwei Fünftel der generierten Neutronen absorbiert werden. Dabei werden die Neutronen nicht nur wie beim nackten Plutonium unter Emission eines Gammas eingefangen, sondern auch durch Absorption mit Emission geladener Teilchen. Im thermonuklearen Sprengkopf überwiegt die Emission eines Protons die eines Gammas deutlich.

Zum besseren Verständnis, wodurch in den Sprengköpfen so viele Neutronen absorbiert werden, wurde untersucht, in welchen Materialien dies geschieht. In Tab. 6.5 sind zunächst die (n, γ) -Reaktionen angegeben. In Tab. 6.6 und 6.7 folgen die entsprechenden Angaben der Absorption mit Emission von Protonen und α -Teilchen.

Aus Tab. 6.5 wird deutlich, dass bereits im Plutoniumkern des Spaltsprengkopfes zehnmal mehr Neutronen mit nachfolgender Emission eines Gammas eingefangen werden als in der nackten Plutoniumkugel; im Kern des thermonuklearen Sprengkopfes sind es sogar noch mehr. Eine Betrachtung der kinetischen Energie der absorbierten Neutronen des thermonuklearen Sprengkopfes zeigt, dass im nackten Plutoniumkern nur schnelle Neutronen eingefangen werden, im Kern der Sprengköpfe hingegen auch thermische und epithermische. Der Neutroneneinfang mit Emission von Gammas findet häufiger mit langsamen Neutronen statt, was sich in der Proportionalität der Wirkungsquerschnitte zum Inversen der Neutronenenergie widerspiegelt (vgl. Anhang A.2). Folglich ist die erhöhte Einfangrate auf die Reflexion und hierdurch verursachte Moderation in den anderen Materialien zurückzuführen.

Jedoch finden auch in anderen Materialien viele Neutroneneinfänge statt. Besonders relevant ist der Sprengstoff, welcher im thermonuklearen Modell für mehr als die Hälfte und im Spaltmodell für knapp ein Viertel der Einfänge verantwortlich ist. Hierfür hauptsächlich

⁴⁰Hierzu gehören (n, d) -, (n, t) -, sowie $(n, 2\alpha)$ -Reaktionen.

Komponente	Material	Spaltsprengkopf		Thermonuklearer Sprengkopf	
		Rate [s^{-1}]	Anteil [%]	Rate [s^{-1}]	Anteil [%]
Kern	Pu	12 900	9,2	17 100	23,7
Reflektor	Be	30	< 0,1	220	0,3
Tamper	U _{nat}	82 500	58,6		
Sprengstoff	TATB	31 600	22,4	39 300	54,3
Spark plug	HEU			< 20	< 0,1
Fusionsmaterial	LiD			< 1	< 0,1
Pusher	HEU			1 300	1,7
Plastikschaum	PS			140	0,2
Innere Hülle	U _{nat}			4 100	5,7
Äußere Hülle	Al	1 900	1,4	1 700	2,4
Celotex		3 000	2,2	2 200	3,0
Container	Stahl	8 900	6,3	6 200	8,6

Tabelle 6.5: Neutroneneinfänge mit γ -Emission in den verschiedenen Materialien der Sprengkopfmodelle. Der Anteil bezieht sich auf die Gesamtheit der (n, γ) -Reaktionen in der Konfiguration.

verantwortlich ist der enthaltene Wasserstoff, durch den knapp 75 % der hierin eingefangenen Neutronen absorbiert werden. Dessen gute Absorptionseigenschaften, besonders im thermischen Bereich, sind hinreichend bekannt (vgl. auch Abb. A.5 im Anhang A.2). Die restlichen Absorptionen finden nahezu alle im Stickstoff statt; im Kohlenstoff und Sauerstoff werden weniger als 2 % der Neutronen absorbiert.

Auch im wasserstoffreichen Celotex des Containers finden Absorptionsreaktionen statt. Aufgrund dessen geringerer Dichte und des geringeren Neutronenflusses in diesem Material ist die Absorptionsrate jedoch deutlich geringer als im Sprengstoff. Darüber hinaus enthält es keinen Stickstoff, welcher im Sprengstoff ebenfalls für Absorptionen verantwortlich ist.

Außerdem finden viele Einfänge im Uran statt. Dies wird besonders im Tamper des Spaltsprengkopfes deutlich, in welchem mehr als die Hälfte der eingefangenen Neutronen absorbiert werden. Im thermonuklearen Sprengkopf ist der Effekt des Urans geringer, da die innere Uranhülle deutlich dünner ist als der Tamper, sodass die Neutronen eine geringere Strecke hierin zurücklegen und somit die Wahrscheinlichkeit für Absorption geringer ist. Darüber hinaus bedeckt das HEU in der Sekundärstufe nur einen Teil des Raumwinkels der vom Plutonium emittierten Neutronen, weshalb hier nur wenige generierte Neutronen ankommen. In der inneren Hülle des thermonuklearen Sprengkopfes werden nicht nur thermische Neutronen gefangen wie im Sprengstoff und Celotex, sondern es können auch einige Spikes im epithermischen Bereich beobachtet werden. Diese fallen mit Resonanzen im Wirkungsquerschnitt des Neutroneneinfangs im ^{238}U zusammen (vgl. Abb. A.7 im Anhang

A.2).

Zusätzlich finden auch vergleichsweise viele Einfänge im Stahl statt, wobei hier über die Hälfte auf das enthaltene Eisen entfällt. Auffällig ist vor allem, dass etwa 9 % der Einfänge im Mangan stattfinden, obwohl nur 2 % der Masse des Stahls durch dieses gebildet wird. Der Anteil der Einfänge im Chrom und Nickel hingegen ist nahe bei ihrem Massenanteil.

Auch im Stahl und Aluminium werden vor allem thermische Neutronen absorbiert. Allerdings können auch in diesen Materialien erhöhte Einfangraten bei den Resonanzen in den Wirkungsquerschnitten beobachtet werden (vgl. Abb. A.10 im Anhang A.2).

Aufgrund der Moderation der Neutronen in den verschiedenen Materialien der Sprengkopfmodelle können deutlich mehr Neutronen unter Emission eines Gammas eingefangen werden, da diese Reaktion häufiger mit langsamen Neutronen stattfindet als mit schnellen. Dies spiegelt sich in der Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte vom Inversen der Energie des einfallenden Neutrons wider.

Neben den (n, γ) -Reaktionen können in den Sprengköpfen auch Neutronenverluste durch (n, p) - und (n, α) -Reaktionen beobachtet werden. Diese finden jedoch nicht in der nackten Plutoniumkugel und auch nicht im Plutoniumkern der Sprengköpfe statt. Eine Auflistung der Materialien, in denen diese Reaktionen stattfinden, ist in den Tab. 6.6 und 6.7 gegeben. Hierbei wird deutlich, dass (n, p) -Reaktionen nahezu ausschließlich im Sprengstoff stattfinden. Eine Analyse der beteiligten Isotope zeigt, dass diese größtenteils mit ^{14}N -Atomen stattfinden. Dies ist der Grund, weshalb im Celotex keine derartigen Reaktionen stattfinden, da hierin kein Stickstoff enthalten ist. Auch die Reaktionen im Polystyrolschaum, welcher viel Luft enthält, und ein großer Teil derer im Stahl finden mit Stickstoff statt. Jedoch finden hier auch Reaktionen mit den Metallen Eisen, Nickel und Chrom sowie mit Phosphor und Silicium statt.

Für die (n, α) -Reaktionen sind mehrere Materialien verantwortlich. Ebenso wie die (n, p) -

Komponente	Material	Spaltsprengkopf		Thermonuklearer Sprengkopf	
		Rate [s^{-1}]	Anteil [%]	Rate [s^{-1}]	Anteil [%]
Sprengstoff	TATB	143 000	99,9	178 200	99,9
Fusionsmaterial	LiD			< 20	< 0,1
Plastikschaum	PS			< 50	< 0,1
Äußere Hülle	Al	< 50	< 0,1	< 50	< 0,1
Container	Stahl	< 100	< 0,1	< 50	< 0,1

Tabelle 6.6: Neutroneneinfänge mit Protonenemission in den verschiedenen Materialien der Sprengköpfe. In den nicht angegebenen Komponenten finden keine derartigen Reaktionen statt.

Komponente	Material	Spaltsprengkopf		Thermonuklearer Sprengkopf	
		Rate [s^{-1}]	Anteil [%]	Rate [s^{-1}]	Anteil [%]
Reflektor	Be	6 200	53,3	6 000	28,2
Sprengstoff	TATB	5 500	46,4	8 300	38,8
Fusionsmaterial	LiD			7 000	32,7
Plastikschaum	PS			< 10	< 0,1
Äußere Hülle	Al	< 10	< 0,1	< 10	< 0,1
Celotex		< 50	0,3	< 50	0,2
Container	Stahl	< 10	< 0,1	< 10	< 0,1

Tabelle 6.7: Neutroneneinfänge mit α -Emission in den verschiedenen Materialien der Sprengköpfe. In den nicht angegebenen Komponenten finden keine derartigen Reaktionen statt.

Reaktionen finden diese nicht in den Spaltmaterialien statt. Relevante Absorptionsraten mit Emission eines α -Teilchens stammen aus dem Beryllium und dem Sprengstoff. Beim thermonuklearen Sprengkopf finden sie außerdem im Lithiumdeuterid statt. Auffällig ist, dass im thermonuklearen Sprengkopf mehr (n, α) -Reaktionen im Sprengstoff stattfinden als im Spaltsprengkopf. Der Grund hierfür liegt in den höheren Neutronenflüssen innerhalb des Sprengstoffes, da dieser nicht durch einen Uran-Tamper abgeschirmt wird. Im Sprengstoff finden diese Reaktionen mit über 85 % ebenfalls mit Stickstoff statt. Im Lithiumdeuterid ist ausschließlich das ${}^6\text{Li}$ für die Produktion von α -Teilchen verantwortlich.

Aus diesen Analysen folgt, dass die Annahme, dass keine Einfangreaktionen ohne Spaltung stattfinden, in beiden Sprengkopfmodellen nicht erfüllt ist. Dies gilt sowohl für den Plutoniumkern als auch für den ganzen Sprengkopf mit und ohne Container.

Diese Verletzung der Annahme führt dazu, dass deutlich weniger Neutronen als erwartet aus dem Container emittiert und somit detektiert werden, was zu einer signifikanten systematischen Unterschätzung der Multiplikation und Masse führt. Es besteht jedoch kein Grund zur Annahme, dass sich die Effekte der Unterschätzung durch Neutroneneinfang ohne Spaltung und der Überschätzung durch die weiteren Generierungsprozesse (Abschnitt 6.1) ausgleichen.

6.3 Annahme 3: Zeitverteilung der neutronengenerierenden Prozesse

Im Rechenmodell wird angenommen, dass die Neutronen aus den Sekundärprozessen zeitgleich mit der Spontanspaltung generiert werden. Dadurch können diese als ein Prozess

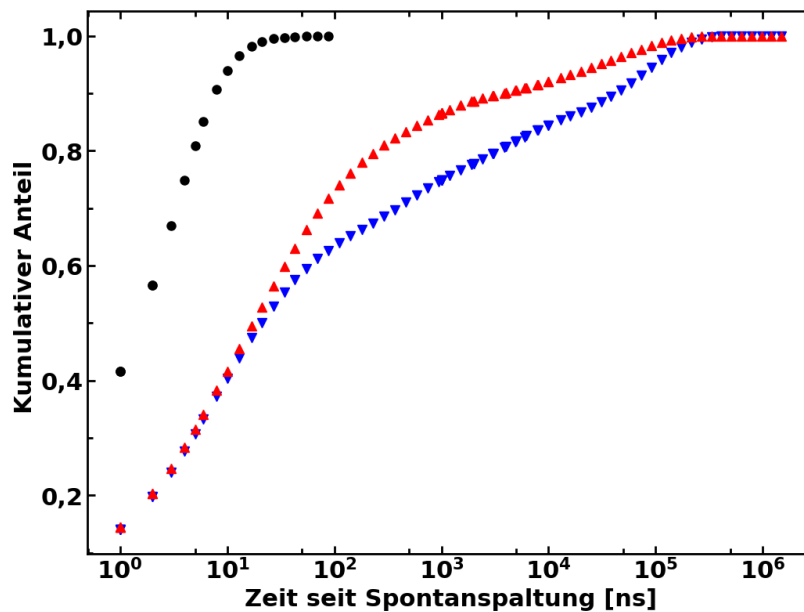


Abbildung 6.2: Kumulative Zeitverteilung für die induzierte Spaltung im Plutoniumkern nach der Spontanspaltung. Dargestellt sind die Verteilungen des nackten Plutoniumkerns (schwarz), des Spalt- (rot) sowie des thermonuklearen Sprengkopfmodells (blau).

Konfiguration	50 %	90 %	95 %	99 %
nackte Plutoniumkugel	2	8	11	22
Spaltsprengkopf	17	3 970	29 900	124 000
Thermonuklearer Sprengkopf	21	42 900	98 600	225 000

Tabelle 6.8: Zeitabstand seit der Spontanspaltung [ns], nach dem ein bestimmter Anteil der induzierten Spaltungen im Plutonium stattgefunden hat.

(eine *Superspaltung*) betrachtet werden.

Dies ist bei kleinen Proben gerechtfertigt, da die Zeitskala, auf der induzierte Spaltung erfolgt, um Größenordnungen kleiner ist als die Abklingzeit der Neutronen im Probe-Detektor-System.

Dies kann für den nackten Plutoniumkern bestätigt werden, in dem nur induzierte Spaltung im Plutonium stattfindet. Die kumulative Zeitverteilung dieses Prozesses ist in Abb. 6.2 dargestellt. Hierbei haben etwa 22 ns nach der zugehörigen Spontanspaltung alle induzierten Spaltungen stattgefunden. Dies ist im Vergleich zur Abklingzeit von Neutronen in typischen Probe-Detektor-Systemen von etwa 50 μ s [Ens+98] zu vernachlässigen.

In Sprengköpfen finden jedoch Streuungen statt, welche die Neutronen zurück in den Kern reflektieren können. Dadurch können auch noch in größerem zeitlichen Abstand zur Spontanspaltung induzierte Spaltungen im Plutonium erfolgen. Die kumulierten Zeitverteilungen

beider Sprengkopfmodelle sind ebenfalls in Abb. 6.2 dargestellt. Hieraus ist klar ersichtlich, dass auch mehrere Größenordnungen später als im nackten Kern noch Spaltungen stattfinden.

Im Spaltsprengkopfmodell haben erst nach $30\ \mu\text{s}$ 95 % der Spaltungen im Plutoniumkern stattgefunden. Im thermonuklearen Sprengkopf ist dies sogar erst nach knapp $100\ \mu\text{s}$ der Fall.

Ein relevanter Teil der induzierten Spaltungen im Spaltkern findet folglich erst deutlich nach der Spontanspaltung statt. Auch wenn diese verspäteten Neutronen einen Einfluss auf die Abklingzeit im Probe-Detektor-System haben, ist ersichtlich, dass die Gleichzeitigkeit der Sekundärprozesse im Vergleich zur Abklingzeit bereits für induzierte Spaltungen im Kern nicht mehr erfüllt ist.

Jedoch wird auch ein nicht zu vernachlässigender Anteil an Neutronen in anderen Materialien als dem Plutonium erzeugt. Die Zeitverteilungen der entsprechenden Prozesse sind in Abb. 6.3 dargestellt. Zum Vergleich ist auch die Verteilung der induzierten Spaltung im Plutonium angegeben. Darüber hinaus sind auch die Zeitverteilungen der Gesamtgenerierung der Sekundärneutronen gezeigt, bei der neben dem Zeitpunkt der Generierungsprozesse auch die Anzahl der generierten Neutronen berücksichtigt wurde.

Hierbei wird deutlich, dass auch die anderen Sekundärprozesse zum großen Teil nicht nahezu zeitgleich mit der Spontanspaltung stattfinden. Es sind jedoch auch deutliche Unterschiede zwischen den verschiedenen Prozessen zu beobachten.

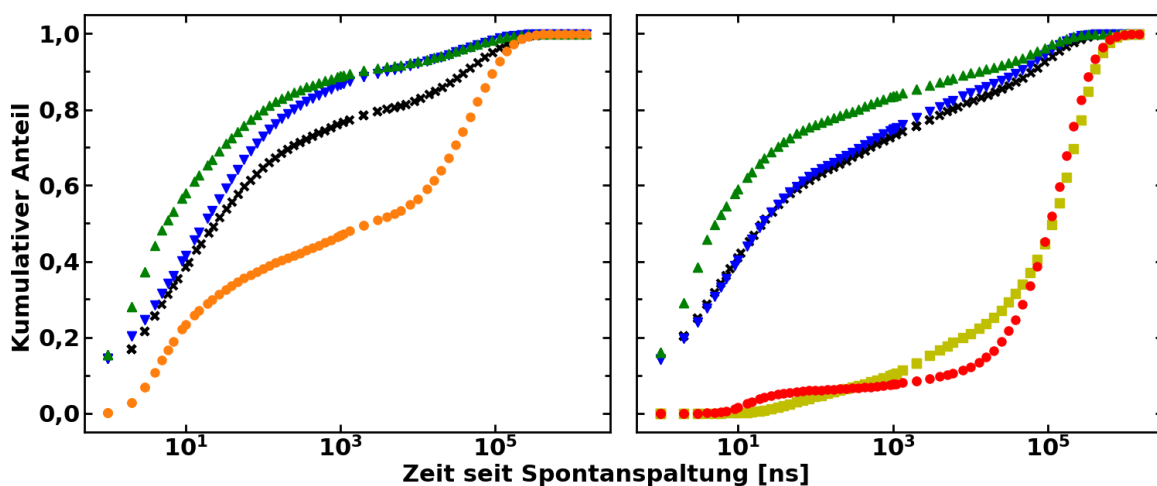


Abbildung 6.3: Kumulative Zeitverteilungen der Generierung aller Neutronen (schwarz) sowie der verschiedenen Generierungsprozesse des Spalt- (links) und des thermonuklearen Sprengkopfmodells (rechts). Gezeigt sind die induzierte Spaltung im Plutoniumkern (blau), im Tamper (orange), im HEU der Sekundärstufe (gelb) und in der Uranhülle (rot) sowie die $(n, 2n)$ -Reaktionen im Reflektor (grün).

Prozess	50 %	90 %	95 %	99 %
Spaltsprengkopf				
generierte Neutronen	25	42 000	91 000	242 000
(n, f) im Pu	17	3 971	29 931	123 609
$(n, 2n)$ im Reflektor	6	1 703	27 320	122 843
(n, f) im Tamper	2288	93 407	135 487	239 854
Thermonuklearer Sprengkopf				
generierte Neutronen	22	64 000	134 000	319 000
(n, f) im Pu	21	42 902	98 628	225 094
$(n, 2n)$ im Reflektor	5	11 997	66 274	194 246
(n, f) im HEU	114 365	399 649	509 261	764 554
(n, f) in der Hülle	106 266	351 630	458 771	705 926

Tabelle 6.9: Zeitabstand seit der Spontanspaltung [ns], nach dem ein bestimmter Anteil der Generierungsprozesse stattgefunden hat.

Im Beryllium-Reflektor erfolgen die $(n, 2n)$ -Reaktionen etwas früher als die induzierten Spaltungen im Plutonium. Die Reaktionen im Reflektor werden durch Neutronen aus dem Plutonium sowie durch reflektierte Neutronen aus dem Sprengstoff ausgelöst. Dabei ist jedoch eine Schwellenenergie vonnöten (vgl. Abb. 2.4). Dadurch können langsame, moderierte Neutronen hier keine weiteren Neutronen generieren. Wenn diese langsamen Neutronen jedoch das Plutonium erreichen, können sie in den ungeraden Isotopen Spaltungen induzieren. Daher finden im Plutonium auch sehr spät noch Spaltungen statt, wenn im Beryllium bereits keine Reaktionen mehr möglich sind.

In den uranhaltigen Komponenten finden die ersten Spaltungen später statt als im Plutonium, was sich im langsamen Anstieg bei kleinen Zeiten äußert. Dies liegt daran, dass diese Komponenten weiter vom Plutonium entfernt sind und die Neutronen diese erst erreichen müssen. Dies spiegelt sich auch darin wider, dass die Zeitverteilung der Spaltungen im Tamper bei kleineren Zeiten deutlich stärker ansteigt als die des HEU und der Uranhülle im thermonuklearen Sprengkopf. Der Grund hierfür liegt in der Position des Sprengstoffes: der Tamper befindet sich innerhalb des Sprengstoffes. Um hingegen das Uran im thermonuklearen Sprengkopf zu erreichen, müssen die Neutronen zunächst den Sprengstoff passieren, wobei es aufgrund der Streuungen zu Verzögerungen kommt.

Es wurde ebenfalls untersucht, welche Materialien besonders für die Verzögerung der Sekundärprozesse verantwortlich sind.

Dafür wurde in der ersten Simulation nur der nackte Plutoniumkern betrachtet und im Folgenden die weiteren Komponenten des thermonuklearen Sprengkopfes sukzessive hinzugefügt. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.4 für ausgewählte Konfigurationen des thermonuklearen

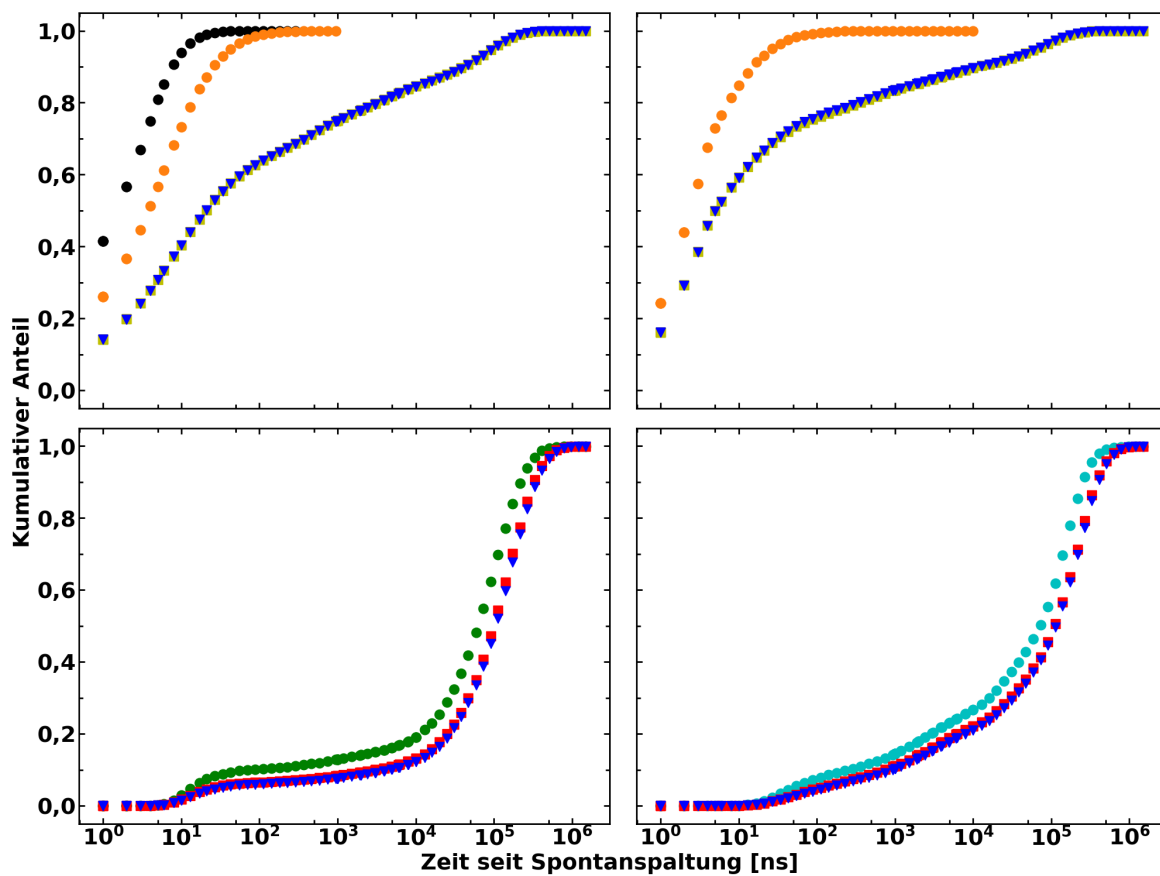


Abbildung 6.4: Kumulative Zeitverteilungen verschiedener Generierungsprozesse für unterschiedliche Konfigurationen des thermonuklearen Sprengkopfes. Dargestellt sind die Verteilungen für induzierte Spaltung im Plutonium (oben links), in der Hülle (unten links) und im HEU (unten rechts) sowie $(n,2n)$ -Reaktionen im Reflektor (oben rechts). Die Konfiguration mit dem Plutonium als äußerster Komponente ist in schwarz (Punkte) dargestellt, dem Reflektor in orange, dem Sprengstoff in gelb, dem Polystyrolschaum in hellblau, der Uranhülle in grün, der Aluminiumhülle in rot sowie dem Container in blau (Dreiecke).

Sprengkopfes für alle vier relevanten Sekundärprozesse dargestellt.

Hierbei wird deutlich, dass bereits das Hinzufügen des Reflektors für spätere Spaltungen im Plutonium sorgt. Eine deutlich größere Verzögerung für diesen Prozess ebenso wie für die $(n,2n)$ -Reaktionen im Reflektor ergibt sich jedoch wie erwartet durch den Sprengstoff, in welchem Streuungen und damit verbunden Reflexionen stattfinden.

Da sich die beiden Urankomponenten außerhalb des Sprengstoffes befinden und dieser somit niemals die äußerste Schicht mit Uran im Inneren bildet, kann er nicht zu einer weiteren Verzögerung bei den induzierten Spaltungen in diesen führen. Es wird jedoch deutlich, dass für beide Prozesse durch das Hinzufügen der äußeren Aluminium-Hülle eine deutliche Verzögerung auftritt. Für die Spaltungen in der Uranhülle ist dies die erste Komponente, in der Reflexion von außen nach innen stattfinden kann, sodass dies zu erwarten ist. Für die

Spaltungen im HEU könnten jedoch auch bereits Reflexionen im Polystyrolschaum und in der Uranhülle erfolgen. Im Schaum erfolgen aufgrund des hohen Luftanteils und der damit verbundenen geringen Dichte kaum Reaktionen, sodass von hier aus auch nur sehr wenige Neutronen zurück ins HEU reflektiert werden. Die Uranhülle ist deutlich dünner als die Aluminiumhülle, sodass hier ebenfalls weniger Rückstreuungen stattfinden können, weshalb ihr Einfluss geringer ist.

Eine kleine Verzögerung erfolgt auch im Celotex, diese ist jedoch ebenfalls sehr viel geringer als die durch das Aluminium. Dies zeigt noch einmal den bereits beobachteten Effekt, dass das Celotex trotz seines hohen Wasserstoffanteils nur einen geringen Einfluss auf die Neutronen des thermonuklearen Sprengkopfes hat.

Insgesamt folgt aus diesen Analysen der Zeitverteilung der Sekundärprozesse, dass die Annahme der Gleichzeitigkeit aller neutronengenerierender Reaktionen deutlich verletzt ist. Böhnel [Böh85] verwendet das Konzept der Superspaltung als Argument, dass die Quellneutronen und die Neutronen aus den Sekundärprozessen durch eine Multiplizitätsverteilung beschrieben werden können. Wenn dies nicht erfüllt ist, muss der gesamte Formalismus in Frage gestellt werden.

6.4 Annahme 4: Energieverteilung der generierten Neutronen

Im Rechenmodell wird angenommen, dass die Neutronen aus Spontanspaltung und (α, n) -Reaktion die gleiche Energieverteilung besitzen. Hierdurch weisen alle Neutronen die gleiche Wahrscheinlichkeit für die Induzierung von Spaltungen und die gleiche Detektionswahrscheinlichkeit auf. Da auch die Neutronen aus den Sekundärprozessen weitere Spaltungen induzieren können, sollte ihre Energieverteilung ebenfalls identisch zu der Spontanspaltungsverteilung sein [Böh85].

Die Energieverteilungen der Neutronen aus verschiedenen Generierungsprozessen sind in Abb. 6.5 dargestellt. Zur besseren Vergleichbarkeit der verschiedenen Generierungsprozesse wurden die Verteilungen außerdem auf ihre Gesamtrate normiert (Abb. 6.6).

Hierbei wird deutlich, dass die Spektren der Neutronen aus Spaltprozessen die gleiche Form aufweisen. Das Spektrum der Neutronen aus induzierter Spaltung im Uran des thermonuklearen Sprengkopfes ist aufgrund der geringen Generierungsrate stark verrauscht, jedoch reicht die Genauigkeit aus, um die gleiche Spektrenform zu bestätigen.

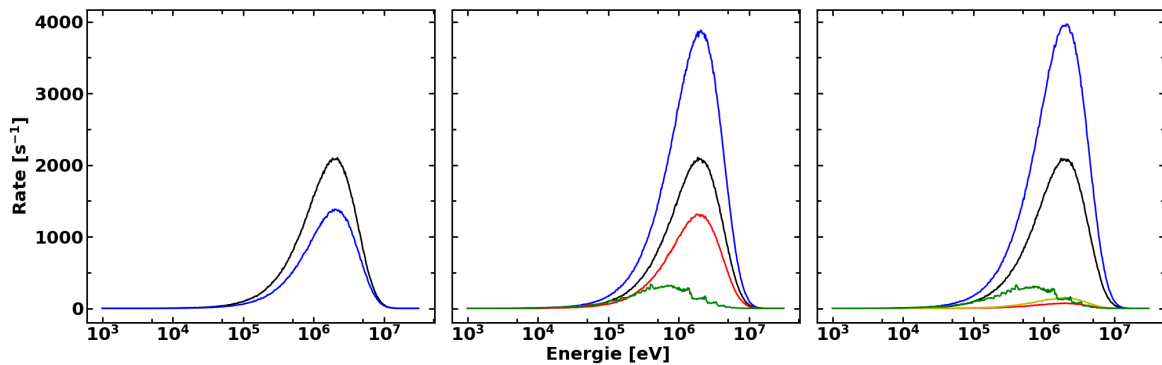


Abbildung 6.5: Energieverteilung der generierten Neutronen des nackten Plutoniumkerns (links), des Spalt- (Mitte) und des thermonuklearen Sprengkopfes (rechts), aufgeteilt gemäß ihrem Generierungsprozess: Spontanspaltung (schwarz), induzierte Spaltung im Plutonium (blau), Natururan (rot) und HEU (gelb) sowie $(n, 2n)$ -Reaktionen im Beryllium (grün).

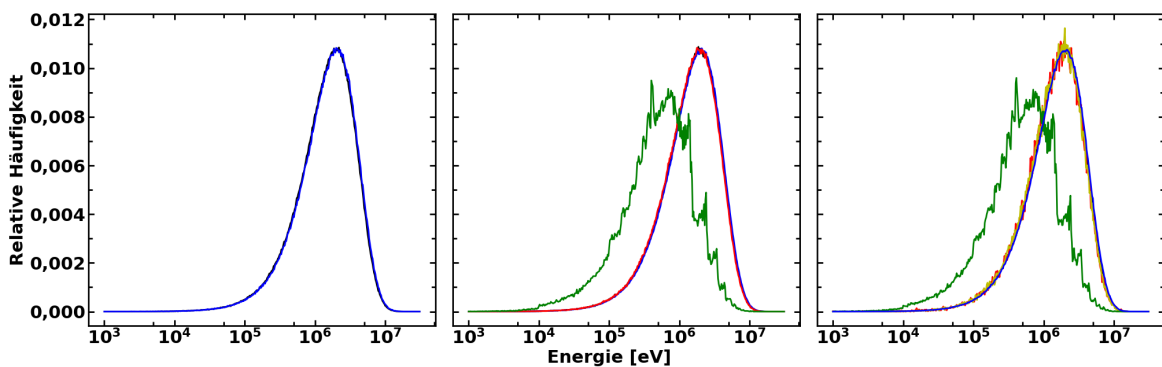


Abbildung 6.6: Normierte Energieverteilung der generierten Neutronen des Plutoniumkerns (links), des Spalt- (Mitte) und des thermonuklearen Sprengkopfes (rechts), aufgeteilt gemäß ihrem Generierungsprozess: Spontanspaltung (schwarz), induzierte Spaltung im Plutonium (blau), Natururan (rot) und HEU (gelb) sowie $(n, 2n)$ -Reaktionen im Beryllium (grün). Die Rate der einzelnen Intervalle ist auf die Gesamtrate normiert, sodass die Summe über die Verteilung Eins ergibt.

Zur genaueren Auswertung wurden das arithmetische Mittel \bar{E} , das Maximum⁴¹ E_{maxi} und die Halbwertsbreiten der verschiedenen Spektren bestimmt. Diese sind in Tab. 6.10 angegeben. Hierbei wird deutlich, dass sich die Mittelwerte der Spektren leicht voneinander unterscheiden. Die Spontanspaltung hat einen etwas geringeren Mittelwert als die induzierte Spaltung im Plutonium und einen etwas höheren als die im Uran. Dieser Unterschied beträgt jedoch nur etwa 2%. Insgesamt kann daraus gefolgert werden, dass die verschiedenen Spaltprozesse tatsächlich eine nahezu identische Energieverteilung aufweisen und für diese somit die Annahme erfüllt ist.

Dies ändert sich jedoch bei der Betrachtung der $(n, 2n)$ -Reaktionen im Beryllium. Die hier-

⁴¹Beim Spektrum der $(n, 2n)$ -Reaktionen im Beryllium wird hierfür das Maximum der kontinuierlichen Verteilung verwendet, nicht die Spitze bei 0,4 MeV.

Konfiguration	Prozess	\bar{E} [MeV]	E_{\max} [MeV]	Halbwertsbreite [MeV]
nackte Plutoniumkugel	Spontanspaltung	2,00	2,1	3,9
	(n, f) im Pu	2,06	2,1	3,9
Spaltsprengkopf	Spontanspaltung	2,00	1,9	3,8
	(n, f) im Pu	2,05	2,1	3,9
	(n, f) im U_{nat}	1,96	1,8	3,8
	$(n, 2n)$ im Be	0,82	0,7	2,2
Thermonuklearer Sprengkopf	Spontanspaltung	2,00	1,8	3,8
	(n, f) im Pu	2,05	2,1	3,9
	(n, f) im HEU	1,93	2,0	2,6
	(n, f) im U_{nat}	1,94	2,0	3,7
	$(n, 2n)$ im Be	0,82	0,7	2,2

Tabelle 6.10: Arithmetisches Mittel, Maximum⁴² und Halbwertsbreite der Energieverteilungen der verschiedenen Prozesse.

durch generierten Neutronen weisen ein deutlich anderes Spektrum als die Spaltspektren auf. Zum einen ist das Spektrum zu kleineren Energien verschoben, was sich auch im Mittelwert der Energieverteilung widerspiegelt. Zum anderen entspricht dieses Spektrum keinem Wattspektrum (Gl. (2.2)), sondern weist mehrere Spitzen auf.

Die Annahme der gleichen Energieverteilung der Neutronen aus verschiedenen Generierungsprozessen ist somit in beiden Sprengkopfmodellen nur für die Spaltreaktionen erfüllt. Die $(n, 2n)$ -Reaktionen hingegen weisen ein deutlich anderes Spektrum auf, welches sich nicht nur in der Form, sondern auch in der mittleren Energie unterscheidet. Da diese Reaktionen für etwa 5 % der generierten Neutronen verantwortlich sind, was einen relevanten Anteil der generierten Neutronen ausmacht, ist somit diese Annahme für den Sprengkopf nicht erfüllt.

6.5 Annahme 5: Punktmodell

Das Punktmodell beschreibt die Annahme, dass die Detektionswahrscheinlichkeit eines Neutrons und die Wahrscheinlichkeit, dass es eine induzierte Spaltung auslöst, konstant über die gesamte Probe und somit unabhängig von seinem Entstehungsort ist. Der Name leitet sich daher ab, dass diese Annahme äquivalent dazu ist, dass sämtliche Neutronen am gleichen Ort generiert werden.

⁴²Das Maximum wurde direkt aus den klassifizierten Daten ermittelt, ohne eine Glättung oder Kurvenanpassung vorzunehmen. Daher ist dieses mit einer großen Unsicherheit behaftet.

Prozess	Generierungsrate [s ⁻¹]	Emissionsrate [s ⁻¹]	detektierbarer Anteil [%]
<u>Spaltsprengkopf</u>			
gesamt	715 000	235 000	32,9
Spontanspaltung	194 000	61 000	31,6
(<i>n, f</i>) im Pu	361 000	114 000	31,7
(<i>n, f</i>) im U _{nat}	122 000	49 000	40,0
(<i>n, 2n</i>)-Reaktion im Be	35 400	9 800	27,9
<u>Thermonuklearer Sprengkopf</u>			
gesamt	615 000	199 000	32,3
Spontanspaltung	194 000	60 000	31,2
(<i>n, f</i>) im Pu	368 000	116 000	31,5
(<i>n, f</i>) im U _{nat}	6 500	5 500	84,7
(<i>n, f</i>) im HEU	13 000	9 300	69,0
(<i>n, 2n</i>)-Reaktion im Be	34 000	8 000	23,7

Tabelle 6.11: Detektierbarer Anteil an Neutronen aus den verschiedenen relevanten Generierungsprozessen.

Es ist offensichtlich, dass dies nicht erfüllt ist, wenn der gesamte Sprengkopf als Probe betrachtet wird. Neutronen aus dem Kern müssen im Schnitt einen weiteren Weg im Sprengkopf zurücklegen bis zur Emission aus diesem als Neutronen aus der Uranhülle. Da sie während dieses Weges eine höhere Wahrscheinlichkeit für Interaktionen mit den verschiedenen Materialien des Sprengkopfes haben, ist es intuitiv ersichtlich, dass ihre Detektionswahrscheinlichkeit geringer sein sollte.

Dies ist in Tab. 6.11 quantifiziert, in der neben den Generierungs- und Emissionsraten der Neutronen aus den verschiedenen Prozessen auch deren Quotient gezeigt ist, welcher angibt, welcher Anteil der generierten Neutronen tatsächlich den Transportcontainer verlässt und somit überhaupt zur Detektion zur Verfügung steht⁴³.

Dabei wird deutlich, dass diese Detektierbarkeit sich deutlich zwischen den verschiedenen Generierungsprozessen unterscheidet. Für die Spaltung im Plutoniumkern ist diese für beide Prozesse etwa gleich, während sie mit zunehmendem Abstand der Materialien zum Kern größer wird. Eine Ausnahme bilden die Neutronen aus den (*n, 2n*)-Reaktionen im Beryllium, welche eine geringere Detektierbarkeit aufweisen als die aus den Spaltungen im Kern. Der Grund hierfür liegt in der geringeren Energie dieser Neutronen (vgl. Abb. 6.5), welche für eine höhere Interaktionswahrscheinlichkeit innerhalb des Sprengkopfes sorgt. Müssen die Neutronen keinen Sprengstoff durchqueren, wie es für die aus dem Uran des thermo-

⁴³Hierbei wurde nicht berücksichtigt, inwiefern sich die Neutronen in Flugrichtung oder Energie unterscheiden, was einen Einfluss auf die tatsächliche Detektionswahrscheinlichkeit hat.

nuklearen Sprengkopfes der Fall ist, ist ihr detektierbarer Anteil im Vergleich zu der der Neutronen aus dem Kern mehr als verdoppelt.

Im Punktmodell wird ebenfalls angenommen, dass die Neutronen unabhängig von ihrem Generierungsort die gleiche Wahrscheinlichkeit aufweisen, eine induzierte Spaltung auszulösen. Um dies für die Sprengkopfmodelle zu untersuchen, wurden für die Neutronen aus den verschiedenen relevanten Generierungsprozessen bestimmt, durch welchen Prozess sie aus dem Sprengkopf verloren gehen. Neben induzierter Spaltung, $(n, 2n)$ -Reaktionen im Beryllium und Tamper und Emission kommen hierfür auch Absorptionsreaktionen mit Emission von Gammas, Protonen und α -Teilchen in Frage. Die Anteile der Verlustreaktionen der Neutronen aus verschiedenen Generierungsreaktionen sind in Tab. 6.12 und 6.13 angegeben.

Hierbei wird deutlich, dass die Neutronen, die durch beide Spaltungsarten im Plutonium generiert werden, etwa die gleichen Wahrscheinlichkeiten für sämtliche Prozesse aufweisen. Für die Neutronen aus den anderen Prozessen gilt dies jedoch nicht. Insbesondere bei der Wahrscheinlichkeit, weitere Spaltungen zu induzieren, unterscheiden sich die Neutronen aus anderen Komponenten deutlich von denen aus dem Plutonium. Dies gilt nicht nur

Generierungsprozess	Verlustprozess					
	(n, f)		$(n, 2n)$		Absorption $(n, \gamma), (n, p), (n, \alpha)$	Emission
	Pu	U _{nat}	Be	U _{nat}		
Spontanspaltung	19,3	6,3	2,9	0,1	40,0	31,6
(n, f) im Pu	19,3	6,3	3,0	0,2	39,8	31,7
(n, f) im U _{nat}	5,0	8,6	1,0	0,2	45,4	40,0
$(n, 2n)$ im Be	11,5	5,8	0,5	< 0,1	54,6	27,9
$(n, 2n)$ im U _{nat}	5,9	5,7	< 0,1	< 0,1	54,0	30,4

Tabelle 6.12: Anteil der Reaktionen [%], durch die Neutronen aus dem Spaltsprengkopf verschwinden.

Generierungsprozess	Verlustprozess					
	(n, f)			$(n, 2n)$ Be	Absorption $(n, \gamma), (n, p), (n, \alpha)$	Emission
	Pu	HEU	U _{nat}			
Spontanspaltung	20,7	0,8	0,4	2,9	44,2	31,2
(n, f) im Pu	20,5	0,8	0,4	3,0	44,0	31,5
(n, f) im HEU	0,1	5,5	0,2	< 0,1	25,2	69,0
(n, f) im U _{nat}	0,5	0,8	0,6	< 0,1	13,6	84,7
$(n, 2n)$ im Be	13,9	0,9	0,5	0,5	60,7	23,7

Tabelle 6.13: Anteil der Reaktionen [%], durch die Neutronen aus dem thermonuklearen Sprengkopf verschwinden.

für die Wahrscheinlichkeit, Spaltungen im Plutonium auszulösen, sondern auch für die Gesamtsplawahrscheinlichkeit in allen Materialien, welche deutlich geringer ist als für die Neutronen aus dem Plutonium.

Das Punktmodell bezieht sich jedoch nicht nur auf Neutronen aus verschiedenen Materialien. Es muss ebenfalls für einzelne Komponenten wie den Spaltkern eines Sprengkopfes gelten. Bereits in früheren Arbeiten wurde nachgewiesen, dass dies auch bei nicht-abgeschirmten, großen Plutoniumproben nicht erfüllt ist. Besonders deutlich wird dies, wenn die Randschichten einer Kugel mit deren Inneren verglichen werden: Neutronen, die am Rand einer Kugel generiert werden, weisen eine deutlich höhere Leckage-Wahrscheinlichkeit auf, welche mit einer geringeren Wahrscheinlichkeit für die Induzierung weiterer Spaltungen sowie einer höheren Detektionswahrscheinlichkeit korreliert [HKS15].

Dies hat zur Folge, dass die Multiplikation innerhalb der Probe ortsabhängig ist [Cro+07]. Für ein korrektes Rechenmodell müssten die zugrunde liegenden Formeln mittels einer Integration über die ortsabhängige Multiplikation angepasst werden, was jedoch sehr kompliziert ist. Eine einfachere Variante besteht darin, die Annahme im Modell bestehen zu lassen und Korrekturfaktoren einzuführen. Hierfür wurde das *gewichtete Punktmodell* entwickelt [KGM05]. Bei einer Weiterentwicklung dieses Modells wurden Korrekturfaktoren eingeführt, welche eine inkorrekte Mittelung der höheren Ordnungen der Multiplizität korrigieren [Cro+07]. Diese Korrekturfaktoren können aus der ortsabhängigen Multiplikation genau bestimmt werden. Es erfordert jedoch viel Simulationsarbeit, um diese Funktion zu bestimmen. Die Faktoren können jedoch auch empirisch aus der Masse und der Geometrie der Probe bestimmt werden. Croft et al. entwickelten diese Korrekturfaktoren für zylindrische Proben mit verschiedenen Radius-zu-Höhen-Verhältnissen [Cro+07].

Auch für kugelförmige Proben können diese Korrekturfaktoren aus der Geometrie bestimmt werden [GK15], wofür die Dicke der Probe sowie die Information, ob es sich um eine Voll- oder Hohlkugel handelt, bekannt sein müssen. Eine Kenntnis des Radius der Kugel hingegen ist nicht nötig, da die Korrekturfaktoren nur äußerst gering hiervon abhängen. Die beiden benötigten Informationen stellen bei Spaltkernen von Nuklearwaffen ein Problem dar, da sie von den Nuklearwaffenstaaten als geheim eingestuft werden können, sodass sie nicht vorliegen. Darüber hinaus ist kein Messverfahren vorhanden, um die Dicke des Kerns vor oder nach der Demontage des Sprengkopfes mit zerstörungsfreien Methoden zu bestimmen, ohne die Sicherheitsbestimmungen bzgl. nuklearer Sprengköpfe zu verletzen oder geheime Informationen an die Inspektoren weiterzugeben. Zuletzt besteht auch die Möglichkeit, die Korrekturfaktoren aus der (unkorrigierten) Multiplizität zu bestimmen, welche als Ergebnis

der Multiplizitätsanalyse in jedem Fall vorliegt. Diese Korrektur bewirkt jedoch nur eine geringere Verbesserung gegenüber dem ursprünglichen Punktmodell [Göt15].

Diese Erkenntnisse für eine nackte Plutonium-Probe lassen sich jedoch nicht auf einen Sprengkopf übertragen. Zum einen ist es sehr zweifelhaft, dass Geometrie-Informationen von den Nuklearwaffenstaaten freigegeben werden. Auch eine Bestimmung der Geometrie hinter einer Informationsbarriere ist schwierig, da keine Messverfahren hierfür existieren. Vor allem sind die entwickelten Korrekturfaktoren fast ausschließlich an nackten Plutonium-Proben getestet worden. Es existieren auch Analysen für „reflektierte Proben“, bei denen die Plutoniumkugel in Polyethylen eingebettet wurde [GK15]. Jedoch ist dies nicht vergleichbar mit einem Sprengkopf, in dem nicht nur Reflexion und Moderation stattfindet, sondern in dem auch neutronengenerierende Prozesse außerhalb des Plutoniums stattfinden. Damit können Korrekturfaktoren, welche allein auf der Geometrie des Kerns basieren, keine adäquate Korrektur darstellen.

6.6 Emission der Neutronen

In den vorherigen Kapiteln wurde gezeigt, dass die Annahmen, welche dem Rechenmodell der Multiplizitätsanalyse zugrunde liegen, für intakte Sprengköpfe nicht erfüllt sind. Durch Streuungen, Moderation und Neutronengenerierung in verschiedenen Materialien können die Neutronen länger im Sprengkopf verbleiben, als dies nach dem Konzept der Superspaltung der Fall sein sollte. Im Folgenden wird gezeigt, wie sich dies auf die Emission der Neutronen aus den Sprengköpfen auswirkt.

6.6.1 Zeitverteilung der Emission nach Spontanspaltung

Zunächst werden die Auswirkungen auf den Emissionszeitpunkt der Neutronen gezeigt. Dazu wurde untersucht, in welchem zeitlichen Abstand zur Spontanspaltung die Neutronen den Container verlassen. Diese kumulierten Verteilungen sind für den nackten Plutoniumkern und beide Sprengkopfmodelle in Abb. 6.7 dargestellt. Verschiedene Quantile der Verteilungen sind in Tab. 6.14 angegeben. Hierbei wird deutlich, dass die Neutronen der beiden Sprengkopfmodelle deutlich später emittiert werden als die der Plutoniumkugel. Während aus dem Plutonium bereits 100 ns nach der zugehörigen Spontanspaltung nahezu alle Neutronen emittiert wurden, wird hierfür bei den Sprengköpfen mit ca. 0,5 ms etwa die 5 000-fache Zeit benötigt.

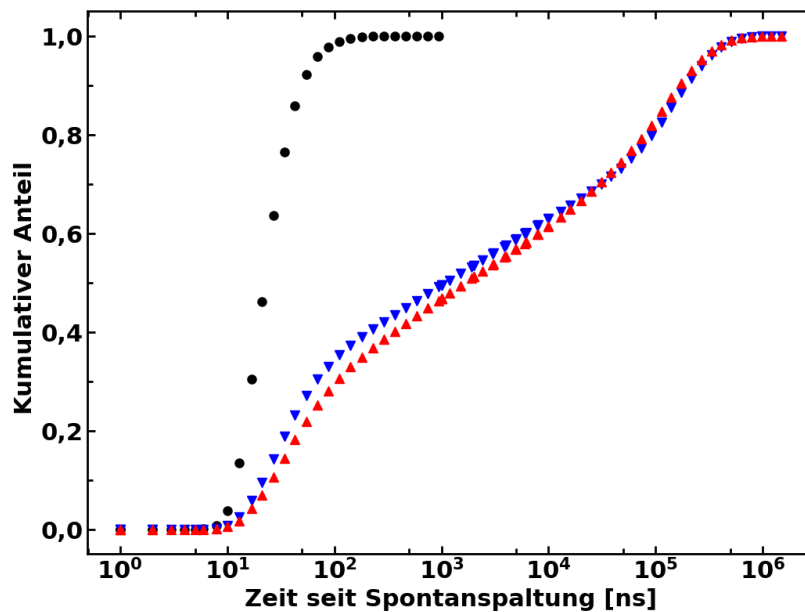


Abbildung 6.7: Zeitverteilung der Emission aus dem Container der Neutronen des nackten Plutoniumkerns (schwarz), des Spalt- (rot) und des thermonuklearen Sprengkopfes (blau).

Konfiguration	50 %	90 %	95 %	99 %
nackte Plutoniumkugel	0,022	0,050	0,065	0,117
Spaltsprengkopf	1,7	169	262	499
Thermonuklearer Sprengkopf	1,1	195	296	537

Tabelle 6.14: Zeitabstand seit der Spontanspaltung [μ s], in dem ein bestimmter Anteil der Neutronen aus dem Transportcontainer emittiert wurde.

Im Bereich sehr kleiner Zeiten hingegen ähneln sich die Verteilungen aller drei Konfigurationen: in allen Fällen werden die ersten Neutronen nach etwa 4,5 ns emittiert. Folglich gibt es in allen drei Konfigurationen (einige wenige) Neutronen, die quasi nicht mit Materie interagieren und daher rasch den Container verlassen.

Jedoch sind bereits für die Emission der ersten 1 % der Neutronen kleine Unterschiede ersichtlich: aus dem nackten Plutoniumkern werden diese innerhalb von 9 ns emittiert, jedoch erst innerhalb von 11 bzw. 12 ns aus dem thermonuklearen bzw. dem Spaltsprengkopf. Auch aus Abb. 6.7 wird ersichtlich, dass ab etwa 10 ns nach der Spontanspaltung Unterschiede zwischen dem Plutoniumkern und den Sprengkopfmodellen deutlich werden.

Die emittierten Neutronen können gemäß ihrem Generierungsprozess klassifiziert werden. Daher können die Zeitverteilungen entsprechend aufgeteilt werden. Dies ist in Abb. 6.8 dargestellt. Verschiedene Quantilen sind in Tab. 6.15 angegeben.

Hierbei wird deutlich, dass sich die Zeitverteilungen der emittierten Neutronen aus ver-

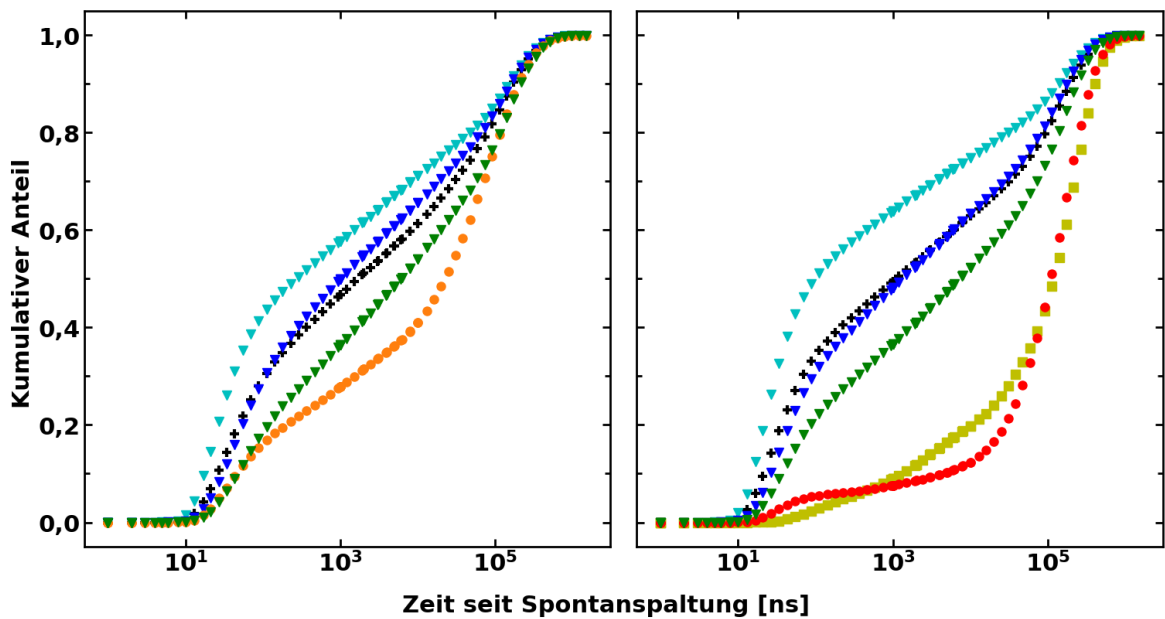


Abbildung 6.8: Zeitverteilung der Emission der Neutronen aus dem Container des Spalt- (links) und des thermonuklearen Sprengkopfes (rechts), aufgeteilt gemäß ihrem Generierungsprozess: Spontanspaltung (hellblau), induzierte Spaltung im Plutonium (blau), Tamper (orange), HEU (gelb) und in der Uranhülle (rot) sowie $(n, 2n)$ -Reaktionen im Beryllium (grün). Zum Vergleich ist auch die Verteilung aller Neutronen dargestellt (schwarz).

schiedenen Prozessen deutlich voneinander unterscheiden. Dabei verlassen die Neutronen aus Spaltung im Plutonium am raschesten den Container, während die Neutronen aus induzierter Spaltung im Uran am langsamsten sind. Die Verteilung aller emittierten Neutronen

Prozess	50 %	90 %	95 %	99 %
<u>Spaltsprengkopf</u>				
Gesamt	1,7	169,2	262,4	498,5
Spontanspaltung	0,2	148,2	244,3	483,6
(n, f) im Pu	1,0	159,5	253,4	491,7
$(n, 2n)$ im Reflektor	6,1	210,2	309,8	559,5
(n, f) im Tamper	22,4	198,3	289,1	521,3
<u>Thermonuklearer Sprengkopf</u>				
Gesamt	1,1	194,9	295,8	536,9
Spontanspaltung	0,1	174,2	267,4	469,3
(n, f) im Pu	1,3	174,4	267,4	498,7
$(n, 2n)$ im Reflektor	7,3	238,0	338,0	584,0
(n, f) im HEU	119,7	409,3	519,1	779,3
(n, f) in der Hülle	109,6	360,9	470,5	722,0

Tabelle 6.15: Zeitabstand seit der Spontanspaltung [μ s], nachdem ein bestimmter Anteil der Neutronen, aufgeteilt gemäß den Generierungsreaktionen, aus dem Container emittiert wurde.

liegt hingegen nahe bei der Verteilung der induzierten Spaltung im Plutonium, welche auch für den größten Anteil an emittierten Neutronen verantwortlich ist (vgl. Tab. 6.3).

Trotz der Unterschiede in den Verteilungen können die emittierten Neutronen nicht anhand ihres Emissionszeitpunktes einer Generierungsreaktion zugeordnet werden, da alle Verteilungen den gleichen Zeitbereich abdecken. Alle zeigen einen beginnenden Anstieg bei etwa 10 ns und nach etwa 500 μ s wurden nahezu alle Neutronen emittiert. Eine Ausnahme bilden hierbei nur die Neutronen aus induzierter Spaltung im Uran des thermonuklearen Sprengkopfes, welche erst nach über 700 μ s nahezu vollständig emittiert wurden. Daneben besteht außerdem das Problem, dass in einer realen Messung der Zeitpunkt der Spontanspaltung nicht bekannt ist, sodass für ein emittiertes Neutron keine Zeitdifferenz zur Spontanspaltung bestimmt werden kann.

Indem die Zeitverteilung der Neutronen bei der Emission aus einer bestimmten Schicht betrachtet wird, während die weiter außen liegenden Schichten zum Verhindern von Reflexionen nicht simuliert werden, kann der Einfluss der verschiedenen Materialien auf die Verzögerung untersucht werden. Diese Verteilungen sind in Abb. 6.9 für ausgewählte Konfigurationen dargestellt.

Hierbei wird deutlich, dass sowohl der Reflektor als auch der Tamper beim Spaltsprengkopfmodell für eine kleine Verzögerung des Emissionszeitpunktes verantwortlich sind. Eine

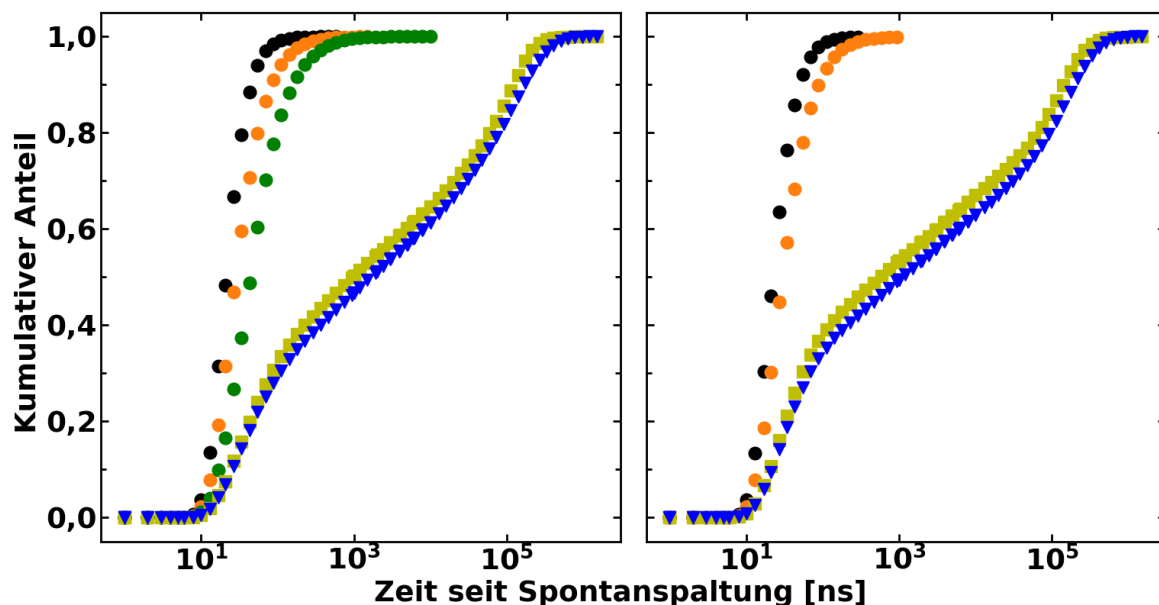


Abbildung 6.9: Zeitverteilung der gesamten emittierten Neutronen nach verschiedenen Materialien im Spalt- (links) und thermonuklearen Sprengkopf (rechts). Das Plutonium als äußerste Schicht ist in schwarz dargestellt, der Reflektor in orange, der Tamper in grün, der Sprengstoff in gelb und der Container in blau.

starke Verzögerung erfolgt jedoch erst mit dem Hinzufügen des Sprengstoffes. Aufgrund der vielfältigen Streuungen in diesem wasserstoffreichen Material werden die Neutronen hierin zum einen stark abgebremst und zum anderen wird ihre mittlere Wegstrecke im Sprengkopf bis zur Emission verlängert. In den auf den Sprengkopf folgenden Materialien kann kaum noch eine weitere Verzögerung beobachtet werden. Lediglich das Celotex hat noch einen geringen Einfluss. Auch hier liegt ein wasserstoffreiches Material vor, welches moderieren kann. Jedoch ist dessen Dichte deutlich geringer als die des Sprengstoffes, weshalb auch der Einfluss geringer ist. Darüber hinaus wurden die Neutronen bereits moderiert, sodass hier ein geringerer weiterer Energieverlust beobachtet werden kann (vgl. auch Abschnitt 5.3), was zu einer geringeren Verzögerung führt.

6.6.2 Wahrscheinlichkeit zur Emission korrelierter Neutronen

Für Multiplizitätsmessungen ist es entscheidend, dass in einem bestimmten Zeitfenster nach einem auslösenden Neutron weitere des gleichen Spontanspaltungsereignisses detektiert werden können. Hierzu ist es wichtig, dass diese Korrelation bereits bei der Emission der Neutronen aus der Probe besteht. Die Wahrscheinlichkeit zur Emission korrelierter Neutronen, d.h. weiterer Neutronen des gleichen Ereignisses, in einem festen Zeitfenster nach einem auslösenden wird im Folgenden in Abhängigkeit des zeitlichen Abstandes der Emission des auslösenden Neutrons zu dessen Spontanspaltung bestimmt. Dabei werden alle emittierten Neutronen berücksichtigt, unabhängig von ihrem Generierungsprozess. Daher sind sowohl Spaltneutronen aus auch diejenigen aus $(n, 2n)$ -Reaktionen enthalten.

Hierfür muss zunächst untersucht werden, wie viele Neutronen aus dem gleichen Spontanspaltungsereignis aus der Probe (dem Sprengkopf im Container bzw. dem nackten Plutoniumkern) emittiert werden und somit für die Detektion zur Verfügung stehen.

Die Wahrscheinlichkeit, dass eine bestimmte Anzahl X an Neutronen aus der Probe emittiert wird, sei mit $p(X)$ bezeichnet. Diese ist für die drei untersuchten Proben in Abb. 6.10 dargestellt. Hierbei wird deutlich, dass in den Sprengkopfmodellen in einem größeren Anteil an Spontanspaltungsereignissen kein oder nur ein Neutron emittiert wird als beim nackten Plutoniumkern. In den Sprengköpfen verlassen in weniger als der Hälfte der Ereignisse korrelierte Neutronen den Container, beim nackten Plutoniumkern hingegen bei knapp drei Vierteln (s. Tab. 6.16). Dies spiegelt sich auch in der Anzahl der im Mittel pro Spontanspaltungsereignis emittierten Neutronen wider, welche für den Plutoniumkern deutlich höher ist als für die Sprengköpfe. Durch diese Änderung der Multiplizitätsverteilung der zur Detektion zur Verfügung stehenden Neutronen wird die Multiplikation in der Probe unterschätzt.

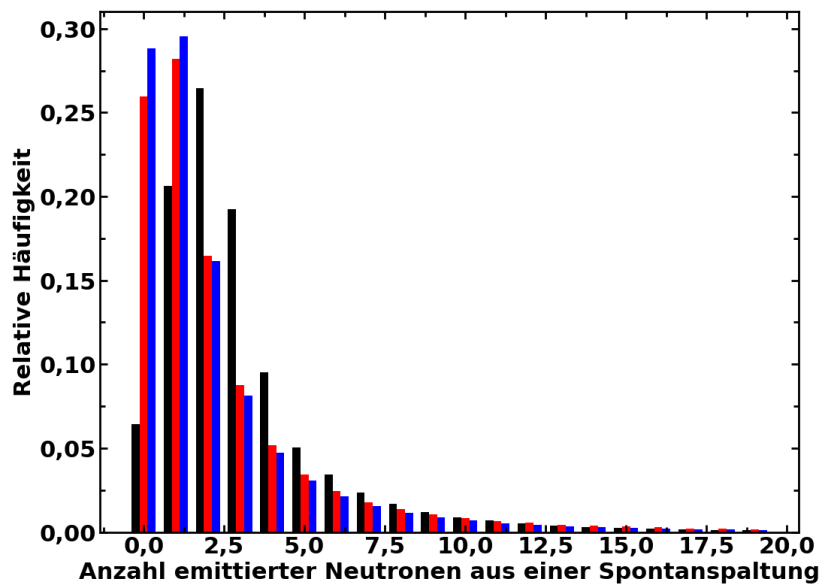


Abbildung 6.10: Anzahl der pro Spontanspaltungsereignis emittierten Neutronen des nackten Plutoniumkerns (schwarz), des Spalt- (rot) und des thermonuklearen Sprengkopfes (blau).

Wahrscheinlichkeit	Plutonium	Spaltsprengkopf	Thermonuklearer Sprengkopf
$p(X = 0)$	0,064	0,260	0,288
$p(X = 1)$	0,206	0,282	0,296
$p(X = 2)$	0,264	0,165	0,162
$p(X = 3)$	0,192	0,088	0,081
$p(X = 4)$	0,095	0,052	0,047
$p(X = 5)$	0,050	0,034	0,031
$p(X = 6)$	0,034	0,024	0,021
Mittel	3,12	2,62	2,22

Tabelle 6.16: Wahrscheinlichkeit zur Emission bestimmter Anzahlen an Neutronen eines Spontanspaltungsereignisses sowie im Mittel emittierte Neutronenzahl.

Zur Berechnung der Wahrscheinlichkeit zur Emission weiterer Neutronen in einem festen Zeitfenster nach dem auslösendem Neutron wird zunächst der einfachste Fall – die Emission eines weiteren Neutrons – betrachtet. Die Wahrscheinlichkeit hierfür setzt sich aus zwei Teilen zusammen:

- der Wahrscheinlichkeit, dass ein zweites Neutron des gleichen Spontanspaltungsereignisses zeitunabhängig emittiert wird und
- der Wahrscheinlichkeit, dass ein Neutron im Zeitfenster emittiert wird.

Bei der Wahrscheinlichkeit, dass ein zweites Neutron emittiert wird, handelt es sich um eine bedingte Wahrscheinlichkeit, da gesucht wird, wie wahrscheinlich es ist, dass zwei Neutronen emittiert werden, wenn bereits bekannt ist, dass eines die Probe verlassen hat. Da

jedes emittierte Neutron ein Zeitfenster öffnet, ist es irrelevant, ob das betrachtete auslösende das erste emittierte Neutron des Spontanspaltungsereignisses ist oder ob vor diesem bereits Neutronen emittiert wurden. Daher ist die Bedingung, dass bereits mindestens eines emittiert wurde. Ebenso ist es irrelevant, ob mit dem zweiten Neutron insgesamt zwei oder mehr Neutronen die Probe verlassen. Daher ist die gesuchte Wahrscheinlichkeit

$$p(X \geq 2 | x \geq 1) = \frac{p(X \geq 2)}{p(X \geq 1)} \quad (6.1)$$

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Neutron im Zeitfenster emittiert wird, ist abhängig von dessen Länge τ und dem Zeitpunkt der Emission des auslösenden Neutrons t_s . Hierbei gibt t_s den zeitlichen Abstand zur Spontanspaltung des Ereignisses an. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Neutron zu einem bestimmten Zeitpunkt T_e nach der Spontanspaltung des gleichen Ergebnisses emittiert wird, sei mit $p(T_e)$ bezeichnet. Diese Verteilung ist in kumulativer Form in Abb. 6.7 dargestellt. Für die Emission eines Neutrons im Zeitfenster τ ist somit die Wahrscheinlichkeit der Emission im Zeitintervall $[t_s, t_s + \tau]$, bezeichnet mit $p(T_e \in [t_s, t_s + \tau])$, gesucht. Hierfür muss theoretisch über alle möglichen Zeiten in diesem Intervall integriert werden. Da die Verteilung $p(T_e)$ jedoch mit klassifizierten Daten vorliegt, kann das Integral in eine Summe überführt werden. Somit gilt:

$$p(T_e \in [t_s, t_s + \tau]) = \int_{t_s}^{t_s + \tau} p(T_e = t) dt = \sum_{t=t_s}^{t_s + \tau} p(T_e = t) \quad (6.2)$$

Die beiden Wahrscheinlichkeiten $p(X \geq 2 | x \geq 1)$ und $p(T_e \in [t_s, t_s + \tau])$ sind unabhängig voneinander. Zur Berechnung der Wahrscheinlichkeit der Emission eines zweiten Neutrons im Zeitfenster $p_e(t_s, X \geq 2 | x \geq 1, T_e \in [t_s, t_s + \tau]) =: p_{e,2 \text{ kor}, \tau}(t_s)$ werden die beiden daher miteinander multipliziert. Somit gilt:

$$\begin{aligned} p_{e,2 \text{ kor}, \tau}(t_s) &= p(X \geq 2 | x \geq 1) \cdot p(T_e \in [t_s, t_s + \tau]) \\ &= \frac{p(X \geq 2)}{p(X \geq 1)} \cdot \sum_{t=t_s}^{t_s + \tau} p(T_e = t) \end{aligned} \quad (6.3)$$

Der nächst komplexere Fall besteht darin, dass ein drittes Neutron im Zeitfenster emittiert werden soll. Die Wahrscheinlichkeit hierfür setzt sich aus drei Teilen zusammen:

- a) der Wahrscheinlichkeit, dass ein zweites Neutron im Zeitfenster emittiert wurde,
- b) der Wahrscheinlichkeit, dass ein drittes Neutron des gleichen Spontanspaltungsereignisses zeitunabhängig emittiert wird und

c) der Wahrscheinlichkeit, dass ein Neutron im Zeitfenster emittiert wird.

Teil a) ist die Wahrscheinlichkeit $p_{e,2 \text{ kor},\tau}(t_s)$, welche bereits in Gl. (6.3) angegeben ist.

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein drittes Neutron emittiert wird unter der Bedingung, dass bereits zwei Neutronen des gleichen Ereignisses emittiert wurden, kann analog zu oben bestimmt werden über

$$p(X \geq 3 | x \geq 2) = \frac{p(X \geq 3)}{p(X \geq 2)} \quad (6.4)$$

Teil c) der gesuchten Wahrscheinlichkeit ist erneut $p(T_e \in [t_s, t_s + \tau])$, welche bereits in Gl. (6.2) bestimmt wurde.

Somit ergibt sich insgesamt:

$$\begin{aligned} p_{e,3 \text{ kor},\tau}(t_s) &= \underbrace{p_{e,2 \text{ kor},\tau}(t_s)}_a \cdot \underbrace{p(X \geq 3 | x \geq 2)}_b \cdot \underbrace{p(T_e \in [t_s, t_s + \tau])}_c \\ &= \frac{p(X \geq 2)}{p(X \geq 1)} \cdot p(T_e \in [t_s, t_s + \tau]) \cdot \frac{p(X \geq 3)}{p(X \geq 2)} \cdot p(T_e \in [t_s, t_s + \tau]) \\ &= \frac{p(X \geq 3)}{p(X \geq 1)} \cdot \left(p(T_e \in [t_s, t_s + \tau]) \right)^2 \\ &= \frac{p(X \geq 3)}{p(X \geq 1)} \cdot \left(\sum_{t=t_s}^{t_s+\tau} p(T_e = t) \right)^2 \end{aligned} \quad (6.5)$$

Hieraus ergibt sich die Erkenntnis, dass die Wahrscheinlichkeit der Emission von n Neutronen im Zeitfenster berechnet werden kann, indem die Wahrscheinlichkeit der Emission von $n - 1$ Neutronen im Zeitfenster mit der Wahrscheinlichkeit, dass n Neutronen im Zeitfenster emittiert werden unter der Bedingung, dass bereits $n - 1$ Neutronen im Zeitfenster den Container verlassen haben, multipliziert wird. Somit gilt:

$$\begin{aligned} p_{e,n \text{ kor},\tau}(t_s) &= p_{e,n-1 \text{ kor},\tau}(t_s) \cdot p(X \geq n | x \geq n - 1) \cdot p(T_e \in [t_s, t_s + \tau]) \\ &= \prod_{k=2}^n \left(p(X \geq k | x \geq k - 1) \cdot p(T_e \in [t_s, t_s + \tau]) \right) \\ &= \prod_{k=2}^n \left(\frac{p(X \geq k)}{p(X \geq k - 1)} \cdot p(T_e \in [t_s, t_s + \tau]) \right) \\ &= \frac{p(X \geq n)}{p(X \geq 1)} \cdot \left(p(T_e \in [t_s, t_s + \tau]) \right)^{n-1} \\ &= \frac{p(X \geq n)}{p(X \geq 1)} \cdot \left(\sum_{t=t_s}^{t_s+\tau} p(T_e = t) \right)^{n-1} \end{aligned} \quad (6.6)$$

Die Wahrscheinlichkeiten, dass weitere Neutronen in einem Zeitfenster von $\tau = 10 \mu\text{s}$ nach einem auslösenden Neutron emittiert werden, ist für die nackte Plutoniumkugel und den thermonuklearen Sprengkopf in Abb. 6.11 dargestellt. Auf die Darstellung des Spaltsprengkopfes wird verzichtet, da diese ähnlich zu der des thermonuklearen ist (vgl. auch Abb. 6.7 und 6.10).

Aus dem nackten Plutoniumkern werden die Neutronen innerhalb von etwa 100 ns nahezu vollständig emittiert (vgl. Abb. 6.7 und Tab. 6.14). Daher ist die Wahrscheinlichkeit $p(T_e \in [t_s, t_s + 10 \mu\text{s}]) = 1$ für $t_s < 10$ ns. Somit ist die Wahrscheinlichkeit, dass weitere Neutronen im Zeitfenster emittiert werden, für kleine Zeiten t_s nur abhängig von der Wahrscheinlichkeit $p(X \geq n | x \geq 1)$, dass zeitunabhängig weitere Neutronen emittiert werden. Für große Abstände der Emission des auslösenden Neutrons zu seiner Spontanspaltung hingegen ist die Wahrscheinlichkeit, dass im folgenden Zeitfenster Neutronen emittiert werden, sehr gering. Daher fällt die Wahrscheinlichkeit, dass weitere Neutronen im Zeitfenster aus der nackten Plutoniumkugel emittiert werden, ab etwa 10 ns stark ab und erreicht bei etwa 100 ns bereits Werte nahe Null.

Die Wahrscheinlichkeitsverteilungen zur Emission korrelierter Neutronen des thermonuklearen Sprengkopfes unterscheiden sich deutlich von denen des nackten Plutoniumkerns.

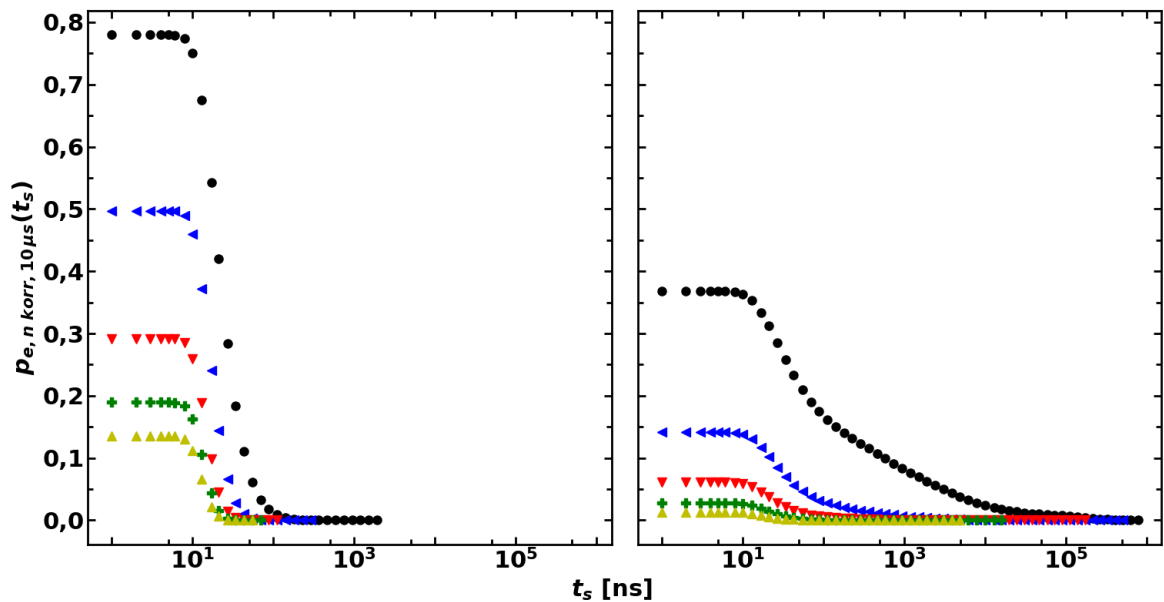


Abbildung 6.11: Wahrscheinlichkeit zur Emission n korrelierter Neutronen im Zeitfenster $\tau = 10 \mu\text{s}$ nach einem auslösenden Neutron für $n = 2$ (schwarz), $n = 3$ (blau), $n = 4$ (rot), $n = 5$ (grün) und $n = 6$ (gelb) aus dem nackten Plutoniumkern (links) und dem thermonuklearen Sprengkopf im Container (rechts). n korrelierte Neutronen bezeichnen ein auslösendes sowie $n - 1$ weitere im geöffneten Zeitfenster.

Da die Neutronen über einen deutlich längeren Zeitraum nach der zugehörigen Spontanspaltung aus dem Container emittiert werden, gilt $p(T_e \in [t_s, t_s + 10 \mu\text{s}]) < 1$ für alle möglichen Emissionszeitpunkte des auslösenden Neutrons t_s ⁴⁴. Auch hierbei liegt das Maximum bei sehr kleinen Zeitabständen des auslösenden Neutrons zur Spontanspaltung, allerdings beträgt dieses „nur“ 63 %. Auch die Wahrscheinlichkeit, dass mehrere Neutronen zeitunabhängig emittiert werden, ist deutlich geringer als beim nackten Plutoniumkern. So gilt für den thermonuklearen Sprengkopf $p(X \geq 2 | x \geq 1) = 58 \%$, beim nackten Plutoniumkern hingegen $p(X \geq 2 | x \geq 1) = 78 \%$. Dies führt dazu, dass die Wahrscheinlichkeit zur Emission weiterer Neutronen im Zeitfenster für den thermonuklearen Sprengkopf im Maximum deutlich geringer ist als für den nackten Plutoniumkern. Aufgrund der längeren Emissionsdauer der Neutronen nach der Spontanspaltung (vgl. Abb. 6.7) fällt die Wahrscheinlichkeit zur Emission weiterer Neutronen im Zeitfenster im thermonuklearen Sprengkopf deutlich langsamer mit dem zeitlichen Abstand des auslösenden Neutrons zur Spontanspaltung ab. Daher erreicht $p_{e,2 \text{ kor}, 10 \mu\text{s}}(t_s)$ erst bei $t_s \approx 400 \mu\text{s}$ einen Wert kleiner als 0,1 %. Aufgrund der Potenzierung von $p(T_e \in [t_s, t_s + \tau])$ fallen die Wahrscheinlichkeiten zur Emission höherer Multiplizitäten stärker ab und erreichen früher den Wert Null.

Die verringerte Emissionswahrscheinlichkeit korrelierter Neutronen im thermonuklearen Sprengkopf spiegelt noch einmal die verschobene Verteilung der in einem Ereignis emittierten Neutronen in Vergleich zu einer nackten Plutoniumprobe wider, was zu einer Unterschätzung der Multiplikation führt. Darüber hinaus führt die geringe Wahrscheinlichkeit dazu, dass die Rate der höheren Multiplizitäten deutlich reduziert wird. Da auch bei diesen eine gute Statistik benötigt wird, um die Momente der Multiplizitätsverteilung hinreichend genau zu bestimmen, muss die Messzeit deutlich verlängert werden.

Eine Verbesserung der Statistik kann jedoch auch durch die Wahl der Länge des Zeitfensters erreicht werden, da diese einen Einfluss auf die Emissionswahrscheinlichkeit weitere Neutronen innerhalb des Zeitfensters hat. In Abb. 6.12 ist dies für ein weiteres Neutron nach dem auslösenden für verschiedene Zeitfenster gezeigt. Dabei wird deutlich, dass längere Zeitfenster zu einer deutlich höheren Emissionswahrscheinlichkeit führen. Allerdings gilt auch mit dem Zeitfenster von $64 \mu\text{s}$, wie es in der Multiplizitätsanalyse für nicht-abgeschirmte Proben als Detektionszeitfenster üblich ist, $p(T_e \in [0, 64 \mu\text{s}]) < 1$. Daher beträgt auch mit einem Zeitfenster von $64 \mu\text{s}$ die Wahrscheinlichkeit, ein korreliertes Neutron zu detektieren, im besten Falle nur 45 %.

Längere Zeitfenster bieten folglich den Vorteil, dass es wahrscheinlicher wird, korrelier-

⁴⁴Die Wahrscheinlichkeiten $p(X \geq n | x \geq 1)$ und $p(T_e \in [t_s, t_s + 10 \mu\text{s}])$ sind im Anhang A.3 angegeben.

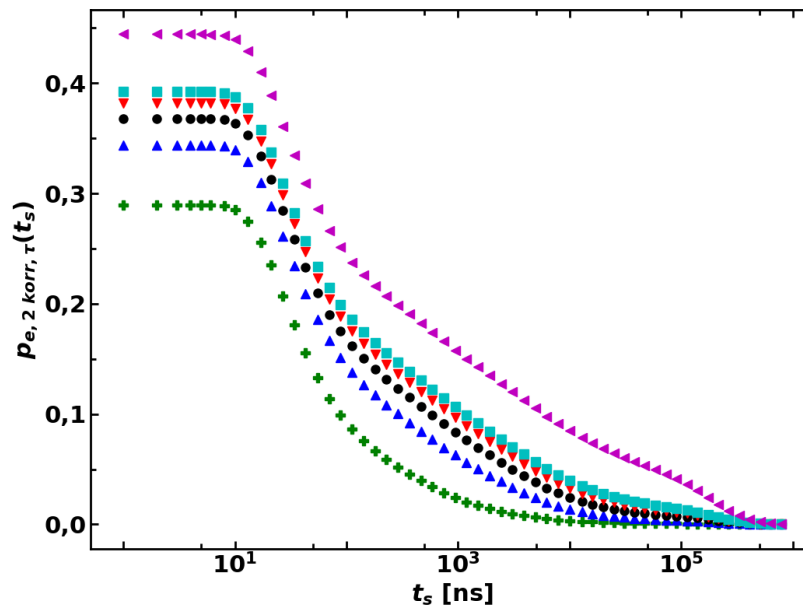


Abbildung 6.12: Wahrscheinlichkeit zur Emission eines weiteren Neutrons in einem Zeitfenster von $1\ \mu\text{s}$ (grün), $5\ \mu\text{s}$ (blau), $10\ \mu\text{s}$ (schwarz), $15\ \mu\text{s}$ (rot), $20\ \mu\text{s}$ (hellblau) und $64\ \mu\text{s}$ (magenta) nach einem auslösenden Neutron.

te Neutronen zu detektieren. Dies ist insbesondere für die höheren Multiplizitäten, bei denen die Emissionswahrscheinlichkeit innerhalb des Zeitfensters $p(T_e \in [t_s, t_s + \tau])$ potenziert wird, wichtig. Gleichzeitig haben sie jedoch den Nachteil, dass es auch wahrscheinlicher wird, dass Neutronen aus anderen Spontanspaltungsereignissen innerhalb dieses Zeitfensters detektiert werden. Die Spontanspaltungen innerhalb des Plutoniumkerns weisen im Mittel einen zeitlichen Abstand von $11,1\ \mu\text{s}$ auf. Wird ein Zeitfenster von $10\ \mu\text{s}$ verwendet, so ist (für kleine Zeitabstände des auslösenden Neutrons zur Spontanspaltung t_s) das Zeitfenster bereits geschlossen, bevor die nächste Spontanspaltung erfolgt. Bei einem Zeitfenster von $64\ \mu\text{s}$ hingegen haben innerhalb des Zeitfensters im Schnitt 5 weitere Spontanspaltungen stattgefunden.

6.6.3 Emissionszeiten der Neutronen im Laborsystem

Die Neutronen, welche fälschlicherweise als korreliert detektiert werden, da sie aus einem anderen Spontanspaltungsereignis stammen als das auslösende Neutron, werden nicht nur im Zeitfenster detektiert, welches mit der Detektion des auslösenden Neutrons geöffnet wird, sondern auch im verzögerten, in welchem die Verteilung der *Accidentals* und keine echt-korrelierten Neutronen detektiert werden. Dadurch kann die Multiplizitätsverteilung der echt-korrelierten Neutronen durch Entfaltung der beiden gemessenen Verteilungen be-

stimmt werden.

Dennoch soll hier ein Einblick darin gegeben werden, wie viele Neutronen im frühen Zeitfenster echt-korreliert sind und wie viele nicht.

Dazu wird eine korrekte Zeitverteilung in Geant4 simuliert, indem jeder Spontanspaltung ein individueller Spaltzeitpunkt zugewiesen wird. Diese sind gleichverteilt im simulierten Spaltzeitraum⁴⁵ [Küt16]. Hierdurch sind auch die Emissionszeitpunkte korrekt im Laborsystem. Da die Ereignisse auf *Event-by-Event*-Basis simuliert werden, kann jedes Neutron zudem seiner Spontanspaltung zugeordnet werden. Mit diesen Daten werden die folgenden Analysen durchgeführt.

Anteil verspäteter Neutronen

Der mittlere Abstand zweier Spontanspaltungen beträgt 11,1 μs . Aus den Sprengkopfmodellen werden die meisten Neutronen in einem geringeren Zeitabstand zu ihrer Spontanspaltung als dieser mittlere Abstand emittiert, allerdings gibt es auch einen nicht zu vernachlässigenden Anteil, welcher erst später emittiert wird. Wird berücksichtigt, dass der Abstand zwischen zwei Spontanspaltungen auch deutlich geringer sein kann als der mittlere Abstand, so wird ersichtlich, dass ein relevanter Anteil an Neutronen erst aus dem Container emittiert wird, wenn bereits eine weitere Spontanspaltung stattgefunden hat. Da aus dieser späteren Spontanspaltung Neutronen bereits nach wenigen Nanosekunden den Container verlassen können, können diese emittiert werden, bevor alle Neutronen aus dem vorherigen Ereignis den Container verlassen haben. Im Folgenden soll der Anteil dieser „verspäteten“ Neutronen quantifiziert werden. Dieser ist in Tab. 6.17 angegeben.

Hierbei wird deutlich, dass mehr als ein Drittel der Neutronen aus den Sprengkopfmodellen erst emittiert wird, wenn bereits Neutronen aus einer späteren Spontanspaltung den Container verlassen haben. Darüber hinaus werden die meisten dieser verspäteten Neutronen mit einem Abstand von weniger als 100 μs zu einem Neutron aus einem späteren Spontanspal-

Konfiguration	Anteil verspäteter Neutronen [%]
nacktes Plutonium	0,1
Spaltsprengkopf	37,5
Thermonuklearer Sprengkopf	36,3

Tabelle 6.17: Anteil „verspäteter“ Neutronen, welche den Container erst verlassen, wenn bereits welche der folgenden Spontanspaltungsereignisse emittiert wurden.

⁴⁵Dieser wird durch die Anzahl an simulierten Spontanspaltungen bestimmt. Er kann als Quotient aus dieser und der Spontanspaltrate berechnet werden.

tungsereignis emittiert. Dadurch können diese Neutronen korreliert zu welchen aus einem anderen Spontanspaltungsereignis gemessen werden.

Emission eines zweiten Neutrons

Im Folgenden wird dargestellt, wie viele Neutronen nach einem auslösenden Neutron emittiert werden. Dazu werden alle Neutronen, die in einem festen Abstand zu einem auslösenden Neutron emittiert werden, gezählt und diese Anzahl auf die Anzahl an Auslösern normiert. Auch hierbei soll unterschieden werden, ob das weitere Neutron aus einem vorherigen, dem gleichen oder einem folgenden Spontanspaltungsereignis stammt. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.13 dargestellt.

Für Neutronen aus einem Plutoniumkern gilt, dass kurz nach dem auslösenden Neutron vor allem Neutronen aus der gleichen Spontanspaltung emittiert werden. Dabei werden in den ersten 10 ns je auslösendem im Schnitt mehr als ein weiteres Neutron des gleichen Spontanspaltungsereignisses emittiert. Diese Kurve fällt jedoch rasch stark ab, sodass bereits nach weniger als 100 ns die Anzahl an weiteren Neutronen aus dem gleichen Ereignis nach einem auslösenden Neutron, normiert auf deren Anzahl, weniger als 10^{-6} beträgt.

Darüber hinaus wird aus der Abbildung auch deutlich, dass kaum Neutronen aus einem vorherigen Ereignis nach dem auslösenden emittiert werden. Deren normierte Anzahl beträgt bereits nach 10 ns weniger als 10^{-3} .

Die Wahrscheinlichkeit, dass nach dem auslösenden ein Neutron aus einem folgenden Ereignis emittiert wird, ist hingegen etwas höher als die für die Emission aus einem vorherigen Ereignis. Die Anzahl an weiteren Neutronen aus einem folgenden Ereignis, welche auf ein auslösendes folgen, steigt in den ersten Nanosekunden leicht an, erreicht jedoch bereits nach etwa 30 ns ihren Maximalwert. Ab diesem Zeitpunkt ändert sich der Anteil nicht mehr signifikant. Auch in diesem Bereich liegt die normierten Anzahl weiterer Neutronen aus einem späteren Ereignis, die auf ein auslösendes folgen, deutlich unter 0,01.

Die Kurven der aus dem thermonuklearen Sprengkopf emittierten Neutronen unterscheiden sich deutlich von denen des Plutoniumkerns. Auch hierbei kann ein deutlicher Abfall der Anzahl an Neutronen aus dem gleichen oder einem vorherigen Spontanspaltungsereignis, die auf ein auslösendes folgen, mit zunehmender Zeitdifferenz zum diesem nachgewiesen werden. Jedoch ist auch bei kleinen Zeitdifferenzen die Anzahl der weiteren Neutronen aus dem gleichen Ereignis, welche auf das auslösende folgen, mit etwas über 0,1 deutlich geringer als beim Plutoniumkern. Dazu erfolgt der Abfall der Kurve deutlich langsamer, sodass auch 30 μ s nach dem auslösenden noch immer weitere Neutronen aus der gleichen Spal-

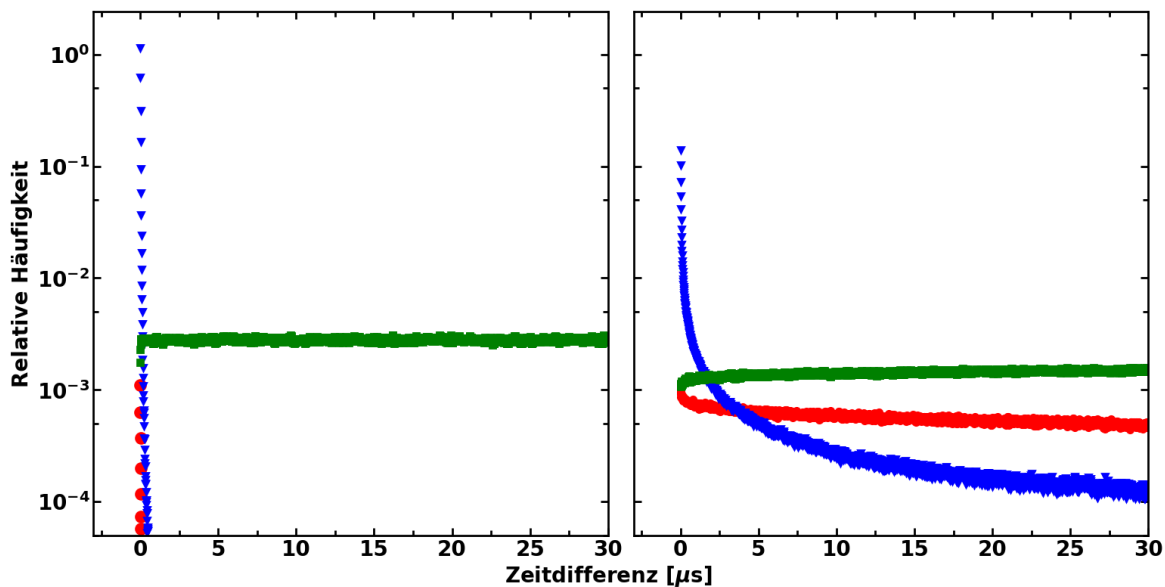


Abbildung 6.13: Anzahl an weiteren Neutronen, die nach einem auslösenden emittiert werden. Links sind die Verteilungen des nackten Plutoniumkerns, rechts die des thermonuklearen Sprengkopfes dargestellt. Es wird unterschieden, ob das weitere Neutron aus der gleichen (blau), einer vorherigen (rot) oder einer folgenden Spontanspaltung (grün) stammt.

tung emittiert werden. Der Anteil der Neutronen, bei denen dies geschieht, liegt jedoch eine Größenordnung unter der für die Emission von weiteren Neutronen aus einem vorherigen Ereignis.

Noch deutlich höher ist der Anteil weiterer Neutronen nach dem auslösenden aus einem späteren Spontanspaltungsereignis.

Insgesamt gilt, dass etwa $2\ \mu\text{s}$ nach der Emission des auslösenden Neutrons die Anzahl der Neutronen aus einem späteren Spontanspaltungsereignis höher ist als die aus dem gleichen. Ab $3,6\ \mu\text{s}$ nach dem Auslöser wird eine größere Anzahl an Neutronen aus einem früheren Ereignis emittiert als aus dem gleichen.

Hieraus kann gefolgert werden, dass es bereits wenige Mikrosekunden nach der Emission eines Neutrons wahrscheinlicher ist, dass ein „falsches“ Neutron emittiert wird als eines aus dem gleichen Spontanspaltungsereignis.

Wahrscheinlichkeit, dass zweites Neutron im Zeitfenster aus gleichem Spontanspaltungsereignis stammt

Bereits im vorigen Abschnitt wurde gezeigt, dass es ab einem bestimmten Zeitabstand zum auslösenden Neutron wahrscheinlicher wird, dass ein „falsches“ weiteres Neutron emittiert wird als eines aus dem gleichen Spontanspaltungsereignis. Dies wird in Tab. 6.18 quantifi-

Länge des Zeitfensters [μs]	Anteil Neutronen [%] aus		
	gleichem	vorherigem	folgendem
	Ereignis		
0,01	99	< 1	< 1
0,1	96	2	2
0,3	92	3	4
0,5	89	5	7
1	82	7	11
8	47	18	35
16	33	21	46
32	22	22	56
64	14	21	64

Tabelle 6.18: Anteil an weiteren Neutronen aus dem gleichen, einem vorherigem und einem folgenden Spontanspaltungsereignis für ein festes Zeitfenster nach der Emission des auslösenden Neutrons für den intakten thermonuklearen Sprengkopf.

ziert, in der verschiedene Zeitfenster nach dem Auslöser betrachtet werden.

Hierbei wird deutlich, dass kurz nach dem auslösenden vor allem Neutronen aus dem gleichen Spontanspaltungsereignis emittiert werden. Deren Anteil nimmt jedoch mit größeren Zeitfenstern ab, sodass ab einer Länge von $8 \mu\text{s}$ weniger als die Hälfte der im Zeitfenster emittierten Neutronen aus der gleichen Spontanspaltung stammen.

Wird die Länge des Zeitfenster des Detektors zu lang gewählt, ist es folglich wahrscheinlicher, dass das zweite Neutron eine falsche Korrelation aufweist. Allerdings birgt es auch Probleme, wenn ein zu kurzes Zeitfenster gewählt wird, da dann die Rate der korrelierten Neutronen sinkt.

Rate korrelierter Neutronen im Zeitfenster

Die Rate der nach einem auslösenden Neutron weiteren im Zeitfenster emittierten Neutronen ist für den nackten Plutoniumkern und den thermonuklearen Sprengkopf in Tab. 6.19 angegeben.

Hierbei wird deutlich, dass bereits ein Emissionszeitfenster von 300 ns beim nackten Plutoniumkern ausreicht, um alle echt-korrelierten Neutronen, d.h. alle aus dem gleichen Ereignis, zu erfassen⁴⁶.

Beim thermonuklearen Sprengkopf hat das Emissionszeitfenster hingegen einen deutlich größeren Einfluss auf die Rate der emittierten, echt-korrelierten Neutronen. So ist die Rate der echt-korrelierten Neutronen in einem Zeitfenster von $8 \mu\text{s}$ dreimal so groß wie für eines

⁴⁶Bei der Detektion wird dennoch ein deutlich größeres Zeitfenster benötigt, da die Neutronen im Moderator des Detektors abgebremst werden.

Länge des Zeitfensters [μs]	nackter Plutoniumkern		Thermonuklearer Sprengkopf	
	gesamt	gleich	gesamt	gleich
0,01	323 000	320 000	28 000	28 000
0,1	708 000	700 000	110 000	106 000
0,3	735 000	711 000	154 000	142 000
0,5	751 000	712 000	180 000	160 000
1	791 000	712 000	226 000	186 000
8	1 344 000	712 000	599 000	280 000
16	1 974 000	712 000	954 000	318 000
32	3 235 000	712 000	1 635 000	365 000
64	5 753 000	712 000	2 970 000	427 000

Tabelle 6.19: Rate der im Zeitfenster nach einem Auslöser emittierten Neutronen [s^{-1}]. Die erste Spalte beider Konfigurationen berücksichtigt alle emittierten Neutronen, unabhängig davon, aus welchem Ereignis sie stammen, die zweite hingegen nur diejenigen, die aus dem gleichen Ereignis wie das auslösende stammen.

von 10 ns und zehnmal so groß wie für eines von 10 ns. Zu kleine Zeitfenster führen folglich dazu, dass eine deutlich geringere Rate an korrelierten Neutronen gemessen werden kann. Generell ist die Rate der echt-korrelierten Neutronen jedoch auch bei einem langen Emissionszeitfenster deutlich geringer als für den nackten Plutoniumkern. Dabei sollte auch berücksichtigt werden, dass die Rate der detektierten korrelierten Neutronen geringer ist als die der emittierten, da nicht alle emittierten Neutronen detektiert werden. Darüber hinaus kann das Detektormaterial die Neutronen verzögern, z.B. bei Verwendung eines Moderators, was zu einem längeren benötigten Detektionszeitfenster führt. Die geringere Rate der korrelierten Neutronen führt entweder zu deutlich längeren Messzeiten, um eine ausreichend gute Statistik zu gewährleisten, oder zu einer ungenauen Multiplizitätsverteilung aufgrund schlechter Statistik, was im Folgenden auch zu einer ungenauen Bestimmung der Masse, Multiplikation und Rate der (α, n) -Reaktionen führt.

Anzahl zu berücksichtigender vorheriger und folgender Spontanspaltungsereignisse

In den vorherigen Abschnitten wurde gezeigt, dass Neutronen, welche nach einem auslösenden emittiert werden, nicht nur aus dem gleichen Spontanspaltungsereignis stammen. Hier soll nun quantifiziert werden, wie viele „falsche“ Ereignisse zu den korrelierten Neutronen beitragen. Dazu wurden die Ereignisse gemäß ihrem Spontanspaltzeitpunkt durchnummeriert und für zwei emittierte Neutronen die Differenz dieser Nummern gebildet. Dadurch bedeutet eine Differenz von Null ein weiteres Neutron aus dem gleichen Ereignis, eine ne-

gative eines aus einem vorherigen und eine positive eines aus einem folgenden Ereignis. Als Zeitrahmen wurden alle Neutronen, welche innerhalb von $64 \mu\text{s}$ nach dem auslösenden emittiert wurden, berücksichtigt. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.14 dargestellt.

In diesem Zeitraum werden aus der nackten Plutoniumkugel vor allem zweite Neutronen aus einem folgenden Spontanspaltungsereignis emittiert. Die maximale zu berücksichtigende Ereignisdifferenz liegt bei etwa 20. Da innerhalb des berücksichtigten Zeitfensters mehrere weitere Spontanspaltungen stattgefunden haben, deren Neutronen innerhalb von etwas mehr als 100 ns emittiert werden, ist dies zu erwarten. Im Gegensatz dazu werden nur sehr wenige Neutronen aus einer vorherigen Spaltung nach einem auslösenden emittiert, da die meisten Neutronen aus den vorherigen Ereignissen bereits vor diesem emittiert wurden. Daher ist zum einen die Häufigkeit der negativen Differenzen deutlich geringer als die der positiven und zum anderen müssen nur die drei vorherigen Ereignisse überhaupt berücksichtigt werden.

Die Verteilung der Ereignisdifferenzen der im Zeitfenster emittierten Neutronen des thermonuklearen Sprengkopfes unterscheidet sich deutlich von der des nackten Plutoniumkerns. Die Verteilung ist deutlich breiter, sodass etwa 200 vorherige *und* folgende Ereignisse berücksichtigt werden müssen. Diese breitere Verteilung wird dadurch verursacht, dass die Neutronen teilweise länger im Sprengkopf verbleiben und es dadurch bereits im Sprengkopf zu einer deutlichen Durchmischung der Neutronen aus verschiedenen Spontanspaltungsereignissen kommt. Dies verdeutlicht noch einmal, dass die meisten der als korrelierte Neutronen detektierten nicht aus dem gleichen Spontanspaltungsereignis stammen.

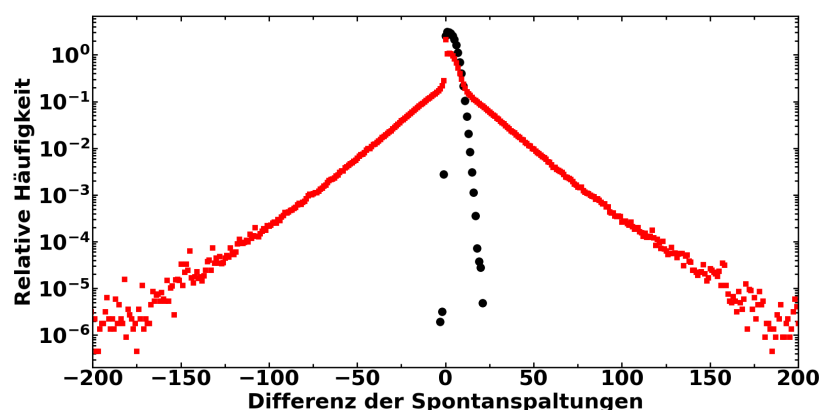


Abbildung 6.14: Differenz der an den korrelierten Neutronen beteiligten Spontanspaltungsereignisse. Als Emissionszeitfenster wurden $64 \mu\text{s}$ berücksichtigt. Negative Differenzen bedeuten, dass die Neutronen aus einer vorherigen Spontanspaltung stammen. Dargestellt sind die Daten der nackten Plutoniumkugel (schwarz) und des thermonuklearen Sprengkopfmodells (rot).

7 Zusammenfassung und Schlussfolgerungen

Erprobte Methoden zur nuklearen Abrüstungsverifikation sind ein wichtiges Instrument bei der Verhandlung eines nuklearen Abrüstungsvertrages, da Staaten diesen nur akzeptieren werden, wenn seine Einhaltung überprüft werden kann. Daher werden zum Beispiel im Rahmen der IPNDV verschiedene Prozeduren und Technologien entwickelt, um das Vertrauen in die korrekte Abrüstung nuklearer Sprengköpfe zu verstärken. Hierzu gehören Strahlungsmessungen, insbesondere Gamma- und Neutronenmessungen, welche an allen Stationen des Abrüstungsverfahrens erfolgen können sollen. Strahlungsmessungen können im Template-, bei dem die Strahlungssignatur eines Objektes mit einer Referenz verglichen wird, oder im Attribut-Verfahren, wobei einzelne Eigenschaften eines Objekts nachgewiesen werden, erfolgen. Im Rahmen dieser Dissertation wurde die Verifikation zweier Attribute von Sprengköpfen mit Plutoniumkern – die Anwesenheit des Plutoniums sowie die Masse des Isotops ^{240}Pu – untersucht. Diese Attribute sollen mittels passiver Neutronenmessungen nachgewiesen werden. Sprengköpfe mit einem Spaltkern aus Plutonium emittieren Neutronen, da das enthaltene Isotop ^{240}Pu eine hohe Spontanspaltrate besitzt. Die so entstandenen Neutronen wechselwirken jedoch mit den Materialien im Sprengkopf, sodass dessen Signatur nicht identisch ist zu der eines nicht-abgeschirmten Spaltkerns. Folglich ist es nicht selbstverständlich, dass Messsysteme, welche für Spaltkerne geeignet sind, auch Messungen an intakten Sprengköpfen durchführen können. Daher wurde im Rahmen dieser Dissertation die Eignung der üblichen Messverfahren für intakte Sprengköpfe untersucht.

Im ersten Schritt dieser Untersuchung wurden Sprengkopfmodelle entwickelt. Hierbei sollten sowohl Spaltsprengköpfe als auch thermonukleare Sprengköpfe adäquat abgebildet werden. Für das Modell eines Spaltsprengkopfes konnte hierbei auf ein bereits vorhandenes und in der Forschung zu Nuklearwaffen weit verbreitetes Modell zurückgegriffen werden, welches Anfang der 1990er Jahre von Fetter et al. entwickelt wurde [Fet+90].

Für thermonukleare Sprengköpfe existierte jedoch kein verbreitetes Modell. Daher wurde

im Rahmen dieser Dissertation eines entwickelt, welches auf dem bekannten Modell des Spaltsprengkopfes sowie amerikanischen thermonuklearen Sprengköpfen beruht. Wichtige Unterschiede zum Spaltsprengkopfmodell bestehen im Fehlen eines Tamper und dem Hinzufügen der Sekundärstufe, in der die Fusion abläuft und die aus Lithiumdeuterid als Fusionsmaterial sowie waffenfähigem Uran besteht.

Beide Modelle wurden in einem Container platziert, um sie vor den Blicken der Inspektoren zu schützen und somit keine geheimen Informationen zur Geometrie der Sprengköpfe preiszugeben.

Für die Bestätigung der Anwesenheit von Plutonium in einer Probe kann die Messtechnik des Neutronenzählens verwendet werden. In den Simulationen konnte bestätigt werden, dass Neutronen den Sprengkopf im Transportcontainer verlassen. Dies gilt sowohl für das Spaltsprengkopfmodell als auch für das des thermonuklearen Sprengkopfes. Hierbei ist die Rate der emittierten Neutronen ausreichend hoch, um über dem Hintergrund zu liegen, welcher v.a. durch kosmische Strahlung produziert wird. Messungen haben gezeigt, dass dieser auf Höhe des Meeresspiegels bei etwa $1,3 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ liegt (Messung in Braunschweig [UN00]). Es muss jedoch davon ausgegangen werden, dass in Anlagen zur nuklearen Abrüstung dieser Hintergrund deutlich erhöht sein kann. Jedoch liegt die maximale emittierte Flussdichte der Sprengköpfe etwa zwei Größenordnungen (beim thermonuklearen Modell) oder mehr (beim Spaltmodell) über diesem natürlichen Hintergrund, sodass ein Nachweis der aus dem Container emittierten Neutronen in vertretbarer Messzeit auch bei erhöhtem Hintergrund unproblematisch ist.

Die gemessene Flussdichte ist abhängig von der Position des Detektors entlang der Höhe des Transportcontainers. Dabei korreliert die maximale Flussdichte mit der Position des Spaltkerns. Folglich können Inspektoren diese Information erhalten, wenn sie den Container an verschiedenen Positionen vermessen und dabei die Flussdichte bzw. deren relative Änderung angezeigt wird. Um dies zu vermeiden, sollten die Inspektoren keine Werte (absolut oder relativ zueinander) erhalten, was durch eine Informationsbarriere gewährleistet werden kann. Darüber hinaus wären die Informationen für die Inspektoren begrenzt, wenn diese nur eine Messung an einer vorher festgelegten Position durchführen dürfen. Hierfür würde sich die Mitte des Containers anbieten, da die Messung hierbei unabhängig von der Ausrichtung des Sprengkopfes wäre, also davon, ob sich der Spaltkern (falls verschoben) ober- oder unterhalb der Mitte befindet. An dieser Stelle ist die Flussdichte auch im thermonuklearen Sprengkopf ausreichend hoch, um sich eindeutig vom Hintergrund zu unterscheiden.

Mit den Untersuchungen konnte auch bestätigt werden, dass sich die aus dem Sprengkopf im

Container emittierten Neutronenflüsse deutlich von denen aus dem Spaltkern unterscheiden. Hierfür sind drei Effekte verantwortlich: (1) Neutronen können zurück in den Spaltkern reflektiert werden und dort weitere Spaltungen auslösen; (2) weitere Neutronen können durch Spaltung im Uran und $(n, 2n)$ -Reaktionen im Beryllium generiert werden; (3) wasserstoffhaltige Materialien und zu einem geringeren Ausmaß auch Metalle absorbieren Neutronen. Die Gesamtheit dieser Effekte reduziert den emittierten Neutronenfluss. Dies muss bei der Festlegung des Schwellenwertes der Neutronenzählrate, welcher für die Bestätigung der Anwesenheit von Plutonium verwendet wird, berücksichtigt werden, um ein falsches Zurückweisen eines tatsächlichen Sprengkopfes zu vermeiden.

Neben der Flussdichte beeinflussen die weiteren Materialien im Sprengkopf auch das Energiespektrum der emittierten Neutronen. Hierbei wird insbesondere vom Sprengstoff eine deutliche Thermalisierung verursacht. Dies hat einen Einfluss auf die Detektierbarkeit der Neutronen: viele Neutronendetektoren haben eine energieabhängige Ansprechwahrscheinlichkeit. So werden von Detektoren mit Helium-3 als Zählgas thermische Neutronen am besten detektiert, weshalb die Zählrohre in der Regel in einen Moderator eingebettet sind. In diesem können jedoch thermische Neutronen auch absorbiert werden. Daher sollte eine sorgfältige Auswahl des Detektors getroffen werden, um eine möglichst hohe Detektionseffizienz für alle Neutronen zu gewährleisten.

Die Thermalisierung der emittierten Neutronen im Sprengstoff kann für die Analyse eines weiteren Attributs, der Anwesenheit von Sprengstoff, ausgenutzt werden. Wird neben der Zählrate auch das Energiespektrum gemessen, kann eine deutliche Thermalisierung auf die Anwesenheit von Sprengstoff hinweisen. Jedoch können auch zwei weitere Aspekte eine Thermalisierung hervorrufen: die Messungen werden wahrscheinlich im Inneren einer Abrüstungsanlage stattfinden, weshalb sich Betonstrukturen in der Nähe des Messaufbaus befinden werden. Diese können Neutronen reflektieren und dabei moderieren, was ebenfalls zu einem deutlichen thermischen Maximum im gemessenen Spektrum führt. Dies kann durch eine geeignete Abschirmung des Messaufbaus vermieden werden, sodass am Beton reflektieren Neutronen nicht in den Detektor gelangen können. Darüber hinaus könnte ein Nuklearwaffenstaat, welcher bewusst gegen den Abrüstungsvertrag verstoßen möchte, versuchen, das Energiespektrum zu beeinflussen, indem weiteres Moderationsmaterial im Container platziert wird. Hiergegen können standardisierte Container helfen, die so konstruiert werden, dass neben dem Sprengkopf und ggf. einer bekannten Menge an Abschirmung wie dem hier verwendeten Celotex kein weiteres Material im Container Platz findet.

Mithilfe von Neutronenmultiplizitätsmessungen kann die Masse des in einer Probe enthal-

tenen ^{240}Pu bestimmt werden. Ist die Isotopenzusammensetzung bekannt, kann hieraus die Gesamtmasse berechnet werden. Darüber hinaus kann auch die Rate an (α, n) -Reaktionen bestimmt werden. Diese Reaktionen treten nur in leichten Elementen auf, was auf die Anwesenheit von Sauerstoff in der Probe hindeutet. Folglich kann dieses Messverfahren verwendet werden, um zwei weitere Attribute (Masse des Plutoniums, Abwesenheit von Oxiden) zu bestimmen. Für die Auswertung der gemessenen Multiplizitätsverteilungen ist ein komplexes Rechenmodell nötig, welches auf sieben Annahmen beruht. Bereits für große, nicht-abgeschirmte Plutoniumproben ist bekannt, dass einige dieser Annahmen nicht erfüllt sind, was zu einer verzerrten Massenbestimmung führt. Allerdings können bei bekannter Geometrie Korrekturfaktoren eingeführt werden, welche dies kompensieren. Für intakte Sprengköpfe hingegen ist dieses Vorgehen nicht möglich, da deren Geometrie der Geheimhaltung unterliegt. Folglich muss diese Technik für intakte Sprengköpfe ohne Korrekturen auskommen und dennoch korrekte Ergebnisse liefern.

Um die Anwendbarkeit von Multiplizitätsanalysen an intakten Sprengköpfen zu untersuchen, wurden in dieser Dissertation die folgenden Annahmen untersucht:

1. *Es finden keine anderen neutronengenerierenden Reaktionen neben induzierter Spaltung im Plutonium statt.* Diese Annahme ist in intakten Sprengköpfen nicht erfüllt. Zum einen ist als Spaltmaterial neben Plutonium auch Uran enthalten, in welchem ebenfalls induzierte Spaltungen stattfinden. Darüber hinaus wird ein relevanter Anteil der Neutronen durch $(n, 2n)$ -Reaktionen im Beryllium-Reflektor erzeugt. Durch diese Verletzung der Annahme werden mehr Neutronen generiert als erwartet, sodass die Masse und Multiplikation überschätzt würde. Darüber hinaus ist das Vorgehen im Rechenmodell, in dem nur die Momente der Multiplizitätsverteilungen der induzierten und der Spontanspaltung im Plutonium berücksichtigt werden, nicht gerechtfertigt.
2. *Es findet kein Neutroneneinfang ohne Spaltung statt.* Diese Annahme ist nicht erfüllt, da mehr als zwei Fünftel der generierten Neutronen in den verschiedenen Materialien der Sprengkopfmodelle ohne anschließende Spaltung absorbiert werden. Dabei wird die Absorption durch die Emission von Gammas, Protonen oder Alphateilchen begleitet. Hierdurch werden weniger Neutronen emittiert als erwartet, was zu einer Unterschätzung der Masse und Multiplikation führt.
3. *Alle Sekundärprozesse finden zeitgleich mit der Spontanspaltung statt.* Diese Annahme ist für intakte Sprengköpfe nicht erfüllt, da auch mehrere Hundert Mikrosekunden nach der Spontanspaltung noch Neutronen generiert werden. Diese Annahme ist sehr

wichtig im Rechenmodell, da hierdurch die gesamte Spaltkaskade durch eine Super-spaltung beschrieben werden kann. Da dies stark verletzt ist, muss der gesamte Formalismus der Multiplizitätsanalysen für intakte Sprengköpfe in Frage gestellt werden.

4. *Alle neutronengenerierenden Prozesse weisen die gleiche Energieverteilung auf.* Diese Annahme ist nicht erfüllt, da sich das Spektrum der durch $(n, 2n)$ -Reaktionen im Beryllium generierten Neutronen deutlich von den Spaltspektren unterscheidet.
5. *Die Detektions- und Spaltwahrscheinlichkeit ist konstant für die gesamte Probe.* Diese Annahme ist nicht erfüllt, weder für den Plutoniumkern des Sprengkopfes noch für den gesamten Sprengkopf. Bereits aus früheren Untersuchungen ist bekannt, dass die Verletzung dieser Annahme zu einer Verzerrung der Massen- und Multiplikationsbestimmung führt [GK15]. Bei Proben mit bekannter Geometrie kann dies durch Korrekturfaktoren kompensiert werden. Da die Geometrie von Nuklearwaffen der Geheimhaltung unterliegt, kann dieses Verfahren hierbei nicht angewandt werden.

Auch bei der Untersuchung des Emissionszeitpunktes der Neutronen aus dem containerisierten Sprengkopf wurden großen Unterschiede zum nackten Plutoniumkern deutlich: die Neutronen können deutlich verzögert aus dem Sprengkopf emittiert werden. Dies führt dazu, dass bereits Neutronen aus einem späteren Spontanspaltungsereignis emittiert werden, wenn noch Neutronen aus einem vorherigen im Sprengkopf vorhanden sind (und emittiert werden). Hierdurch kann nur ein Bruchteil der realen Korrelationen nachgewiesen werden. Insgesamt folgt aus diesen Analysen, dass Multiplizitätsmessungen an intakten Nuklearsprengköpfen nicht zielführend sind. Aufgrund der verletzten Annahmen würde es hierbei zu einer deutlichen Verzerrung der Ergebnisse kommen, welche abhängig vom genauen Aufbau des Sprengkopfes ist. Da dieser nicht bekannt ist, können keine Korrekturen ermittelt werden.

Im Hinblick auf das Vertrauen aller Beteiligten in die erfolgreiche Abrüstung ist es nicht zielführend, Messmethoden einzusetzen, deren Ergebnisse große Abweichungen zu den tatsächlichen Werten aufweisen können. Wird ein Objekt bei einer Attributsmessung abgelehnt, könnte nicht unterschieden werden, ob es sich tatsächlich nicht um einen Sprengkopf handelt, oder ob das Messverfahren für diese Waffe ungeeignet war.

Stattdessen sollten Messungen nur an den Stationen im Abrüstungsprozess eingesetzt werden, bei denen die Ergebnisse tatsächlich gesichert korrekt sind. Für die Masse des Spaltkerns bedeutet dies, dass erst nach der Demontage bestimmt werden kann, ob diese einen vorher festgelegten Schwellenwert überschreitet. Um sicherzustellen, dass tatsächlich ein

nuklearer Sprengkopf abgerüstet wurde, ist somit insbesondere eine intakte *Chain of Custody* nötig. Damit kann sichergestellt werden, dass der Spaltkern, welcher nach der Demontage verifiziert wird, in dem Objekt enthalten war, welches vom Trägersystem entfernt und über verschiedene Stationen zur Demontage gebracht wurde.

Die vorgestellten Erkenntnisse zur Neutronensignatur intakter Sprengköpfe und der Anwendbarkeit von Neutronenmessverfahren können dazu dienen, ein effizientes Verifikationsregime für einen zukünftigen nuklearen Abrüstungsvertrag zu entwickeln, in welchem Strahlungsmessungen nur an den geeigneten Schritten im Abrüstungsprozess durchgeführt werden. Hierdurch verringert sich der Aufwand sowohl für die Inspektoren als auch für das Personal des Nuklearwaffenstaates⁴⁷, und das Vertrauen in die Ergebnisse wird erhöht, da die Wahrscheinlichkeit für fehlerhafte Messergebnisse reduziert wird.

⁴⁷Bereits ohne internationale Verifikation benötigt das mit der Demontage betraute amerikanische Personal der Anlage Pantex nahe Amarillo, Texas, 5-21 Tage pro Waffe, abhängig von deren Typ [San].

Literatur

- [ADM01] Larry R. Avens, James E. Doyle und Mark F. Mullen. „The Fissile Material Transparency Technology Demonstration“. LA-UR-01-3570. Los Alamos National Laboratory, 2001.
- [Ago+03] S. Agostinelli u. a. „Geant4 - a simulation toolkit“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 506.3 (2003), S. 250–303. DOI: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- [All+06] J. Allison u. a. „Geant4 developments and applications“. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 53.1 (2006), S. 270–278. DOI: 10.1109/TNS.2006.869826.
- [All+16] J. Allison u. a. „Recent developments in Geant4“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 835 (2016), S. 186–225. DOI: 10.1016/j.nima.2016.06.125.
- [AM04] Stefano Atzeni und Jürgen Meyer-ter-Vehn. „The Physics of Inertial Fusion. Beam Plasma Interaction, Hydrodynamics, Hot Dense Matter“. International Series of Monographs on Physics 125. Oxford: Oxford University Press, 2004. ISBN: 978-0-19-856264-1.
- [AVV] „Atomwaffenverbotsvertrag“. 2017. URL: <https://treaties.unoda.org/t/tpnw>.
- [Bau02] Bauberatung Zement, Bundesverband der Deutschen Zementindustrie e.V. „Schwerbeton/Strahlenschutzbeton. Zement-Merkblatt Betontechnik B10“. 2002.
- [BEB60] Richard L. Bramblett, Ronald I. Ewing und T.W. Bonner. „A new type of neutron spectrometer“. In: *Nuclear Instruments and Methods* 9.1 (1960), S. 1–12. DOI: 10.1016/0029-554X(60)90043-4.
- [Bod+10] Veera M. Boddu, Dabir S. Viswanath, Tushar K. Ghosh und R. Damavara-pu. „2,4,6-Triamino-1,3,5-trinitrobenzene (TATB) and TATB-based formulations—A review“. In: *Journal of Hazardous Materials* 181.1 (2010), S. 1–8. DOI: 10.1016/j.jhazmat.2010.04.120.
- [Böh85] K. Böhnel. „The Effect of Multiplication on the Quantitative Determination of Spontaneously Fissioning Isotopes by Neutron Correlation Analysis“. In: *Nuclear Science and Engineering* 90 (1985), S. 75–82.
- [Bow+63] Harry R. Bowman, J. C. D. Milton, Stanley G. Thompson und Wladyslaw J. Swiatecki. „Further Studies of the Prompt Neutrons from the Spontaneous Fission of Cf^{252} “. In: *Physical Review* 129.5 (1. März 1963), S. 2133–2147. DOI: 10.1103/PhysRev.129.2133.

- [BP23] Ville Bogdanoff und Kari Peräjärvi. „Improving the Confidence Associated with Passive Total Neutron Counting in the Nuclear Weapon Disarmament Verification Process“. In: *ESARDA Bulletin - The International Journal of Nuclear Safeguards and Non-Proliferation* 65 (Dez. 2023). Online Verfügbar seit März 2023, S. 2–9. DOI: 10.3011/ESARDA.IJNSNP.2023.1.
- [BPB13] Bundeszentrale für politische Bildung und Bonn International Center for Conversion, Hrsg. „Wichtige nukleare Rüstungskontrollverträge“. 2013. URL: <https://sicherheitspolitik.bpb.de/de/m7/articles/m7-09> (besucht am 28.04.2023).
- [BS13] Richard Dean Burns und Joseph M. Siracusa. „A Global History of the Nuclear Arms Race. Weapons, Strategies, and Politics“. Bd. 1. Praeger, 2013. ISBN: 978-1-4408-0094-8.
- [Cha+09] P. M. J. Chard, S. Croft, M. Looman, P. Peerani, H. Tagziria, M. Bruggeman und A. Laure-Webe. „A Good Practice Guide for the Use of Modelling Codes in Non Destructive Assay of Nuclear Materials“. In: *ESARDA Bulletin* 42 (2009). Hrsg. von Patrick Chard, S. 26–69.
- [Cro+07] S. Croft, E. Alvarez, P. Chard, R. McElroy und S. Philips. „An alternative perspective on the weighted point model for passive neutron multiplicity counting“. In: *48th INMM Annual Meeting*. 2007.
- [Cul04] Dermott E. Cullen. „Sampling ENDL Watt Fission Spectra“. UCRL-TR-203351. Lawrence Livermore National Laboratory, 1. Apr. 2004.
- [DiJ+17] D.D. DiJulio, C.P. Cooper-Jensen, H. Perrey, K. Fissum, E. Rofors, J. Scherzinger und P.M. Bentley. „A polyethylene-B4C based concrete for enhanced neutron shielding at neutron research facilities“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 859 (2017), S. 41–46. DOI: 10.1016/j.nima.2017.03.064.
- [Dol+14] Jennifer L. Dolan, Marek Flaska, Alexis Poitrasson-Riviere, Andreas Enqvist, Paolo Peerani, David L. Chichester und Sara A. Pozzi. „Plutonium measurements with a fast-neutron multiplicity counter for nuclear safeguards application“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 763 (2014), S. 565–574. DOI: 10.1016/j.nima.2014.06.028.
- [End+16] B. M. van der Ende, J. Atanackovic, A. Erlandson und G. Bentoumi. „Use of GEANT4 vs. MCNPX for the characterization of a boron-lined neutron detector“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 820 (1. Juni 2016), S. 40–47. DOI: 10.1016/j.nima.2016.02.082.
- [ENDF22] International Atomic Energy Agency, Nuclear Data Section, Hrsg. „Evaluated Nuclear Data File (ENDF)“. 7. Okt. 2022. URL: <https://www-nds.iaea.org/exfor/endl.htm> (besucht am 30.06.2023).
- [Ens+98] N. Ensslin, W. C. Harker, M. S. Krick, D. G. Langner, M. M. Pickrell und J. E. Steward. „Application Guide to Neutron Multiplicity Counting“. La-13422-M. Los Alamos National Laboratory, Okt. 1998.

- [ESS12] James H. Ely, Edward R. Siciliano und Martyn T. Swinhoe. „Alternatives to Helium-3 for Neutron Multiplicity Detectors“. In: *Proceedings of the 52nd Annual Meeting of the Institute of Nuclear Materials Management*. PNNL-SA-85614. Pacific Northwest National Laboratory. Feb. 2012. URL: <https://www.osti.gov/biblio/1036418>.
- [FAS23] Federation of American Scientists. „Status of World Nuclear Forces“. 28. März 2023. URL: <https://fas.org/issues/nuclear-weapons/status-world-nuclear-forces/> (besucht am 04.05.2023).
- [Fet+90] Steve Fetter, Valery A. Frolov, Marvin Miller, Robert Mozley, Oleg F. Prilutsky, Stanislav N. Rodionov und Roald Z. Sagdeev. „Detecting Nuclear Warheads“. In: *Science & Global Security* 1 (1990), S. 225–302.
- [Fis19] Yannick Fischer. „Untersuchung der Auswirkungen verschiedener Abschirmungen auf die Aussagekraft neutronenbasierter Verifikationstechniken mittels Monte-Carlo-Simulationen“. Bachelor-Arbeit. Universität Hamburg, Feb. 2019.
- [Gam30] G. Gamow. „Mass defect curve and nuclear constitution“. In: *Proceedings of the Royal Society of London A* 126.803 (1930), S. 632–644. DOI: 10.1098/rspa.1930.0032.
- [Gea] Geant4 Collaboration. „GEANT4 - A simulation toolkit“. URL: <https://geant4.web.cern.ch/> (besucht am 06.02.2023).
- [Gea19] Geant4 Collaboration. „Physics Reference Manual“. Version 10.6. 2019.
- [Geo17] A. Sh. Georgadze. „Monte Carlo Simulation of Active Interrogation System Developed for Detection of Illicit Material“. In: *Acta Physica Polonia B* 48.10 (Okt. 2017). DOI: 10.5506/APhysPolB.48.1683.
- [GK15] Malte Göttsche und Gerald Kirchner. „Improving neutron multiplicity counting for the spatial dependence of multiplication: Results for spherical plutonium samples“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 798 (2015), S. 99–106. DOI: 10.1016/j.nima.2015.07.007.
- [GMC13] A.R. Garcia, E. Mendoza und D. Cano-Ott. „Validation of the thermal neutron physics in GEANT4“. In: *G4 Hadronic group meeting*. 7. Apr. 2013. URL: https://indico.cern.ch/event/245281/contributions/1564676/attachments/420136/583408/thermal_physics_validation_argarcia.pdf.
- [Göt15] Malte Göttsche. „Reducing Neutron Multiplicity Counting Bias for Plutonium Warhead Authentication“. Dissertation. Universität Hamburg, 2015.
- [Gre+21] J. Gregor, M. Baron, J. Kesten und E.A. Kroeger. „Comparison of the response of handheld neutron detectors in differing deployment environments: Measurements, calculations and practical implications“. In: *Radiation Measurements* 143 (2021), S. 106571. DOI: 10.1016/j.radmeas.2021.106571.

- [Hay17] W. M. Haynes, Hrsg. „CRC Handbook of Chemistry and Physics. A Ready-Reference Book of Chemical and Physical Data“. 97. Aufl. Boca Raton, London, New York: CRC Press, Tylor und Francis Group, 2017, S. 4–52. ISBN: 978-1-4987-5429-3.
- [Heb19] Simon Hebel. „Documentation of the NuDiVe Exercise“. Auswärtiges Amt, Universität Hamburg, Sep. 2019. URL: <https://www.ipndv.org/wp-content/uploads/2021/07/NuDiVe-Dokumentation-1.0.pdf> (besucht am 12.05.2023).
- [Hec00] Siegfried S. Hecker. „Plutonium and Its Alloys. From atoms to microstructure“. In: *Los Alamos Science* 26 (2000), S. 290–335.
- [HKS15] Vladimir Henzl, Katrine E. Koehler und Peter A. Santi. „Simulation Study to Develop Spatial Multiplication Model in Neutron Multiplicity Counting“. LA-UR-15-25186. Los Alamos National Laboratory, 2015.
- [HZ84] N. E. Holden und M. S. Zucker. „Reevaluation of the average prompt neutron emission multiplicity (nubar) values from fission of uranium and transuranium nuclides“. In: Meeting on Nuclear Standard Reference Data (Geel, Belgien, 12. Nov. 1984). BNL-NCS-35513. Jan. 1984. URL: <https://www.osti.gov/biblio/6205262>.
- [IAEA22] International Atomic Energy Agency. „Safeguards Glossary. 2022 Edition“. IAEA SAFEGUARDS GLOSSARY 3 (Rev. 1). 2022. URL: https://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/PUB2003_web.pdf (besucht am 27.03.2023).
- [ICAN] International Campaign to Abolish Nuclear Weapons, Hrsg. „The road to a world free of nuclear weapons“. URL: https://www.icanw.org/nuclear_weapons_history (besucht am 08.05.2023).
- [ICJ96] „Legality of the Threat or Use of Nuclear Weapons. Advisory Opinion“. In: *I.C.J. Reports* (8. Juli 1996), S. 226–267.
- [IPFM22] International Panel on Fissile Materials. „Global Fissile Material Report 2022. Fifty Years of the Nuclear Non-Proliferation Treaty: Nuclear Weapons, Fissile Material, and Nuclear Energy“. Forschungsber. Programm on Science und Global Security, Princeton University, Juli 2022. URL: <https://fissilematerials.org/library/gfmr22.pdf> (besucht am 14.02.2023).
- [IPNDV] International Partnership for Nuclear Disarmament Verification, Hrsg. URL: <https://www.ipndv.org> (besucht am 02.05.2023).
- [IPNDV17] International Partnership for Nuclear Disarmament Verification. „Phase I Summary Report. Creating the Verification Building Blocks for Future Nuclear Disarmament“. Abschlussbericht. Nov. 2017. URL: https://www.ipndv.org/wp-content/uploads/2017/12/IPNDV-Phase-I-Summary-Report_Final.pdf (besucht am 02.05.2023).

- [IPNDV19] International Partnership for Nuclear Disarmament Verification. „Phase II Summary Report. Moving from Paper to Practice in Nuclear Disarmament Verification“. Abschlussbericht. Dez. 2019. URL: https://media.nti.org/documents/IPNDV_Phase_II_Summary_Report_FINAL.pdf (besucht am 02.05.2023).
- [JPB11] F. Jallu, C. Passard und E. Brackx. „Application of active and passive neutron non destructive assay methods to concrete radioactive waste drums“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B* 269.18 (2011), S. 1956–1962. DOI: 10.1016/j.nimb.2011.05.024.
- [Kai21] Wolfgang Kaiser. „Kunststoffchemie für Ingenieure. Von der Synthese bis zur Anwendung“. 5. Aufl. München: Carl Hanser Verlag, 2021. ISBN: 978-3-446-45191-9.
- [KGM05] Merlyn S. Krick, William H. Geist und Douglas R. Mayo. „A Weighted Point Model for the Thermal Neutron Multiplicity Assay of High-Mass Plutonium Samples“. LA-14157. Los Alamos National Laboratory, Okt. 2005. URL: https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/37/047/37047073.pdf?r=1 (besucht am 14.03.2023).
- [Kir] Gerald Kirchner. *Mündliche Kommunikation*.
- [KK21] Hans M. Kristensen und Matt Korda. „United States nuclear weapons, 2021“. In: *Bulletin of the Atomic Scientists* 77.1 (2021), S. 43–63. DOI: 10.1080/00963402.2020.1859865.
- [KKR23] Hans M. Kristensen, Matt Korda und Eliana Reynolds. „Chinese nuclear weapons, 2023“. In: *Bulletin of the Atomic Scientists* 79.2 (2023), S. 108–133. DOI: 10.1080/00963402.2023.2178713.
- [Kon+10] Sergey Kondratov, Alexander Livke, Duncan MacArthur, Jonathan Thron und Sergey Razinkov. „AVNG System Demonstration“. LA-UR-10-02620. Los Alamos National Laboratory, 2010. URL: https://www.nti.org/wp-content/uploads/2021/09/LA-UR-10-02620_AVNG_System_Demonstration.pdf.
- [Küt16] Moritz Kütt. „Simulation of Neutron Multiplicity Measurements using Geant4. Open Source Software for Nuclear Arms Control“. Dissertation. Technische Universität Darmstadt, 2016. URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/5621>.
- [LB21] David P. Landau und Kurt Binder. „A Guide to Monte Carlo Simulations in Statistical Physics“. 5. Aufl. Cambridge: Cambridge University Press, 2021. ISBN: 978-1-108-49014-6. DOI: 10.1017/9781108780346.
- [LPT09] Marc Looman, Paolo Peerani und Hamid Tagziria. „Monte Carlo simulations of neutron counters for safeguard applications“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 598 (2009), S. 542–550. DOI: 10.1016/j.nima.2008.09.040.
- [Mar17] Serge Marguet. „The Physics of Nuclear Reactors“. Springer, 2017. ISBN: 978-3-319-59560-3. DOI: 10.1007/978-3-319-59560-3.

- [Met87] N. Metropolis. „The Beginning of the Monte Carlo Method“. In: *Los Alamos Science* 15 (1987), S. 125–130.
- [MU49] Nicholas Metropolis und S. Ulam. „The Monte Carlo Method“. In: *Journal of the American Statistical Association* 44.247 (1949), S. 335–41. DOI: 10.1080/01621459.1949.10483310.
- [Nie] Lars Nierobis. URL: <http://www.waermedaemmstoffe.com/htm/polystyrol.htm> (besucht am 24. 03. 2022).
- [NVV] „Vertrag über die Nichtverbreitung von Kernwaffen“. 1968. URL: <https://www.un.org/disarmament/wmd/nuclear/npt/text> (besucht am 09. 12. 2022).
- [NWA] Carey Sublette. „Nuclear Weapons Archive“. URL: nuclearweaponsarchive.org (besucht am 18. 11. 2022).
- [OF22] Martin Okrusch und Hartwig E. Frimmel. „Mineralogie. Eine Einführung in die spezielle Mineralogie, Petrologie und Lagerstättenkunde“. 10. Aufl. Berlin: Springer Spektrum, 2022, S. 164. ISBN: 978-3-662-64064-7. DOI: 10.1007/978-3-662-64064-7.
- [OH96] Gerd Otter und Raimund Honecker. „Atome - Moleküle - Kerne. Band II Molekül- und Kernphysik“. Stuttgart: B. G. Teubner, 1996. ISBN: 978-3-322-92134-5. DOI: 10.1007/978-3-322-92134-5.
- [PEP09] Imre Pázsit, Andreas Enqvist und Lénárd Pál. „A note on the multiplicity expressions in nuclear safeguards“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 603.3 (2009), S. 541–544. DOI: 10.1016/j.nima.2009.03.018.
- [PHS57] B. T. Price, C. C. Horton und K. T. Spinney. „Radiation Shielding“. Hrsg. von R. A. Charpie und J. V. Dunworth. International Series of Monographs on Nuclear Energy, Division X. REACTOR DESIGN PHYSICS, Volume 2. New York, London, Paris: Pergamon Press, 1957.
- [Pio21] Tomasz Piotrowski. „Neutron shielding evaluation of concretes and mortars: A review“. In: *Construction and Building Materials* 277 (2021), S. 122–238. DOI: 10.1016/j.conbuildmat.2020.122238.
- [PM03] Sara A. Pozzi und John T. Mihalcz. „Monte Carlo Evaluation of Passive Correlation Measurements on Containerized Plutonium Shells“. In: 44th Annual INMM Meeting. Phoenix, Arizona, Juli 2003.
- [PNNL21] Pacific Northwest National Laboratory. „Compendium of Material Composition Data for Radiation Transport Modeling“. Version 2. 2021. URL: https://www.pnnl.gov/main/publications/external/technical_reports/PNNL-15870Rev2.pdf (besucht am 09. 12. 2022).
- [Pou19] Daniel C. Poulson. „Interrogation of Spent Nuclear Fuel Casks Using Cosmic-ray Muon Computed Tomography“. Dissertation. University of New Mexico, 2019. URL: https://digitalrepository.unm.edu/ne_etds/90.

- [Pov+14] Bogdan Povh, Klaus Rith, Christoph Scholz, Frank Zetsche und Werner Ro-dejohann. „Teilchen und Kerne. Eine Einführung in die physikalischen Kon-zepte“. 9. Aufl. Springer Spektrum, 2014. ISBN: 978-3-642-37821-8.
- [Prü21] Carina Prünte. „Simulating the Neutron Signature of a Nuclear Warhead Mo-del with the Monte Carlo-based Algorithm Geant4 in the Context of Disarma-ment Verification“. Bachelor-Arbeit. Universität Hamburg, 2021.
- [PS] URL: <https://www.chemicalsafetyfacts.org/polystyrene/> (besucht am 24.03.2022).
- [PS19] Pavel Podvig und Ryan Snyder. „Watch them go: Simplifying the Eliminati-on of Fissile Materials and Nuclear Weapons“. United Nations Institute for Disarmament Research (UNIDIR), 15. Aug. 2019. DOI: 10.37559/WMD/19/NuclearVer01.
- [REJ91] D. Reilly, N. Ensslin und H. Smith Jr. „Passive Nondestructive Assay of Nuclear Materials“. Los Alamos National Laboratory, März 1991.
- [Rey+03] A.P. Reynolds, Wei Tang, T. Gnaupel-Herold und H. Prask. „Structure, pro-perties, and residual stress of 304L stainless steel friction stir welds“. In: *Scripta Materialia* 48.9 (2003), S. 1289–1294. DOI: 10.1016/S1359-6462(03)00024-1.
- [San] Sandia National Laboratory. „Dismantlement of Nuclear Weapons by the De-partment of Energy“. Hrsg. von U.S. Department of Energy. URL: <https://www.youtube.com/watch?v=S0ajFJzQew> (besucht am 13.04.2023).
- [Sch13] Eric Schlosser. „Command and Control. Die Atomwaffenarsenale der USA und die Illusion der Sicherheit. Eine wahre Geschichte“. München: Verlag C.H.Beck, 2013. ISBN: 978-3-406-65595-1.
- [She01] Thomas E. Shea. „Report on the Trilateral Initiative. IAEA Verification of Weap-on-Origin Material in the Russian Federation and the United States“. In: *IAEA BULLETIN* 43.4 (Dez. 2001), S. 49–53.
- [Sho01] E.F. Shores. „Data updates for the SOURCES-4A computer code“. In: *Nucle-ar Instruments and Methods in Physics Research Section B* 179.1 (2001), S. 78–82. DOI: 10.1016/S0168-583X(00)00694-7.
- [Smy45] Henry De Wolf Smyth. „Atomic Energy for Military Purposes. A General Account of the Development of Methods of Using Atomic Energy for Military Purposes“. Manhattan Project, 1945. URL: http://mit.usiu.ac.ke/courses/science-technology-and-society/sts-003-the-rise-of-modern-science-fall-2010/readings/MITSTS_003F10_read05_smyth.pdf (besucht am 09.12.2022).
- [Son+22] Svenja Sonder, Simon Hebel, Carina Prünte und Gerald Kirchner. „Impact of Concrete Building Structures on Neutron Radiation and its Mitigation“. In: *ESARDA Bulletin - The International Journal of Nuclear Safeguards and Non-proliferation* 64.2 (Dez. 2022), S. 2–9.

- [Son+23] Svenja Sonder, Carina Prünke, Yannick Fischer, Manuel Kreutle, Jan Scheunemann und Gerald Kirchner. „Simulating the Passive Neutron and Gamma Signatures of Containerized Nuclear Warheads for Disarmament Verification“. In: *Science & Global Security* 31.1-2 (2023), S. 1–25. DOI: 10.1080/08929882.2023.2223832.
- [TB17] Jiawei Tan und Joseph Bendahan. „Geant4 modifications for accurate fission simulations“. In: *Physics Procedia* 90 (2017), S. 256–265. DOI: 10.1016/j.phpro.2017.09.005.
- [Ter65] J. Terrell. „Prompt Neutrons from Fission“. In: *Proceedings of the Symposium on Physics and Chemistry of the Fission* (Salzburg, 22.–26. März 1965). Hrsg. von International Atomic Energy Agency. Bd. 2. Wien, 1965, S. 3–22.
- [The] Thermal Panel Solutions Sydney, Hrsg. URL: https://www.thermalps.com.au/imagesDB/wysiwyg/TDS_Expanded_Polystyrene.pdf (besucht am 24.03.2022).
- [Tod65] Isaac Todhunter. „A History of the Mathematical Theory of Probability. From the Time of Pascal to that of Laplace“. Cambridge, London: Macmillan und Co., 1865.
- [Too22] Rebecca Toomey. „A Measurement of the $^{18}\text{O}(\alpha,n)^{21}\text{Ne}$ Reaction“. Dissertation. School of Graduate Studies Rutgers, The State University of New Jersey, Okt. 2022.
- [TPC00] Yevgeni V. Terekhine, Theodore A. Parish und William S. Charlton. „Shielding and Criticality Characterization of ALR8(SI) Plutonium Storage Containers“. In: *Journal of Nuclear Science and Technology* 37.sup1 (2000), S. 347–351. DOI: 10.1080/00223131.2000.10874904.
- [UKNI10] „The United Kingdom-Norway initiative: research into the verification of nuclear warhead dismantlement“. NPT/CONF.2010/WP.41. In: 2010 Review Conference of the Parties to the Treaty on the Non-Proliferation of Nuclear Weapons. 26. Apr. 2010. URL: <https://undocs.org/Home/Mobile?FinalSymbol=NPT%2FCONF.2010%2FWP.41&Language=E&DeviceType=Desktop&LangRequested=False> (besucht am 05.05.2023).
- [UN00] United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation. „Sources and Effects of Ionizing Radiation. Vol 1: Sources“. UNSCEAR 2000 Report to the General Assembly. 46 (A/55/46). New York: United Nations, 2000. Annex B - Exposure from natural radiation sources, S. 86. URL: https://www.unscear.org/unscear/en/publications/2000_1.html (besucht am 10.05.2023).
- [UN46] Generalversammlung der UN. „Resolutions Adopted on the Reports of the First Committee. Establishment of a Commission to Deal with the Problems Raised by the Discovery of Atomic Energy“. Resolution A/RES/1(I). 24. Jan. 1946. URL: <https://research.un.org/en/docs/ga/quick/regular/1>.

- [VCM00] T.E. Valentine, L.G. Chiang und J.T. Mihalcz. „Monte Carlo evaluation of passive NMIS for assay of plutonium in shielded containers“. Y/LB-16,027. In: Institute of Nuclear Materials Management (New Orleans, 16.–20. Juli 2000). 30. Mai 2000.
- [VHW16] Jerome M. Verbeke, Chris Hagmann und Doug Wright. „Simulation of Neutron and Gamma Ray Emission from Fission and Photofission. LLNL Fission Library 2.0.2“. UCRL-AR-228518-REV-1. Lawrence Livermore National Laboratory, 24. Okt. 2016.
- [WA02] B. Wiegel und A.V. Alevra. „NEMUS—the PTB Neutron Multisphere Spectrometer: Bonner spheres and more“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 476.1 (2002). Int. Workshop on Neutron Field Spectrometry in Science, Technology and Radiation Protection, S. 36–41. DOI: 10.1016/S0168-9002(01)01385-7.
- [Wag91] Cyriel Wagemans, Hrsg. „The Nuclear Fission Process“. Boca Raton: CRC Press, 1991. ISBN: 0-8493-5434-X.
- [Wat52] B. E. Watt. „Energy Spektrum of Neutrons from Thermal Fission of U-235“. In: *Physical Review* 87.6 (15. Sep. 1952).
- [Wei35] Carl Friedrich von Weizsäcker. „Zur Theorie der Kernmassen“. In: *Zeitschrift für Physik* 96 (1935), S. 431–458.
- [Wet91] Larry L. Wetzel. „Amount and Effect of Moisture Retention in Concrete“. In: *Data and Analysis for Nuclear Criticality Safety* 63 (1991), S. 217–218.
- [WG16] Working Group 3. „Passive Neutron Counting Technology Data Sheet“. International Partnership for Nuclear Disarmament Verification, 2016. URL: <http://ipndv.org/wp-content/uploads/2017/11/WG3-NM4-Passive-Neutron-Counting-Technology-Data-Sheet-Final.pdf> (besucht am 02.05.2023).
- [WG20] Working Group 6. „Technologies for Verification. Nuclear Explosive Device (NED) in Container, SNM Monitoring Technologies“. International Partnership for Nuclear Disarmament Verification, 2020. URL: https://www.ipndv.org/wp-content/uploads/2020/04/NED_SNM_in_Container_SHEET-1_FINAL_.pdf (besucht am 02.05.2023).
- [Whi12] Nicholas J Whitworth. „Modelling detonation in ultrafine tatb hemispherical boosters using crest“. In: *AIP Conference Proceedings* 1426.1 (2012), S. 213–216. DOI: 10.1063/1.3686257.
- [YG15] Jie Yan und Alexander Glaser. „Nuclear Warhead Verification: A Review of Attribute and Template Systems“. In: *Science & Global Security* 23.3 (2015), S. 157–170. DOI: 10.1080/08929882.2015.1087221.
- [Zhu+17] Lin Zhuang, Quanhu Zhang, Wenming Zuo und Chen Chen. „Computer Analysis of fast Neutron Multiplicity Analysis“. In: *Proceedings of the 2017 6th International Conference on Energy, Environment and Sustainable Development*. Advances in Engineering Research. Atlantis Press, Apr. 2017, S. 225–230. ISBN: 978-94-6252-328-9. DOI: 10.2991/iceesd-17.2017.44.

Anhang

A.1 Wattspektren induzierter Spaltungen

Bei induzierten Spaltungen hängt sowohl die Neutronenmultiplizität als auch die Energieverteilung der emittierten Neutronen von der Energie des induzierenden Neutrons ab. Die Energieverteilung wird durch ein Watt-Spektrum wiedergegeben (s. Kap. 2.1), dessen Parameter a und b schwach von der Energie des einfallenden Neutrons abhängen [VHW16]. Da die Parameter nicht für jede mögliche Einfallenergie gemessen werden können, müssen sie, außer für einige Stützpunkte, approximiert werden.

Im Folgenden soll kurz die Methode der *LLNLFissionLibrary* vorgestellt werden. Diese basiert auf der Erkenntnis Cullens, dass bei induzierter Spaltung der Parameter b stets sehr nahe bei 1.0 ist [Cul04]. Folglich kann das Spektrum gut dargestellt werden, indem nur ein Parameter verwendet wird, welcher mit der kinetischen Energie des einfallenden Neutrons variiert.

Dabei wird folgende Variation angenommen:

$$a(E) = a_0 + a_1E + a_2E^2 \quad (\text{A.1})$$

Die Parameter a_0, a_1 und a_2 wurden erstmals im Code TART angegeben und können in [VHW16] nachgeschlagen werden. Für die in dieser Dissertation relevanten Isotope sind die Parameter in Tab. A.1 angegeben. In Abb. A.1 ist die Energieabhängigkeit des Parameters a für die Isotope aus Tab. A.1 graphisch dargestellt.

In Abb. A.2 sind außerdem die Wattspektren für induzierte Spaltung im ^{239}Pu bei verschiedenen Energien des einfallenden Neutrons angegeben. Darüber hinaus zeigt Abb. A.3 die Wattspektren verschiedener Isotope bei einer kinetischen Energie des einfallenden Neutrons von 1 MeV.

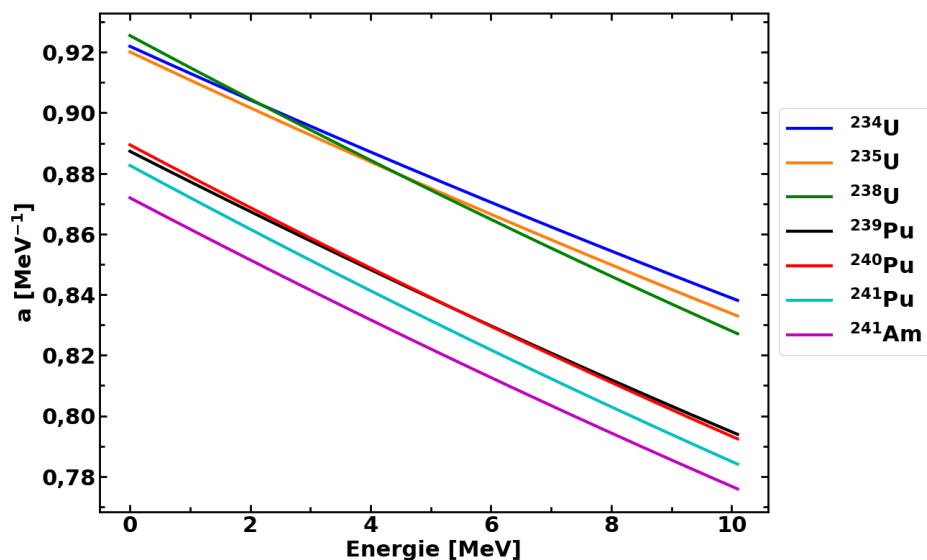


Abbildung A.1: Energieabhängiger Watt-Parameter a für verschiedene Isotope. Die Isotope sind in der Legende angegeben.

Isotop	a_2 [MeV ⁻³]	a_1 [MeV ⁻²]	a_0 [MeV ⁻¹]
²³⁴ U	$6,81 \cdot 10^{-5}$	-0,0090	0,92
²³⁵ U	$7,33 \cdot 10^{-5}$	-0,0094	0,92
²³⁸ U	$8,97 \cdot 10^{-5}$	-0,0106	0,93
²³⁹ Pu	$8,51 \cdot 10^{-5}$	-0,0101	0,89
²⁴⁰ Pu	$9,11 \cdot 10^{-5}$	-0,0105	0,89
²⁴¹ Pu	$9,43 \cdot 10^{-5}$	-0,0107	0,88
²⁴¹ Am	$9,08 \cdot 10^{-5}$	-0,0104	0,87

Tabelle A.1: Parameter der Wattspektren verschiedener Isotope bei induzierter Spaltung. Die Werte sind aus [VHW16] entnommen.

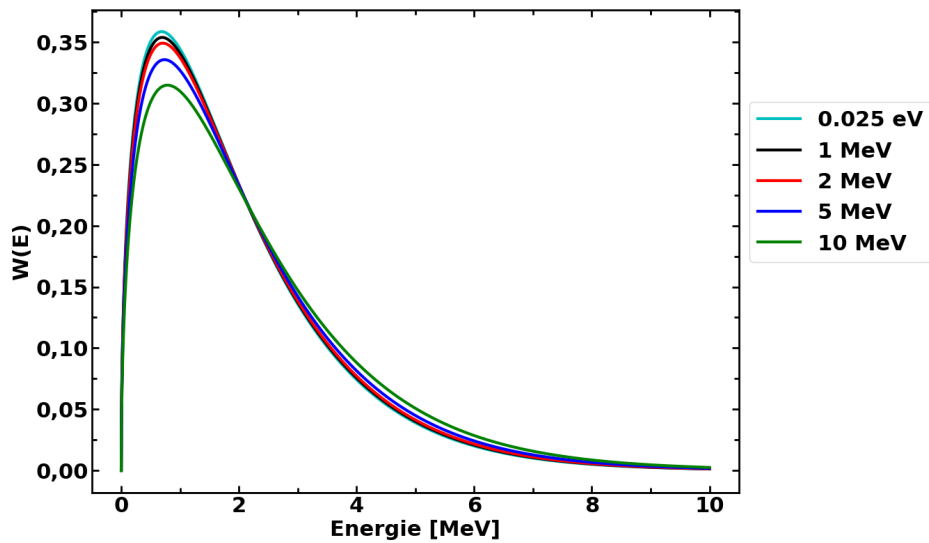


Abbildung A.2: Wattspektren der Neutronen aus induzierter Spaltung im ^{239}Pu für verschiedene Einfallsenergien. Die Energien sind in der Legende angegeben.

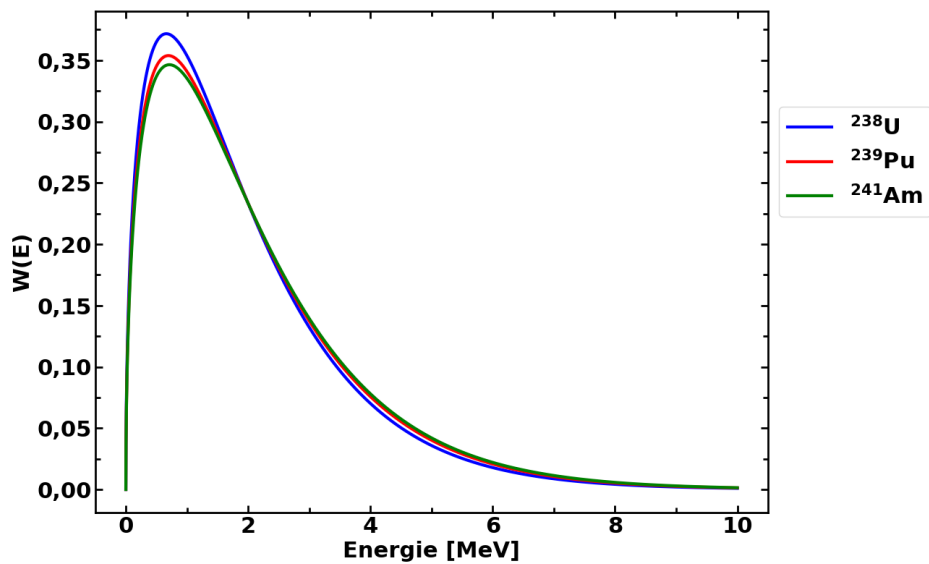


Abbildung A.3: Wattspektren der Neutronen aus induzierter Spaltung in verschiedenen Isotopen für eine Einfallsenergie von 1 MeV. Die Isotope sind in der Legende angegeben.

A.2 Wirkungsquerschnitte

Sofern nicht anders angegeben, stammen die Wirkungsquerschnitte dieses Kapitels aus der ENDF-VIII.0-Datenbank [ENDF22].

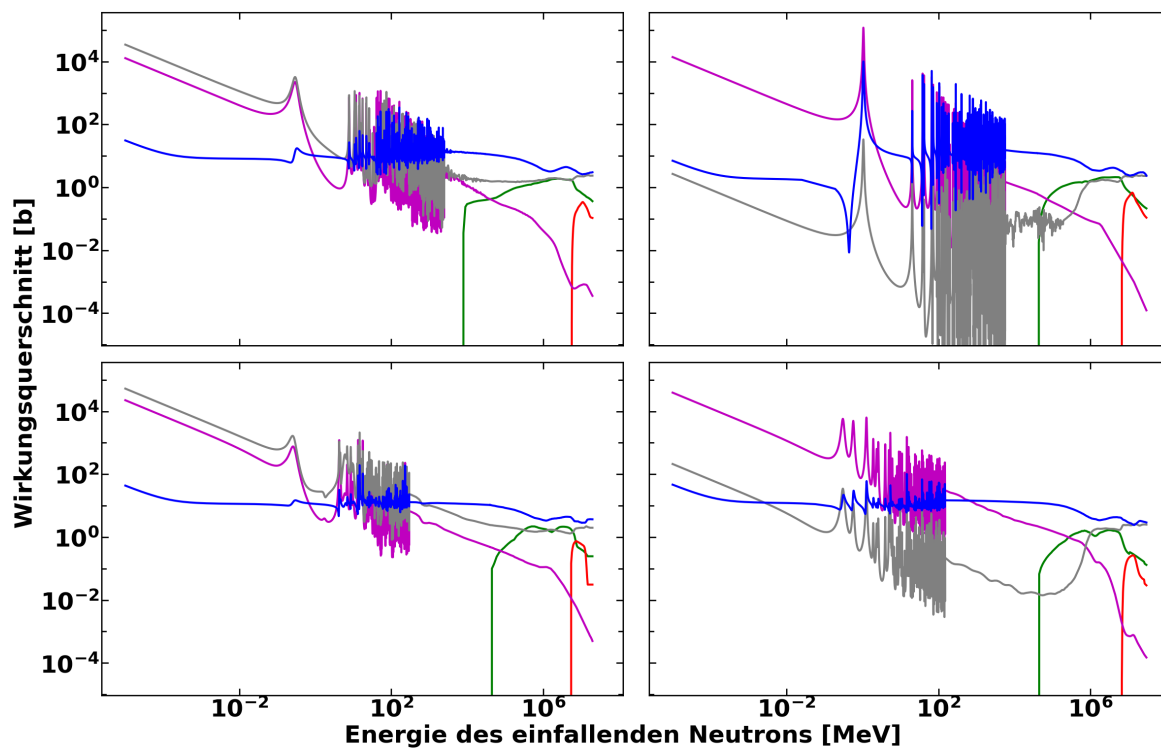


Abbildung A.4: Wirkungsquerschnitte verschiedener Reaktionen für die im Spaltkern enthaltenen Isotope ^{239}Pu (oben links), ^{240}Pu (oben rechts), ^{241}Pu (unten links) und ^{241}Am (unten rechts). Dargestellt sind die elastische Streuung (blau), inelastische Streuung (grün), $(n, 2n)$ -Reaktion (rot), induzierte Spaltung (grau) und (n, γ) -Reaktion (magenta).

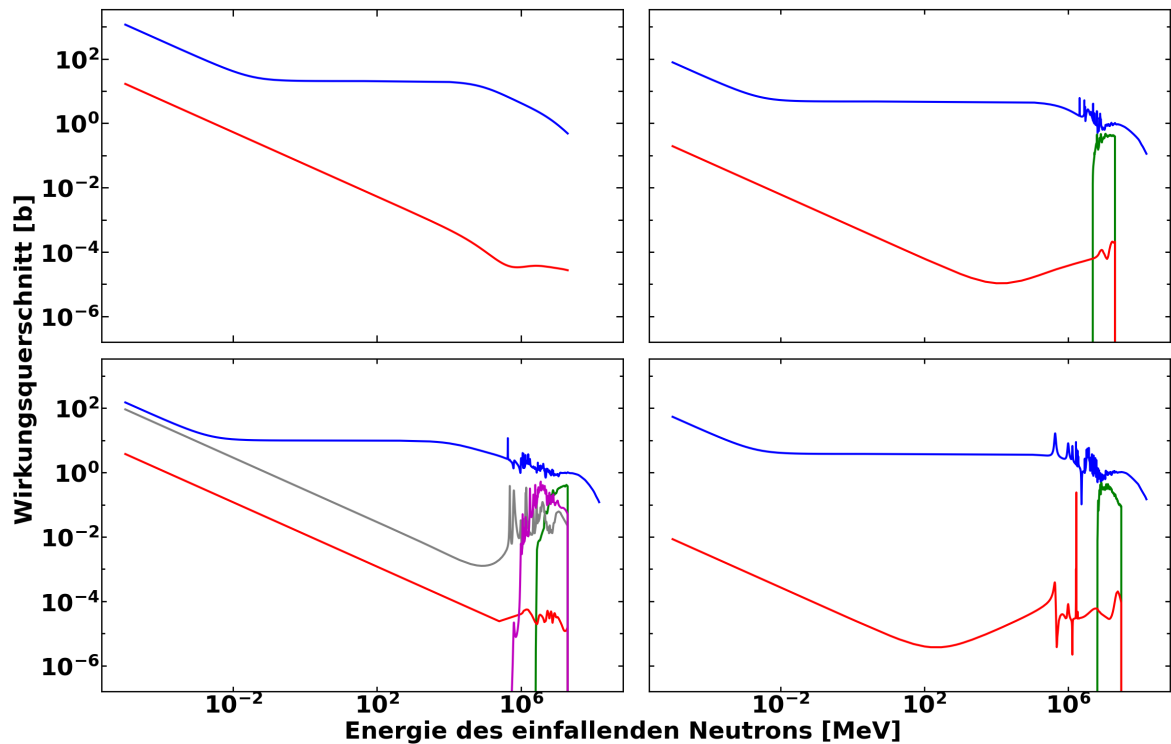


Abbildung A.5: Wirkungsquerschnitte verschiedener Reaktionen für die im Sprengstoff und Celotex enthaltenen Isotope ^1H (oben links), ^{12}C (oben rechts), ^{14}N (unten links, nicht im Celotex enthalten) und ^{16}O (unten rechts). Dargestellt sind die elastische Streuung (blau), inelastische Streuung (grün), (n, γ) -Reaktion (rot), (n, p) -Reaktion (grau) und (n, α) -Reaktion (magenta).

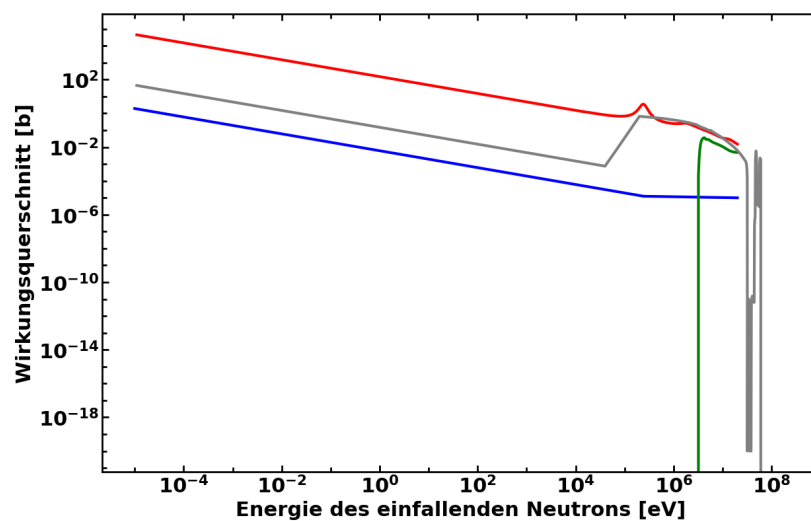


Abbildung A.6: Wirkungsquerschnitte verschiedener Reaktionen im ^6Li . Dargestellt sind die (n, γ) -Reaktion (blau), (n, p) -Reaktion (grün) und (n, α) -Reaktion. Die Wirkungsquerschnitte der (n, α) -Reaktion stammen aus den Datenbanken CENDL-3.2 (rot) und TENDL-2015.s60 (grau), da in der ENDF-VIII.0-Datenbank diese nicht hinterlegt sind.

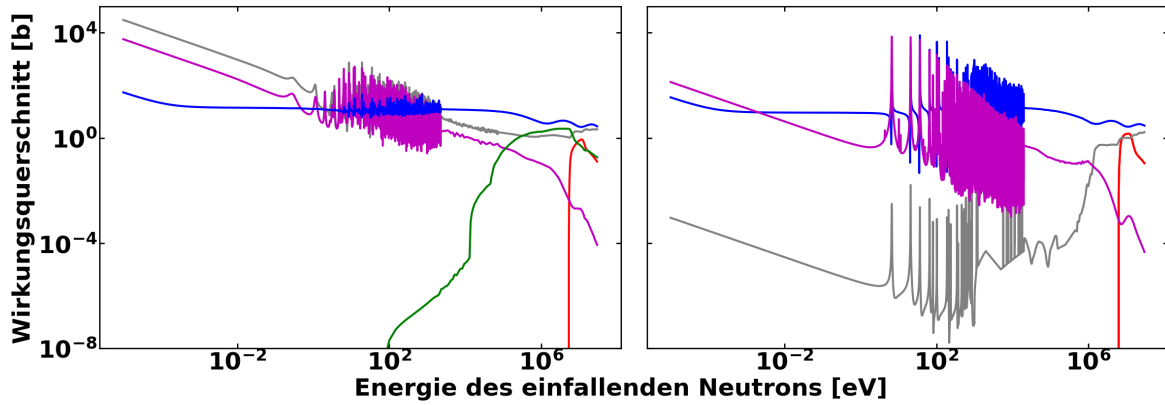


Abbildung A.7: Wirkungsquerschnitt verschiedener Reaktionen für ^{235}U (links) und ^{238}U (rechts). Dargestellt sind die elastische Streuung (blau), inelastische Streuung (grün), $(n,2n)$ -Reaktion (rot), induzierte Spaltung (grau) und (n,γ) -Reaktion (magenta).

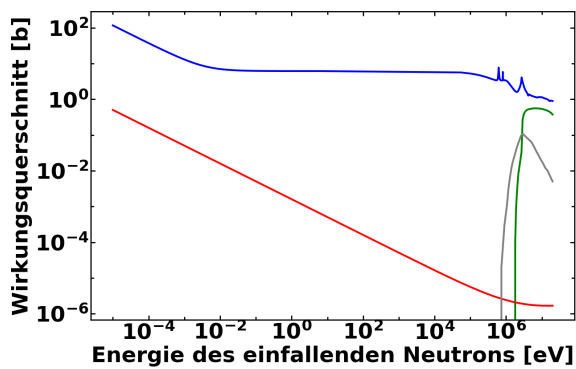


Abbildung A.8: Wirkungsquerschnitte verschiedener Reaktionen im Beryllium (^9Be). Dargestellt sind die elastische Streuung (blau), $(n,2n)$ -Reaktion (grün), (n,γ) -Reaktion (rot) und (n,α) -Reaktion (grau).

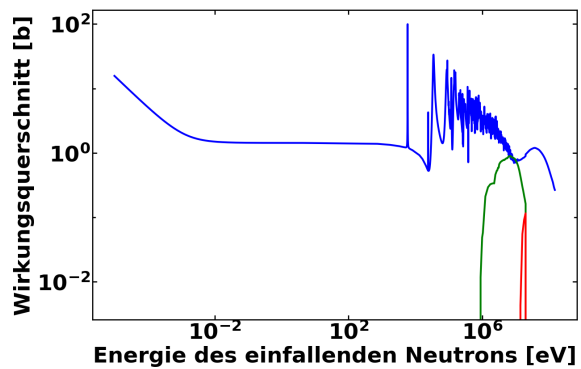


Abbildung A.9: Wirkungsquerschnitte verschiedener Reaktionen im Aluminium (^{27}Al). Dargestellt sind die elastische Streuung (blau), inelastische Streuung (grün) und $(n,2n)$ -Reaktion (rot).

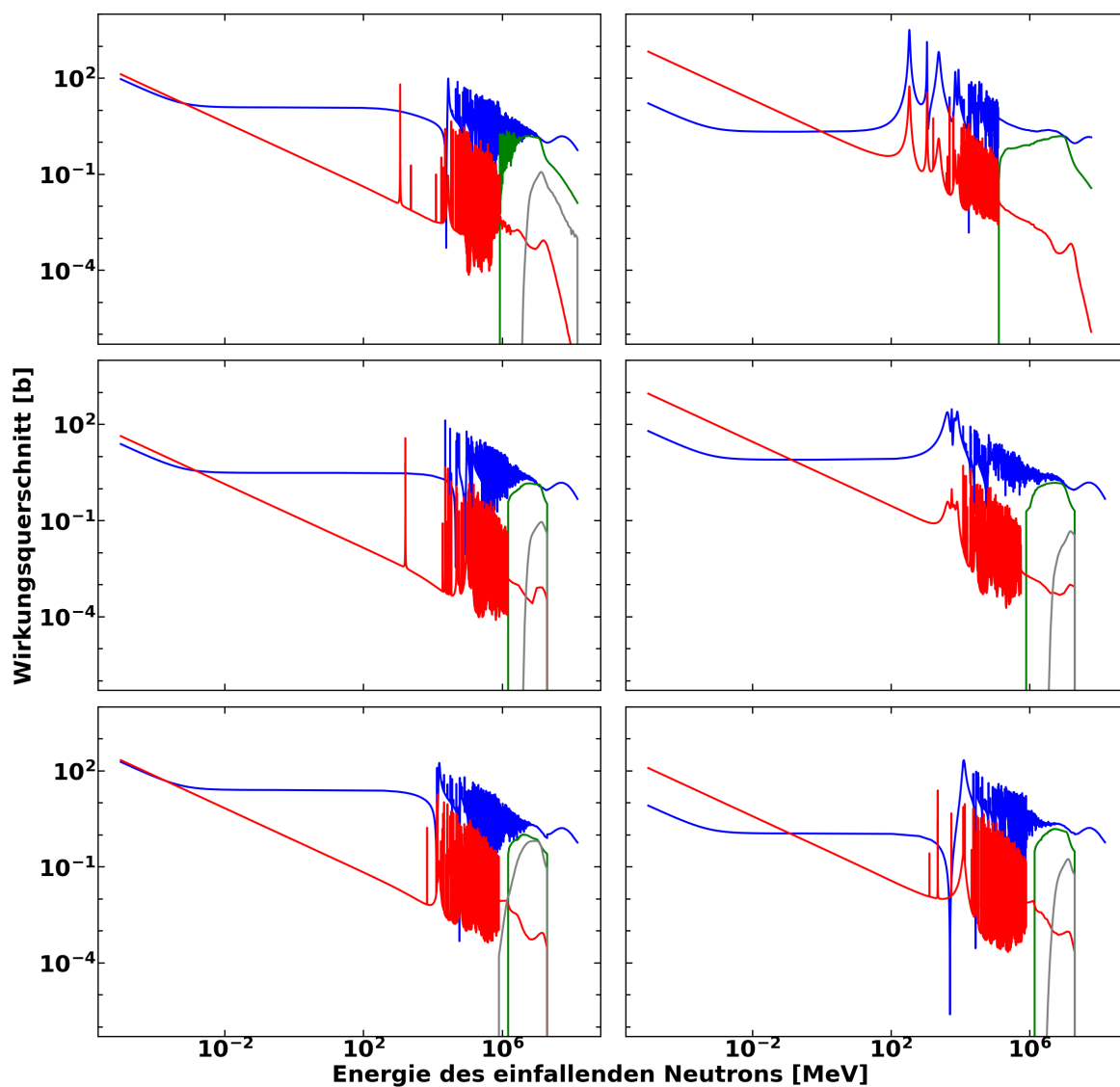


Abbildung A.10: Wirkungsquerschnitte verschiedener Reaktionen der im Stahl enthaltenen Isotope ^{56}Fe (oben links), ^{55}Mn (oben rechts), ^{52}Cr (Mitte links), ^{53}Cr (Mitte rechts), ^{58}Ni (unten links) und ^{60}Ni (unten rechts). Dargestellt sind die elastische Streuung (blau), inelastische Streuung (grün), (n, γ) -Reaktion (rot) und (n, p) -Reaktion (grau).

A.3 Wahrscheinlichkeiten zur Emission weiterer Neutronen

Im Folgenden sind die in Abschnitt 6.6.2 verwendeten Wahrscheinlichkeiten dargestellt.

Wahrscheinlichkeit	Plutonium	Spaltsprengkopf	Thermonuklearer Sprengkopf
$p(X \geq 2 x \geq 1)$	0,779	0,619	0,585
$p(X \geq 3 x \geq 1)$	0,497	0,397	0,358
$p(X \geq 4 x \geq 1)$	0,291	0,278	0,244
$p(X \geq 5 x \geq 1)$	0,189	0,208	0,177
$p(X \geq 6 x \geq 1)$	0,114	0,165	0,134

Tabelle A.2: Bedingte Wahrscheinlichkeit, dass weitere Neutronen emittiert werden, wenn bekannt ist, dass bereits mindestens ein auslösendes den Container verlassen hat.

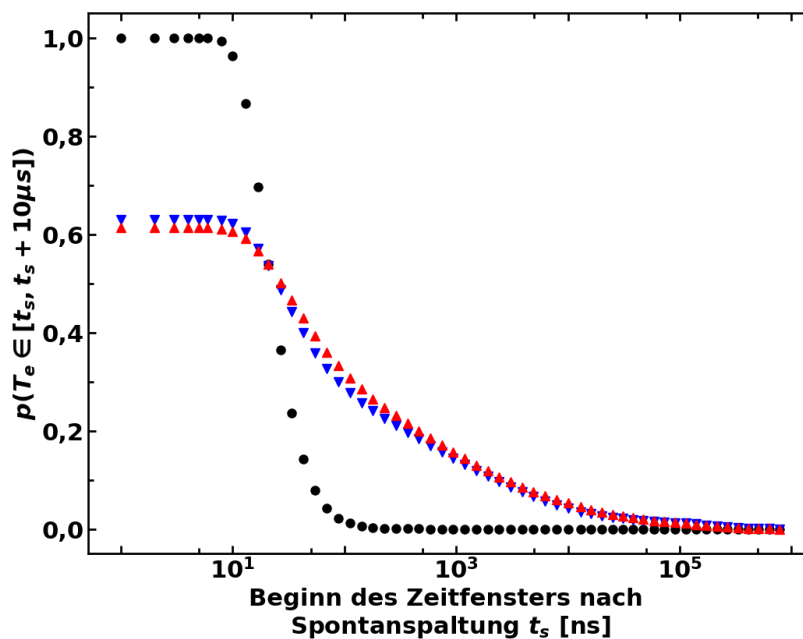


Abbildung A.11: Wahrscheinlichkeit der Emission eines Neutrons in einem Zeitfenster von $10 \mu\text{s}$ für den nackten Plutoniumkern (schwarz) sowie den Spalt- (rot) und den thermonuklearen Sprengkopf (blau).

A.4 Berechnung des Borcarbid-Betons

Während für bariumhaltige Betons verschiedene Zusammensetzungen in der Literatur zu finden sind (s. z.B. [PNNL21]), ist dies für Betons mit hohen Boranteilen nicht der Fall. Daher wurde hierfür eine eigene Zusammensetzung berechnet.

Beton besteht aus Zement, einem Zuschlagstoff und Wasser. Bei normalem Baubeton wird Gesteinskörnung als Zuschlagstoff verwendet, jedoch kann durch andere ein besserer Strahlenschutz erreicht werden. Bor kann durch verschiedene Zuschlagstoffe dem Beton hinzugefügt werden, z.B. durch Borfritte oder Borcarbid [Bau02]. Für die Entwicklung des borhaltigen Betons wurde auf Borcarbid als Zuschlagstoff zurückgegriffen, da dieser eine definierte chemische Zusammensetzung aufweist.

Der Borcarbid-Beton basiert auf dem ebenfalls verwendeten Baryt-Beton. Für diesen wurde angenommen, dass Baryt als einziger Zuschlagstoff eingesetzt wurde. Dieser soll in der Berechnung vollständig durch Borcarbid ersetzt werden. Hierzu wurde zunächst bestimmt, wie hoch die Massenanteile des Baryts an der Gesamtmasse des Betons sind.

Baryt, auch als Schwerspat bezeichnet, ist ein Mineral, welches aus Bariumsulfat ($\text{Ba}[\text{SO}_4]$) besteht. Da das gesamte Barium im Beton aus dem Baryt stammt, kann aus dessen Massenanteil bestimmt werden, wie viele Atome in einem Kilogramm Beton enthalten sind. Diese Anzahl entspricht auch der Anzahl an Schwefelatomen, während die vierfache Menge an Sauerstoffatomen aus dem Baryt stammt.

Daraus ergibt sich, dass neben dem Barium auch der gesamte Schwefel aus dem Baryt stammt, der Sauerstoff jedoch sowohl aus dem Baryt als auch aus dem Zement und Wasser (s. auch Tab. A.3). Insgesamt ergibt sich, dass das Baryt 78,74 % der Gesamtmasse des Betons ausmacht.

Dieser Anteil soll nun durch Borcarbid ersetzt werden. Dessen chemische Summenformel lautet B_4C . Folglich müssen viermal so viele Bor-Atome wie Kohlenstoffatome hinzugefügt werden. Hierdurch ergeben sich die verwendeten Massenanteile.

Baryt weist eine Dichte von $4,5 \text{ g cm}^{-3}$ auf [OF22], wohingegen die Dichte von Borcarbid $2,5 \text{ g cm}^{-3}$ beträgt [Hay17]. Unter Berücksichtigung dieser Dichten und der Zusammensetzung des Borcarbid-Betons ergibt sich für diesen eine Dichte von $2,3 \text{ g cm}^{-3}$.

Bei dieser Berechnung wurde nicht darauf geachtet, dass der Borcarbid-Beton tatsächlich als Baubeton geeignet ist, wofür neben dem Strahlenschutz auch statische Eigenschaften wichtig sind. Zu deren korrekten Berechnung werden jedoch Kenntnisse in der Werkstofftechnik benötigt, welche die eines Physikers deutlich übersteigen. Jedoch ist dies für den Einsatz dieser Beton-Zusammensetzung nicht nötig. Eine fehlende Eignung dieses Betons bei tragenden Bauteilen könnte dadurch ausgeglichen werden, dass zunächst eine Wand oder Verschalung aus tragfähigem Baubeton errichtet wird, auf die eine zusätzliche Schicht

Element	Baryt-Beton			Borcarbid-Beton
	gesamt	Baryt	Wasser, Zement	
H	0,3585	-	0,3585	0,3584
B	-	-	-	61,5540
C	-	-	-	17,1591
O	21,1622	21,58	9,5822	9,5789
Mg	0,1195	-	0,1195	0,1195
Al	0,4183	-	0,4183	0,4182
Si	1,0457	-	1,0457	1,0453
S	10,7858	10,7858	-	-
Ca	5,0194	-	5,0194	5,0176
Fe	4,7505	-	4,7505	4,7488
Ba	46,34	46,34	-	-

Tabelle A.3: Massenanteile [%] der Elemente der Betons und Beton-Komponenten, welche für die Berechnung des Borcarbid-Betons benötigt werden.

Borcarbid-Beton aufgetragen wird, welcher keinerlei tragende Funktion übernimmt [Kir].

Danksagung

Ich möchte allen danken, die mich während meiner Promotion unterstützt haben.

Ich danke Prof. Dr. Gerald Kirchner für die Möglichkeit, meine Promotion auf dem Feld der Abrüstungsverifikation durchzuführen, die gute Betreuung und die anregenden Gespräche. Die spannenden Anekdoten von Gesprächen im Rahmen der IPNDV haben für ein tieferes Verständnis der Probleme der nuklearen Abrüstung enorm geholfen.

Ich möchte mich bei Prof. Dr. Caren Hagner für ihre Bereitschaft bedanken, meine Co-Betreuung zu übernehmen.

Ich danke Dr. Simon Hebel für seine Unterstützung bei physikalischen und programmier-technischen Problemen und seine Anregungen zum weiteren Vorgehen.

Ich danke Carina Prünte für das Bereitstellen des Spaltsprengkopfmodells und ihres Simulationscodes, welcher enorm hilfreich für das Verstehen der Vorgänge im Inneren des Spaltsprengkopfes war.

Ich möchte Manuel Kreutle und Jan Geisel-Brinck danken für ihre vielen hilfreichen Erklärungen zu Geant4, ohne die das Verständnis des Programms deutlich mehr Zeit in Anspruch genommen hätte.

Mit Jan Scheunemann, mit dem ich mir ein Büro teilen durfte, hat die gemeinsame Einarbeitung in Geant4 und die Abrüstungsverifikation viel Spaß gemacht.

Ich danke allen Kollegen am Carl Friedrich von Weizsäcker-Zentrum für Naturwissenschaft und Friedensforschung für die interessanten Gespräche in Videokonferenzen und beim Mittagessen. Die virtuellen und persönlichen Treffen während der Corona-Zeit haben enorm dazu beigetragen, dass sich diese Zeit trotz der Kontaktbeschränkungen als Forschung in einer Arbeitsgruppe anfühlte.

Ich möchte mich bei meiner Familie bedanken, die mich während dieser arbeitsreichen Zeit unterstützt hat. Mein besonderer Dank gilt meinem Partner Tim, der während meiner gesamten Promotion stets für mich da war und durch sein Interesse neue Anregungen für das weitere Vorgehen lieferte.

Eidesstattliche Versicherung / Declaration on oath

Hiermit versichere ich an Eides statt, die vorliegende Dissertationsschrift selbst verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel und Quellen benutzt zu haben.

Hamburg, den _____

Unterschrift der Doktorandin / des Doktoranden