

Literaturmappe zum Versuch 2.2b Umweltradioaktivität (γ -Spektrometrie an Umweltproben)

Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene (Abteilung C)

Dr. Jonny Birkhan



Inhaltsverzeichnis

Hinweise zur Vorbereitung des Versuchs	3
0.1 Hinweise zur Verwendung dieses Unterrichtsmaterials	3
0.2 Fragenkatalog	3
0.3 Literatur zur Vorbereitung	4
1 Einleitung und Lernziele des Versuchs	5
1.1 Identifizierung von Radionukliden in Umweltproben durch Messungen mit einem Halbleiterdetektor	5
1.2 Nachweis eines anthropogenen Radionuklids in einer Teeprobe und Risikobewertung für die Inkorporation des kontaminierten Tees	5
1.3 Kalibrierung eines Dosisleistungsmessgerät und Messung der Dosisleistung eines Bauteils des S-DALINAC	6
1.4 Radioaktivität im Schulversuch	7
2 Radionuklide in der Umwelt	8
2.1 Natürliche und künstliche Radionuklide	8
2.2 Zerfall und Wachstum in Zerfallsreihen	9
2.3 Natürliche Zerfallsreihen	13
2.4 Radioaktives Gleich- und Ungleichgewicht	15
2.4.1 Säkulares Gleichgewicht	15
2.4.2 Transientes Gleichgewicht	17
2.4.3 Kein Gleichgewicht	17
3 γ-Spektrometrie mit Halbleiterdetektoren	19
3.1 Aufbau des Versuchsmessplatzes für die γ -Spektrometrie	19
3.1.1 Der Germaniumdetektor	21
3.1.2 Abschirmung und Nulleffekt	26
3.1.3 Elektronik	27
3.1.4 Wechselwirkung von γ -Strahlung mit dem Detektorkristall	28
3.1.5 Charakteristika von γ -Emissions-Spektren	32
3.2 Kalibrieren der energieauflösenden Detektoren	35
3.2.1 Energie- und Halbwertsbreitenkalibrierung	35
3.2.2 Kalibrieren bezüglich Liniennachweiswahrscheinlichkeit	36
3.3 Bestimmen von Aktivitäten in Proben	41
4 Dosimetrie im Strahlenschutz	45
4.1 Dosismessgrößen	47
4.1.1 Effektive Dosis	47
4.1.2 Äquivalentdosis	48
4.2 Strahlenexpositionen im Alltag	51
4.3 Wirkungen von verschiedenen Expositionsszenarien	52

4.4	Kalibrierung von Dosisleistungsmessgeräten	53
4.5	Dosisabschätzung bei Ingestion von Radionukliden	55
5	Radioaktivität im Schulversuch	56

Hinweise zur Vorbereitung des Versuchs

0.1 Hinweise zur Verwendung dieses Unterrichtsmaterials

1. **Am Ende dieses Vorbereitungstextes befindet sich die Versuchsanleitung, die die Aufgaben zusammenfasst und die Sie für die Versuchsdurchführung verwenden sollen.**
2. Lassen Sie sich von den im Text verwendeten Gleichungen nicht abschrecken. Sie benötigen keine Kenntnisse über deren Herleitungen. Einige der Gleichungen sollen im Weiteren lediglich benutzt werden. Was Sie zum Verständnis des Versuchs benötigen, wird im Text erklärt.
3. **Die Blockveranstaltung *Einführung in die Konzepte und Methoden der Metrologie* sowie der Versuch K7 des Physikalischen Grundpraktikums haben auf diesen Versuch vorbereitet. Sie finden daher dort nützliche Hinweise zur Bestimmung von Erkennungs- und Nachweisgrenzen, die Sie für den Teil 2 dieses Versuchs benötigen.**
4. Dieses Dokument erklärt die wesentlichen Teile des Versuchs weitreichend genug, um nur vereinzelt auf zusätzliche Literatur zurückgreifen zu müssen. **Nehmen Sie sich daher Zeit zum Studieren dieser Versuchsvorbereitung.**
5. Falls nötig, studieren Sie die in Abschnitt 0.3 angegebene Literatur am besten so, dass Sie die geforderten Begriffe zunächst nachschlagen und von diesen Textstellen ausgehend Ihr Wissen vertiefen, soweit das nötig ist, um die gestellten Fragen beantworten zu können.

0.2 Fragenkatalog

Sie sollten insbesondere für die Durchführung des Versuchs mindestens auf folgende Fragen antworten können:

1. Was sind die Strahlenschutzgrundsätze der Strahlenschutzverordnung?
2. Was sind Radionuklide?
3. Welche Radionuklide lassen sich typischerweise in der Umwelt nachweisen?
4. Woher stammen die Radionuklide in der Umwelt?
5. Wie lautet das Zerfallsgesetz? Leiten Sie es ab.
6. Was bedeuten die Begriffe: Zerfallswahrscheinlichkeit, Zerfallsrate, Aktivität, Brutto/Netto?
7. Welches sind die natürlichen Zerfallsreihen?
8. Was ist die *spezifische Aktivität*?
9. Wie kann die spezifische Aktivität eines Radionuklids in einer Umweltprobe bestimmt werden?
10. Was bedeuten die Begriffe Dosis und Dosisleistung?
11. Wie hoch ist die durchschnittliche Strahlenexposition einer Einzelperson der Bevölkerung in Deutschland?

12. Wie wird das Risiko einer Krebserkrankung infolge einer Expositionssituation abgeschätzt?
13. Ab welcher Dosis können Todesfälle infolge der Strahlenexposition auftreten?
14. Durch welche Prozesse wechselwirkt Gamma-Strahlung mit Materie?
15. Wie wird Gamma-Strahlung mit Halbleiterdetektoren gemessen?
16. Wie funktioniert die Umsetzung eines analogen Signals in ein digitales allgemein und im Speziellen bei zählenden Messungen?
17. Was ist eine Messkette?
18. Wie stelle ich sicher, dass mein Messaufbau sinnvolle Messwerte liefert?
19. Was bedeuten die Begriffe: Messgrösse, Messergebnis, Messunsicherheit, bester Schätzwert, Erkennungs- und Nachweisgrenze?

0.3 Literatur zur Vorbereitung

Die nachfolgend in der Tabelle 0.1 gelistete Literatur behandeln alle Themen, die durch die Fragen des Fragenkatalogs aufgegriffen werden.

Tabelle 0.1: Literatur zur Versuchsvorbereitung.

Bundesministerium der Justiz und für Verbraucherschutz	<i>Strahlenschutzverordnung</i> https://www.gesetze-im-internet.de/strlsv_2001/index.html
H.-G. Vogt, H. Schultz	<i>Grundzüge des praktischen Strahlenschutzes</i> , 6. Auflage, Hanser-Verlag, 2016. Als E-Book in der ULB erhältlich.
H. Krieger	<i>Strahlungsmessung und Dosimetrie</i> , 2. Auflage, Springer Spektrum, 2013. Als E-Book in der ULB erhältlich.
Bureau International des Poids et Mesures	<i>GUM: Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement</i> https://www.bipm.org/utils/common/documents/jcgm/JCGM_100_2008_E.pdf
TU Darmstadt, Physikalisches Grundpraktikum	Vorbereitungsunterlage Versuch K7, <i>Erkennungs- und Nachweisgrenzen</i> https://www.physik.tu-darmstadt.de/study/praktika

1 Einleitung und Lernziele des Versuchs

1.1 Identifizierung von Radionukliden in Umweltproben durch Messungen mit einem Halbleiterdetektor

Radioaktive Nuklide lassen sich in nahezu allen Umweltproben nachweisen. Zum einen sind es die sogenannten *primordialen* und damit natürlichen Radionuklide mit ihren Töchtern, die zur Radioaktivität in der Umwelt beitragen, aber auch die *anthropogenen*, also künstlich erzeugten Radionuklide. Letztere wurden z.B. durch die oberirdischen Kernwaffentests und Reaktorunfälle in der Biosphäre verteilt.

Die Identifizierung von Radionukliden in Umweltproben, die z.B. durch die oberirdischen Kernwaffentests zwischen 1945 und 1980 oder durch die Reaktorunfälle von Tschernobyl (1986) und Fukushima (2011) kontaminiert wurden, ist für die Berechnung der Effektivdosis einer strahlenexponierten Person erforderlich. Für jedes Radionuklid und jeden Expositionspfad (Ingestion, Inhalation, externe Bestrahlung) gibt es eigene Dosisfaktoren, die z.B. im Fall der Ingestion auf die aufgenommene Aktivität angewendet werden müssen. Wenn bekannt ist, wie gross die zusätzlich erhaltene Dosis für eine exponierte Person gewesen ist, kann ein Risiko für eine Krebserkrankung angegeben werden. Die Grundlage dafür ist das sogenannte *Dosis-Risiko-Modell*, bei dem derzeit von einem linearen Zusammenhang zwischen dem Risiko einer Krebserkrankung infolge einer zusätzlichen Dosis und dieser Dosis ausgegangen wird.

Um das Risiko einer Strahlenexposition für eine Person abschätzen zu können, ist es daher nötig, die Radionuklide zu identifizieren, die diese Exposition verursachen, und deren Aktivität zu bestimmen. Die meisten Radionuklide emittieren Gamma-Strahlung, die in der Regel ohne grösseren Probenbehandlungsaufwand mit Halbleiterdetektoren gemessen werden kann. Typischerweise liegen die Energien der Photonen in einem Bereich von wenigen keV bis zu drei MeV. Die Photonen haben dabei charakteristische diskrete Energien, die im gemessenen Energiespektrum als sogenannte *Linien* abgebildet werden. Diese Linien sind charakteristisch für die emittierenden Radionuklide und stellen eine Art Fingerabdruck für diese dar. Anhand der in einem Energiespektrum nachgewiesenen Linien können die zugrundeliegenden Radionuklide oft eindeutig identifiziert werden. Bei Radionuklidgemischen ist eine hohe Energieauflösung des Detektors notwendig, um dicht liegende Linien verschiedener Radionuklide in der Probe trennen zu können. Daher werden insbesondere Germaniumdetektoren benutzt, weil sie eine Energieauflösung von wenigen keV besitzen. Ausserdem können sie Aktivitäten in der Grössenordnung von 1 Bq in vertretbaren Zeiten mit ausreichender Präzision messen [BMU06].

Sie sollen im ersten Versuchsteil lernen, wie Radionuklide gammaspektrometrisch nachgewiesen werden, und dass in unserer Umwelt sowohl natürliche als auch künstliche Radionuklide zu finden sind.

1.2 Nachweis eines anthropogenen Radionuklids in einer Teeprobe und Risikobewertung für die Inkorporation des kontaminierten Tees

Am Beispiel eines Tees aus der Türkei soll das Zusammenspiel zwischen Messung und Risikobewertung im Sinne des Strahlenschutzes demonstriert werden. Der Tee stammt aus dem Jahr 1986 und ist durch den Reaktorunfall von Tschernobyl kontaminiert [SSK3]. Daraus ergibt sich die Frage, inwieweit der Mensch gefährdet wäre, wenn er diesen Tee konsumieren würde. Das Risiko an Krebs zu erkranken, weil der Körper ionisierender Strahlung ausge-

setzt gewesen ist, lässt sich einschätzen, wenn die Effektive Dosis bekannt ist. Diese kann über Dosiskoeffizienten berechnet werden, wenn die inkorporierte Aktivität gegeben ist. Ziel des Versuchs ist daher die Bestimmung der spezifischen Aktivität der Tee-Probe und eine Abschätzung der 50-Jahre Folgedosis, die ein Teetrinker erhielte, wenn er eine Masse von 2 g des Tees aufbrühen und den Teeauszug trinken würde. Mit dieser Dosisabschätzung soll eine Risikobewertung vorgenommen werden, infolge dieses Tee genusses an Krebs zu erkranken.

Sie sollen sich im zweiten Versuchsteil darüber klar werden, wie die spezifische Aktivität für ein Radionuklid in einer Umweltprobe aus einer gammaspektrometrischen Messung bestimmt werden kann und wie aus einer inkorporierten Aktivität eine Risikoabschätzung vorgenommen wird. Mit dem Versuch sollen Sie in die Lage versetzt werden, eine Risikoabschätzung für eine Expositionssituation auf sachliche und fachlich korrekte Weise vorzunehmen. Ihnen sollte bewusst werden, dass Aussagen der Art *Radioaktivität ist gefährlich*, wie sie oft durch die Medien gehen, meist stark verallgemeinert sind und dadurch unnötigerweise Angst verbreiten.

1.3 Kalibrierung eines Dosisleistungsmessgerät und Messung der Dosisleistung eines Bauteils des S-DALINAC

Dosisleistungsmessgeräte sind die Arbeitspferde im praktischen Strahlenschutz. Mit ihrer Hilfe lassen sich nicht nur Quellen ionisierender Strahlung in der Umgebung auffinden, sondern sie erlauben es auch, die Energiemenge zu messen, die pro Zeit in einer gegebenen Masse einer strahlenexponierten Probe deponiert wird. Standardmessgeräte sind dafür konzipiert, die sogenannte *Ortsdosisleistung* $dH^*(10)/dt$ zu messen. Sie ist oft eine hinreichende Näherung für die zu erwartende Effektivdosis, die ein Mensch im gleichen, aber auf den ganzen Körper aufgeweiteten Strahlungsfeld über ein gewisse Zeit erhielte, in dem sich auch das Messgerät befindet. Mit Hilfe dieser Effektivdosis kann daraufhin eine Risikoabschätzung vorgenommen werden.

Am Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC werden insbesondere metallische Bauteile infolge von Neutroneneinfangreaktionen an den Restverunreinigungen des Metalls, aber auch über den Kernphotoeffekt durch Bremsstrahlung aktiviert. Diese Bauteile emittieren in der Folge meist auch γ -Strahlung. Die Aktivierungsprodukte verursachen auch nach dem Abschalten des Beschleunigers Strahlungsfelder in den Hallen der Anlage, so dass es zu Expositionssituationen kommen kann. Daher ist es erforderlich, die Dosisleistungen, die auftreten können, zu vermessen.

Im Versuch werden Sie die Dosisleistung eines aktivierten Bauteils des Beschleunigers mit einem Halbleiter-Dosimeter messen, das Sie selbst kalibrieren sollen. Zum Vergleich werden Sie dasselbe Bauteil mit einem vorkalibrierten kommerziellen Dosimeter und mit dem Kamerasensor eines Handys vermessen. Sie sollen beurteilen, ob das Bauteil freigegeben und in den Abfallkreislauf eingeführt werden dürfte. Ausserdem sollen Sie die Leistungsfähigkeit der Dosimeter vergleichen.

Sie sollen durch den Versuch lernen, wie ein Dosisleistungsmessgerät kalibriert wird und welche Randbedingungen sich daraus für Messungen mit diesem Gerät ergeben. Darüberhinaus sollen Sie sich mit dem Begriff des *Freimessens* und der *Freigabe* auseinandersetzen.

1.4 Radioaktivität im Schulversuch

Gerade vor dem Hintergrund des Ausstiegs aus der Kernenergie in Deutschland kommt dem Kompetenzerhalt im Strahlenschutz eine besondere Bedeutung zu. Mit dem Ausstieg aus der Kernenergie hat der Mensch aber keinen generellen Schutz vor Expositionssituationen erlangt. Notfallsituationen können weiterhin durch Unfälle entstehen, die in anderen Ländern in Grenznähe passieren. Ebenso relevant ist weiterhin das Thema *Radon in Gebäuden* sowie die medizinischen Anwendungen von Radioaktivität. Damit auch weiterhin sinnvolle Entscheidungen von künftigen Generationen im Rahmen dieser Themen getroffen werden können, ist es wichtig, bereits in der Schule auf das Thema Radioaktivität einzugehen.

Das ist Angesichts der gesetzlichen Auflagen, wenn mit Radioaktivität in bestimmter Menge an Schulen umgegangen werden soll, nicht einfach.

Ein eindrucksvolles Beispiel dafür, wie einfach sich eine Strahlungsquelle im Schulversuch generieren lässt, die bereits mit einem Endfenster-Geiger-Müller-Zählrohr oder Kontaminationsmonitor vermessen werden kann, soll im Praktikumsversuch demonstriert werden.

Sie sollen einerseits durch den Versuch lernen, wie sich eine Strahlungsquelle basierend auf natürlicher Radioaktivität generieren lässt, und wie diese mit einfachen Mitteln vermessen werden kann.

2 Radionuklide in der Umwelt

2.1 Natürliche und künstliche Radionuklide

Die bekannten Radionuklide lassen sich in *natürliche* und *künstliche* unterteilen. Zu den natürlichen gehören die so genannten *primordialen* und die *kosmogenen* Radionuklide. Das Adjektiv „primordial“ bedeutet dabei, dass es sich um Nuklide aus der Nukleosynthese noch vor der Erdentstehung handelt. Diejenigen von ihnen mit hinreichend grossen Halbwertszeiten sind noch heute zu finden, beispielsweise ^{40}K , ^{232}Th , ^{235}U und ^{238}U . Die primordialen Radionuklide gliedern sich in zwei Gruppen: Radionuklide *mit* und *ohne Zerfallsreihen*. Zerfallsreihen bilden die drei Nuklide ^{232}Th , ^{235}U und ^{238}U . Die vierte, die bei ^{237}Np beginnt und daher Neptunium-Reihe heisst, ist wegen der gegenüber geologischen Zeiträumen kurzen Halbwertszeiten ihrer Mitglieder bereits ausgestorben. Zu den Radionukliden ohne Zerfallsreihen gehört beispielsweise ^{40}K . Die kosmogenen Radionuklide entstehen durch die Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit der Luft. Von Bedeutung sind dabei die Reaktionen mit N, O und Ar. So entsteht zum Beispiel aus einer (n,p)-Reaktion¹ an ^{14}N der für die Altersdatierungen wichtige Kohlenstoff ^{14}C . Die primäre kosmische Strahlung verursacht Spallation an den atomaren und molekularen Bestandteilen der Luft und erzeugt dabei die sekundäre kosmische Strahlung, die ganze Kaskaden von Teilchen umfasst. Zu letzteren gehören zum Beispiel Neutronen, Elektronen, Müonen, Kaonen und Protonen. Die Neutronen der sekundären kosmischen Strahlung wechselwirken dann mit den Luftbestandteilen und erzeugen weitere Radionuklide [Sie96] [Bon98]. Von den etwa 80 natürlichen Radionukliden zählen 63 zu primordialen Radionukliden und etwa 15 zu den kosmogenen. Dabei gibt es 45 primordiale Radionuklide mit und 18 ohne Zerfallsreihen. Die Abbildung (2.1) gibt eine Übersicht zur Einteilung der Radionuklide wieder.

Obwohl ^{232}Th , ^{235}U und ^{238}U nur in geringen Konzentrationen natürlicherweise vorkommen, leisten sie zusammen mit ^{40}K den grössten Beitrag zur terrestrischen Strahlung. Sie werden von Pflanzen aufgenommen und gelangen direkt oder indirekt über das Tier in die Nahrungskette und damit in den Menschen. Dadurch wird der menschliche Körper von innen ionisierender Strahlung ausgesetzt und muss sich zusätzlich mit den toxischen Wirkungen ihrer Elemente auseinandersetzen. Desweiteren ist das Edelgas $_{86}\text{Rn}$ als Mitglied der drei Zerfallsreihen von grosser radioökologischer Bedeutung, weil es nicht nur zur externen Strahlenexposition beiträgt, sondern auch eine hohe Inhalationsdosis verursachen kann. Radioaktive Quellen gehören daher zum natürlichen Inventar der Erde und lassen sich nicht aus dem alltäglichen Leben wegdenken. Die Abbildung (2.2) soll die radioökologische Situation des Menschen verdeutlichen.

Die Nutzung der Kernenergie hat dazu geführt, dass heute weitere Radionuklide in der Umwelt existieren, die nicht zum natürlichen Inventar der Erde gezählt und als künstlich bezeichnet werden. Dazu gehören die Spalt- und Aktivierungsprodukte wie sie beim Normalbetrieb von Reaktoren oder Wiederaufarbeitungsanlagen entstehen, aber auch bei der militärischen Nutzung der Kernenergie freigesetzt werden. Beispiele sind ^{137}Cs , ^{90}Sr , ^{129}I und ^{241}Am . Genau betrachtet hat die Nukleosynthese auch die Radionuklide hervorgebracht, die heute als künstlich bezeichnet werden. Ihre Halbwertszeiten sind jedoch so kurz, dass sie heute nur noch in sehr geringen oder nicht mehr messbaren Konzentrationen vorliegen. Zwar entstehen künstliche Radionuklide auch aus neutroneninduzierten Reaktionen an schweren Nukliden, wobei die Neutronen aus der kosmischen Strahlung stammen, aber ihre Produktionsrate ist extrem klein. Jedes erhöhte Vorkommen solcher Radionuklide muss deshalb anthropogenen

¹ Ein Neutron trifft einen Stickstoffkern und schlägt ein Proton heraus, während das Neutron stecken bleibt.

Ursprungs sein. Aus dieser Sicht ist das Adjektiv „künstlich“ gerechtfertigt. In Medizin und Technik werden weitere künstliche Radionuklide verwendet. So ist zum Beispiel ^{99m}Tc bei der Diagnostik von Schilddrüsenerkrankungen wichtig [Ps98]. Ein Beispiel aus der Technik ist die Durchstrahlungsprüfung von Werkstoffen mit γ -Strahlern wie ^{192}Ir [DIN3].

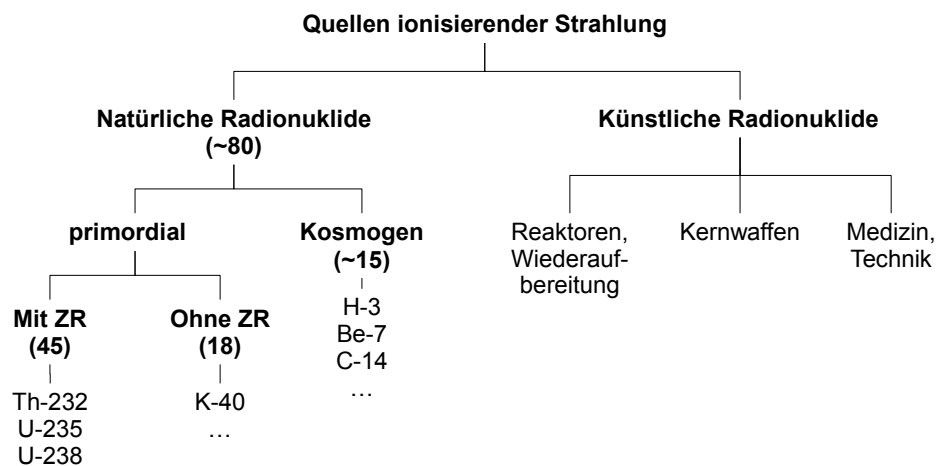


Abbildung 2.1: Einteilung der Quellen ionisierender Strahlung. ZR = Zerfallsreihe.

2.2 Zerfall und Wachstum in Zerfallsreihen

Die Radionuklide ^{232}Th , ^{235}U und ^{238}U sind die so genannten *Mutternuklide* von drei Zerfallsreihen: die Thorium-, Uran-Actinium- und Uran-Radium-Zerfallsreihe. Ein Mutternuklid zerfällt dabei in ein *Tochternuklid*, das weiter zerfällt und neue Tochternuklide bildet, bis ein stabiles Nuklid entstanden ist. Die Tochternuklide werden demnach nicht nur gebildet, sondern zerfallen auch wieder. Jedes Tochternuklid ist damit auch ein Mutternuklid, mit Ausnahme des stabilen Endproduktes einer Reihe. Zerfall und Wachstum folgen dabei einem exponentiellen Gesetz. Ein einprägsames und interessantes Beispiel zum Herleiten einer Wachstumsformel geben BECKER und DÖRFLER [Bec86]:

„In einem Kinderheim sind die Masern ausgebrochen. Wenn z.B. 30 % der Kinder schon erkrankt sind, können wir diese Tatsache durch die Formel $p = 0,3$ ausdrücken. Es stellt sich die Frage, wieviele Kinder am nächsten Tag krank sein werden. (Gesundwerden gibt es in unserem einfachen Modell leider nicht.) Die Regel, nach der sich der Ansteckungsvorgang abspielt, wird mit $f(p)$ bezeichnet. Eine richtige Beschreibung der Ansteckung wird durch folgende Regel beschrieben: " $f(p) = p + z$ ". Das heisst zu dem vorhandenen " p " kommt ein Zuwachs " z " hinzu.

Der Wert von z , der Zuwachs an kranken Kindern, hängt sicher von der Zahl der bereits kranken Kinder p ab. [...] Man kann sich gut vorstellen, dass z auch von der Zahl der gesunden Kinder $[(1 - p)]$ abhängt, denn es ist kein Zuwachs möglich, wenn bereits alle krank im Bett liegen. [...] Da sich die Kinder nicht alle treffen und auch nicht jeder Kontakt zu einer Ansteckung führt, taucht in der Formel für z auch noch ein Kontaktfaktor " k " auf.“

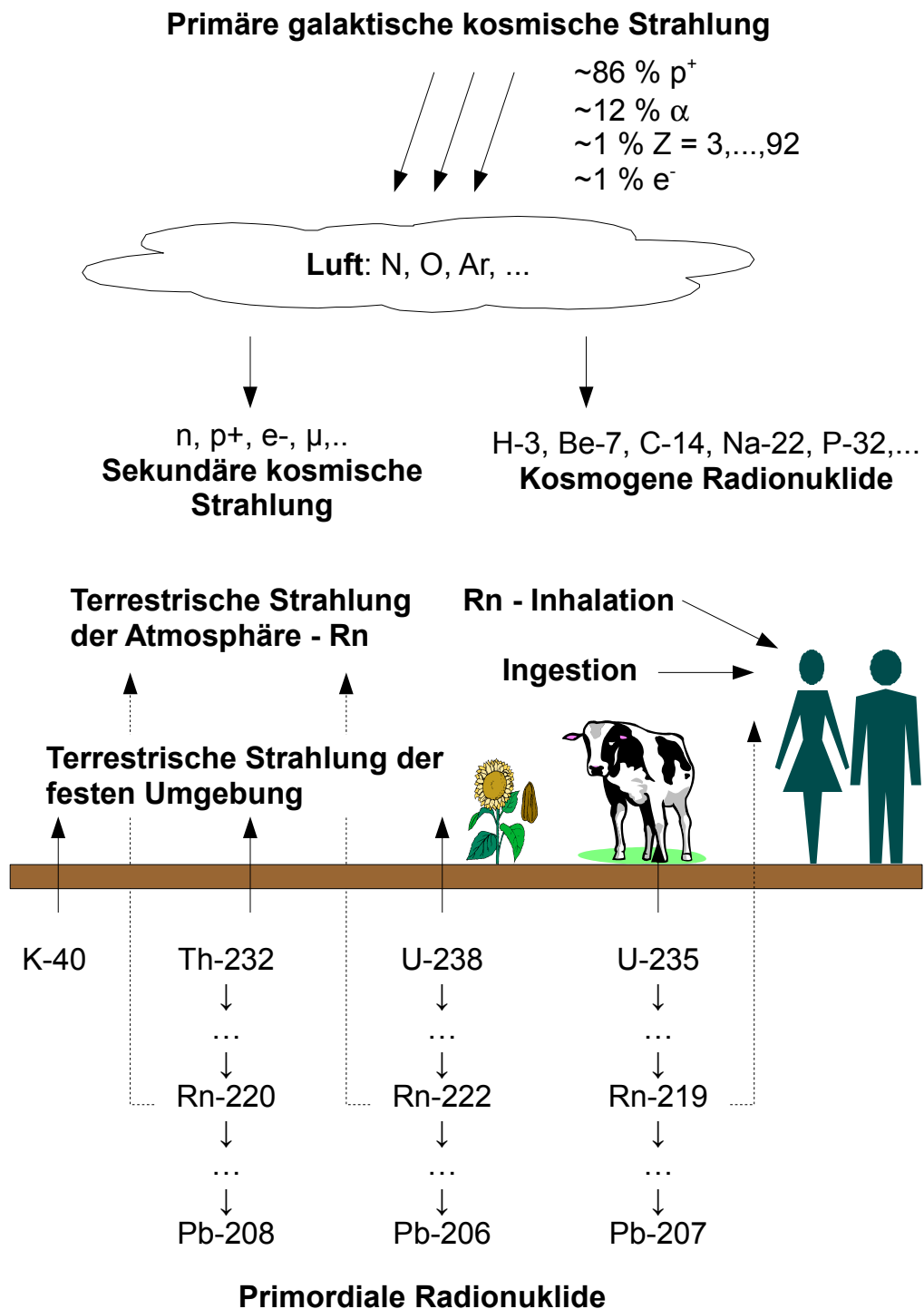


Abbildung 2.2: Natürliche Quellen ionisierender Strahlung, nach [Bon98].

Der Zuwachs z und die Funktion $f(p)$ für den Ansteckungsvorgang lauten dann:

$$\begin{aligned} z &= k \cdot \underbrace{p}_{\text{Kranke}} \cdot \underbrace{(1-p)}_{\text{Gesunde}} \\ f(p) &= p + k \cdot p \cdot (1-p). \end{aligned} \quad (2.1)$$

Wird das "Masern-Modell" auf das Anwachsen der Zahl der Atome eines Tochternuklids übertragen, so bedeutet das, dass der Zuwachs von der Anzahl der vorhandenen Atome des Mutternuklids und von einem "Kontaktfaktor", in diesem Fall von der Zerfallskonstante der Mutter abhängen sollte. Das erscheint plausibel, weil die Tochter nur wachsen kann, wenn eine Mutter existiert und zerfällt. Bereits entstandene Atome des Tochternuklids können keinen Beitrag leisten. Deshalb ergibt sich für das "radioaktive Wachstum" des Tochternuklids z_w :

$$z_w = \lambda_M \cdot N_M. \quad (2.2)$$

N_M = Anzahl der Atome des Mutternuklids

λ_M = Zerfallskonstante des Mutternuklids

Der Zerfall des Tochternuklids, z_z , lässt sich nun auf einfache Weise ableiten: Aus dem Vorigen ist plausibel, dass die Zahl der zerfallenden Atome von der Zahl der vorhandenen abhängt. Der "Kontaktfaktor" ist diesmal die Zerfallskonstante der Tochter λ_T . Da es sich um einen Zerfall handelt, muss z_z negativ sein:

$$z_z = -\lambda_T \cdot N_T. \quad (2.3)$$

N_T = Anzahl der Atome des Tochternuklids

λ_T = Zerfallskonstante des Tochternuklids.

Um die zeitliche Entwicklung von N_T vollständig zu beschreiben, müssen Wachstum und Zerfall addiert werden. Die daraus hervorgehende Gleichung (2.4) kann auf alle Tochternuklide einer Zerfallsreihe angewendet werden.

$$\begin{aligned} \frac{dN_T}{dt} &= z_w + z_z \\ &= \lambda_M \cdot N_M - \lambda_T \cdot N_T. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Das Zerfallsgesetz in der Form $z_z = -\lambda_T \cdot N_T$ beschreibt nur das mittlere Verhalten einer grossen Anzahl von zerfallenden Kernen. Ist die Konzentration eines Radionuklids sehr gering, kommt es zu statistischen Schwankungen und zu Abweichungen vom exponentiellen Zerfallsgesetz [Ger97]. Der statistische Aspekt des Zerfallsprozesses besteht in der Annahme, dass die Zerfallswahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit für alle Kerne einer Sorte in einem Ensemble gleich ist und die Zerfälle unabhängig voneinander stattfinden [Her99].

Die Zerfallskonstante λ gibt dabei den Anteil der vorhandenen Atome an, der pro Sekunde zerfällt. Sie wird daher auch als *Zerfallswahrscheinlichkeit pro Sekunde* oder als *relative Zerfallsrate* aufgefasst. Das ist so zu verstehen: Von den Kernen eines Ensembles zerfällt pro Sekunde eine bestimmte Anzahl. Wird diese auf die Gesamtzahl der Kerne vor einem Zerfall bezogen, ergibt sich die relative Häufigkeit, mit der Kerne zerfallen. Sie definiert die Zerfallswahrscheinlichkeit im Sinne der *klassischen Wahrscheinlichkeit* nach Laplace [Bos95]. Da die Zerfälle immer

innerhalb einer bestimmten Zeit stattfinden, ist diese Wahrscheinlichkeit auf eine Zeit zu beziehen. So ergibt sich je nach Standpunkt die Zerfallswahrscheinlichkeit pro Sekunde oder die relative Zerfallsrate [LexPhy5]. Das bedeutet:

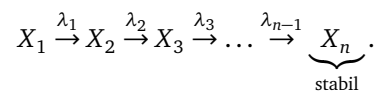
$$\lambda = \underbrace{\frac{dN}{N}}_{\text{Zerfallsrate}} = \underbrace{\frac{dp}{dt}}_{\text{Zerfallswkt./s}} \quad (= \text{const.}). \quad (2.5)$$

- p = Zerfallswahrscheinlichkeit
- dN = Zahl der innerhalb dt zerfallenden Kerne
- N = Gesamtzahl aller Kerne vor dem Zerfall

Für die Zerfallskonstante lässt sich zeigen, dass gilt:

$$\lambda = \frac{\ln(2)}{T_{1/2}}. \quad (2.6)$$

Ausgangspunkt sei nun eine Zerfallsreihe mit n Mitgliedern ($n \in \mathbb{N}$), auf die die Gleichung (2.4) angewendet werden soll:



Für das Mutternuklid X_1 kann nur das Zerfallsgesetz aufgeschrieben werden. Für alle Tochternuklide gilt die Gleichung (2.4). Das führt zu einem System von Differenzialgleichungen erster Ordnung [Lie80] [May84]:

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= -\lambda_1 \cdot N_1 \\ \frac{dN_2}{dt} &= \lambda_1 \cdot N_1 - \lambda_2 \cdot N_2 \\ \frac{dN_3}{dt} &= \lambda_2 \cdot N_2 - \lambda_3 \cdot N_3 \\ &\vdots \\ \frac{dN_n}{dt} &= \lambda_{n-1} \cdot N_{n-1} - \lambda_n \cdot N_n. \end{aligned}$$

Mit den Ansätzen

$$\begin{aligned} N_1 &= C_{11} \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} \\ N_2 &= C_{21} \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} + C_{22} \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} \\ N_3 &= C_{31} \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} + C_{32} \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} + C_{33} \cdot e^{-\lambda_3 \cdot t} \\ &\vdots \\ N_n &= C_{n1} \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} + C_{n2} \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} + \dots + C_{nn} \cdot e^{-\lambda_n \cdot t} \end{aligned}$$

und den Anfangsbedingungen

$$\begin{aligned} N_1(t=0) &> 0 \\ N_2(t=0) &= N_3(t=0) = \dots = N_n(t=0) = 0 \end{aligned}$$

lässt sich eine Lösung für das k -te Glied einer Zerfallsreihe berechnen ($k = 2, \dots, n$):

$$N_k(t) = C_{k1} \cdot e^{-\lambda_1 \cdot t} + C_{k2} \cdot e^{-\lambda_2 \cdot t} + \dots + C_{kk} \cdot e^{-\lambda_k \cdot t}, \quad (2.7)$$

mit den Koeffizienten

$$\begin{aligned} C_{k1} &= \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot \dots \cdot \lambda_{k-1}}{(\lambda_2 - \lambda_1) \cdot (\lambda_3 - \lambda_1) \cdot \dots \cdot (\lambda_k - \lambda_1)} \cdot N_1(0) \\ C_{k2} &= \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot \dots \cdot \lambda_{k-1}}{(\lambda_1 - \lambda_2) \cdot (\lambda_3 - \lambda_2) \cdot \dots \cdot (\lambda_k - \lambda_2)} \cdot N_1(0) \\ &\vdots \\ C_{kk} &= \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot \dots \cdot \lambda_{k-1}}{(\lambda_1 - \lambda_k) \cdot (\lambda_2 - \lambda_k) \cdot \dots \cdot (\lambda_{k-1} - \lambda_k)} \cdot N_1(0). \end{aligned}$$

Für den Fall einer stabilen Tochter X_n , wie sie in den drei natürlichen Zerfallsreihen vorkommt, ist $\lambda_n = 0$ zu setzen, wenn N_n berechnet werden soll.

Um aus der momentanen Teilchenzahl $N_k(t)$ die zugehörige Aktivität zu berechnen, muss lediglich mit der Zerfallskonstanten λ_k multipliziert werden. Nach der Zeit abzuleiten, wäre unzulässig, weil die Gleichung

$$A = -\frac{dN}{dt}$$

nur für den Zerfall definiert ist und keinen Zuwachs berücksichtigt. Also folgt für die Aktivität $A_k(t)$:

$$A_k(t) = \lambda_k \cdot N_k(t).$$

2.3 Natürliche Zerfallsreihen

Die Radionuklide ${}^{232}_{90}\text{Th}$, ${}^{235}_{92}\text{U}$ und ${}^{238}_{92}\text{U}$ bilden die Anfänge der nach ihnen benannten natürlichen Zerfallsreihen.

Die Zerfallsreihen entstehen aus ihren Mutternukliden durch α - und β -Zerfälle. Nach einem Zerfall angeregte Tochternuklide können ihre Anregungsenergie abgeben, indem sie γ -Strahlung emittieren. Das macht es möglich, die entsprechenden Nuklide mittels γ -Spektrometrie nachzuweisen.

Die Massenzahlen der Nuklide einer Zerfallsreihe ändern sich bei einem α -Zerfall um vier Einheiten, bei einem β -Zerfall nicht. Das hat zur Folge, dass sich die Massenzahlen A innerhalb der Zerfallsreihen nach einfachen Regeln ändern und nur vier Zerfallsreihen möglich sind. So gilt für die ${}^{232}\text{Th}$ -Reihe $A = 4n$, für die ${}^{237}\text{Np}$ -Reihe $A = 4n + 1$, für die ${}^{238}\text{U}$ -Reihe $A = 4n + 2$ und für die ${}^{235}\text{U}$ -Reihe $A = 4n + 3$ ($n \in \mathbb{N}$). Ausser der ${}^{237}\text{Np}$ -Reihe enden alle Zerfallsreihen beim ${}_{82}\text{Pb}$. Die Tabelle (2.1) fasst dies zusammen, und die Abbildungen (2.3)-(2.5) zeigen die natürlichen Zerfallsreihen in der übersicht.

Tabelle 2.1: übersicht über die vier Zerfallsreihen, nach [Iva92].

Name der Reihe	Typ	Mutter-/Endnuklid	$T_{1/2}(\text{M})$ (a)	Vorkommen
Thorium	$A = 4n$	${}^{232}\text{Th} \rightarrow {}^{208}\text{Pb}$	$1,39 \cdot 10^{10}$	vorhanden
Neptunium	$A = 4n + 1$	${}^{237}\text{Np} \rightarrow {}^{209}\text{Bi}$	$2,20 \cdot 10^6$	ausgestorben
Uran-Radium	$A = 4n + 2$	${}^{238}\text{U} \rightarrow {}^{206}\text{Pb}$	$4,47 \cdot 10^8$	vorhanden
Uran-Actinium	$A = 4n + 3$	${}^{235}\text{U} \rightarrow {}^{207}\text{Pb}$	$7,13 \cdot 10^8$	vorhanden

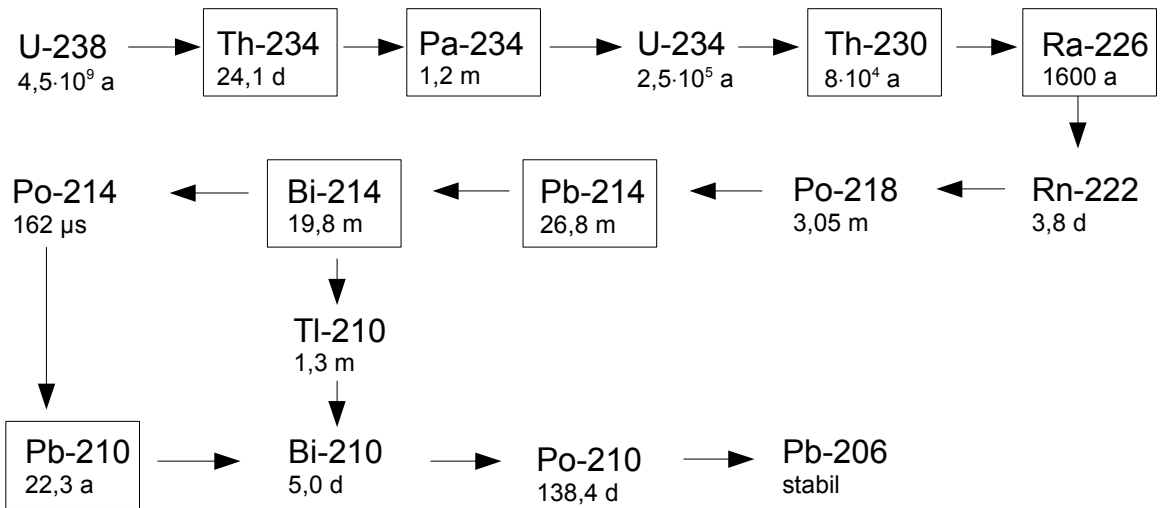


Abbildung 2.3: Die Uran-Radium-Zerfallsreihe (Einheit m = min).

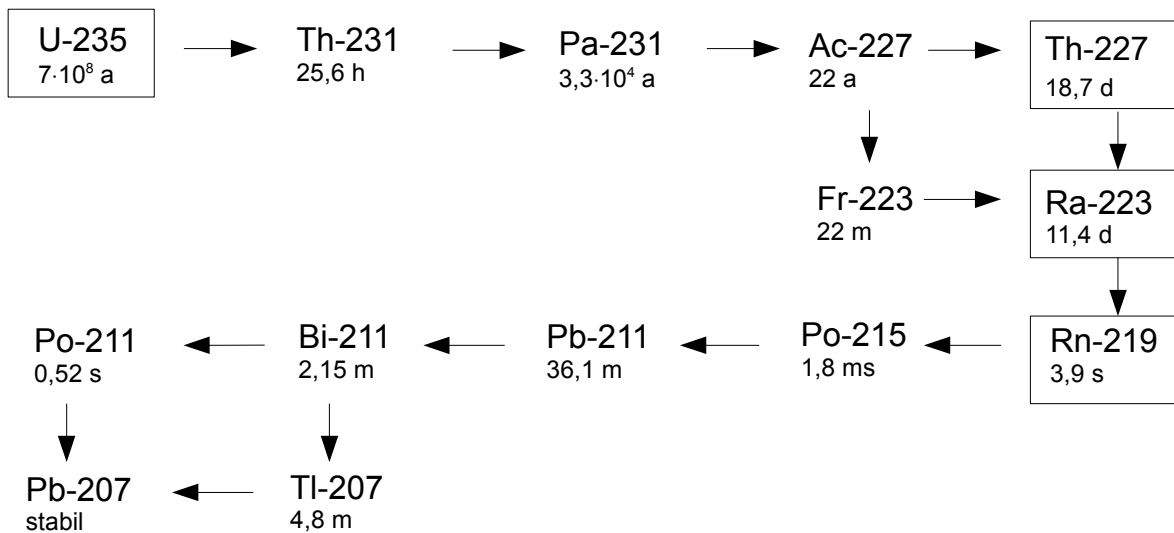


Abbildung 2.4: Die Uran-Actinium-Zerfallsreihe (Einheit m = min).

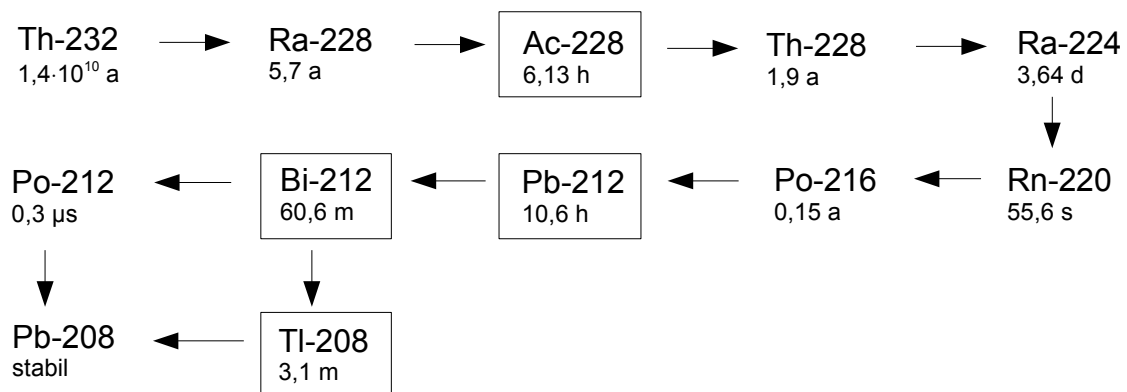
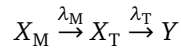


Abbildung 2.5: Die Thorium-Zerfallsreihe (Einheit m = min).

2.4 Radioaktives Gleich- und Ungleichgewicht

Wenn zwei Radionuklide als Mutter- und Tochternuklid (X_M, X_T) in einem genetischen Zusammenhang stehen und ihr Aktivitätsverhältnis in Abhängigkeit von der Zeit betrachtet wird, so lassen sich mindestens drei Fälle unterscheiden, die von dem Verhältnis der Halbwertszeiten beider Nuklide abhängen.



Wenn die Halbwertszeit der Mutter grösser oder sehr viel grösser ist als die der Tochter, stellt sich ein radioaktives Gleichgewicht zwischen beiden ein. Ist die Tochter langlebiger als die Mutter, kann kein Gleichgewicht entstehen. Die drei Fälle fasst die folgende Übersicht zusammen:

$T_{1/2}(M) \gg T_{1/2}(T)$	sehr langlebige Mutter	säkulares Gleichgewicht
$T_{1/2}(M) > T_{1/2}(T)$	langlebige Mutter	transientes Gleichgewicht
$T_{1/2}(M) < T_{1/2}(T)$	langlebige Tochter	kein Gleichgewicht.

$T_{1/2}(M)$ = Halbwertszeit der Mutter

$T_{1/2}(T)$ = Halbwertszeit der Tochter

Die Aktivität der Tochter kann mit den Gleichungen aus dem letzten Abschnitt berechnet werden. Daraus folgt das Aktivitätsverhältnis zwischen Mutter- und Tochternuklid in der Form:

$$\begin{aligned} A_T(t) &= A_M(t=0) \cdot \frac{\lambda_T}{\lambda_T - \lambda_M} \cdot (e^{-\lambda_M \cdot t} - e^{-\lambda_T \cdot t}) \\ \Rightarrow \frac{A_T(t)}{A_M(t)} &= \frac{\lambda_T}{\lambda_T - \lambda_M} \cdot (1 - e^{-(\lambda_T - \lambda_M) \cdot t}) \end{aligned} \quad (2.8)$$

2.4.1 Säkulares Gleichgewicht

Im Fall des säkularen Gleichgewichts ist die Halbwertszeit des Mutternuklids wesentlich grösser als die des Tochternuklids: $T_{1/2}(M) \gg T_{1/2}(T)$. Daraus folgt nach Gleichung (2.6), dass sich die Zerfallswahrscheinlichkeiten umgekehrt verhalten: $\lambda_M \ll \lambda_T$. Für diesen Fall zeigt die Abbildung (2.6) das Aktivitätsverhältnis $A(t)/A_M(0)$ zwischen Mutter und Tochter in halblogarithmischer Darstellung mit $\lambda_M \cdot t$ als Abszisse. Zu sehen ist, dass die Aktivität des Tochternuklids ansteigt, bis sie grösser ist als die des Mutternuklids. Dann fällt sie ab und nähert sich der Aktivität des Mutternuklids innerhalb kurzer Zeit. Letzteres ist anhand von Abbildung (2.7) einfacher zu erkennen. Wenn in einer Zerfallsreihe mehrere wesentlich kurzlebige Tochternuklide auf ein Mutternuklid folgen, so befinden sie sich alle nach hinreichend langer Zeit mit dem Mutternuklid nahezu im Gleichgewicht.

Säkulares Gleichgewicht kann innerhalb einer Zerfallsreihe immer dann erwartet werden, wenn auf ein verhältnismässig langlebiges Radionuklid weitere folgen, die deutlich kürzere Halbwertszeiten haben. Emittieren diese kurzlebigeren Radionuklide γ -Strahlung, so ist es möglich, die Aktivität des langlebigeren Radionuklids über seine kurzlebigeren Töchter zu bestimmen. Dies wird in der γ -Spektrometrie genutzt. So lässt sich beispielsweise die Aktivität von ^{228}Ra ($T_{1/2} = 5,7$ a) über die Aktivität des kurzlebigeren ^{228}Ac ($T_{1/2} = 6,13$ h) ermitteln. Ein weiteres Beispiel ist ^{226}Ra mit den Töchtern ^{214}Pb und ^{214}Bi .

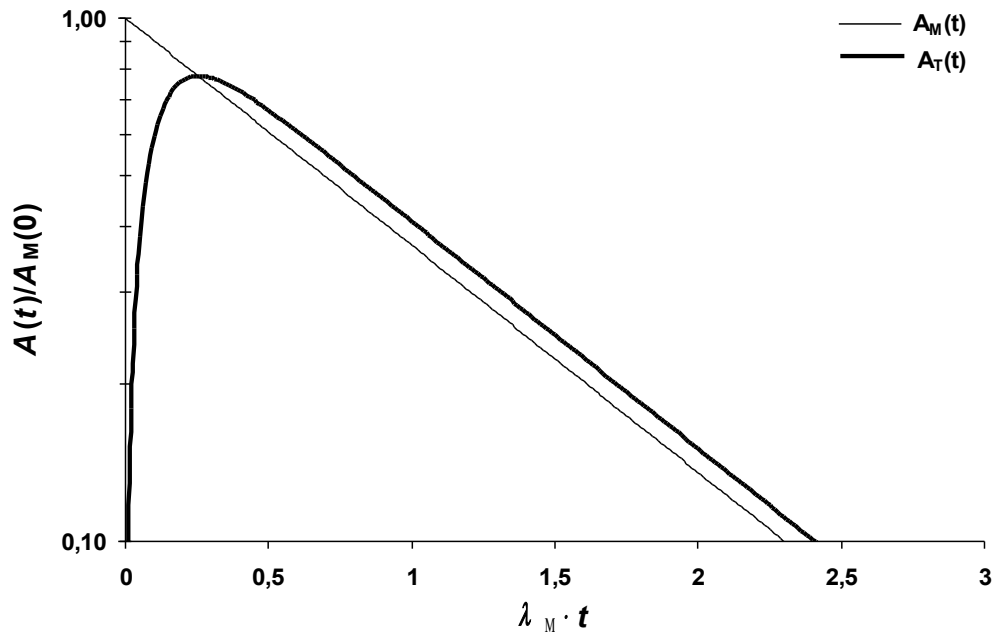


Abbildung 2.6: Säkulares Gleichgewicht in halblogarithmischer Darstellung. Hier ist $\lambda_T = 10 \cdot \lambda_M \Leftrightarrow T_{1/2}(T) = T_{1/2}(M)/10$ gewählt.

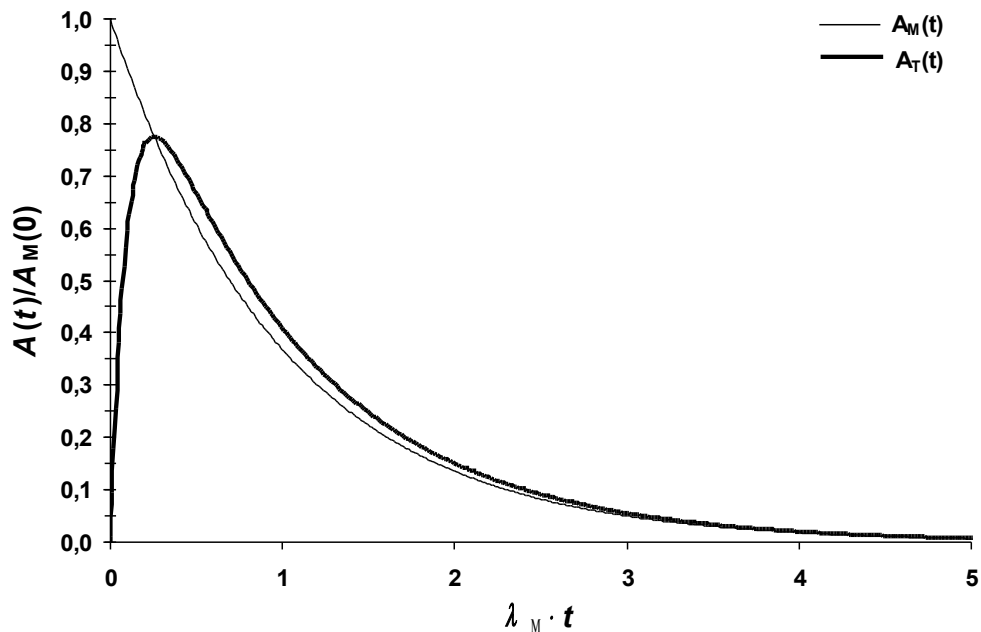


Abbildung 2.7: Säkulares Gleichgewicht in linearer Darstellung. Hier ist $\lambda_T = 10 \cdot \lambda_M \Leftrightarrow T_{1/2}(T) = T_{1/2}(M)/10$ gewählt.

Das säkulare Gleichgewicht zwischen ^{226}Ra und den Nukliden ^{214}Pb und ^{214}Bi gewinnt insbesondere dann an Bedeutung, wenn ^{235}U zwar erkannt, aber nicht nachgewiesen werden kann, und die Aktivität des ^{226}Ra zu bestimmen ist. Das liegt daran, dass die einzige zur Auswertung geeignete γ -Linie des ^{226}Ra bei 186,1 keV mit der Linie des ^{235}U bei 185,7 keV interferiert [Sch98]. Das Auflösungsvermögen von Germanium-Detektoren reicht bei diesen

Energien nicht aus, um die Linien zu entfalten. Nur wenn das, was ^{235}U zur gemessenen Linie beiträgt, korrigiert werden kann, lässt sich ^{226}Ra aufgrund seiner Linie bei 186,1 keV auswerten. Eine Alternative bietet dann das säkulare Gleichgewicht mit ^{214}Pb und ^{214}Bi . Allerdings gibt es ein Problem, wenn die Messgefässe nicht gasdicht sind. In diesem Fall kann das Edelgas ^{222}Rn ($T_{1/2} = 3,8$ d) entweichen und das Gleichgewicht stören. In der ^{232}Th - und der ^{235}U -Reihe stellt das Radon kein Problem dar, weil in diesen Fällen seine Halbwertszeit zu kurz ist, um mit einem nennenswerten Anteil durch die Messgefässwände und das Klebesiegel zu diffundieren.

2.4.2 Transientes Gleichgewicht

Im Fall des transienten Gleichgewichts ist die Halbwertszeit des Mutternuklids grösser, aber nicht wesentlich grösser als die des Tochternuklids: $T_{1/2}(\text{M}) > T_{1/2}(\text{T})$. Daraus folgt nach Gleichung (2.6), dass sich die Zerfallswahrscheinlichkeiten umgekehrt verhalten: $\lambda_{\text{M}} < \lambda_{\text{T}}$. Die Gleichung (2.8) zu vereinfachen, ist hier ausgeschlossen, so dass unverändert gilt:

$$\begin{aligned}\frac{A_{\text{T}}(t)}{A_{\text{M}}(t)} &= \frac{\lambda_{\text{T}}}{\lambda_{\text{T}} - \lambda_{\text{M}}} \cdot (1 - e^{-(\lambda_{\text{T}} - \lambda_{\text{M}}) \cdot t}) \\ &= \tau_1 \cdot (1 - e^{-\ln(2) \cdot \tau_2 \cdot t})\end{aligned}\quad (2.9)$$

Dabei bedeuten:

$$\begin{aligned}\tau_1 &= \frac{T_{1/2}(\text{M})}{T_{1/2}(\text{M}) - T_{1/2}(\text{T})} \\ \tau_2 &= \frac{T_{1/2}(\text{M}) - T_{1/2}(\text{T})}{T_{1/2}(\text{M}) \cdot T_{1/2}(\text{T})}.\end{aligned}$$

Für das Aktivitätsverhältnis sind demnach die Zerfallswahrscheinlichkeiten von beiden Nukliden wichtig.

Das Aktivitätsverhältnis lässt sich vereinfachen zu:

$$\begin{aligned}\frac{A_{\text{T}}(t)}{A_{\text{M}}(t)} &= \frac{\lambda_{\text{T}}}{\lambda_{\text{T}} - \lambda_{\text{M}}} \\ &= \tau_1.\end{aligned}\quad (2.10)$$

Das bedeutet einerseits, dass das Aktivitätsverhältnis wie beim säkularen Gleichgewicht konstant ist, und andererseits, dass es einen konstanten Versatz zwischen den Aktivitäten von Mutter und Tochter gibt. Sie nähern sich also nicht beliebig stark.

2.4.3 Kein Gleichgewicht

Wenn die Halbwertszeit des Tochternuklids grösser ist als die des Mutternuklids, $T_{1/2}(\text{T}) > T_{1/2}(\text{M})$, kann sich kein Gleichgewicht ausbilden. Dies lässt sich zeigen, indem Gleichung (2.8) umgestellt und die Voraussetzung $\lambda_{\text{T}} < \lambda_{\text{M}}$ ausgewertet wird:

$$\frac{A_{\text{T}}(t)}{A_{\text{M}}(t)} = \frac{\lambda_{\text{T}}}{\lambda_{\text{M}} - \lambda_{\text{T}}} \cdot (e^{(\lambda_{\text{M}} - \lambda_{\text{T}}) \cdot t} - 1) \quad (2.11)$$

Wird an dem Aktivitätsverhältnis der Grenzprozess $t \rightarrow \infty$ durchgeführt, so folgt, dass die Aktivitäten von Mutter und Tochter divergieren. Abbildung (2.8) verdeutlicht die Ursache hierfür ist, dass die Exponentialfunktion wegen $\lambda_M - \lambda_T > 0$ divergiert:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} e^{(\lambda_M - \lambda_T) \cdot t} = \infty \Rightarrow \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{A_T(t)}{A_M(t)} = \infty.$$

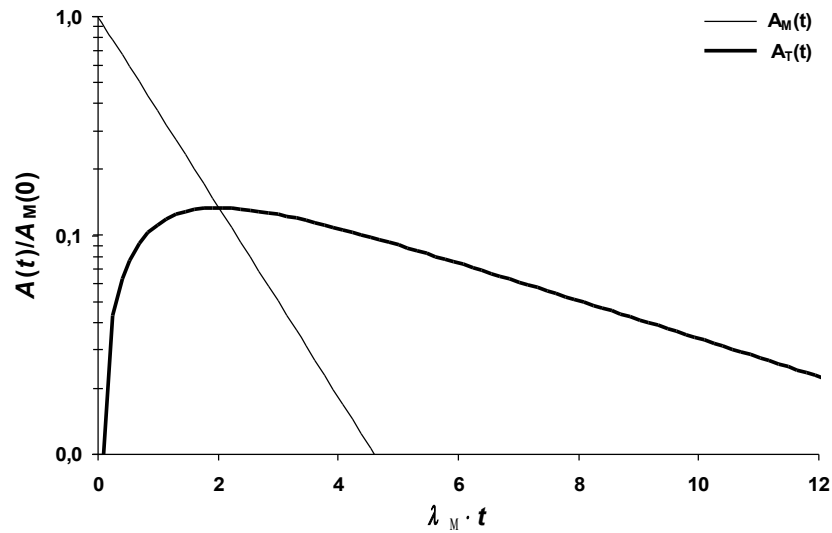


Abbildung 2.8: Zwischen Mutter- und Tochternuklid kann sich kein Gleichgewicht einstellen, wenn $T_{1/2}(T) > T_{1/2}(M)$ ist. Hier wurde $\lambda_T = 0,5 \cdot \lambda_M \Leftrightarrow T_{1/2}(T) = 2 \cdot T_{1/2}(M)$ gewählt.

3 γ -Spektrometrie mit Halbleiterdetektoren

3.1 Aufbau des Versuchsmessplatzes für die γ -Spektrometrie

Der Messplatz für diesen Versuch besteht aus vier Komponenten:

- Germaniumdetektor/Cd-Zn-Te-Detektor
- Blei-Abschirmung
- Signal-verarbeitende Elektronik
- Rechner zur Anzeige und Ablage der Spektren.

Zur signalverarbeitenden Elektronik zählen eine Hochspannungsversorgung, ein Vorverstärker, ein Impulshöhenverstärker und Pulsformer (Hauptverstärker), ein Analog-Digital-Konverter und ein Vielkanalanalysator mit einem Pufferspeicher. Die Abbildung (3.1) zeigt den prinzipiellen Aufbau des Messplatzes.

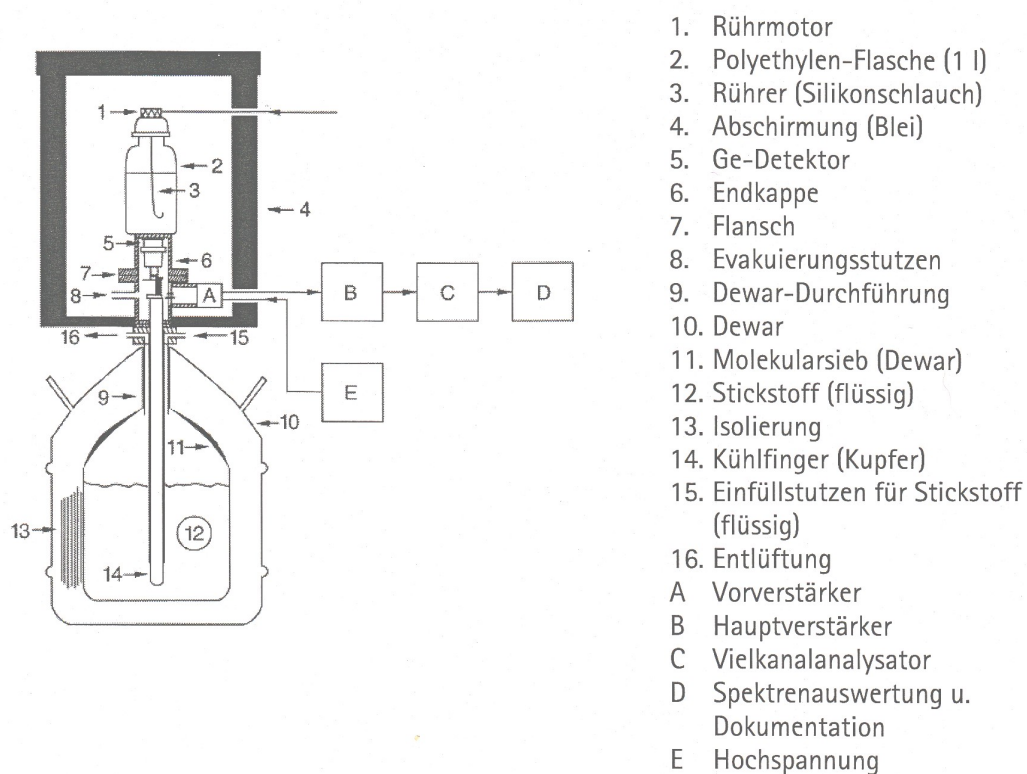


Abbildung 3.1: Aufbau eines γ -Messplatzes, aus [BMU06].

Gemessen wird mit einem Stickstoff-gekühlten Germaniumdetektor. Das Fenstermaterial des Detektors ist aus Aluminium gefertigt. Der Detektor steht auf einem stossdämpfendem Untergrund, um Mikrophonieeffekte zu reduzieren.

Darüberhinaus wird zusätzlich mit einem Cd-Zn-Te-Detektor gemessen, um die Qualitätsunterschiede der Detektoren beurteilen zu können.



Abbildung 3.2: Gesamtübersicht über den Messplatzes für den Versuch *Radioaktivität in der Umwelt*. Rechts unter der Bleiburg ist das Dewar-Gefäss für den Germaniumdetektor zu sehen.



Abbildung 3.3: Cadmium-Zink-Tellur-Detektor (Gamma-Mini-Spektrometer) als Zweitdetektor.

3.1.1 Der Germaniumdetektor

Aufbau und Funktionsprinzip

Ein Germaniumdetektor ist im Prinzip eine Diode mit einem PN -übergang. Im Ersatzschaltbild wird er deshalb als ideale Diode gezeichnet, die mit einem Kondensator C parallel und mit einem Widerstand R in Reihe geschaltet ist. Das Ersatzschaltbild zeigt Abbildung (3.4). Auf der N -dotierten Seite ist das fünfte Valenzelektron eines Donatoratoms nicht an den Kristallbindungen beteiligt. Im Rahmen des Bohrschen Atommodells kreist es um den Atomrumpf, wobei sein Bohrscher Radius deutlich grösser ist als die Gitterkonstanten. Ausserdem schwächt der restliche Kristall das Coulombfeld zwischen Elektron und Atomrumpf. Deshalb kann das Elektron mit geringem Energieaufwand abgetrennt und ins Leitungsband gehoben werden. Schon bei Raumtemperatur stehen daher frei bewegliche Elektronen zur Verfügung, die auf die P -Seite diffundieren. Auf der N -Seite bleiben deshalb positiv geladene Ionen zurück, die im Kristallgitter fixiert sind. Auf der P -Seite nehmen die Akzeptoratome jeweils ein Elektron aus dem Valenzband auf, um ihre Bindungslücken zu schliessen, die sie als dreiwertige Atome in der vierbindigen Gitterstruktur aufweisen. Dadurch werden sie negativ geladen und bleiben aber an ihrem Platz. Die Folge ist, dass positiv geladene Löcher im Valenzband um die Akzeptoratome kreisen, die wie im Falle der Elektronen auf der N -Seite abgetrennt werden können und dann frei beweglich sind. Sie diffundieren anschliessend auf die N -Seite. In der Nähe der Grenzschicht rekombinieren Elektronen und Löcher auf beiden Seiten, so dass auf der N -Seite des Übergangs positiv geladene und auf der P -Seite negativ geladene Ionen übrig bleiben. Dadurch entsteht auf der N -Seite eine negative und auf der P -Seite eine positive *Raumladung*. Zwischen den Raumladungen herrscht ein elektrisches Feld, das der Diffusion von weiteren Ladungsträgern entgegenwirkt. Im Bereich der beiden Raumladungen ist die Konzentration an frei beweglichen Ladungen gering, weil Elektronen und Löcher dort rekombiniert haben [Kop89]. Das rechte Bild in Abbildung (3.4) zeigt die Verteilung der Ionen und freien Ladungen um einen NP -übergang. Eingezeichnete Ladungen sind frei beweglich.

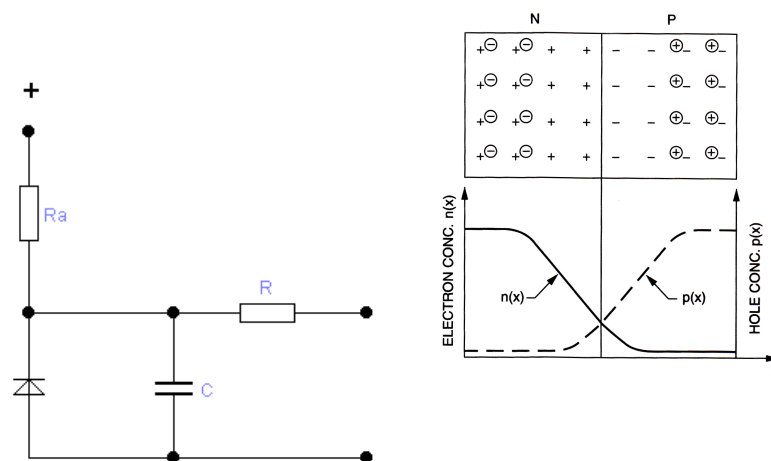


Abbildung 3.4: Links: Ersatzschaltbild eines Germaniumdetektors, R = elektrischer Widerstand, C = Kondensator, R_a = Arbeitswiderstand, nach [Abe73]. über dem Arbeitswiderstand wird das Messsignal abgegriffen. Rechts: Ladungsverteilung über einen NP -übergang, aus [Rou99]

Wird an die *P*-Seite des zusammengesetzten Halbleiters eine negative und an die *N*-Seite eine positive Spannung angelegt, so verbreitern sich die Raumladungszonen. Dies zeigt das linke Bild der Abbildung (3.5). Wenn ein γ -Quant in die Raumladungszonen eindringt und seine Energie an die Kristallatome entlang seines Pfades abgibt, ionisiert es diese und setzt Elektronen frei. Dabei werden die Elektronen im Bändermodell aus dem Valenzband oder einem tiefer liegenden in das Leitungsband gehoben. Da die Energie von γ -Quanten wesentlich grösser ist als die Bandlücke von 2,96 eV bei Germanium, können die Elektronen in obere Bereiche des Leitungsbandes angeregt werden. Im ursprünglichen Band bleiben dann Löcher zurück, die eine positive Ladung tragen und sich durch Umladungsprozesse frei bewegen können. Elektronen und Löcher driften so lange, bis die Elektronen am unteren Rand des Leitungsbandes und die Löcher am oberen Rand des Valenzbandes angekommen sind. Dabei können die primär freigesetzten Elektronen weitere Elektronen-Loch-Paare erzeugen. Elektronen und Löcher werden vom angelegten elektrischen Feld in Richtung der Elektroden beschleunigt und abgezogen. Das ist vergleichbar mit einer Ionisationskammer. In ihr erzeugt ein γ -Quant Elektronen und Gas-Ionen, die durch die angelegte Spannung zu den Elektroden driften. Daher kann der Halbleiterdetektor auch als Festkörper-Ionisationskammer verstanden werden. Das rechte Bild in Abbildung (3.5) soll dies verdeutlichen.

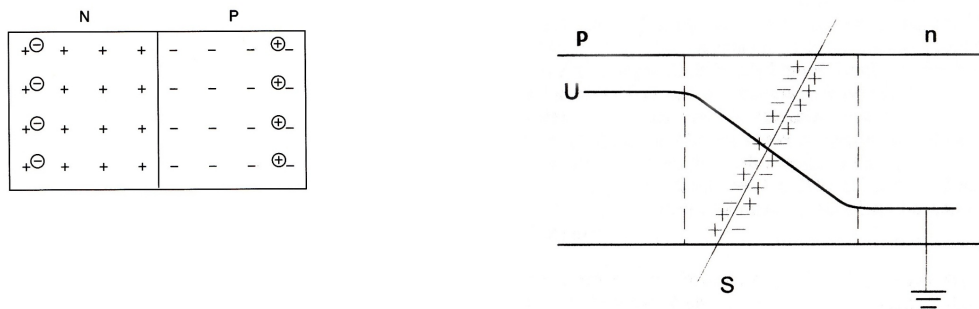


Abbildung 3.5: Links: Verbreiterte Raumladungszonen bei Betrieb in Sperrrichtung, aus [Rou99]. Rechts: Der Halbleiterdetektor als Festkörper-Ionisationskammer, *S* = Strahlungs-Quant, *U* = Spannung, aus [Her99].

Die Anzahl der erzeugten Elektronen-Lochpaare *n* hängt von der absorbierten Energie E_{abs} und der mittleren Bildungsenergie für ein Elektron-Lochpaar \bar{W} ab. Dabei ist die absorbierte Energie proportional zur Energie des einfallenden γ -Quants E_γ :

$$n = \frac{E_{abs}}{\bar{W}} \propto E_\gamma. \tag{3.1}$$

Die anliegende Spannung bestimmt die Dicke der gesamten Raumladungszone (= negative + positive Raumladungszone). Da das empfindliche Volumen eines Detektors gleich der gesamten Raumladungszone ist, sollte letztere möglichst gross sein, damit auch die Wahrscheinlichkeit der vollständigen Energieabgabe durch ein γ -Quant möglichst gross ausfällt. Die anliegende Spannung wird etwas grösser gewählt, als es nötig ist, um das empfindliche Volumen zu maximieren, weil sich dadurch die Ladungssammlung beschleunigt.

Ein Problem stellen Verunreinigungen und Fehlstellen im Kristall dar. Sie fangen erzeugte Ladungsträger ein und halten diese vorübergehend fest. Dadurch können die Ladungsträger die Elektroden nicht mehr erreichen und leisten dann auch keinen Beitrag zu dem sich aufbauenden Messsignal. Deshalb werden hochreine Germanium-Kristalle benötigt. Allerdings konnten bisher nie alle Verunreinigungen aus einem Kristall entfernt werden. KOPITZKI [Kop89] gibt an, dass die Konzentrationen von Restverunreinigungen in der Grössenordnung von 10^{10}

cm^{-3} liegen. Problematisch sind auch die Dunkelströme, die typisch für Germanium-Dioden sind und die als Rauschen in die Messungen eingehen. Sie haben ihre Ursache in der geringen Bandlücke des Germaniums mit etwa 2,96 eV bei 300 K. Schon bei Zimmertemperatur werden deshalb Elektronen ins Leitungsband gehoben, wodurch sich etwa $2,4 \cdot 10^{13}$ Ladungsträger in einem cm^3 des Kristalls befinden. Um die Dunkelströme zu reduzieren, muss der Germanium-Kristall während der Betriebszeit des Detektors gekühlt werden. Eine Kühlung ausserhalb der Betriebszeiten ist zu empfehlen, weil die Gefahr besteht, dass Verunreinigungen aus dem Inneren des Kristall beim Erwärmen an die Oberfläche gelangen und sich beim Abkühlen dort festsetzen.

Herstellung und Detektortypen

Der Detektorkristall wird aus einem Germanium-Einkristall hergestellt. Je nachdem mit welchen Elementen der Kristall dotiert worden ist, handelt es sich um einen *N*-Typ- oder einen *P*-Typ-Kristall. Um daraus eine „Diode“ herzustellen, das heisst einen *PN*-übergang zu schaffen, wird eine oberflächennahe Schicht des Kristalls in den jeweils gegenteiligen Halbleitertyp umgewandelt. Liegt ein *P*-Typ-Kristall vor, wird eine dünne *N*-Typ-Schicht erzeugt, indem Lithiumatome über einen Teil der Oberfläche in den Kristall diffundieren. Die Schichtdicke beträgt etwa $700 \mu\text{m}$. Wegen der hohen Konzentration an Lithiumatomen wird diese Schicht als N^+ -Schicht bezeichnet. Sie ist gleichzeitig der Kontakt für die positive Elektrode. In einen anderen separierten Teil der Oberfläche werden Boratome implantiert. Die borhaltige Schicht bildet den P^+ -Kontakt und ist etwa $0,3 \mu\text{m}$ dick. Dabei signalisiert das „+“ wieder eine sehr hohe Konzentration, diesmal an Boratomen. Bei einem *N*-Typ-Kristall werden ebenfalls Schichten aus Lithium und Bor präpariert. Die Abbildung (3.6) zeigt einen *P*-Typ- und einen *N*-Typ-Kristall mit den N^+ - und P^+ -Schichten. Die N^+ -Schicht des *P*-Typ-Kristalls ist die *N*-dotierte Seite der „Detektor-Diode“, während die P^+ -Schicht des *N*-Typ-Kristalls die *P*-dotierte Seite darstellt. Um zu verdeutlichen, dass die N^+ - und die P^+ -Schicht hoch dotiert sind, wurden die Schraffuren dichter gezeichnet. Da der Kristall mit einigen Zentimetern Länge gegenüber den Dicken der N^+ - und P^+ -Schicht sehr gross ist, folgen daraus asymmetrische Raumladungszonen. Wenn γ -Quanten in den Kristall eindringen, wechselwirken sie daher zum grössten Teil mit den Kristallatomen der grössten Raumladungszone. Die grössere Raumladungszone besitzt dabei die kleinere Konzentration an Fremdatomen.

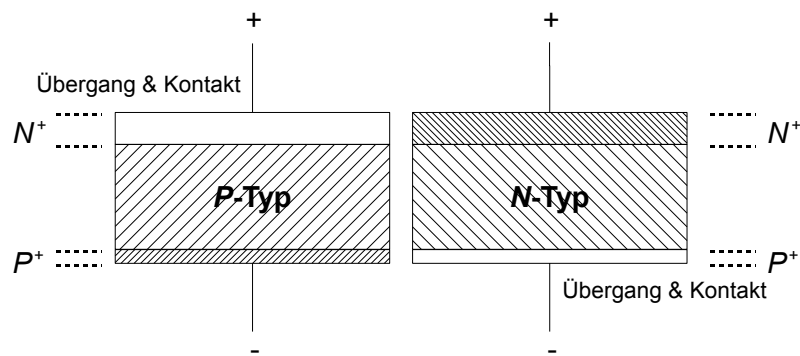


Abbildung 3.6: Mit N^+ - und P^+ -Schichten präparierte *P*-Typ- und *N*-Typ-Kristalle.

Die Art, wie die Detektorkristalle gezüchtet werden, bedingt eine zylindrische Form. Sie können dann zu koaxialen und planaren Kristallen weiterverarbeitet werden. Der Querschnitt eines koaxialen *P*-Typ-Kristalls entsteht im Prinzip dadurch, dass der *P*-Typ-Kristall aus Abbildung (3.6) so nach unten „umgebogen“ wird, wie es die Abbildung (3.7) zeigt. Dann befindet sich die N^+ -Schicht auf der Aussenseite, während die P^+ -Schicht innen auf der Oberfläche einer „Bohrung“ liegt. Der reale Herstellungsprozess beinhaltet, dass der ursprüngliche Kristall auf einer

Stirnseite angebohrt und anschliessend die hochdotierten Schichten aussen und innen präpariert werden. Auf die gleiche Weise entsteht ein coaxialer N -Typ-Kristall. Der Unterschied zur Prinzipskizze von Abbildung (3.7) besteht darin, dass er in die andere Richtung umgebogen wird. Dadurch befindet sich die P^+ -Schicht auf der Aussenseite. Da diese Schicht dünner ist als die N^+ -Schicht, können auch mehr niederenergetische γ -Quanten über die Stirnseite in den Kristall eindringen. Aus diesem Grund besitzt ein Detektor mit einem N -Typ-Kristall eine höhere Nachweiswahrscheinlichkeit als ein Detektor mit einem P -Typ-Kristall. Die rechte Graphik von Abbildung (3.8) vergleicht die Nachweiswahrscheinlichkeiten beider Kristall-Typen.

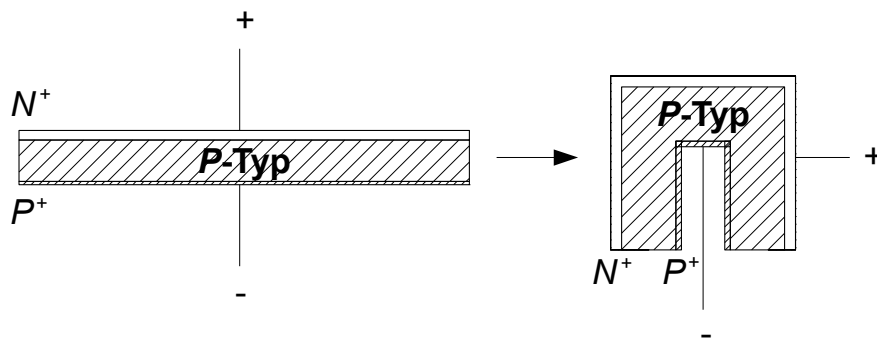


Abbildung 3.7: Durch „Umbiegen“ nach unten entsteht der coaxiale Kristall.

Ein planarer Kristall besteht aus einem flachen P - oder N -Typ-Kristall. übliche Abmessungen sind 20 mm in der Länge und 50 mm im Durchmesser. Die hochdotierten Schichten befinden sich auf der Aussenseite und in der Mitte der zweiten Stirnfläche. Dieser Kristalltyp eignet sich für die Messung von Photonen mit Energien in der Grössenordnung von 3 keV und weniger. Dabei besitzt wieder der N -Typ-Kristall eine grössere Nachweiswahrscheinlichkeit als der P -Typ-Kristall. Der in der Mitte der zweiten Stirnseite befindliche Kontakt besitzt einen kleinen Durchmesser, um die Eigenkapazität zu reduzieren. Das verbessert die Energieauflösung, die bei planaren Kristallen grundsätzlich besser ist als bei coaxialen. Die linke Graphik der Abbildung (3.8) zeigt einen coaxialen und einen planaren Kristall im Vergleich.

Nachweiswahrscheinlichkeit und minimal messbare Energie werden auch von dem Material und der Dicke der Detektorkappe beeinflusst. Dickere Kappen und Materialien mit hohen Ordnungszahlen absorbieren stärker und verringern dadurch die Nachweiswahrscheinlichkeit bei kleinen Energien. Das kann insbesondere in Verbindung mit einer dickeren Totschicht (= hoch dotierte N^+ - oder P^+ -Aussenschicht) zur Folge haben, dass ein Detektor nicht geeignet ist, um kleine Energien zu messen. Das tritt zum Beispiel bei Detektoren mit P -Typ-Kristallen und Kappen aus Aluminium auf. Kappen aus Beryllium verbessern die Situation. Kunststoffkappen schwächen am wenigsten [Gil95].

Ein Germaniumdetektor wird unter anderem durch sein relatives Ansprechvermögen, sein Energieauflösungsvermögen und sein Linien-zu-Compton-Verhältnis charakterisiert.

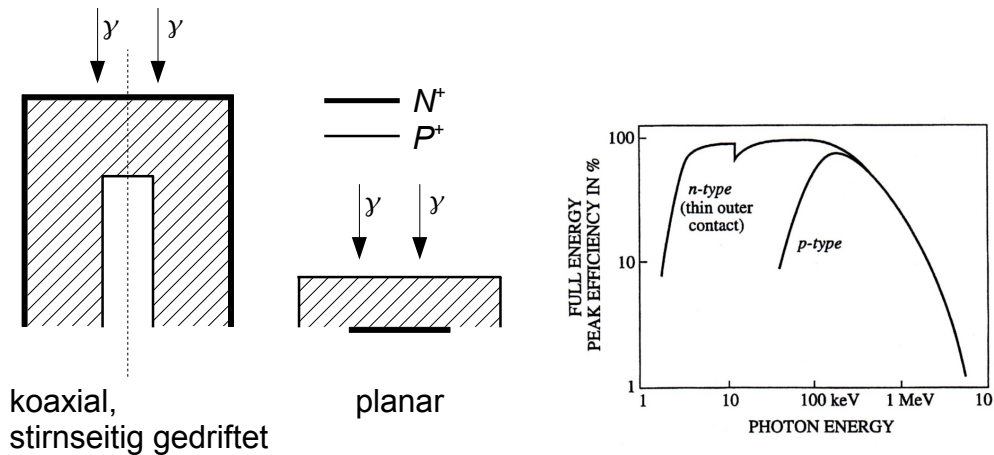


Abbildung 3.8: Links: Koaxialer und planarer Kristall, nach [Deb80]. Rechts: Mit *N*-Typ-Kristallen lassen sich kleinere Energien messen, weil die Totschicht dünner ist, nach [Ann98]

Relatives Ansprechvermögen: Das relative Ansprechvermögen ϵ_r ist definiert als das Verhältnis aus der Nachweiswahrscheinlichkeit des Germaniumdetektors ϵ_{Ge} und der Nachweiswahrscheinlichkeit eines Na:I(Tl)-Detektors ϵ_{NaI} unter den folgenden Bedingungen:

1. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten beziehen sich auf die ^{60}Co -Linie bei 1332,5 keV.
2. Die Strahlenquelle befindet sich 25 cm von der Kristalloberfläche entfernt.
3. Der Na:I(Tl)-Kristall ist 7,6 cm hoch und hat einen Durchmesser von 7,6 cm.

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon_{\text{Ge}}}{\epsilon_{\text{NaI}}} \quad (3.2)$$

für $E_\gamma = 1332,5 \text{ keV} \wedge r = 25 \text{ cm}$

Für die γ -Spektrometrie an Umweltproben reichen in der Regel Detektoren mit einem relativen Ansprechvermögen von 25 % aus. Dann beträgt das empfindliche Kristallvolumen etwa 100 cm^3 [BMU06]. Bei gleicher Kristallgeometrie wächst ϵ_r mit zunehmendem Kristallvolumen. Allerdings besteht kein eindeutiger Zusammenhang. Vielmehr hängt ϵ_r bei gleichem Volumen vom Durchmesser, von der Länge und vom Typ des Kristalls ab.

Energieauflösungsvermögen: Die Energieauflösung wird von der Halbwertsbreite der ^{60}Co -Linie bei 1332,5 keV bestimmt. Dabei ist die Halbwertsbreite einer Linie ihre volle Breite bei halber Höhe, daher kommt die englische Abkürzung FWHM (= Full Width at Half Maximum). Je kleiner die Halbwertsbreiten sind, um so leichter lassen sich nahe beieinander liegende Linien auflösen. Die Energieauflösung nimmt erfahrungsgemäss mit der Energie ab!

Linien-zu-Compton-Verhältnis: Das Linien-zu-Compton-Verhältnis (P/C) wird für die ^{60}Co -Linie bei 1332,5 keV angegeben und ist definiert als das Verhältnis aus der Impulszahl des am stärksten frequentierten Kanals aus dem Photolinie und dem Mittelwert aus den Impulszahlen der Kanäle aus der Comptonverteilung im Bereich zwischen 1040 und 1096 keV [Gil95]. P/C ist analog zum Signal-zu-Rausch-Verhältnis S/N definiert. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis ist der Quotient aus einer Nutzsignalleistung und der mittleren Rauschleistung, in die das Signal eingebettet ist [LexPhy5]:

$$\frac{S}{N} = \frac{\text{Nutzsignalleistung}}{\text{Mittlere Rauschleistung}} \quad (3.3)$$

Die Abbildung (3.9) verdeutlicht, wie ein Signal nachweisbar wird, wenn die mittlere Rauschleistung abnimmt. Ein hohes Signal-zu-Rausch-Verhältnis drückt daher aus, dass sich das Nutzsinal entsprechend stark vom Hintergrund abhebt und daher auch kleinere Signale erkennbar sind. Auf das Linien-zu-Compton-Verhältnis übertragen bedeutet das Folgendes: Wenn P/C grösser ausfällt, ist der Compton-Hintergrund bei gleicher Höhe der Photolinie kleiner. Dann aber wird eine kleinere Photolinie, die vorher in der Comptonverteilung unterging, sichtbar. Von Bedeutung ist dies, wenn innerhalb der Comptonverteilung einer grossen Photolinie ein wesentlich kleinerer nachgewiesen werden soll [Deb80].

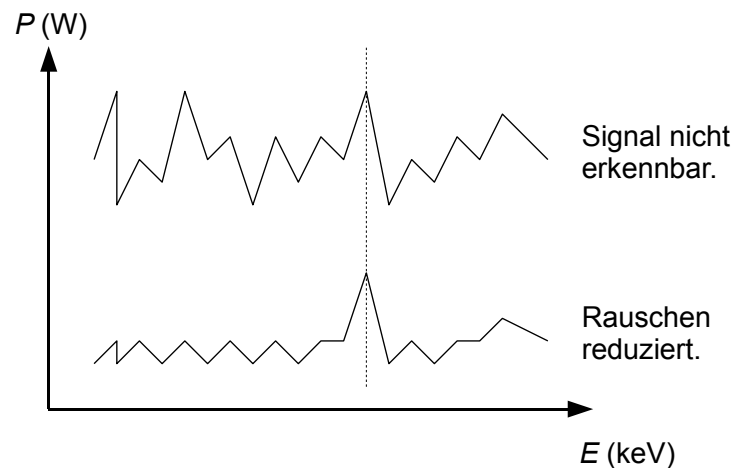


Abbildung 3.9: Ein anfangs im Rauschen untergehendes Signal wird erkennbar, wenn sich das Rauschen reduzieren lässt.

Das Linien-zu-Compton-Verhältnis wird von mehreren Faktoren beeinflusst:

- Wenn die Energieauflösung zunimmt, werden die Photolinien schmäler. Das heisst, dass weniger Kanäle zur Linie gehören. Dann müssen aber die Impulszahlen der Kanäle grösser werden, damit die Gesamtimpulszahl gleich bleibt. Dadurch wächst P/C .
- Wenn die Liniennachweiswahrscheinlichkeit ϵ zunimmt, steigt die Gesamtimpulszahl in der Photolinie. Auch das vergrössert P/C .
- Wenn das Kristallvolumen wächst, steigt die Wahrscheinlichkeit, dass Photonen ihre gesamte Energie an den Kristall abgeben. Das führt dazu, dass mehr Impulse in der Photolinie registriert werden und weniger im Compton-Hintergrund. Dadurch nimmt P/C zu.

3.1.2 Abschirmung und Nulleffekt

Der Sinn der Abschirmung eines Detektors gegenüber der Umgebungstrahlung liegt einerseits darin, die zwangsläufig im Nulleffektspektrum auftretenden Linien zu schwächen, und andererseits das Kontinuum des Nulleffektspektrums zu reduzieren, wodurch die Nachweisgrenzen kleiner ausfallen. Das ermöglicht die Messung von geringeren Aktivitäten.

Um den störenden Einfluss der Umgebungstrahlung zu minimieren, sollte das Detektorsystem in einem Raum aufgebaut sein, dessen Wände aus Barytbeton bestehen. Barytbeton ist ein Beton mit sehr hoher Dichte und zählt zu

den Schwerbetonen. Infolgedessen ist seine abschirmende Wirkung gegenüber herkömmlichen Betonarten stärker. Aus bautechnischen Gründen bestehen die Wände des Praktikumsraums nicht aus Barytbeton.

Die im Versuch verwendeten Detektoren befinden sich samt den zu vermessenden Proben in einer Abschirmung aus Blei (= Bleiburg). Die Grösse der Bleiburg ist so ausgelegt, dass ein Mindestabstand von 10 cm zwischen Probe und den Wänden der Bleiburg eingehalten werden kann. Das reduziert den Beitrag von Streustrahlung zu einer Messung. Die Innenseiten der Bleiburg ist mit 5 mm dicken Kupferplatten ausgekleidet, um die Röntgenfluoreszenzstrahlung des Bleis zu absorbieren. Im Idealfall werden zusätzlich Kunststoffplatten über die Kupferplatten montiert, um die Röntgenfluoreszenz des Kupfers zu absorbieren und in Fluoreszenzstrahlung mit noch geringerer Energie umzuwandeln. Dadurch sollte die Störstrahlung auf einen Energiebereich reduziert werden, der bei der Messung von natürlichen Radionukliden mit kleinen Energien ohne Bedeutung ist.

Die Messkammern werden nicht mit Stickstoff gespült, wodurch das radioaktive Radon aus der Luft der Messkammer verdrängt würde. Sowohl das Radon und seine Tochternuklide als auch die in den Bleiziegeln enthaltenen natürlichen Radionuklide verursachen daher weitere Beiträge zu den gemessenen Energiespektren. Um die daraus hervorgehenden Störungen der Probenlinien zu korrigieren, wird regelmässig ein Nulleffektspektrum aufgenommen, bei dem ohne eine Probe gemessen wird.

3.1.3 Elektronik

Zur signalverarbeitenden Elektronik eines Detektors zählen eine Hochspannungsquelle, ein Vorverstärker, ein Hauptverstärker und ein Vielkanalanalysator mit Analog-Digital-Konverter und einem Pufferspeicher. Die Hochspannungsquelle liefert die Betriebsspannung des Detektors, der im Prinzip eine Diode ist, die in Sperrichtung betrieben wird. Wenn ein γ -Quant Ladungsträger erzeugt und diese im elektrischen Feld von den Elektroden abgezogen werden, entstehen am Eingang des Vorverstärkers für jeden gesammelten Ladungsträger Strompulse $I(t)$. Diese Ladungsimpulse sind jedoch nicht proportional zur Energie, die der Kristall absorbiert hat. Erst wenn der Kondensator C_f durch die Ladungspulse aufgeladen worden ist, entsteht am Ausgang des Vorverstärkers ein verstärktes Spannungssignal $U(t)$, das linear von der Energie des γ -Quants abhängt. Die Abbildung (3.10) zeigt den vereinfachten Schaltplan eines Vorverstärkers. Die Ladezeit des Kondensators C_f entspricht der Zeit, in der die Ladungen gesammelt werden. Sie liegt in der Grössenordnung von 1 ns, was die steile linke Flanke im Ausgangssignal $U(t)$ erklärt. Der Kondensator entlädt sich danach über den Widerstand R_f . Die Entladezeit liegt in der Grössenordnung von 50 μ s, was die weit auslaufende rechte Flanke von $U(t)$ verursacht. Die Amplitude von $U(t)$ liegt zwischen 10 und 100 mV. Vor- und Hauptverstärker sind kapazitiv gekoppelt. Der Hauptverstärker formt das Signal um zu einer meist leicht asymmetrischen Glockenkurve. Danach liegt seine Amplitude meist zwischen 0 und 10 V. Auf der rechten Seite der Glockenkurve schwingt das Signal allerdings unter die Nulllinie durch. Dadurch verschlechtert sich die Energieauflösung, weil ein unmittelbar nachfolgendes Signal dann unter der Nulllinie beginnt. Dieser Effekt kann jedoch mit weiteren regelbaren Schaltungen minimiert werden (pole-zero cancellation). Im Anschluss daran bestimmt der Analog-Digital-Konverter anhand der Amplitude des eingehenden Signals eine binäre Zahl, die eine Speicheradresse darstellt, deren Eintrag um eins erhöht wird. Vereinfacht lässt sich das Funktionsprinzip des Vielkanalanalysators mit analogen Signalen erklären, die in einen so genannten *Schmitt-Trigger* eingehen. Er erzeugt ein Spannungssignal U_T , wenn sein Eingangssignal U_0 zwischen zwei vorher justierten Schwellenwerten U_1 und U_2 liegt. Alle Signale U_0 mit $U_1 < U_0 < U_2$ erzeugen das gleiche Ausgangssignal U_T . Dieses kann genutzt werden, um über Addierschaltungen Ereignisse zu zählen. Immer wenn ein U_T aus dem Schmitt-Trigger in den

Addierer eingespeist wird, erhöht dieser den Wert eines Speicherplatzes um eins. Eine solche Zählungsschaltung heisst *Diskriminator*.

Wenn die minimale und maximale Amplitude eines Signals bekannt sind, kann der zugehörige Spannungsbereich in gleich grosse Intervalle $\Delta U_{k+1} = U_{k+1} - U_k$ unterteilt werden ($k = 0, 1, \dots, n$, $n \in \mathbb{N}$). Das k -te Intervall lässt sich dann einem so genannten *Kanal*, dem k -ten Kanal zuordnen. Werden die Schwellenwerte $U_1 = U_k$ und $U_2 = U_{k+1}$ gesetzt, dann zählt der Diskriminator die Ereignisse im k -ten Kanal. Hat ein Kalibrieren ergeben, dass dem k -ten Kanal die Energie E_k zuzuordnen ist, so zählt der Diskriminator Ereignisse mit der Energie E_k . Ein Vielkanalanalysator führt diese Zählungen für alle Kanäle mit $k = 0, 1, \dots, n$ durch. Die analoge Darstellung der Zählereignisse eines Kanals in Abhängigkeit von seiner Kanalnummer ergibt die für die γ -Spektrometrie typischen Spektren [Gil95] [Ann98] [Abe73] [Bem04].

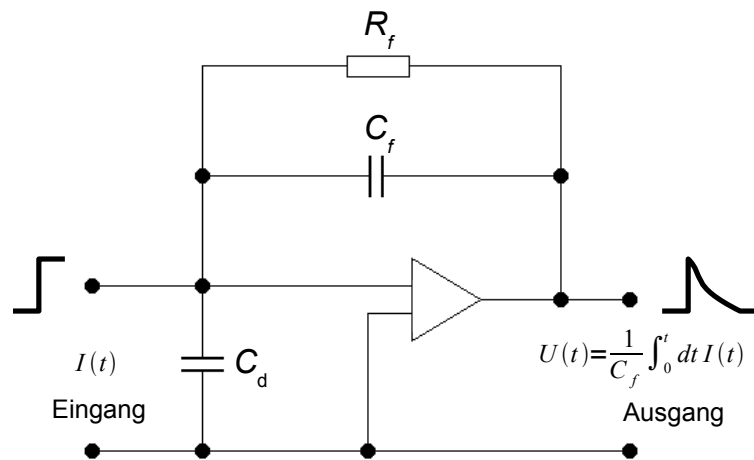


Abbildung 3.10: Der ladungsempfindliche Vorverstärker integriert die Ladungsimpulse $I(t)$ und erzeugt am Ausgang das Spannungssignal $U(t)$, nach [Gil95].

3.1.4 Wechselwirkung von γ -Strahlung mit dem Detektorkristall

Allgemein bedeutet der Begriff *Strahlung*, daß Energie durch den physikalischen Raum transportiert wird. Die Energie kann dabei an Teilchenströme oder elektromagnetische Wellen (EMW) gekoppelt sein. Wenn physikalische Objekte Energie transportieren, dann ist damit gemeint, dass sie Arbeit an anderen Objekten verrichten können. Im Falle der elektromagnetischen Wellen sind es Ladungen, die vom elektrischen Feld der Wellen beeinflusst werden und auf die Energie übertragen werden kann. Welle und Ladung gehen dann eine Wechselwirkung miteinander ein. Besonders wichtig sind die Wechselwirkungen zwischen EMW und Elektronen. Je nach Art der Wechselwirkung wird zwischen dem Photoeffekt, dem Comptoneffekt und der Rayleigh-Streuung unterschieden, wobei letztere eine Sonderstellung einnimmt, weil hier kein Energieübertrag stattfindet. EMW können auch mit einem Atomkern wechselwirken. Dann kommt es bei geeigneter Energie der Photonen zu photonuklearen Reaktionen oder zur Paarbildung. Je nach Energie der Strahlung dominiert einer dieser fünf Effekte. Die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung zwischen Welle und Atom ist proportional zu dem so genannten *Wirkungsquerschnitt* σ . Für jeden Effekt gibt es einen eigenen Wirkungsquerschnitt, also zum Beispiel σ_{ph} im Falle des Photoeffekts, σ_{Co} im Falle des Comptoneffekts und σ_{Pa} im Falle der Paarbildung. Die γ -Quanten wechselwirken mit den Kristallatomen eines Germanium-Detektors vorwiegend über den Photoeffekt, den Comptoneffekt und die Paarbildung. Bei kleinen En-

ergien dominiert der Photoeffekt, bei hohen die Paarbildung. Für Energien dazwischen spielt der Comptoneffekt die grösste Rolle. Die Abbildung (3.11) verdeutlicht dies für Germanium. Jeder dieser Effekte erzeugt letztendlich Elektronen und Löcher im Halbleiterkristall, die im anliegenden elektrischen Feld zur Anode und Kathode wandern. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein γ -Quant über einen der genannten Effekte mit dem Kristall wechselwirkt, ist proportional zum effektiven Wirkungsquerschnitt, der sich aus der Summe der Wirkungsquerschnitte von Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung ergibt:

$$\sigma_{\text{eff}} = \sigma_{\text{Ph}} + \sigma_{\text{Co}} + \sigma_{\text{Pa}} \quad (3.4)$$

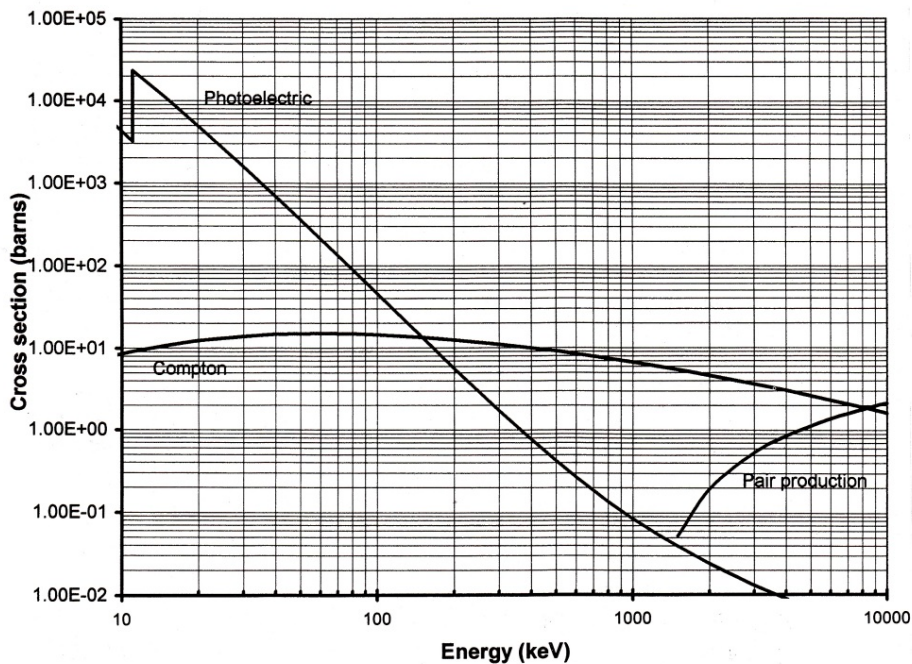


Abbildung 3.11: Wirkungsquerschnitte für Photo- und Comptoneffekt sowie für die Paarbildung in Abhängigkeit von der Energie, aus [Ann98].

Der Wirkungsquerschnitt

Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass eine Wechselwirkung zwischen einem Photon und irgendeinem Atom des Kristalls stattfindet, lässt sich im Sinne einer sogenannten *geometrischen Wahrscheinlichkeit* verstehen und festlegen. Folgendes Gedankenexperiment soll dabei helfen:

Im Rahmen Ihrer Prüfungsvorbereitungen für die Festkörperphysik beschäftigen Sie sich intensiv mit Kristallstrukturen. Um sich zum Beispiel die Natriumchlorid-Struktur besser vorstellen zu können, bauen Sie sie mit gleich grossen Styroporkugeln aus dem Bastelbedarf und Zahnstochern nach. Als Sie senkrecht auf eine der Stirnseiten blicken, kommt ihnen ein Gedanke. Sie fragen sich, wie sich eine Wahrscheinlichkeit dafür angeben liesse, irgendeine der sichtbaren Styroporkugeln zu treffen, wenn Sie eine Luftpistole senkrecht zur Stirnfläche zufällig abfeuern, also ohne eine bestimmte Styroporkugel anvisiert zu haben. Da Sie schon einmal etwas von geometrischen Wahrscheinlichkeiten gehört haben [May84] [Bos95], erscheint es Ihnen plausibel, die Querschnittsflächen σ aller N

Styroporkugeln, die in Schussrichtung sichtbar sind, zu addieren und sie durch die von ihnen aufgespannte Stirnfläche A zu dividieren. Diesen Quotienten setzen sie als Wahrscheinlichkeit für einen Treffer $P(\text{Treffer})$ an. Dabei ist Ihnen klar, dass dieses Modell nur dann einen Sinn hat, wenn der Durchmesser der Luftpistolenkugel gegenüber dem einer Styropor-Kugel vernachlässigbar ist. Sie notieren:

$$P(\text{Treffer}) = \frac{N \cdot \sigma}{A}. \quad (3.5)$$

$$N \in \mathbb{N} \quad \wedge \quad \sigma, A \in \mathbb{R}^+$$

In diesem einfachen Modell stellt die Querschnittsfläche σ den so genannten *Wirkungsquerschnitt* einer Styroporkugel bei Beschuss mit einer Luftpistolenkugel dar. Bei Stossprozessen lässt sich der Wirkungsquerschnitt als physikalische Querschnittsfläche des Targets auffassen. Bei realen Streuexperimenten hängt die Trefferfläche und damit der Wirkungsquerschnitt von verschiedenen Parametern, wie zum Beispiel der Energie des Projektils und speziellen Eigenschaften des Targets ab. Daher wird der Wirkungsquerschnitt allgemeiner definiert. Er ist der Quotient aus der Zahl der Wechselwirkungen (WW) pro Target und pro Sekunde und der einfallenden Teilchenstromdichte:

$$\sigma = \frac{\text{Zahl der WW eines Typs pro Target und Sekunde}}{\text{einfallende Teilchenstromdichte}} \quad (3.6)$$

Als Einheit ergibt sich das Barn ($1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$).

Photoeffekt

Beim Photoeffekt wird die gesamte Energie eines γ -Quants E_γ auf ein gebundenes Elektron übertragen, wenn die Energie mindestens genauso gross ist wie die Bindungsenergie B des Elektrons. Ein möglicher Energieüberschuss geht ganz in die kinetische Energie des herausgelösten Elektrons über:

$$E_{\text{kin}} = E_\gamma - B. \quad (3.7)$$

Ein aus tieferen Schalen emittiertes Elektron hinterlässt ein Loch, das von einem Elektron einer höheren Schale aufgefüllt wird. Dabei emittiert es Röntgenstrahlung, um seine Energie verringern zu können. Die Umordnung der Elektronenhülle kann aber auch durch Stösse zweiter Art und der damit verbundenen Impulserhaltung zur Emission von Auger-Elektronen führen. Der Photoeffekt findet vorwiegend bei niederenergetischen γ -Quanten und Atomen hoher Ordnungszahl statt. Der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt ist von Potenzen der Ordnungszahl Z und der Energie E_γ abhängig, wobei die Potenzen m und n Funktionen der Energie sind und zwischen 3 und 5 liegen [Gil95]:

$$\sigma = \frac{Z^m}{E_\gamma^n} \quad (3.8)$$

Comptoneffekt

Die elastische Streuung eines γ -Quants an einem quasifreien Elektron der Atomhülle heisst Comptoneffekt. γ -Quant und Elektron fliegen nach ihrer Wechselwirkung in verschiedene Richtungen. Das γ -Quant überträgt nur einen Teil

seiner Energie. Die kinetische Energie des gestossenen Elektrons wird durch Gleichung (3.9) und die Energie des gestreuten Photons durch Gleichung (3.10) beschrieben [Stol85].

$$E_e = E_\gamma \frac{\epsilon(1 - \cos \theta)}{1 + \epsilon(1 - \cos \theta)} \quad (3.9)$$

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \epsilon(1 - \cos \theta)} \quad (3.10)$$

θ = Winkel zwischen primärem und gestreutem γ -Quant

$m_{0,e}$ = Ruhemasse des gestreuten Elektrons

$$\epsilon = \frac{E_\gamma}{m_{0,e}c^2}$$

Bei einem Winkel $\theta = 180^\circ$ wird das γ -Quant zurückgestreut. Dadurch entsteht im Spektrum bei $E_{\gamma'}(\theta = 180^\circ)$ die so genannte *Comptonkante*. Da die Bindungsenergie des Elektrons verloren geht, verschmieren das Maximum und die rechte Flanke der Comptonkante etwas. Der Comptoneffekt dominiert in den Fällen:

$$\begin{aligned} 50 \text{ keV} &\leq E_\gamma \leq 15 \text{ MeV} && \text{bei Atomen mit kleiner Ordnungszahl } Z \\ 0,5 \text{ MeV} &\leq E_\gamma \leq 5 \text{ MeV} && \text{bei Atomen mit grosser Ordnungszahl } Z. \end{aligned}$$

Der Wirkungsquerschnitt des Comptoneffekts ist proportional zu Z und umgekehrt proportional zu E_γ :

$$\sigma \propto \frac{Z}{E_\gamma} \text{ für } \epsilon \gg 1. \quad (3.11)$$

Paarbildung

Wenn die Energie eines γ -Quants doppelt so gross ist wie die Ruheenergie eines Elektrons, kann es im Coulombfeld eines Kerns vernichtet werden. Aus dem γ -Quant entsteht ein Elektron-Positron-Paar. Dass dies im Feld eines Kerns geschieht, hat seine Ursache in der Energie- und Impulserhaltung. Dabei kann der Rückstoss des Kerns wegen seiner im Vergleich zum Elektron grossen Masse vernachlässigt werden. Bei einer γ -Energie grösser als $2m_{0,e}c^2$ verteilt sich die überschüssige Energie auf die kinetischen Energien von Elektron und Positron:

$$E_{e^-, \text{kin}} + E_{e^+, \text{kin}} = E_\gamma - 2m_{e,0}c^2. \quad (3.12)$$

Ist das Positron praktisch zur Ruhe gekommen, vernichtet es sich mit einem Elektron. Daraus gehen zwei γ -Quanten hervor, die sich in entgegengesetzter Richtung ausbreiten und von denen jedes die Energie $m_{0,e}c^2$ hat. Eine vorzeitige Vernichtung ist unter Emission von bis zu drei Quanten möglich, aber wesentlich seltener. Die Paarbildung dominiert in den Fällen:

$$\begin{aligned} E_\gamma &\geq 15 \text{ MeV} && \text{bei Atomen kleiner Ordnungszahl } Z \\ E_\gamma &\geq 5 \text{ MeV} && \text{bei Atomen grosser Ordnungszahl } Z \end{aligned}$$

Der Wirkungsquerschnitt der Paarbildung ist näherungsweise proportional zu Z^2 und zum Logarithmus der γ -Energie:

$$\sigma \propto Z^2 \ln E_\gamma. \quad (3.13)$$

Er steigt bei der Schwellenenergie $2m_{0,e}c^2$ von Null aus an und erreicht bei hohen Energien ($E_\gamma \gg 137m_{e,0}c^2 Z^{-1/3}$) einen nahezu konstanten Wert. In diesem Fall ist die Gesamtwahrscheinlichkeit für die Paarerzeugung $\omega_p(E_\gamma)dx$ beim Durchqueren einer Schichtdicke dx gegeben durch:

$$\omega_p(E_\gamma)dx \approx \frac{7}{9} \frac{dx}{X_0}. \quad (3.14)$$

Dabei bedeutet X_0 die Strahlungslänge in g/cm^2 und ist eine Materialkonstante. Wenn γ -Quanten die Schichtdicke von $\frac{2}{7}X_0$ durchquert haben, so hat der Anteil $(1-1/e)$ der Quanten ein Paar erzeugt [Sto185].

3.1.5 Charakteristika von γ -Emissions-Spektren

Radionuklide emittieren γ -Strahlung mit diskreten Energien, die im Spektrum als scharfe Linien auftreten sollten. Dopplereffekt und Energie-Zeit-Unschärfe verbreitern die diskreten Linien zu Lorentz-Kurven. Diese natürliche Linienverbreiterung kann von einem γ -Detektor aber nicht aufgelöst werden. Dennoch sind im Spektrum gaussförmige Linien zu sehen. Demzufolge findet eine weitere Linienverbreiterung während des Messvorgangs statt. Im Wesentlichen sind es folgende Faktoren, die die Halbwertsbreiten (FWHM) beeinflussen [Deb88]:

- die Statistik der Ladungsträgererzeugung im Kristall,
- die spezifischen Detektoreigenschaften, insbesondere die Vollständigkeit der Ladungsträgersammlung,
- das elektronische Rauschen.

In elektrischen Systemen treten drei Rauschquellen auf: thermisches Rauschen, Stromrauschen und Schrotrauschen. Das elektronische Rauschen entsteht durch Zufallsprozesse auf mikroskopischer Ebene, also in Bezug auf die Ladungen, die im Stromkreis Energie transportieren. Die Ursache für thermisches Rauschen liegt in den Fluktuationen der Elektronenverteilung im Leiter, die aufgrund der thermischen Bewegung der Elektronen entstehen. Das Schrot-Rauschen (auch Schottkyeffekt) ist eine Folge der Ladungsquantisierung und entsteht durch Fluktuationen der Anzahl N an Ladungen q in einer Gesamtladung $Q = N \cdot q$. Das Stromrauschen ist ein Effekt, der in den meisten stromdurchflossenen elektronischen Bauteilen auftritt: Ein unbelasteter Kohleschichtwiderstand zeigt nur thermisches Rauschen mit einer spektralen Dichtefunktion $W(f)$ (f = Frequenz) und einem mittleren Rauschspannungsquadrat $\overline{U^2(t)}$. Fließt durch den Widerstand ein Gleichstrom, so kommt es zu einem verstärkten Rauschen. Der zusätzliche Effekt kann um mehrere Größenordnungen über dem thermischen Rauschen liegen und wird *Stromrauschen* genannt. Das Stromrauschen tritt in Kohleschichten, stromführenden Kontaktstellen und Halbleitern auf. Die spektrale Dichte ist dabei näherungsweise proportional zu f^{-1} [Bit71]. Das Stromrauschen kann bei dem gleichen elektronischen Bauteil variieren. Eine mögliche Ursache wird im Herstellungsprozess gesehen [Lut07]. Die vom Rauschen verursachte Linienverbreiterung lässt sich auf folgende Weise veranschaulichen: Angenommen den Impulshöhenanalysator des MCA erreichen Impulse mit konstanter Höhe, wie es in der Abbildung (3.12) links oben dargestellt ist. Dann können diese einer einzigen Energie zugeordnet werden, so dass eine scharfe Linie im Spektrum entsteht, in der Abbildung links unten. Setzen die Impulse aber auf einem rauschenden Untergrund auf, dann variiert ihre resultierende Amplitude, in der Abbildung rechts oben. Das bedeutet aber, dass die Impulse verschiedenen Energien zugeordnet werden, die um einen Mittelwert streuen. Das führt letztendlich zu einer verbreiterten gaussförmigen Linie, in der Abbildung rechts unten [Nic74]. Die gaussförmigen Linien sind demnach charakteristisch für ein γ -Emissions-Spektrum.

Daneben gibt es weitere Ereignisse, die zu charakteristischen Erscheinungen in einem Spektrum führen: Wenn γ -Quanten an Bestandteilen des Messsystems wie zum Beispiel der Kristallhalterung oder der Abschirmung gestreut werden, verlieren sie ihre Energie und gelangen möglicherweise nicht mehr in den Detektor. Diejenigen von ihnen, die registriert werden, erzeugen die *Rückstreulinie* (*backscatter*). Wenn γ -Quanten jeweils nur einmal mit dem Kristall über den Comptoneffekt wechselwirken und wieder herausgestreut werden, entsteht das so genannte *Comptonkontinuum* (*Compton continuum*), das bei Null beginnt und mit der *Comptonkante* (*Compton edge*) endet.

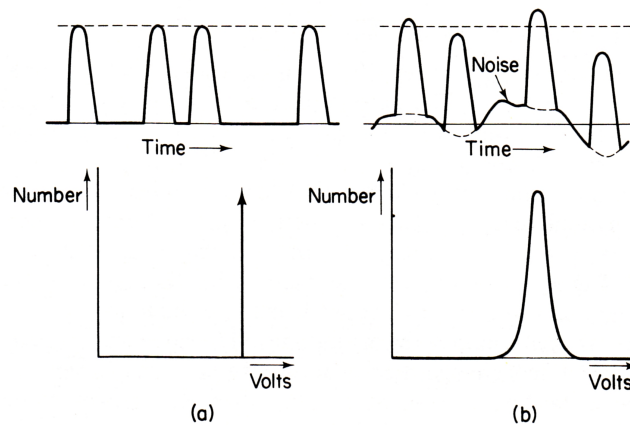


Abbildung 3.12: Elektronisches Rauschen trägt zur Linienverbreiterung bei, aus [Nic74].

Dabei ist die Comptonkante die Folge davon, dass γ -Quanten an Elektronen zurückgestreut wird. Sie übertragen dann die maximal mögliche Energie auf die Elektronen ($\theta = 180^\circ$ in Gleichung (3.9)). über *multiple Streuprozesse* (*multiple Compton*) kann ein γ -Quant eine grössere Energie im Kristall deponieren, bevor es ihn wieder verlässt. Solche Ereignisse registriert der Detektor zwischen der Comptonkante und der *Gesamtabsorptionslinie* (*full energy peak*), in der alle Quanten gezählt werden, die ihre Energie E_γ vollständig abgegeben haben. Aber selbst wenn ein γ -Quant seine gesamte Energie über viele Wechselwirkungen an den Kristall abgegeben hat, ist es immer noch möglich, dass Energie verloren geht, weil Strahlung aus Folgeprozessen den Kristall verlassen kann (Röntgen-, Vernichtungs- und Bremsstrahlung). Wenn zum Beispiel die Bedingung $E_\gamma > 2 m_{0,e} c^2$ erfüllt ist, treten im Bereich des Comptonkontinuums zwei weitere Linien auf, deren Energien um 511 und 1022 keV kleiner sind als die der Gesamtabsorptionslinie. Sie sind die Folge von Paarbildungen mit anschliessender Vernichtung der Positronen. Dabei entstehen jeweils zwei Quanten mit einer Energie von 511 keV. Wenn eines der Quanten aus dem Detektor entkommt (*single escape*), gehen der Messung 511 keV verloren. Entkommen beide (*double escape*), sind es sogar 1022 keV. Dann zählt der Detektor ein Quant mit der effektiven Energie $E_{\text{eff}} = E_\gamma - 511 \text{ keV}$ oder $E_{\text{eff}} = E_\gamma - 1022 \text{ keV}$. Auf die gleiche Art können zusätzliche Linien entstehen, wenn zum Beispiel ein Röntgenquant mit der Energie E_X aus einem Atom entkommt, das durch eine primäre Wechselwirkung angeregt worden ist. Dann ergibt sich eine Linie bei $E_{\text{eff}} = E_\gamma - E_X$.

Die γ -Strahlung aus der zu messenden Probe kann das Blei der Abschirmung über den Photoeffekt anregen, so dass es Röntgenfluoreszenzstrahlung emittiert. Dadurch entstehen Linien bei 75,0 und 84,9 keV. Dazu kommen weitere Röntgenlinien von Nukliden aus der Probe selbst.

In der Bleiabschirmung kann es zur Paarbildung kommen, wenn γ -Strahlung aus der Probe in die Abschirmung eindringt. Die beiden 511 keV-Quanten, die aus der Vernichtung des Positrons entstehen, entfernen sich in entgegengesetzter Richtung voneinander. Die Wahrscheinlichkeit ist gross, dass eines der beiden in die Messkammer gelangt und vom Detektor bei einer Energie von 511 keV erfasst wird (*annihilation peak*).

Besonders wichtig für die Auswertung von Spektren sind Zählverluste in Linien, die zu koinzident emittierten Quanten gehören. Die Verluste können je nach Messgeometrie bis zu 50 % der eigentlich nachweisbaren Impulszahl ausmachen, was zu erheblichen Abweichungen in den daraus berechneten Aktivitäten führen würde. Die Ursache liegt darin, dass die zeitliche Auflösung eines Detektors, die durch die Ladungsträgersammelzeit im Vorverstärker bestimmt wird, wesentlich grösser sein kann als die Lebensdauer von zwei aufeinander folgenden

Kernzuständen. Wenn ein Kern zwei γ -Quanten verschiedener Energie nahezu gleichzeitig emittiert und beide den Detektor erreichen, dann ist es wahrscheinlich, dass der Detektor sie gleichzeitig registriert. Diese zählt er in einer Linie, die zur Summe der Energien der beiden Quanten gehört. Auf diese Weise entsteht die so genannte *Summenlinie*. Primär hängt dieser Effekt vom Termschema des zerfallenden Kerns ab. Das Radionuklid ^{60}Co ist hier ein prominentes Beispiel. Ob der Detektor die emittierten Quanten dann auch tatsächlich gleichzeitig registriert, wird von dem Abstand zwischen Probe und Detektor sowie der Kristallgröße bestimmt. Je größer der Abstand zwischen Probe und Detektor ausfällt, um so kleiner ist der Raumwinkel, innerhalb dessen der Kristall getroffen werden kann und um so seltener werden zwei Quanten gleichzeitig nachgewiesen. Eines von beiden Quanten verfehlt dann noch häufiger den Kristall, als das normalerweise schon der Fall ist. Das aber bedeutet, dass ein größerer Kristalldurchmesser den Effekt zumindest teilweise wieder kompensieren kann. Für eine bestimmte Geometrie auf einem bestimmten Detektor sind die relativen Verluste konstant und können nach einer Quantifizierung korrigiert werden.

Die Abbildung (3.13) zeigt ein ^{40}K -Spektrum. Dort wurden markiert: Rückstreulinie, Comptonkontinuum, Comptonkante, Single- und Double-Escape-Linie, Vernichtungstrahlung, Gesamtabsorptionslinie und multiple Comptonstreuung.

In Abbildung (3.14) ist ein ^{60}Co -Spektrum zu sehen, in dem zusätzlich die Summenlinie der beiden Kobalt-Linien bei 1173 keV und 1333 keV sowie die Röntgenlinien markiert sind.

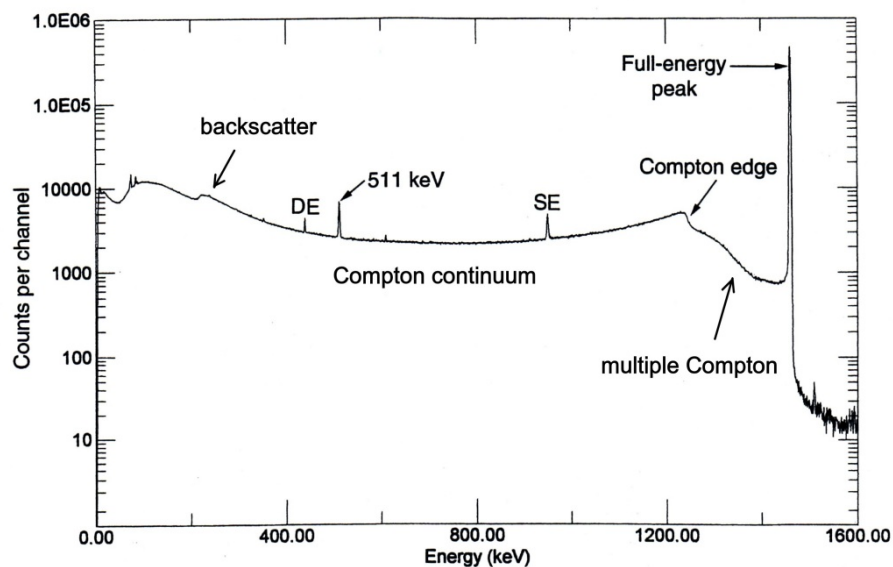


Abbildung 3.13: Charakteristische Linien im Spektrum von ^{40}K . DE = double escape, SE = single escape, aus [Kno00], digital bearbeitet.

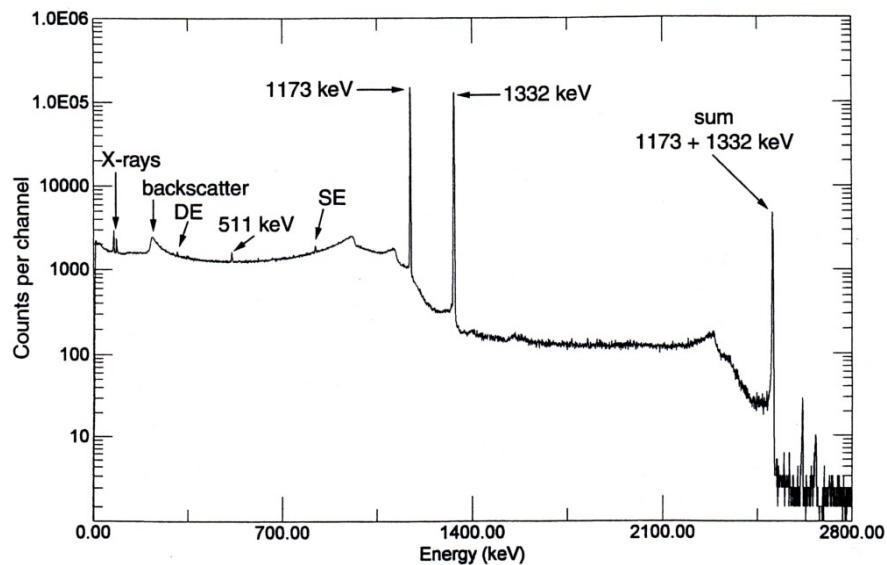


Abbildung 3.14: Charakteristische Linien im Spektrum von ^{60}Co : Zu sehen ist auch die Summenlinie bei 1505 keV. DE = double escape, SE = single escape, aus [Kno00].

3.2 Kalibrieren der energieauflösenden Detektoren

Um eine Zuordnung zwischen den Kanälen eines primären Spektrums und den assoziierten Energien durchführen zu können, muss eine sogenannte *Energiekalibrierung* mit bekannten Radionukliden durchgeführt werden. Die Energien der emittierten Photonen dieser Radionuklide sind dann hinreichend genau bekannt. Den Linienschwerpunkten im Spektrum, ausgedrückt in Kanälen, können diese Energien anschliessend zugeordnet werden.

Desweiteren werden eine Halbwertsbreitenkalibrierung und eine Kalibrierung hinsichtlich der Nachweiswahrscheinlichkeit benötigt.

Bei der Halbwertsbreitenkalibrierung wird ein Zusammenhang zwischen der Linienbreite und der Position der Linie gemessen in Kanälen hergestellt. Dies ist erforderlich, um sich überlappende Linien im Spektrum zweifelsfrei entfalten zu können. Wenn eine mehrdeutige Struktur, die offenbar aus mehreren überlappenden Linien besteht, entfaltet werden soll, stellt sich die Frage, mit wievielen Linien die Entfaltung durchzuführen ist. Mit der Information darüber, wie breit die Linien in dem Bereich der Entfaltung sein müssen, schränkt dies die Anzahl an anzusetzenden Linien ein.

Die Kalibrierung hinsichtlich der Nachweiswahrscheinlichkeit ist erforderlich, um aus einer gemessenen Impulszahl pro Zeit (=Linienfläche pro Zeit) auf die Aktivität der radioaktiven Probe zu schliessen.

3.2.1 Energie- und Halbwertsbreitenkalibrierung

Die Energiekalibrierung wird im Praktikumsversuch mit vier radioaktiven Kalibrierpräparaten durchgeführt: ^{241}Am , ^{152}Eu , ^{137}Cs und ^{60}Co . Diese decken einen Energiebereich von 60 keV bis 1400 keV ab, siehe Tabelle 3.1.

Die Anzahl an Ereignissen pro Linie sollte mindestens 10000 betragen, um eine relative Unsicherheit von besser als 1 % für die Linienflächen zu erhalten. Die Halbwertsbreiten und Kanallagen werden mit einer eigens dafür entwickelten Software *GammaSpekFit* bestimmt. Dort implementierte Algorithmen bestimmten die Parameter von Gaussfunktionen, die an die auszuwertenden Linien angepasst werden. Aus den Kurvenanpassungen gehen die Halbwertsbreiten und die Positionen der Linienschwerpunkte hervor. Damit können die entsprechenden Kalibrierungen durchgeführt werden.

Für die Energiekalibrierung $E(K)$ wird eine lineare Funktion angesetzt, für die der Halbwertsbreiten $FWHM(K)$ ein Polynom zweiten Grades:

$$E(K) = a_0 + a_1 \cdot K \quad (3.15)$$

$$FWHM(K) = b_0 + b_1 \cdot K + b_2 \cdot K^2. \quad (3.16)$$

Tabelle 3.1: Zum Kalibrieren verwendete Radionuklide des Präparats QCY48, Daten aus [Deb80]. p = Emissionswahrscheinlichkeit, $T_{1/2}$ = Halbwertszeit.

Nuklid	Kürzel	Energie (keV)	p	$u(p)$	$T_{1/2}$ (d)	$u(T_{1/2})$ (d)
^{241}Am		59,54	0,359	0,004	157850	240
^{152}Eu	$^{152}\text{Eu-1}$	121,78	0,284		4933	
^{152}Eu	$^{152}\text{Eu-2}$	244,70	0,075		4933	
^{152}Eu	$^{152}\text{Eu-3}$	344,28	0,266		4933	
^{152}Eu	$^{152}\text{Eu-4}$	411,13	0,022		4933	
^{137}Cs		661,66	0,850	0,002	11000	90
^{152}Eu	$^{152}\text{Eu-5}$	778,90	0,130		4933	
^{60}Co	$^{60}\text{Co-1}$	1173,23	0,9985	0,0003	1925,3	0,4
^{60}Co	$^{60}\text{Co-2}$	1332,49	0,999826	0,000006	1925,3	0,4

3.2.2 Kalibrieren bezüglich Liniennachweiswahrscheinlichkeit

Unter dem Begriff der *Liniennachweiswahrscheinlichkeit* oder einfacher *Nachweiswahrscheinlichkeit* ϵ eines Detektors wird verstanden, dass von allen γ -Quanten einer bestimmten Energie, die ein radioaktiver Strahler vor dem Detektor emittiert, nur ein gewisser Teil tatsächlich vom Detektor registriert wird. Dieser Anteil wird angegeben durch die Nachweiswahrscheinlichkeit, $0 < \epsilon \leq 1$.

Wenn ein sogenannter Referenzstrahler vor einen Detektor mit einem endlichen für γ -Quanten empfindlichen Volumen platziert wird, siehe Abbildung 3.15, so werden nicht alle emittierten γ -Quanten tatsächlich vom Detektor registriert. Unter der Annahme, dass der Referenzstrahler seine γ -Quanten isotrop emittiert, werden nur diejenigen γ -Quanten den Detektor erreichen, die in den vom Detektor aufgespannten Raumwinkel Ω_D relativ zum Referenzstrahler abgestrahlt werden. Daher ist die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ eine Funktion von einer sogenannten *geometrischen Nachweiswahrscheinlichkeit* ϵ_{geo} . Von denjenigen γ -Quanten, die in das empfindliche Detektorvolumen eindringen, wird wiederum nur ein gewisser Teil registriert. Deshalb ist die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ auch eine Funktion der sogenannten *intrinsischen Nachweiswahrscheinlichkeit* ϵ_{int} . Das bedeutet, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit ein Produkt der geometrischen und intrinsischen Nachweiswahrscheinlichkeit ist:

$$\epsilon = \epsilon_{\text{geo}} \cdot \epsilon_{\text{int}} \quad (3.17)$$

$$= \frac{F_D}{4\pi R^2} \cdot \epsilon_{\text{int}}, \quad (3.18)$$

wobei F_D die Detektorfläche ist, die zum radioaktiven Strahler hin gerichtet ist, und R der Abstand des Detektors zum Strahler.

Da die Wahrscheinlichkeit, dass ein γ -Quant mit dem Detektorkristall wechselwirkt, mit wachsender Energie des γ -Quants abnimmt, verringert sich auch der Anteil der in einer Linie pro Sekunde gezählten Quanten relativ zu den tatsächlich emittierten. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist daher energieabhängig.

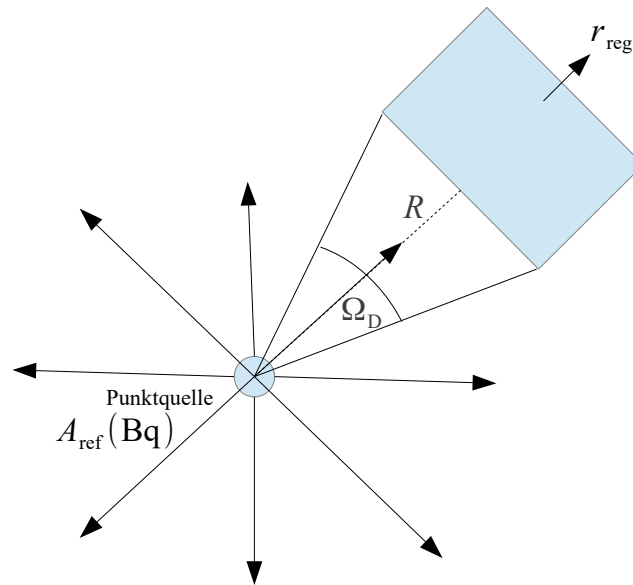


Abbildung 3.15: Von allen emittierten Gammaquanten trifft nur ein kleiner Teil in den Raumwinkel Ω_D des Detektors, der sich im Abstand R von der radioaktiven Quelle mit der Aktivität A_{ref} befindetet. Von diesen Gammaquanten wiederum wird auch nur ein Teil vom Detektor registriert. Die vom Detektor registrierten Ereignisse pro Zeit verursachen die Zählrate r .

In der Messpraxis ergibt sich die Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon = \epsilon(E_\gamma)$ aus dem Quotienten aus der Nettozählrate $r_{\text{reg}} = r_{\text{reg}}(E_\gamma)$ des Detektors und der Emissionsrate $r_{\text{em}} = r_{\text{em}}(E_\gamma)$ der γ -Quanten, die mit der Energie E_γ von dem Referenzstrahler emittiert werden.

Für die Kalibrierung kommt ein *Referenzstrahler* mit der bekannten Aktivität A_{ref} zum Einsatz. Die Emissionsrate r_{em} für γ -Quanten einer bestimmten Energie, sprich Linie im Spektrum, ergibt sich aus der Emissionswahrscheinlichkeit $p = p(E_\gamma)$ des betreffenden Nuklids und seiner Aktivität A_{ref} wie folgt:

$$r_{\text{em}} = p \cdot A_{\text{ref}}. \quad (3.19)$$

Die energieabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit ergibt sich dann aus:

$$\epsilon = \frac{r_{\text{reg}}}{r_{\text{em}}} \quad (3.20)$$

$$u(\epsilon) = \epsilon \cdot \sqrt{u_{\text{rel}}^2(r_{\text{reg}}) + u_{\text{rel}}^2(r_{\text{em}})}. \quad (3.21)$$

Die Nachweiswahrscheinlichkeit wird benötigt, um die Gesamt-Aktivität einer unbekannt Probe zu berechnen. Ist beispielsweise bekannt, dass bei einer bestimmten Energie nur 1 % aller pro Sekunde emittierten γ -Quanten nachgewiesen werden, dann muss die aus der Linie berechnete Aktivität mit dem Faktor 1/0,01 multipliziert werden, um die Gesamt-Aktivität A_p der Probe zu erhalten. Dabei sei die aus einer Linie bestimmte Aktivität A_L definiert als:

$$A_L = c(k_S, p) \cdot r_{\text{reg}} \quad (3.22)$$

c = Konstante, abhängig von Emissionswahrscheinlichkeit p
und Summationskorrektur k_S

Die Gesamt-Aktivität der Probe ergibt sich somit aus:

$$A_p = \frac{A_L}{\epsilon} \quad (3.23)$$

Folienmethode

Im Praktikumsversuch soll die Aktivität des kontaminierenden Radionuklids in einer volumenhaften Teeprobe bestimmt werden. Der Tee befindet sich dabei in einem Becherglas mit einer Höhe von etwa 20 cm. Typischerweise würde zu Kalibrierzwecken eine zweite gleichartige Teeprobe künstlich mit einem radioaktiven Kalibrierstandard versetzt, um anhand dieser markierten Probe verschiedene Effekte wie räumliche Ausdehnung und Schwächung der Strahlung durch die Probe selbst zu berücksichtigen. Dies führt zu einer vermeidbaren Produktion von radioaktivem Abfall, wenn die sogenannte *Folienmethode* angewendet wird [Val04] [Wic04]. Sie erlaubt es, am Probenmaterial selbst zu kalibrieren, ohne die Probe mit Radionukliden versetzen zu müssen.

Die Folienmethode sieht vor, zuerst einen flächenhaften Kalibrierstandard alleine und anschliessend die Probe mit obenauf liegenden Flächenstandard zu messen. Da die Probe zu den Zählraten der Linien des Flächenstandard beitragen kann, wenn der Standard oben liegt, muss ihr Spektrum benutzt werden, um diese Beiträge von den Zählraten der Kalibrierlinien abzuziehen, siehe Abbildung 3.16. Im Praktikumsversuch werden aus Gründen der einfacheren Beschaffung anstelle von flächenhaften Kalibrierstandards punktförmige Kalibrierstrahler verwendet, auf Kosten der Genauigkeit des in diesem Kapitel beschriebenen Auswertverfahrens.

Danach werden die Liniennachweiswahrscheinlichkeiten für die Messungen mit den Flächenstandards berechnet. Das führt zu zwei Datensätzen der Form $\{(E_i, \epsilon_{u,i}, u(\epsilon_{u,i})) \mid i = 1, \dots, n \ n \in \mathbb{N}\}$ und $\{(E_i, \epsilon_{o,i}, u(\epsilon_{o,i})) \mid i = 1, \dots, n \ n \in \mathbb{N}\}$, wobei der Index „u“ für Standard unten und „o“ für Standard oben steht. Anschliessend werden die gesuchten Nachweiswahrscheinlichkeiten ϵ_i aus den Nachweiswahrscheinlichkeiten $\epsilon_{u,i}$ und $\epsilon_{o,i}$ berechnet, indem für alle i die logarithmischen Mittelwerte gebildet werden:

$$\epsilon_i = \frac{\epsilon_{u,i} - \epsilon_{o,i}}{\ln(\epsilon_{u,i}) - \ln(\epsilon_{o,i})} \equiv \frac{\Delta \epsilon_i}{\Delta \ln(\epsilon_i)} \quad (3.24)$$

$$u(\epsilon_i) = \frac{\sqrt{(\epsilon_{u,i} \cdot \Delta \ln(\epsilon_i) - \Delta \epsilon_i)^2 u_{\text{rel}}^2(\epsilon_{u,i}) + (\Delta \epsilon_i - \epsilon_{o,i} \cdot \Delta \ln(\epsilon_i))^2 u_{\text{rel}}^2(\epsilon_{o,i})}}{\Delta \ln(\epsilon_i)} \quad (3.25)$$

Daraus folgt ein weiterer Datensatz $\{(E_i, \epsilon_i, u(\epsilon_i)) \mid i = 1, \dots, n \ n \in \mathbb{N}\}$, der auf der Basis der sogenannten *Jäckel-Westmeier-Funktion* [Wes87] ausgeglichen wird.

Im Praktikumsversuch wird nur eine nuklidspezifische Kalibrierung hinsichtlich der Nachweiswahrscheinlichkeit durchgeführt. Das bedeutet, dass der Index i in den vorigen Formeln gleich 1 ist.

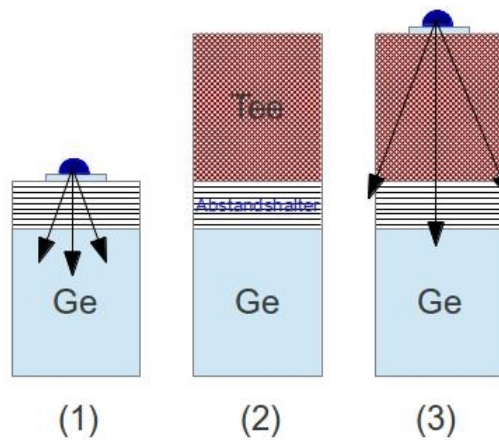


Abbildung 3.16: Kalibrierung hinsichtlich der Nachweiswahrscheinlichkeit im Rahmen der Folienmethode. Zuerst wird die Kalibrierquelle an der Stelle gemessen, an der sich das untere Ende der Probe befindet (1). Dann folgt die eigentliche Probe (2) und anschließend der Kalibrierstandard auf der Probe liegend (3).

Wird die Nachweiswahrscheinlichkeit jedoch für den gesamten erfassbaren Energiebereich ermittelt, so ist die gesuchte Modellfunktion $\epsilon = f(E)$ über die Jäckel-Westmeier-Funktion definiert, mit der die Nachweiswahrscheinlichkeiten für die Linien der untersuchten Radionuklide berechnet werden können. Die Jäckel-Westmeier-Funktion lautet mit $x = \ln(E)$:

$$\epsilon = \exp\left(\frac{2}{\pi}(a_0 + a_1x + a_2x^2) \cdot \arctan(\exp(a_3 + a_4x + a_5x^3)) - 25\right). \quad (3.26)$$

Wenn bei der Kalibrierung das Radionuklid ^{60}Co benutzt wird, müssen sogenannte *Summationskorrekturen* ermittelt werden. Infolge des kaskadenartigen (fast gleichzeitigen) Zerfalls der Zustände bei 1,17 MeV und 1,33 MeV wird ein Teil der Zerfälle vom Detektor gleichzeitig detektiert. Daraus geht eine Summenlinie im Spektrum hervor, deren Zentroid bei der Summe aus den Energien der einzelnen Übergänge liegt. Das bedeutet, dass nicht alle Zählereignisse, die vom ^{60}Co stammen und vom Detektor registriert werden, den entsprechenden Linien bei 1,17 MeV und 1,33 MeV zugeordnet werden. Ihnen fehlt die Anzahl an Zählereignissen, die in der Summenlinie zusammenkommen. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten, die auf der Basis der beiden Linien bei 1,17 MeV und 1,33 MeV bestimmt werden, fallen somit etwas zu klein aus. Dieses Defizit lässt sich durch Anwendung eines Korrekturfaktors kompensieren.

Unter zusätzlicher Verwendung von ^{152}Eu als vierte Kalibrierquelle ergeben sich die Korrekturfaktoren $k_{S,\alpha i}$ ($\alpha = \text{u(nten)}, \text{o(ben)}, ^{60}\text{Co-1}, ^{60}\text{Co-2}$) aus einer linearen Regression der logarithmierten Messwertepaare

$$\begin{aligned} &\{(\ln(E_i), \ln(\epsilon_{u,i})) \mid i = ^{152}\text{Eu-1}, ^{152}\text{Eu-2}, ^{152}\text{Eu-3}, ^{152}\text{Eu-4}, ^{152}\text{Eu-5} \\ &\{(\ln(E_i), \ln(\epsilon_{o,i})) \mid i = ^{152}\text{Eu-1}, ^{152}\text{Eu-2}, ^{152}\text{Eu-3}, ^{152}\text{Eu-4}, ^{152}\text{Eu-5}. \end{aligned}$$

Die Modellfunktion lautet $f(x) = a_0 + a_1 \cdot x$. Aus den Modell- und Messwerten

$$\{\hat{\epsilon}_{ai} \mid i = {}^{60}\text{Co}-1, {}^{60}\text{Co}-2\}$$

$$\{\epsilon_{ai} \mid i = {}^{60}\text{Co}-1, {}^{60}\text{Co}-2\}$$

folgen die Summationskorrekturen $k_{S,ai}$:

$$k_{S,ai} = \frac{\hat{\epsilon}_{ai}}{\epsilon_{ai}} \quad (3.27)$$

$$\alpha = \text{u, o.}$$

$$i = {}^{60}\text{Co}-1, {}^{60}\text{Co}-2$$

Die Abbildung (3.17) verbildlicht das Ausgleichen und zeigt, dass die Nachweiswahrscheinlichkeiten von ${}^{60}\text{Co}-1$, ${}^{60}\text{Co}-2$ leicht unter der Ausgleichsgeraden liegen. Dies bildete die Grundlage für die Korrekturfaktoren. Die Idee stammt aus [Deb80].

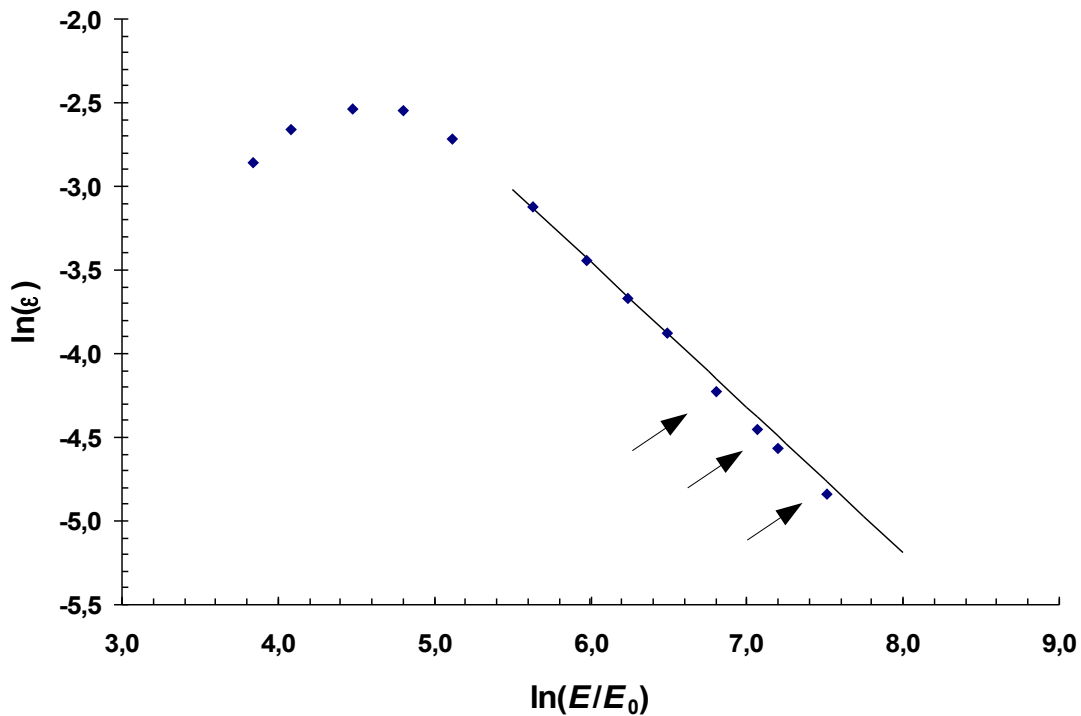


Abbildung 3.17: Bestimmen der Summationskorrekturen für ${}^{88}\text{Y}$ und ${}^{60}\text{Co}$ durch lineare Regression und Vergleich mit daraus gewonnen Modellwerten. Die Messpunkte der genannten Nuklide sind mit Pfeilen markiert.

Die Summationskorrekturen können in der Praxis für Proben, die sich in Polystyrol- oder Glas-Petrischalen befinden, 2 % bis 20 % ausmachen. DEBERTIN und SCHÖTZIG [Deb90] geben Summationskorrekturen zwischen 9 % und 10 % für eine Dose mit $d = 42$ mm und $h = 24$ mm an. Die Werte wurden für einen Germanium-Lithium-Detektor mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit von 30 % berechnet.

Die Summationskorrekturfaktoren müssen auf die gemessenen Nachweiswahrscheinlichkeiten für ${}^{60}\text{Co}$ in Gleichung (3.24) angewendet werden. Alternativ lassen sich auch die Nachweiswahrscheinlichkeiten verwenden, die aus der Geradenanpassung für ${}^{60}\text{Co}$ bestimmt worden sind.

3.3 Bestimmen von Aktivitäten in Proben

Die Aktivitäten von Radionukliden in Umweltproben werden aus den Nettoflächen ihrer zugehörigen Linien im Spektrum der Proben bestimmt. Besitzt ein Nuklid mehr als eine Linie, wird der gewichtete Mittelwert von den spezifischen Aktivitäten aller Linien bestimmt. Wenn zwischen mehreren Nukliden ein radioaktives Gleichgewicht angenommen werden kann und das Mutternuklid selbst nicht messbar ist, so wird der gewichtete Mittelwert von den spezifischen Aktivitäten aller Tochternuklide berechnet und dem Mutternuklid zugeordnet.

Messen von ungestörten Linien: Um die spezifische Aktivität eines Radionuklids aus einer ungestörten Linie zu berechnen, wird zuerst ihre Bruttofläche n_b , die während der Messzeit t_m aufintegriert worden ist, mit dem Programm *GammaSpekFit* ermittelt. Nach Abzug des Beitrags aus dem Nulleffekt $n_{0,m} = (n_0/t_0) \cdot t_m$, wobei n_0/t_0 die Zählrate aus dem Nulleffekt und n_0 die Nettofläche der Nulleffektlinie bedeutet, ergibt sich die Nettofläche n_n der Linie. Daraus folgt ihre Nettozählrate r_n mit

$$r_n = \frac{n_n}{t_m} = \frac{n_b}{t_m} - \frac{(n_0/t_0) \cdot t_m}{t_m} = \frac{n_b}{t_m} - \frac{n_0}{t_0} \quad (3.28)$$

$$u(r_n) = \sqrt{\frac{u^2(n_b)}{t_m^2} + \frac{u^2(n_0)}{t_0^2}} \quad (3.29)$$

Um hiervon ausgehend auf die Aktivität in der Probe zu schliessen, muss berücksichtigt werden, dass ein angeregter Kern meist über mehrere Kanäle zerfallen kann. Deshalb ist die Emissionswahrscheinlichkeit p für ein γ -Quant in der Regel kleiner als Eins. Soll aber die gesamte Aktivität berechnet werden, müssen alle anderen Zerfallsmöglichkeiten, die gleichermassen zur Aktivität des Radionuklids beitragen, mitgezählt werden. Deshalb ist es erforderlich, die Nettozählrate durch p zu dividieren. Da nur ein bestimmter Teil aller emittierten γ -Quanten einer Linie vom Detektor nachgewiesen werden kann, ist dieser Effekt mit einer Division durch die Liniennachweiswahrscheinlichkeit ϵ zu korrigieren. Summationskorrekturen werden mit dem Korrekturfaktor k_s berücksichtigt. Die spezifische Aktivität ergibt sich, wenn durch die Nettomasse m der Probe dividiert wird:

$$a = \frac{k_s}{m \epsilon p} \cdot r_n \equiv w \cdot r_n \quad (3.30)$$

$$u(a) = w \cdot \sqrt{r_n^2 \cdot u_{\text{rel}}^2(w) + u^2(r_n)} \quad (3.31)$$

$$\text{mit } u_{\text{rel}}^2(w) = u_{\text{rel}}^2(k_s) + u_{\text{rel}}^2(m) + u_{\text{rel}}^2(\epsilon) + u_{\text{rel}}^2(p)$$

Gerade bei Messungen von Proben mit geringen Aktivitäten tritt das Problem auf, dass die Messwerte statistisch schwanken und dadurch vortäuschen können, es läge eine Aktivität in der Probe vor, obwohl keine vorhanden ist. Allgemein wird der Messwert a einer Probe in der Nähe des wahren Werts \tilde{a} liegen. Wann kann demnach davon ausgegangen werden, dass der Messwert auch zu einem wahren Wert gehört, der ungleich Null ist? Diese Frage beantwortet die Erkennungsgrenze a^* . Bei vorgegebener Irrtumswahrscheinlichkeit α wird die Nullhypothese, dass der wahre Wert \tilde{a} gleich Null wäre, abgelehnt, wenn der Messwert a grösser als die Erkennungsgrenze ist. Die Irrtumswahrscheinlichkeit α ist dabei die Wahrscheinlichkeit dafür, die Nullhypothese abzulehnen, obwohl sie wahr ist. Die Erkennungsgrenze wird mit dem Quantil $k_{1-\alpha}$ der Gaussverteilung und der Standardunsicherheit $\tilde{u}(\tilde{a})$ des wahren Werts an der Stelle Null berechnet:

$$a^* = k_{1-\alpha} \cdot \tilde{u}(0) \quad (3.32)$$

Vom wahren Wert \tilde{a} wird erwartet, dass er die Gleichung $\tilde{a} = w \cdot r_n$ erfüllt. Umstellen nach r_n und Einsetzen in Gleichung (3.31) ergibt die Unsicherheit des wahren Werts:

$$\tilde{u}(\tilde{a}) = w \cdot \sqrt{\left(\frac{\tilde{a}}{w}\right)^2 \cdot u_{\text{rel}}^2(w) + u^2(r_n)}. \quad (3.33)$$

Die Unsicherheiten $u^2(n_b)$ und $u^2(n_{0,n})$ liefert *GammaSpekFit*. Sie beinhalten die Unsicherheiten aus der Poisson-Statistik, der Kurvenanpassung und dem Untergrundabzug. Deshalb blieben sie von der Ersetzung unberührt. Nullsetzen von \tilde{a} liefert die gesuchte Unsicherheit $\tilde{u}(0)$:

$$\tilde{u}(0) = w \cdot u(r_n) \quad (3.34)$$

$$\Rightarrow a^* = k_{1-\alpha} \cdot w \cdot u(r_n). \quad (3.35)$$

Die Erkennungsgrenze sagt etwas darüber aus, ob eine gemessene Aktivität signifikant von Null abweicht. Soll aber auf der Basis einer Irrtumswahrscheinlichkeit β sichergestellt sein, dass eine Aktivität nachgewiesen wurde, dann muss die Aktivität mindestens so gross sein wie die Nachweisgrenze a^\sharp . Sie ist grösser als die Erkennungsgrenze und wird definiert als:

$$a^\sharp = a^* + k_{1-\beta} \cdot \tilde{u}(a^\sharp). \quad (3.36)$$

Dabei ergibt sich $\tilde{u}(a^\sharp)$, indem a^\sharp in Gleichung (3.33) eingesetzt wird. Die Definition der Nachweisgrenze bedeutet, dass die Nullhypothese, es wäre keine Aktivität vorhanden, mit der Wahrscheinlichkeit β angenommen wird, obwohl Aktivität vorhanden ist. Die Abbildung (3.18) verdeutlicht diese Zusammenhänge. Wenn eine gemessene Aktivität a gleich der Erkennungsgrenze a^* ist, dann liegen 50 % der Fälle, in denen die Probe wiederholt gemessen wird, im Annahmebereich der Nullhypothese, das heisst, es wird entschieden, dass keine Aktivität vorliegt. Wird die Erkennungsgrenze geringfügig überschritten, kann dies aber immer noch bedeuten, dass in $100 \cdot \alpha$ % der Fälle, eine Aktivität erkannt wird, obwohl keine vorhanden ist. Die gestrichelte Verteilung zwischen (a) und (b) macht dies klar. Wenn a gleich der Nachweisgrenze a^\sharp ist, dann soll nur in $100 \cdot \beta$ % der Fälle angenommen werden, es gäbe keine Aktivität, obwohl sie existiert. Die Fläche β muss also links von a^* liegen.

Wird a^\sharp in Gleichung (3.33) eingesetzt und a^* aus Gleichung (3.35) benutzt, so folgt:

$$\begin{aligned} a^\sharp &= a^* + k_{1-\beta} \cdot \sqrt{(a^\sharp)^2 u_{\text{rel}}^2(w) + w^2 u^2(r_n)} \\ &= a^* + k_{1-\beta} \cdot \sqrt{(a^\sharp)^2 u_{\text{rel}}^2(w) + \left(\frac{a^*}{k_{1-\alpha}}\right)^2}. \end{aligned} \quad (3.37)$$

Mit $k_{1-\beta} = k_{1-\alpha} \equiv k$ ergibt sich durch Auflösen nach a^\sharp :

$$a^\sharp = \frac{2 a^*}{1 - k^2 u_{\text{rel}}^2(w)}. \quad (3.38)$$

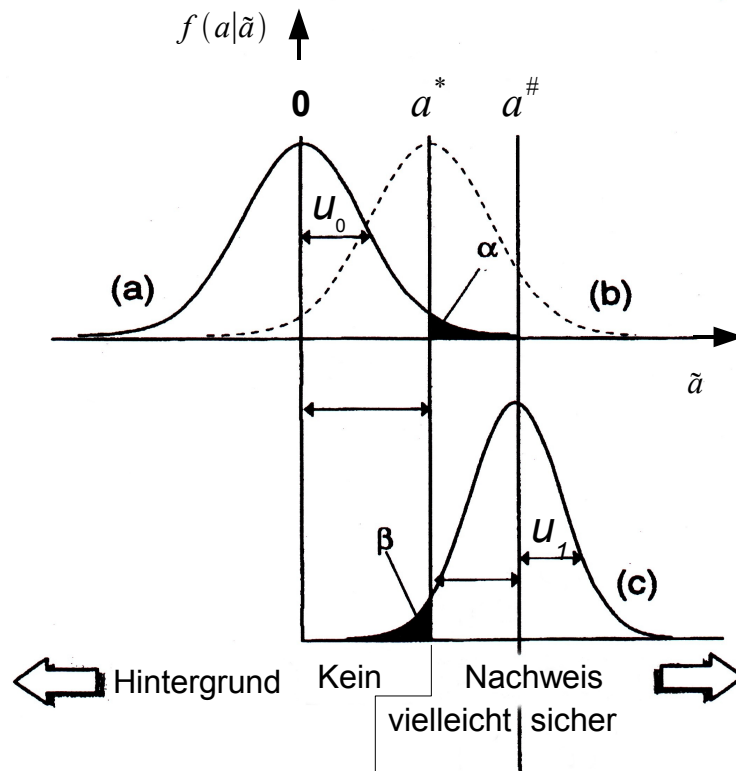


Abbildung 3.18: Definition der charakteristischen Grenzen mit $u_0 = \tilde{u}(0)$ und $u_1 = \tilde{u}(a^\#)$, aus [Gil95], digital bearbeitet.

Wenn eine Probe wiederholt gemessen wird, streuen die Messwerte a_1, a_2, \dots, a_n mit $n \in \mathbb{N}$ um einen Mittelwert \bar{a} . Als ein Mass dafür, wie stark die Messwerte streuen, dient die empirische Standardabweichung s_a . In der Regel ist zu erwarten, dass der Mittelwert von dem wahren Wert \tilde{a} abweicht. Dies gilt auch für jede Einzelmessung aus a_1, a_2, \dots, a_n . Da die spezifischen Aktivitäten in dieser Arbeit alle aus Einzelmessungen hervorgingen, stellte sich die Frage, was sich über die zugehörigen wahren Werte aussagen lässt. Möglich sind nur Wahrscheinlichkeitsaussagen über untere und obere Grenzen ($a^\triangleleft, a^\triangleright$) für die wahren Werte. Sie sind die so genannten *Konfidenzgrenzen*, die ein *Konfidenz-* oder *Vertrauensintervall* aufspannen. Die Grenzen sind Funktionen der zufällig schwankenden Messgrösse und daher selbst Zufallsgrössen. Daher variieren die Konfidenzintervalle von Stichprobe zu Stichprobe. In der frequentistischen Statistik gibt die so genannte *überdeckungswahrscheinlichkeit* $1-\gamma$ an, dass das zugehörige Konfidenzintervall in $100 \cdot (1-\gamma) \%$ der Fälle den wahren Wert \tilde{a} , der keine Zufallsgrösse darstellt, überdeckt [Hel08] [Blo98]. Daher gilt:

$$P(a^\triangleleft \leq \tilde{a} \leq a^\triangleright) = 1-\gamma \quad (3.39)$$

In der Bayesschen Statistik treten so genannte *Kredibilitätsintervalle* an die Stelle der Konfidenzintervalle. Im Zusammenhang mit Kredibilitätsintervallen darf formuliert werden, dass sie den wahren Wert mit dem *Glaubwür-*

digkeitsgrad $1-\gamma$ enthalten. Die Konfidenzgrenzen wurden in dieser Arbeit als die Quantile $a_{\gamma/2}$ und $a_{1-\gamma/2}$ einer Normalverteilung bestimmt:

$$a^{\triangleleft} = a_{\gamma/2} = a - k_p \cdot u(a) \text{ mit } p = \eta \cdot \left(1 - \frac{\gamma}{2}\right) \quad (3.40)$$

$$a^{\triangleright} = a_{1-\gamma/2} = a + k_q \cdot u(a) \text{ mit } q = 1 - \eta \cdot \frac{\gamma}{2} \quad (3.41)$$

$$\eta = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{a/u(a)} dz \cdot \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right).$$

Wenn die spezifische Aktivität eines Nuklid über der Erkennungsgrenze lag, wurde der zugehörige beste Schätzer z mit seiner Unsicherheit $u(z)$ nach den Gleichungen (3.42) und (3.43) berechnet [Mic99].

$$z = a + \frac{u(a)}{\eta\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{a^2}{2u^2(a)}\right) \quad (3.42)$$

$$u(z) = \sqrt{u^2(a) - (z - a) \cdot z} \quad (3.43)$$

4 Dosimetrie im Strahlenschutz

Der nachfolgende Abschnitt ist inhaltlich angelehnt an [Vog19, SSK63].

Unter dem Begriff der Dosimetrie wird im Strahlenschutz die quantitative Erfassung einer Strahlenexposition im weitesten Sinne und deren Bewertung bezüglich der biologischen Wirksamkeit verstanden. Um Strahlenexpositionen quantitativ zu erfassen, sind einerseits geeignete Messgräte wie auch andererseits entsprechende Definitionen von physikalische Messgrößen erforderlich. Die biologische Wirksamkeit ionisierender Strahlung beruht auf der direkten und indirekten Wechselwirkung mit lebendem Gewebe auf zellularer Ebene. Wenn ionisierende Strahlung direkt mit dem Gewebe wechselwirkt, so können z.B. Schäden am Erbgut, der DNS, stattfinden. Hierbei kommt es zu Einfach- oder Doppelstrangbrüchen der Chromosomen-Helix. Eine indirekte Wechselwirkung findet über den Umweg der Radiolyse von Wassermolekülen in einer Zelle statt. Dabei bilden sich frei Radikale, die ihrerseits wieder Schäden an der DNS bewirken können. Da die Existenz von freien Radikalen in einer Zelle natürlicherweise zum Lebenszyklus der Zelle gehört, verfügt sie auch über Reparaturmechanismen für solcherart Schäden an der DNS. Schäden, die durch ionisierende Strahlung entstanden sind, können daher grundsätzlich ebenfalls repariert werden. Inwieweit Folgeschäden durch eine Strahlenexposition zu erwarten sind, hängt von deren Intensität ab.

In einzelnen Studien konnte gezeigt werden, dass der menschliche Körper über Mechanismen verfügt, die biologische Strahlenwirkung bei Expositionen mit geringen Dosen zu mindern. Dies kann so weit reichen, dass sogar die spontane Krebsinzidenz sinkt, was unter dem Begriff der *Hormesis* zusammengefaßt wird. Da es aber ebenso Studien gegeben hat, die diese Effekte nicht nachweisen konnten, ist für den Strahlenschutz entschieden worden, die Hormesis nicht in die Risikobetrachtungen einzubeziehen.

Die Intensität einer Exposition durch ionisierende Strahlung wird über die physikalische Messgröße der *Dosis* erfasst. Für die Dosis-Wirkungsbeziehung sind in der Vergangenheit verschiedene Modelle diskutiert worden. Dabei wird unter der Wirkung entweder das Risiko verstanden, infolge einer Strahlenexposition an Krebs zu erkranken, oder der Schweregrad eines strahlenbiologischen Effekts bei stärkeren Expositionsintensitäten. Die wesentlichen Erkenntnisse, die zur Aufstellung dieser Modelle geführt haben, beruhen auf den Daten der Opfer von Hiroshima und Nagasaki. Dabei handelt es sich um Dosiswerte, die deutlich über denjenigen liegen, die Einzelpersonen der Bevölkerung oder berufliche exponierte Personen in einem Arbeitsleben akkumulieren. Im Niedrig-Dosisbereich (< 100 mSv) gibt es zu wenige Messdaten, um präzise Aussagen zur Dosis-Wirkungsbeziehung tätigen zu können. Daher wird für den Niedrig-Dosisbereich der konservative Ansatz eines linearen Modells gewählt. Die Geradensteigung des linearen Modells wird *Strahlenrisiko-Koeffizient* r_S genannt. Ist die erhaltene effektive Dosis E für eine Person bekannt, kann das Risiko R_S für das Auftreten einer sogenannten stochastischen Strahlenwirkung (Krebs) berechnet werden über: $R_S = r_S \cdot E$. Für die Gesamtbevölkerung wird der Strahlenrisiko-Koeffizient mit 5 % pro Sv angegeben. Das Risiko R_S ist ein zusätzliches Risiko, das zu dem Risiko hinzuaddiert werden muss, an spontan induziertem Krebs zu erkranken.

Im Rahmen solcher Risikobetrachtungen können verschiedene Szenarien, denen Personen ausgesetzt sein können, vergleichend und auf sachlicher Grundlage bewertet werden. Beispielsweise könnten die Todesfallrisiken für das regelmäßige Fliegen, das Autofahren und die berufliche Tätigkeit als strahlenexponierte Person in einem Kernkraftwerk verglichen werden. Diskussionen über die gesundheitlichen Risiken durch eine Strahlenexposition sollten stets auf diese sachliche Weise geführt werden.

Die Richtlinie für die physikalische Strahlenschutzkontrolle zur Ermittlung der Körperdosen erlaubt es, Dosisberechnungen für exponierte Personen durchzuführen. So kann etwa von einer inkorporierten Aktivität eines Radionuklids auf die 50-Jahre-Folgedosis geschlossen und damit ein Risiko abgeschätzt werden.

4.1 Dosismessgrößen

4.1.1 Effektive Dosis

Der Text dieses Abschnittes ist ein Zitat aus [Hah06]:

...Bei der Wechselwirkung von Strahlung mit Materie wird die Strahlungsenergie ganz oder teilweise von der Materie aufgenommen (absorbiert). Dabei werden in der Materie Ladungsträger beiderlei Vorzeichens (positive und negative Ionen) erzeugt. Die erzeugte Ladung je Masseinheit, gemessen in Coulomb pro Kilogramm (C/kg), heißt Ionendosis J . Früher wurde für die Ionendosis eine besondere Einheit verwendet, das Röntgen (R). 1 R entspricht 0,000258 C/kg (in Luft). Die pro Masseinheit absorbierte Energiemenge wird als Energiedosis D bezeichnet. Die Einheit der Energiedosis ist seit 1978 das Gray (Gy). 1 Gy entspricht einer absorbierten Energie von 1 Joule pro Kilogramm (1 J/kg). [...] Der unterschiedlichen biologischen Wirkung verschiedener Strahlenarten und -energien wird in den Empfehlungen der internationalen Strahlenschutzkommission (ICRP) [...] und auch in der deutschen Strahlenschutzverordnung [...] mit dem Strahlungs-Wichtungsfaktor w_R Rechnung getragen [...]. Die mit w_R multiplizierte, über ein Organ gemittelte Energiedosis $D_{T,R}$ (T steht für tissue, R für radiation) wird als Organdosis H_T bezeichnet.

$$H_{T,R} = w_R \cdot D_{T,R} \quad (4.1)$$

Besteht die Strahlung aus Arten und Energien mit unterschiedlichen Strahlungs-Wichtungsfaktoren, so werden zur Bestimmung der Organdosis die Beiträge, die durch die einzelnen Strahlungsarten und -energien verursacht werden, addiert.

$$H_T = \sum_R w_R \cdot D_{T,R} \quad (4.2)$$

Der Strahlungs-Wichtungsfaktor ist dimensionslos. Die Dimension der Organdosis (J/kg) entspricht daher der Dimension der Energiedosis, man verwendet jedoch für die Organdosis eine besondere Bezeichnung, das Sievert (Sv). [...] Falls der Strahlungs-Wichtungsfaktor gleich 1 ist, wie für Beta-, Gamma- oder Röntgenstrahlung, entspricht ein Sievert einem Gray, für (inkorporierte) Alphastrahler entsprechen [...] im Regelfall 20 Sievert einem Gray. Von einer Organdosis spricht man, wenn die Strahlenexposition eines einzelnen Organs oder Gewebes gesondert betrachtet wird, beispielsweise die Exposition der Schilddrüse im Falle einer Inkorporation von Radioiod. Die Wirkung einer Dosis auf ein Organ hängt von dessen Größe und Empfindlichkeit ab, daher sind die Grenzwerte für verschiedene Organe oder Gewebe unterschiedlich hoch [...].

Bei der Beschreibung und Bewertung von Strahlenwirkungen wird noch eine Reihe weiterer Dosisbegriffe verwendet. Von einer Ganzkörperdosis spricht man, wenn der gesamte Körper der Strahlenexposition ausgesetzt ist, von einer Teilkörperdosis, wenn nur Teile des Körpers betroffen sind. Der Überbegriff hierzu ist die Körperdosis. Die ICRP-Empfehlungen und das deutsche Strahlenschutzrecht verwenden bei der Festlegung von Grenzwerten neben der Organdosis die effektive Dosis E . Bei einer gleichmäßigen Dosisverteilung über den gesamten Körper sind die Werte der Ganzkörperdosis und der effektiven Dosis gleich. Wenn nur Teile des Körpers oder einzelne Organe exponiert sind (Teilkörperexposition), wie z. B. bei Teilkörperdurchleuchtungen in der Medizin, sind insgesamt die schädlichen Wirkungen einer Strahlenexposition geringer als bei einer gleichmäßigen Exposition des gesamten Körpers (Ganzkörperexposition). Die effektive Dosis entspricht dann derjenigen Ganzkörperdosis, die dasselbe Strahlenrisiko bedingt, wie die einzelnen unterschiedlichen Organdosen.

Sie ist die Summe der durch die Gewebe-Wichtungsfaktoren w_T [...] entsprechend dem Strahlenrisiko gewichteten Organ- und Gewebedosen.

$$E = \sum_T w_T \cdot H_T \quad (4.3)$$

Die Gewebe-Wichtungsfaktoren sind über die Bevölkerung (alle Altersstufen, alle Länder) und beide Geschlechter gemittelte Werte. Die effektive Dosis spiegelt nicht die Altersabhängigkeit des Strahlenrisikos wider, - auch nicht genetische, geschlechtsspezifische und andere personenbezogene Faktoren, die das individuelle Strahlenrisiko beeinflussen. Die effektive Dosis ist deshalb zur Abschätzung des Strahlenrisikos einzelner Personen kaum geeignet.

Da die biologische Wirkung einer Strahlendosis unter anderem von der Dosisverteilung im Gewebe, von der zum Teil genetisch bedingten Strahlenempfindlichkeit und von der bei den einzelnen Lebewesen sehr unterschiedlichen Wirksamkeit der Reparatursysteme abhängt [...], gilt die so definierte effektive Dosis nur für den Menschen oder für menschliche Organe und Gewebe. Für einzelne Zellen, Tiere oder Pflanzen kann die Dosis immer nur als Energiedosis in Gray angegeben werden...

Die nachfolgende Abbildung 4.1 zeigt die aktuellen Strahlungs- und Gewebewichtungsfaktoren.

Strahlungsart und -energie	Strahlungs-Wichtungsfaktor w_R	Gewebe oder Organe	Gewebe-Gewichtungsfaktoren w_T
Photonen (Gamma- u. Röntgenstrahlung)	1	Keimdrüsen	0,20
Elektronen und Myonen	1	Knochenmark (rot)	0,12
Neutronen (je nach Energie)	5–20	Dickdarm	0,12
Protonen (> 2 MeV)	5	Lunge	0,12
Alphateilchen, Spaltfragmente, schwere Kerne	20	Magen	0,12
		Blase	0,05
		Brust	0,05
		Leber	0,05
		Speiseröhre	0,05
		Schilddrüse	0,05
		Haut	0,01
		Knochenoberfläche	0,01
		Andere Organe und Gewebe	0,05

Abbildung 4.1: Strahlungswichtungsfaktoren w_R (links) und Gewebewichtungsfaktoren w_T (rechts), aus [Hah06].

4.1.2 Äquivalentdosis

Der Text dieses Abschnittes ist ein Zitat aus [Hah06]:

...Organdosis und effektive Dosis können ausschließlich rechnerisch bestimmt werden. Zum Einen können in lebenden Personen keine Messgeräte platziert werden, zum Anderen wird zur Berechnung die über ein Organ gemittelte Energiedosis verwendet. Für die Abschätzung des Risikos einer äußeren Strahlenexposition werden im praktischen Strahlenschutz die Äquivalentdosis H , bzw. die Äquivalentdosisleistung verwendet. Diese Dosisgrößen sind einer direkten Messung zugänglich.

Die Stärke der biologischen Wirkung ionisierender Strahlung ist nicht nur von der Energiedosis, sondern auch vom linearen Energieübertragungsvermögen (LET) L_∞ (übertragene Energie pro Wegeinheit) und damit der Ionisationsdichte (Zahl der Ionisationsereignisse pro Wegeinheit in der Materie) sowie der Dosisverteilung im Körper abhängig. Unterschiedliche Strahlenarten und Strahlenenergien haben daher eine quantitativ unterschiedliche biologische Wirksamkeit.

Auch die Äquivalentdosis berücksichtigt wie die Organdosis die biologische Wirksamkeit der Strahlungsarten. Sie berechnet sich aus der Energiedosis durch Multiplikation mit dem Qualitätsfaktor Q . Dieser Qualitätsfaktor hat für jede Strahlenart und Strahlenenergie einen charakteristischen Wert. Strahlung mit hohem L_∞ bezeichnet man auch als dicht ionisierend. Sie gibt in Materie ihre Energie auf einem sehr kurzen Weg an diese ab (Alphaeilchen, Protonen, Neutronen) und hat einen hohen Qualitätsfaktor. Gibt die Strahlung ihre Energie auf einem sehr langen Weg an die *durchstrahlte* Materie ab, nennt man sie locker ionisierend (Betaeilchen, Positronen, Gamma- und Röntgenstrahlung). Sie besitzt einen niedrigen Qualitätsfaktor. Der Qualitätsfaktor wird für verschiedene Strahlungsqualitäten so festgelegt, dass gleiche Äquivalentdosen verschiedener Strahlungsqualitäten unter Strahlenschutzgesichtspunkten gleich bewertet werden können. Für Beta- und Gammastrahlung hat der Qualitätsfaktor den Wert 1 und ist damit zahlenmäßig gleich dem Strahlungs-Wichtungsfaktor w_R . Er besitzt wie dieser die Dimension 1. Die Einheit der Äquivalentdosis ist ebenfalls das Sievert.

[...] Die Äquivalentdosis kann zum Einen einer Person zugeordnet sein, zum Anderen einem Ort. Die Personendosis H_p wird z. B. durch das amtliche Dosimeter, in der Regel die Filmplakette, bestimmt. Sie misst die Monatsdosis des Trägers unabhängig von dessen Aufenthaltsort. Die Ortsdosis H^* dagegen ist eine ortsfeste Größe. Um eine möglichst gute [Anm. d. Autors: hinreichende] Übereinstimmung der Äquivalentdosis mit der Körperdosis zu erzielen wird die Äquivalentdosis in 10 mm Gewebetiefe bestimmt (Tiefen-Personendosis $H_p(10)$ und Umgebungs-Äquivalentdosis $H^*(10)$). Messtechnisch bedient man sich hierzu eines Körperphantoms, das in seiner Dichte und stofflicher Zusammensetzung menschlichem Weichteilgewebe entspricht. Dadurch werden auch diejenigen Dosisanteile erfasst, die von im Gewebe gestreuter Strahlung hervorgerufen werden. Die Umgebungs-Äquivalentdosis $H^*(10)$ ist definiert als das Produkt der Energiedosis in 10 mm Tiefe einer weichteiläquivalenten ICRU-Kugel und dem Qualitätsfaktor Q . Die ICRU-Kugel (International Commission on Radiation Units) hat einen Durchmesser von 30 cm und die Dichte 1 g/cm^3 . Sie besteht aus 76,2 % Sauerstoff, 11,1 % Kohlenstoff, 10,1 % Wasserstoff und 2,6 % Stickstoff (Gewichtsanteile) [...]

Die Abbildungen 4.2- 4.3 zeigen die Dosisbegriffe in der Übersicht.

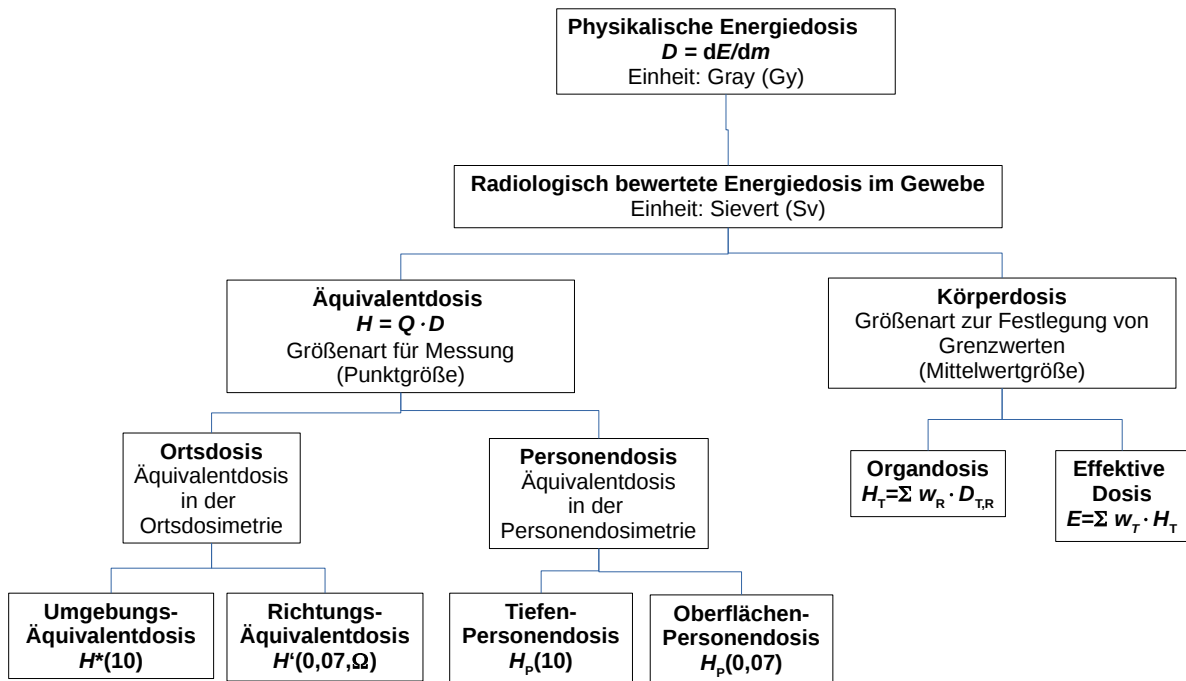


Abbildung 4.2: Übersicht über die Dosisbegriffe, nach [Phil06].

Ionen- dosis	Durch ionisierende Strahlung pro Masse- einheit erzeugte Ladung Einheit: Coulomb pro Kilogramm (C/kg)
Energie- dosis	Pro Masseinheit absorbierte Strahlungs- energie Einheit: Gray (Gy) Gy = J/kg
Äquivalent- dosis	Auf gleiche biologische Wirkung normierte Dosis. Die Energiedosis wird multipliziert mit einem Bewertungsfaktor q, der die relative biologische Wirksamkeit der verschiedenen Strahlenarten berücksichtigt. Einheit: Sievert (Sv)
Effektive Dosis	Summe aller entsprechend den Organemp- findlichkeiten gewichteten Teilkörperdosen Sie repräsentiert das genetische und soma- tische Gesamtrisiko für Strahlenspätchä- den. Einheit: Sv
Dosis- leistung	Verteilung einer Dosis über einen gegeb- enen Zeitraum, Dosis pro Zeiteinheit Gebräuchliche Einheiten: Gy/h, Sv/h

Abbildung 4.3: Übersicht über die Bedeutung wichtiger Dosisbegriffe, aus [Hah06].

4.2 Strahlenexpositionen im Alltag

Der Text dieses Abschnittes ist ein Zitat aus [Kri19]:

...Die natürliche Strahlenexposition des Menschen setzt sich aus einer äußeren (externen) und einer inneren (internen) Komponente zusammen. Die externe Strahlung besteht aus der terrestrischen Strahlung aus dem Boden, den Baumaterialien und den Gasen der Atmosphäre sowie der kosmischen Strahlung aus dem Weltraum. Die interne Strahlenexposition rührt von den über die Nahrung und mit der Atemluft inkorporierten Radionukliden her. Alle Komponenten der natürlichen Strahlenexposition unterliegen starken lokalen Schwankungen durch geologische und geografische Umweltbedingungen. Wichtige Einflussgrößen sind die Höhe über dem Meeresspiegel sowie die geografische Breite, die dominierenden Gesteinsarten in der betrachteten Region, die überwiegend verwendeten Baumaterialien und nicht zuletzt bestimmte Lebens-, Wohn- und Ernährungsgewohnheiten der betrachteten Populationen. [...] Zur natürlichen Strahlenexposition, die die Individuen einer Population mehr oder weniger gleichmäßig betrifft, kommt die zivilisatorische Strahlenexposition durch vom Menschen modifizierte, künstlich erzeugte oder verbreitete Strahlung hinzu. Quellen zivilisatorischer Strahlenexposition sind die Anwendung medizinisch-radiologischer Maßnahmen auf Patienten in Diagnostik und Therapie, einschlägige berufliche Betätigung (Medizin, Kerntechnik, Bergbau, Forschung, Luft- und Raumfahrt), Produktion und Einsatz von Baumaterialien, Energiegewinnung aus fossilen Brennstoffen und in kerntechnischen Anlagen, Kernwaffentests, der Betrieb von Störstrahlern, Erzeugung von Düngemitteln und deren Einsatz in der Landwirtschaft sowie eine Reihe industrieller, wissenschaftlicher und kleintechnischer Anwendungen der Radioaktivität...

Die mittleren zu erwartenden Dosisexpositionen für eine Einzelperson der Bevölkerung in Deutschland sind in Abbildung 4.4 gezeigt. Eine Einzelperson darf in Deutschland z.B. durch den Besuch von Überwachungsbereichen am IKP nicht mehr als 1 mSv effektive Dosis pro Kalenderjahr zusätzlich erhalten.

Strahlungsquelle	Effektive Dosis in mSv im Jahr	
Natürliche Strahlenexposition	2,1	
Kosmische Strahlung	0,3	
Terrestrische Strahlung	0,4	
Aufenthalt im Freien		0,1
Aufenthalt in Gebäuden*		0,3
Ingestion	0,3	
Inhalation von Radon	1,1	
Aufenthalt im Freien		0,2
Aufenthalt in Gebäuden*		0,9
Zivilisatorische Strahlenexposition	1,9	
Röntgendiagnostik	1,8	
Nuklearmedizinische Diagnostik	0,1	
Industrieerzeugnisse, technische Strahlungsquellen	< 0,01	
Störstrahler	< 0,01	
Berufliche Strahlenexposition	< 0,01	
Kerntechnische Anlagen	< 0,01	
Fallout von Kernwaffenversuchen	< 0,01	
Tschernobyl-Reaktorkatastrophe	< 0,015	
Bodenstrahlung	< 0,013	
Inkorporierte radioaktive Stoffe	< 0,002	
Gesamte mittlere Strahlenexposition	4,0	

Abbildung 4.4: Mittlere effektive Dosis der Bevölkerung in Deutschland im Jahr 2006 [bfs09c], aus [Vog19].

4.3 Wirkungen von verschiedenen Expositionsszenarien

Der Text dieses Abschnittes ist ein Zitat aus [Vog19]:

...Wenn bei kurzzeitiger Strahlenexposition ein gewisser Dosiswellenbereich überschritten wird, ist damit zu rechnen, dass im Organismus frühzeitig Strahlenwirkungen auftreten, deren Schweregrad und zeitlicher Verlauf von den absoluten Werten und von der Verteilung der Dosis im Organismus abhängen. Für kurzzeitige Ganzkörperexpositionen werden die in Tab. 7.1 aufgeführten somatischen Strahlenwirkungen angegeben, die vorwiegend auf die besondere Empfindlichkeit einzelner Organe zurückzuführen sind. Wenn nur Teile des Körpers, insbesondere die Extremitäten, bestrahlt werden, können daher wesentlich größere Strahlendosen als bei Ganzkörperexposition ohne lebensbedrohende akute Wirkung bleiben. Nach kurzzeitiger Ganzkörperexposition mit Dosen ab 1 bis 2 Gy muss mit frühen Folgen der so genannten akuten Strahlenkrankheit, auch als akutes Strahlensyndrom bezeichnet gerechnet werden...

Dosis Gy	Latenzzeit	Charakteristische Wirkungen			Therapie	Überlebenschance		Ursache bei Todesfall
		Besonders betroffenes Organ	Hauptsymptom	Kritische Zeit nach Exposition		Prognose	Sterberisiko %	
< 1	> 5 h	Knochenmark	Geringe Änderung des Blutbildes		Unnötig	Sehr gut	0	–
1–2	> 3 h	Knochenmark	Deutliche Abnahme der Anzahl der Leukozyten und Thrombozyten	2–6 W	Symptomatische Behandlung	Gut	0–10	Infektionen, innere Blutungen
2–10	0,5–2 h	Knochenmark	Schwere Schäden im Blutbild, Kopfschmerzen, Schwäche, Fieber, Infektionen, Müdigkeit, Innere Blutungen, Haarausfall, Durchfall, Erbrechen	2–6 W	Bluttransfusion, Infusion, Antibiotika, Knochenmarktransplantation	Unsicher, je nach Therapieerfolg	0–90	Infektionen, innere Blutungen
10–15	0,5 h	Darm	Durchfall, Fieber, Elektrolytstörungen	0,5–2 W	Linderungsmittel	Sehr schlecht	90–100	Schwerste Darmschäden
50	Minuten	Nervensystem	Krämpfe, Zittern, Bewegungsstörungen, Schlafbedürfnis, Koma	1 h–2 d	Symptomatische Behandlung	Hoffnungslos	100	Hirnoedem

Abbildung 4.5: Klinische Frühsymptome deterministischer Strahlenwirkungen beim Menschen nach kurzzeitiger Ganzkörperbestrahlung mit durchdringender Strahlung, aus [Vog19].

4.4 Kalibrierung von Dosisleistungsmessgeräten

Für den Nachweis von ionisierender Strahlung kommen verschiedenen Detektortypen zum Einsatz. So sind beispielsweise Handmessgeräte mit gasgefüllten Detektoren ein wichtiges Werkzeug im praktischen Strahlenschutz, um Strahlungsfelder zu detektieren und punktuell die Dosisleistung zu vermessen. Im Rahmen der Personendosimetrie gewinnen Halbleiterdetektoren zur Messung der akkumulierten Dosis zunehmend an Bedeutung.

Um Dosis- und Dosisleistungsmessgeräte sinnvoll nutzen zu können, bedürfen diese einer Kalibrierung. Erst damit ist es möglich, das analoge Messsignal, das seinen Ursprung in der Wechselwirkung zwischen der Strahlung und dem Detektormaterial hat, in die digitale Anzeige eines Dosis- oder Dosisleistungswertes umzusetzen.

Da die in einem Material deponierte Energie von der Strahlungsart und -energie abhängt, können die Messgeräte nur für ein bestimmtes Bestrahlungsszenario kalibriert werden. Geiger-Müller-Zählrohre mit einem dünnen Glimmerfenster sind in der Lage, α -, β - und γ -Strahlung zu nachzuweisen. Zählrohre, die kein derartiges Endfenster besitzen, reagieren dagegen nur auf β - und γ -Strahlung, im ungünstigsten Fall dicker Zählrohrwände nur auf γ -Strahlung. Der energieabhängige Verlauf der Nachweiswahrscheinlichkeiten von Geiger-Müller-Zählrohren in günstigeren Messgeräten beschränkt den kalibrierbaren Energiebereich meist auf 60 keV bis 1,3 MeV. Würde ein solches Messgerät in einem Strahlungsfeld genutzt, in dem z.B. γ -Strahlung mit ausschließlich höherer Energie auftritt, so würde dieses Strahlungsfeld mit hoher Wahrscheinlichkeit erst gar nicht detektiert werden. Auch geometrische Einflussfaktoren können entscheidend sein. So kann die Nachweiswahrscheinlichkeit eines Messgerätes von der Einfallrichtung der Strahlung abhängen.

Ein sachgemäßer Einsatz von Dosis- und Dosisleistungsmessgeräten erfordert die Kenntnis der entscheidenden Messgeräteeigenschaften. Nur so lassen sich Fehleinschätzungen von Strahlungsfeldern vermeiden. Zu den entscheidenden Messgeräteeigenschaften im Strahlenschutz gehören die vorgesehene Strahlungsart, der Energie- und Anzeigebereich sowie die Richtungsabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit.

Im Praktikumsversuch soll ein Halbleiterdetektor (Modell RD214 der Firma [TEVISO](#)) hinsichtlich der Dosisleistung kalibriert werden, siehe Abbildung 4.6. Dazu wird eine Referenzstrahlungsquelle in verschiedenen Abständen vor dem Detektor platziert, um über das Abstands-Quadrat-Gesetz Strahlungsfelder mit unterschiedlichen Dosisleistungen am Ort des Detektors zu erzeugen, siehe Abbildung 4.7. Die im empfindlichen Volumen des Detektors generierte Dosisleistung $\dot{H}^*(10)$ hängt von der Aktivität A der Referenzstrahlungsquelle, dem Abstand R zwischen empfindlichem Volumen und Quelle (jeweils bezogen auf die räumlichen Schwerpunkte) sowie der Dosisleistungskonstanten Γ_{H^*} ab:

$$\dot{H}^*(10) = \frac{dH^*(10)}{dt} = \Gamma_{H^*} \cdot \frac{A}{R^2}. \quad (4.4)$$

Die Dosisleistungskonstanten für typische Radionuklide sind in der Tabelle 4.1 wiedergegeben. Werden mehrere Quellen $i = 1,2,3$ gleichzeitig verwendet, so müssen die Dosisleistungen der einzelnen Quellen am Ort des Detektors addiert werden:

$$\dot{H}_{\text{ges}}^*(10) = \sum_i \frac{dH_i^*(10)}{dt}. \quad (4.5)$$

Für jede derart eingestellte Dosisleistung wird die Zählrate des Messgerätes ermittelt und in Beziehung zur Dosisleistung gesetzt. Das ergibt im günstigsten Fall einen linearen Zusammenhang zwischen gemessener Zählrate und

Dosisleistung. Mit Hilfe dieses Zusammenhanges lassen sich anschließend die Zählraten unbekannter Strahlungsfelder in Dosisleistungen umrechnen.

Im Idealfall sollte die Strahlungsstromdichte am Ort des Detektors homogen sein. Um diese Bedingung hinreichend zu nähern, muss ein gewisser Mindestabstand zwischen Detektor und Referenzstrahlungsquelle eingehalten werden, insbesondere wenn die Strahlungsquelle punktförmig ist.

Tabelle 4.1: Dosisleistungskonstanten Γ_γ für die Berechnung Umgebungsäquivalentdosis $\dot{H}^*(19)$, aus [Vog19]. "+" bedeutet einschließlich der Töchter.

Radionuklid	Γ_γ in (mSv · m ²)/(h · GBq)
Am-241	$7,3 \cdot 10^{-3}$
Ba-133	$8,99 \cdot 10^{-2}$
Co-60	0,354
Cs-137+	$9,25 \cdot 10^{-2}$
Eu-152	0,184
K-40	$2,11 \cdot 10^{-2}$
Ra-226+	0,298

Während des Praktikumsversuchs wird der Halbleiterdetektor, der einzelne Photonen zählt, mit drei verschiedenen Punktquellen (Am-241, Cs-137 und Co-60) gleichzeitig kalibriert. Dazu wird der Detektor nacheinander in einem Abstand von $R = (12,7 \pm 0,1)$ cm, $R = (17,7 \pm 0,1)$ cm und $R = (22,7 \pm 0,1)$ cm vor den drei Quellen platziert und die Bruttozählrate über jeweils $t_{\text{mess}} = 5$ min ermittelt. Zusätzlich muss der natürliche Strahlungshintergrund berücksichtigt werden. Mehrere Langzeitmessungen, die in der Vergangenheit durchgeführt wurden, ergaben eine Hintergrundzählrate von $r_0 = (0,006 \pm 0,003) \text{ s}^{-1}$.

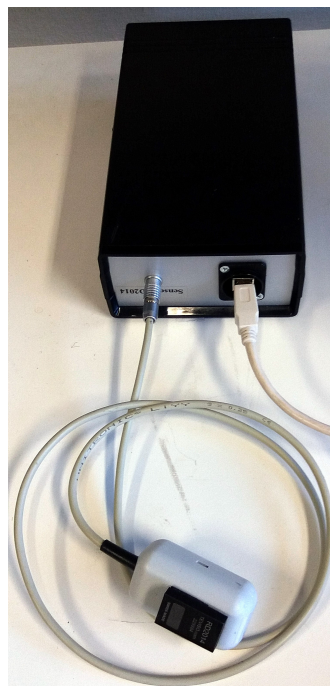


Abbildung 4.6: RD2014-PIN-Dioden-Detektor im Vordergrund mit angeschlossener Box für die Datenauslese.

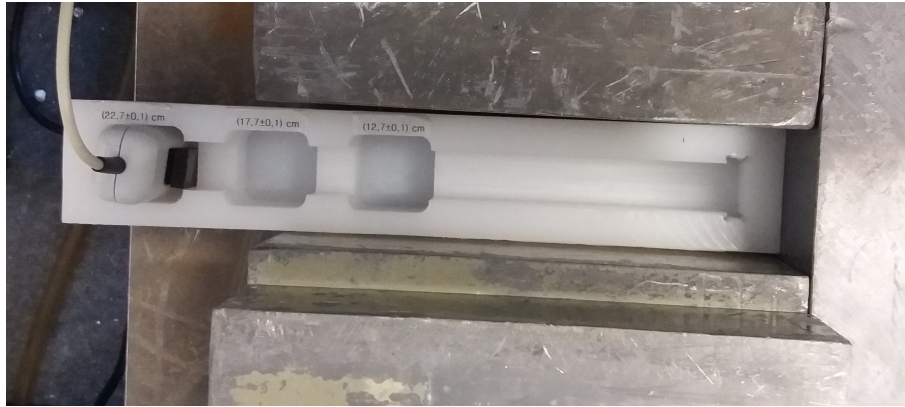


Abbildung 4.7: RD2014-PIN-Dioden-Detektor in der Abstandshalterung für die Kalibriermessung. Am rechten Ende der Halterung werden drei radioaktive Quellen in dem dafür vorgesehenen Schlitz positioniert.

4.5 Dosisabschätzung bei Ingestion von Radionukliden

Kommt es beim Umgang mit radioaktiven Stoffen zu einer Freisetzung der darin enthaltenen Radionuklide, so führt dies zu einer Kontamination der Umgebung. Die freigesetzten Radionuklide können dann im Wesentlichen durch Inhalation und Ingestion in den menschlichen Körper gelangen. Die biologische und die physikalische Halbwertszeit sind dabei entscheidende Faktoren, wie stark die Strahlenwirkung der Radionuklide auf den Körper letztendlich ausfällt. Als Maß für die Strahlenwirkung wird üblicherweise die sogenannte 50-Jahre-Folgedosis berechnet. Die *Richtlinie für die physikalische Strahlenschutzkontrolle* stellt einerseits eine Handlungsanweisung für solche Dosisberechnungen zur Verfügung und andererseits die dafür benötigten Dosiskoeffizienten, siehe <https://www.base.bund.de/DE/base/gesetze-regelungen/dosiskoeffizienten/dosiskoeffizienten.html>. Die Dosiskoeffizienten gehen aus der mathematischen Beschreibung des biokinetischen Verhaltens von Radionukliden im Körper hervor.

Die effektive 50-Jahre-Folgedosis nach der Ingestion eines radioaktiven Stoffes mit der Aktivität A_g kann mit den sogenannten Ingestionsdosiskoeffizienten $g_{g,E}$ über folgende Gleichung abgeschätzt werden:

$$E_g = g_{g,E} \cdot A_g \quad (4.6)$$

Die Dosiskoeffizienten für prominente Radionuklide sind in der Tabelle 4.2 zusammengefaßt.

Tabelle 4.2: Dosiskoeffizienten $g_{g,E}$ für die Berechnung der effektiven 50-Jahre-Folgedosis, aus [Vog19].

Radionuklid	$g_{g,E}$ (Sv/Bq)
Am-241	$2,0 \cdot 10^{-7}$
Ba-133	$1,0 \cdot 10^{-9}$
Co-60	$3,4 \cdot 10^{-9}$
Cs-137	$1,3 \cdot 10^{-8}$
Eu-152	$1,4 \cdot 10^{-9}$
K-40	$6,2 \cdot 10^{-9}$
Ra-226	$2,8 \cdot 10^{-7}$

5 Radioaktivität im Schulversuch

Gerade vor dem Hintergrund des Ausstiegs aus der Kernenergie in Deutschland kommt dem Kompetenzerhalt im Strahlenschutz eine besondere Bedeutung zu. Mit dem Ausstieg aus der Kernenergie hat der Mensch aber keinen generellen Schutz vor Expositionssituationen erlangt. Notfallsituationen können weiterhin durch Unfälle entstehen, die in anderen Ländern in Grenznähe passieren. Ebenso relevant ist weiterhin das Thema *Radon in Gebäuden* sowie die medizinischen Anwendungen von Radioaktivität. Damit auch weiterhin sinnvolle Entscheidungen von künftigen Generationen im Rahmen dieser Themen getroffen werden können, ist es wichtig, bereits in der Schule auf das Thema Radioaktivität einzugehen.

Das ist Angesichts der gesetzlichen Auflagen, wenn mit Radioaktivität in bestimmter Menge an Schulen umgegangen werden soll, nicht einfach.

Daher haben bereits in den 1990er Jahren H. v. Philipsborn und R. Geipel begonnen, Schulversuche zum Thema Radioaktivität zu entwickeln, die keinen Umgang mit radioaktiven Stoffen oberhalb von Freigrenzen erfordern, siehe [Radioaktivität zum Anfassen](#).

Ein eindrucksvolles Beispiel dafür, wie einfach sich eine Strahlungsquelle im Schulversuch generieren lässt, die bereits mit einem Endfenster-Geiger-Müller-Zählrohr vermessen werden kann, soll im Praktikumsversuch demonstriert werden.

Dabei geht es darum, eine Polystyrol-Platte (eine sogenannte *Philion-Platte*) durch Reiben mit einem Wolltuch elektrostatisch aufzuladen und bestimmte Radionuklide aus der Umgebung darauf anzusammeln. Deren Messung und Identifikation werden Aufgabe eins Versuchsteils sein.

Ein kostengünstiger Detektor für α -, β - und γ -Strahlung, wie er für diesen Versuch nötig ist, wird vom Hersteller [TEVISO](#) angeboten und kann über einen einfachen Micro-Controller ausgelesen werden.

Quellenverzeichnis

- [Abe73] K. ABEND, E. VOGELSANG: *Nukleare Elektronik*. Verlag Karl Thiemig - München, 1973.
- [Ann98] M.F. L'ANNUNZIATA: *Handbook of Radioactivity Analysis*. Academic Press San Diego, 1998.
- [Ant98] H. ANTON: *Lineare Algebra - Einführung • Grundlagen • Übungen*. Spektrum Akademischer Verlag Heidelberg Berlin, 1998.
- [ATS99] U.S. DEPARTMENT OF HEALTH AND HUMAN SERVICES Public Health Service Agency for Toxic Substances and Disease Registry: *TOXICOLOGICAL PROFILE FOR URANIUM*. Atlanta, Georgia, 1999.
- [ATS04] U.S. DEPARTMENT OF HEALTH AND HUMAN SERVICES Public Health Service Agency for Toxic Substances and Disease Registry: *TOXICOLOGICAL PROFILE FOR AMERICIUM*. Atlanta, Georgia, 2004.
- [Bec86] K.-H. BECKER, M. DÖRFLER: *Computergrafische Experimente mit Pascal*. Friedr. Vieweg & Sohn Braunschweig/Wiesbaden, 1986.
- [Bem04] D. BEMMERER: *Skript zum Versuch A12: γ -Spektrometrie*. Praktikumsskript, Technische Universität Berlin - Institut für Atomare Physik und Fachdidaktik - Physikalisches Fortgeschrittenenpraktikum, 2004, <http://kern.physik.tu-berlin.de/Lehre/>.
- [Beu99] P. BEUGE, A. GREIF, T. HOPPE, W. KLEMM, A. KLUGE, M. MARTIN, U. MOSLER, R. STARKE, J. ALFARO, B. ANDERS, K. BEHRENS, N. GRUNWALD, M. HAURAND, A. KNÖCHEL, A. MEYER, H. POTGETER, S. STAUB, M. STOCKER: *Die Schwermetallsituation im Muldesystem - Abschlussbericht an das BMBF*. Bände I-III, ISBN 3-924330-28-X, Im Eigenverlag der Universität Hamburg, Hamburg 1999.
- [BfZ] BUNDESAMT FÜR ZIVILSCHUTZ, Sittkus et al., ISSN 0343-5164.
- [BgB06] STRAHLENSCHUTZKOMMISSION (SSK): *Entwurf der Berechnungsgrundlagen zur Ermittlung der Strahlenexposition infolge bergbaubedingter Umweltradioaktivität (Berechnungsgrundlagen-Bergbau)*. 06(1846)SSK/A3-183/U2, Stand 13.11.2006.
- [Bit71] H. BITTEL, L. STORM: *Rauschen - Eine Einführung zum Verständnis elektrischer Schwankungserscheinungen*. Springer-Verlag Berlin • Heidelberg • New York, 1971.
- [Blo98] V. BLOBEL, E. LOHRMANN: *Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse*. Teubner Studienbücher Physik, Stuttgart Leipzig, 1998.
- [BMU03] BUNDESMINISTERIUM FÜR UMWELT, NATURSCHUTZ UND REAKTORSICHERHEIT (BMU): *Umweltradioaktivität und Strahlenbelastung, Jahresbericht 2003*. Bonn, 2005, http://www.bfs.de/de/bfs/druck/uus/JB_archiv.html
Abfrage: 20.3.2009.
- [BMU05] BUNDESMINISTERIUM FÜR UMWELT, NATURSCHUTZ UND REAKTORSICHERHEIT: *Radiologische Erfassung, Untersuchung und Bewertung bergbaulicher Altlasten, Gesundheitliche Bewertung*. Schriftenreihe Reaktorsicherheit und Strahlenschutz, 2005.

-
- [BMU06] BUNDESMINISTER FÜR UMWELT, NATURSCHUTZ UND REAKTORSICHERHEIT: *Messanleitung für die Überwachung der Radioaktivität in der Umwelt und zur Erfassung radioaktiver Emissionen aus kerntechnischen Anlagen*. Elsevier, München 2006, Stand: 1.3.2006.
- [Bon98] H. BONKA: *Vorlesung - Radioökologie*. WS 98/99, Lehrgebiet Strahlenschutz in der Kerntechnik, RWTH Aachen, 00/SSK/A3/I 65.
- [Bos95] K. BOSCH: *Elementare Einführung in die Wahrscheinlichkeitsrechnung*. 6. Auflage, Vieweg Studium Basiswissen, 1995.
- [Bre90] H. BREUER: *dtv-Atlas zur Chemie - Tafeln und Texte - Allgemeine und anorganische Chemie Band 1*. 5. Auflage, Deutscher Taschenbuch Verlag, 1990.
- [Cas07] W. CASPARY, K. WICHMANN: *Auswertung von Messdaten - Statistische Methoden für Geo- und Ingenieurwissenschaften*. Oldenburg Verlag, München Wien, 2007.
- [Caw80] P.A. CAWSE: *Studies of environmental radioactivity in Cumbria: Part 4. Caesium-137 and plutonium in soils of Cumbria*. UKAERE, R-9851, 1980.
- [Cou83] P.J. COUGHTREY, M.C. THORNE: *Radionuclide Distribution and Transport in Terrestrial and Aquatic Ecosystems - A Critical Review of Data*. A. A. Balkema/Rotterdam, 1983.
- [Chr89] H.R. CHRISTEN, F. VÖGTLE: *Grundlagen der organischen Chemie*. Otto Salle Verlag, Frankfurt am Main, Verlag Sauerländer, Arau - Frankfurt am Main - Salzburg, 1989.
- [Deb80] K. DEBERTIN: *Messanleitung für die Bestimmung von Gammastrahlen-Emissionraten mit Germanium-Detektoren*. Physikalisch-Technische Bundesanstalt, PTB-Bericht PTB-Ra-12, ISSN 0341-6747, 1980.
- [Deb88] K. DEBERTIN, R. HELMER: *Gamma- and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Detectors*. North-Holland, Amsterdam Oxford New York Tokyo, 1988.
- [Deb90] K. DEBERTIN, U. SCHÖTZIG: *Bedeutung von Summationskorrekturen bei der Gammastrahlen-Spektrometrie mit Germaniumdetektoren*. Physikalisch Technische Bundesanstalt, PTB-Bericht PTB-Ra-24, ISSN 0341-6747, 1990.
- [Demt1] W. DEMTRÖDER: *Experimentalphysik 1, Mechanik und Wärme*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2. Auflage, 1998.
- [Der94] R. DERSCH: *Die Entwicklung volumenhafter Aktivitätsnormale für die Kalibrierung von Gammaskpektrometern*. Physikalisch-Technische Bundesanstalt, PTB-Bericht PTB-Ra-35, ISSN 0341-6747, 1994.
- [DIN1] DIN DEUTSCHS INSTITUT FÜR NORMUNG E.V.: *Grundlagen der Messtechnik - Teil 3: Auswertung von Messungen einer einzelnen Messgröße Messunsicherheit*. DIN 1319-3, Beuth Verlag, 1995.
- [DIN2] DIN DEUTSCHS INSTITUT FÜR NORMUNG E.V.: *Ermittlung der Radioaktivität in der Umwelt- Erdboden- Teil 3: Messung von Gammastrahlung emittierenden Radionukliden*. Entwurf DIN ISO 18589-3, Beuth Verlag, 2007.
- [DIN3] DIN DEUTSCHS INSTITUT FÜR NORMUNG E.V.: *Zerstörungsfreie Prüfung von Schweißverbindungen - Durchstrahlungsprüfung von Schmelzschweißverbindungen*. DIN EN 1435, Beuth Verlag, 2002.
- [DIN4] DIN DEUTSCHS INSTITUT FÜR NORMUNG E.V.: *Grundlagen der Messtechnik - Teil 4: Auswertung von Messungen, Messunsicherheit*. DIN 1319-4, Beuth Verlag, 1999.

-
- [DIN5] DIN DEUTSCHS INSTITUT FÜR NORMUNG E.V.: *Nachweisgrenze und Erkennungsgrenze bei Kernstrahlungsmessungen - Teil 12: Entfaltung von Spektren*. DIN 25482-12, Beuth Verlag, 2003.
- [Frue83] R. FRÜHWIRTH, M. REGLER: *Monte-Carlo-Methoden - Eine Einführung*. BI Wissenschaftsverlag, Bibliographisches Institut Mannheim/Wien/Zürich, 1983.
- [FS08] FACHVERBAND FÜR STRAHLENSCHUTZ E.V.: *Moderne Routine- und Schnellmethoden zur Bestimmung von Sr-89 und Sr-90 bei der Umweltüberwachung*. FS-08-147-AKU, ISSN 1013-4506, 2008.
- [Gar01] M. GARCA-TALAVERA, J.P. LAEDERMANN, M. DCOMBAZ, M.J. DAZA, B. QUINTANA: *Coincidence summing corrections for the natural decay series in γ -ray spectrometry*. Journal of Radiation and Isotopes 54 (2001) 769-776.
- [Ger97] H. VOGEL: *Gerthsen Physik*. 19. Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1997.
- [Gil95] G. GILMORE, J.D. HEMINGWAY: *Practical Gamma-Ray Spectrometry*. John Wiley & Sons, Chichester, 1995.
- [Gro69] W. GROSSMANN: *Grundzüge der Ausgleichsrechnung*. 3. Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1969.
- [GRS96] GESELLSCHAFT FÜR ANLAGEN UND REAKTORSICHERHEIT MBH (GRS), BEAK CONSULTANTS GMBH: *Radionuklidbelastung von Sedimenten und Auenböden, Datenerfassung, Erstausswertung, Ergebnisdarstellung*. Freiburg, 1996.
- [GRS98] D. WEISS, H. BIESOLD: *Radiologische Erfassung, Untersuchung und Bewertung bergbaulicher Altlasten (Altlastenkataster)*. Gesellschaft für Anlagen und Reaktorsicherheit mbH (GRS), 1998.
- [GUMd] DIN DEUTSCHS INSTITUT FÜR NORMUNG E.V.: *Leitfaden zur Angabe der Unsicherheiten beim Messen*. Beuth Verlag, 1995.
- [GUMe] INTERNATIONAL BUREAU OF WEIGHTS AND MEASURES ET. AL.: *Guide to Expression of Uncertainty in Measurement*. ISBN 3-410-13405-0, 1995.
- [Go08] T. GOCKEL: *Form der wissenschaftlichen Ausarbeitung*. Springer-Verlag, Heidelberg, 2008.
- [Hah06] K. HAHN, ET AL.: *Radioaktivität, Röntgenstrahlen und Gesundheit*, Bayerisches Staatsministerium für Umwelt, Gesundheit und Verbraucherschutz, München, 2006.
- [Har89] K.H. HARTGE, R. HORN: *Die physikalische Untersuchung von Boden*. 2. Auflage, Ferdinand Enke Verlag Stuttgart, 1989.
- [Har99] K.H. HARTGE, R. HORN: *Einführung in die Bodenphysik*. 3. Auflage, Ferdinand Enke Verlag Stuttgart, 1999.
- [Hwg68] E. HARDTWIG: *Fehler- und Ausgleichsrechnung*. Bd. 262/262a*, Bibliographisches Institut Mannheim, 1968.
- [Hel08] L. HELD: *Methoden der statistischen Inferenz - Likelihood und Bayes*. Spektrum Akademischer Verlag Heidelberg, 2008.
- [Hmt24] F. R. HELMERT: *Die Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate mit Anwendungen auf die Geodäsie, die Physik und die Theorie der Messinstrumente*. 3. Auflage, Verlag B. G. Teubner Leipzig Berlin, 1924.
- [Her99] W.T. HERING: *Angewandte Kernphysik*. B.G. Teubner Stuttgart Leipzig, 1999.

-
- [Hoff02] J. HOFFMAN: *Taschenbuch der Messtechnik*. Fachbuchverlag Leipzig im Carl Hanser Verlag, 2002.
- [Hug40] R. HUGERSHOFF: *Ausgleichsrechnung, Kollektivmasslehre und Korrelationsrechnung im Dienste von Technik, Wissenschaft und Wirtschaft*. Verlag Herbert Wichmann, Berlin-Grünwald, 1940.
- [ISO1] DRAFT INTERNATIONAL STANDARD: *Determination of the characteristic limits (decision threshold, detection limit and limits of the confidence interval) for measurements of ionizing radiation, Fundamentals and application*. ISO/DIS 11929, 2008.
- [Iva92] M. IVANOVICH, R.S. HARMON: *Uranium-series Disequilibrium - Applications to Earth Marine, and Environmental Sciences*. 2. Auflage, Oxford Science Publication, Oxford University Press Oxford, 1992.
- [Jab189] G. JANDER, E. BLASIUS: *Lehrbuch der analytischen und präparativen anorganischen Chemie*. 13. Auflage, S. Hirzel Verlag Stuttgart, 1989.
- [Jur97] M. JURK, S. SAWALLISCH, K. WICHTEREY: *Erste Abschätzungen der von bergbaulich beeinflussten Auen möglichen Strahlenexpositionen*. Bundesamt für Strahlenschutz, Berlin, 1997.
- [KaNu98] G. PFENNIG, H. KLEWE-NEBENIUS, W. SEELMANN-EGGEBERT: *Karlsruher Nuklidkarte*. Forschungszentrum Karlsruhe Technik und Umwelt, Dezember 1998.
- [Kell75] G.S. KELL: *Density, Thermal Expansivity, and Compressibility of Liquid Water from 0 to 150C: Correlations and Tables for Atmospheric Pressure and Saturation Reviewed and Expressed on 1968 Temperature Scale*. J. Chem. & Eng. Data 20 (1975) S. 97 - 105.
- [Kno00] G.F. KNOLL: *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, 2000.
- [Kop89] K. KOPITZKI: *Einführung in die Festkörperphysik*. Teubner Studienbücher Physik (1989).
- [Kri19] H. KRIEGER: *Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes* 6. Auflage, Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2019.
- [LexPhy3] W. GREULICH [Hrsg.]: *Lexikon der Physik*, Bd. 3. Spektrum Akademischer Verlag Heidelberg Berlin, 1999.
- [LexPhy5] W. GREULICH [Hrsg.]: *Lexikon der Physik*, Bd. 5. Spektrum Akademischer Verlag Heidelberg Berlin, 1999.
- [Lie80] K. H. LIESER: *Einführung in die Kernchemie*. 2. Auflage, Verlag Chemie Weinheim, 1980.
- [Lue09] T. LÜLLAU: *Gammaskopmetrische Untersuchungen von anthropogen beeinflussten Umweltproben*. Diplomarbeit am Zentrum für Strahlenschutz und Radioökologie der Leibniz Universität Hannover, April 2009.
- [Lut07] G. LUTZ: *Semiconductor Radiation Detectors - Device Physics*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007.
- [Mar03] O. MARTI: *Vorlesungsskript Einführung in die Fehlerrechnung für Physiker, Wirtschaftsphysiker und Lehramtskandidaten*. Abteilung Experimentelle Physik, Universität Ulm, 2003.
- [Matt07] W.-G. MATTHÄUS: *Statistische Tests mit Excel leicht erklärt - Beurteilende Statistik für jedermann*. B.G. Teubner-Verlag, Wiesbaden, 2007.
- [May84] T. MAYER-KUCKUK: *Kernphysik*. 4. Auflage, B.G. Teubner Stuttgart, 1984.
- [Mey95] S. GOTTWALD, H. KÄSTNER, H. RUDOLPH (Hrsg.): *Meyers kleine Enzyklopädie Mathematik*. 14. Auflage, Meyers Lexikonverlag Mannheim Leipzig Wien Zürich, 1995.

-
- [Mic99] R. MICHEL, K. KIRCHHOFF: *Nachweis-, Erkennungs- und Vertrauensgrenzen bei Kernstrahlungsmessungen*. FS-99-108-AKSIGMA, ISSN 1013-4506, Fachverband für Strahlenschutz e.V., 1999.
- [Mic05] R. MICHEL, J. FEUERBORN, A. KNÖCHEL, F. MILLER, S. RITZEL, H.-C. TREUTLER, W. V. TÜMPLING, C. WANKE: *Radionuclides in the Mulde River System after the August-2002 Flood*. Acta hydrochim. hydrobiol. 33 (2005) 5, 492-506.
- [MiGr01] Programmpaket: *Franzis' Graphics Suite platinum edition*. Franzis' Verlag GmbH Poing, 2001.
- [MUK] <http://www.muk.uni-hannover.de> → Wetter.
- [Nic74] P.W. NICHOLSON: *Nuclear Electronics*. John Wiley & Sons, London New York Sydney Toronto, 1974.
- [NR3] W.H. PRESS, S.A. TEUKOLSKY, W.T. VETTERLING, B.P. FLANNERY: *Numerical Recipes - The Art of Scientific Computing - Source Code CD-Rom v3.0*. Cambridge University Press, 2007.
- [NR89] W.H. PRESS, S.A. TEUKOLSKY, W.T. VETTERLING, B.P. FLANNERY: *Numerical Recipes in Pascal - The Art of Scientific Computing - Source Code CD-Rom v3.0*. Cambridge University Press, 1989 - Reprint.
- [Nuc00] *Nuclides 2000*. Institute for Transuranium Elements, Joint Research Center - European Commission.
- [Okr05] M. OKRUSCH, S. MATTHES: *Mineralogie - Eine Einführung in die spezielle Mineralogie, Petrologie und Lagerstättenkunde*. 7. Auflage, Springer Verlag Berlin Heidelberg New York, 2005.
- [Phil06] BAYERISCHES STAATSMINISTERIUM FÜR UMWELT, GESUNDHEIT UND VERBRAUCHERSCHUTZ (StMUGV): *Radioaktivität und Strahlungsmessung*. 8. Auflage, 2006.
- [Ps98] W. PSCHYREMBEL: *Klinisches Wörterbuch*. 258. Auflage, Berlin: de Gruyter, 1998.
- [PTB1] H. BETTIN, F. SPIEWECK: *Die Dichte des Wassers als Funktion der Temperatur nach Einführung der Internationalen Temperaturskala von 1990*. PTB-Mitteilungen 100/3-90, Seiten 195-196.
- [Ras06] S. D. KELLY, E. T. RASBURY, S. CHATTOPADHYAY, A. J. KROPE, K. M. KEMNER: *Evidence of a Stable Uranyl Site in Ancient Organic-Rich Calcite*. Environ. Sci. Technol. 2006, 40, 2262-2268.
- [Rie90] E. RIEDEL: *Anorganische Chemie*. 2. Auflage, Walter de Gruyter • Berlin • New York, 1990.
- [Rou99] D.J. ROULSTON: *An Introduction to the Physics of Semiconductor Devices*. Oxford University Press, New York • Oxford, 1999.
- [Sa92] L. SACHS: *Angewandte Statistik*. Springer-Verlag, 1992.
- [Sch98] U. SCHÖTZIG, H. SCHRADER: *Halbwertszeiten und Photonenemissionswahrscheinlichkeiten von häufig verwendeten Radionukliden*. Physikalisch Technische Bundesanstalt - Radioaktivität, PTB-Ra-16/5, 1998.
- [Sie96] A. SIEHL (Hrsg.): *Umweltradioaktivität*. Ernst & Sohn, Berlin, 1996.
- [Squ66] H.M. SQUIRE, L.J. MIDDLETON: *Behavior of Cs-137 in soils and pasture: a long-term experiment*. Radiat. Bot., Vol. 6, pp. 413-425, 1966.
- [SR03] A. SCHULTE-RENTROP: *Modellierung des überlandtransportes von Blei im Elbeeinzugsgebiet über vier Dekaden (1958-1995)*. Diplomarbeit an der Technischen Universität Braunschweig, Institut für Geoökologie, ISSN 0344-9629, 2003.
- [Stoe96] H. STÖCKER: *Desktop Mathematik*. harri deutsch electronic science, Verlag Haari Deutsch, Thun 1996.

-
- [Stol85] W. STOLZ: *Messung ionisierender Strahlung*. physik-verlag taschentext, 1985.
- [SSK1] STRAHLENSCHUTZKOMMISSION (SSK): *Strahlenschutzgrundsätze für die Nutzung von durch den Uranbergbau kontaminierten Flächen zur forst- und landwirtschaftlichen Zwecken sowie als Grünanlage (Parkanlage) und Wohngebiet, Empfehlungen der Strahlenschutzkommission*. Bundesanzeiger Nr. 227 vom 7. Dezember 1991.
- [SSK2] STRAHLENSCHUTZKOMMISSION (SSK): *20 Jahre nach Tschernobyl, Eine Bilanz aus Sicht des Strahlenschutzes. Stellungnahme der Strahlenschutzkommission und Fachbeiträge*. Berichte der Strahlenschutzkommission, Heft 50, H. HOFFMANN GmbH Fachverlag, Berlin, 2006.
- [SSK3] STRAHLENSCHUTZKOMMISSION (SSK): *Zwischenbericht der Strahlenschutzkommission zur Abschätzung und Bewertung der Auswirkungen des Reaktorunfalls in Tschernobyl (UdSSR) in der Bundesrepublik Deutschland*, Stellungnahme der Strahlenschutzkommission, 1986. https://www.ssk.de/SharedDocs/Beratungsergebnisse_PDF/1986/1986_09.pdf?__blob=publicationFile
- [SSK63] STRAHLENSCHUTZKOMMISSION (SSK): *Biologische Wirkungen niedriger Dosen ionisierender Strahlung*, Klau-
surtagung der Strahlenschutzkommission im Nov. 2007, Veröffentlichungen der Strahlenschutzkommission, Bd. 63, Hrsg. Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit, H. Hoffmann GmbH- FACHVERLAG, Berlin, 2009.
- [Val04] J.W. VAHLBRUCH: *über den Transfer von natürlichen Radionukliden in terrestrischen Ökosystemen und die realistische Modellierung der natürlichen Strahlenexposition in Norddeutschland*. Dissertation an der Leibniz Universität Hannover, 2004.
- [Vog06] H.-G. VOGT, H. SCHULTZ: *Grundzüge des praktischen Strahlenschutzes*. 4. Auflage, Carl Hanser Verlag München Wien, 2007.
- [Vog19] HANS-GERRIT VOGT, JAN-WILLEM VAHLBRUCH: *Grundzüge des praktischen Strahlenschutzes*. 7., überarbeitete Auflage, München : Hanser, 2019.
- [Vos04] W. VOSS (Hrsg.): *Taschenbuch der Statistik*. 2.Auflage, Fachbuchverlag Leipzig im Carl Hanser Verlag, 2004.
- [Wan04] C. WANKE: *Schadstoffbelastung im Mulde- und Elbe-Einzugsgebiet nach dem Augusthochwasser 2002 - Verlagerungen natürlicher Radionuklide*. Diplomarbeit an der Leibniz Universität Hannover, 2004.
- [Wei95] K. WEISE, R. MICHEL: *Erkennungsgrenze, Nachweisgrenze und Vertrauensbereich in der allgemeinen Kernstrahlungsspektrometrie*. Kerntechnik 60 (1995) 4.
- [Wei99] K. WEISE, W. WÖGER: *Messunsicherheit und Messdatenauswertung*. WILEY-VCH Verlag GmbH, Weinheim, 1999.
- [Wes87] B. JÄCKEL, W. WESTMEIER, P. PATZELT: *On the Photopeak Efficiency of Germanium Gamma-ray Detectors*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research (1987) 543-548.
- [Whi70] E.H. WHITE: *Grundlagen der Chemie für Biologen und Mediziner*. 2. Auflage, Kosmos-Studienbücher, Franckh'sche Verlagsbuchhandlung • Stuttgart, 1970.
- [Wic04] H. WICKE: *Untersuchungen zur internen Strahlenexposition durch Cäsium-137 in der nördlichen Ukraine*. Diplomarbeit an der Leibniz Universität Hannover, 2004.

-
- [WiNa06] M. WIRTZ, CH. NACHTIGALL: *Deskriptive Statistik - Statistische Methoden für Psychologen - Teil 1*. 4. Auflage, Juventa Verlag Weinheim und München, 2006.
- [WiNa07] M. WIRTZ, CH. NACHTIGALL: *Deskriptive Statistik - Statistische Methoden für Psychologen - Teil 2*. Juventa Weinheim und München, 2007.
- [Wol67] J.R. WOLBERG: *Prediction Analysis*. D. van Nostrand Company, Inc. Princeton New Jersey, 1967.
- [Wol06] J.R. WOLBERG: *Data Analysis - Using the Method of Least Squares - Extracting the Most Information from Experiments*. Springer Verlag, Berlin Heidelberg, 2006.

Beachten Sie auch die Hinweise zum Versuch im Internet:

www.ikp.tu-darmstadt.de > Lehre > F-Praktikum > Versuch 2.5

J. Birkhan, Januar 2018