

4 Messverfahren

Die Wechselwirkung von Kernstrahlung mit Materie ermöglicht ihre Detektion und Quantifizierung. Naheliegenderweise kann mit Hilfe von elektrischen Verfahren die ionisierende Wirkung der Strahlung zur Messung benutzt werden. Eine Alternative stellen die räumlich auflösenden Verfahren der Radiographie dar. Neutronen schliesslich, welche nicht direkt ionisierend sind, können nur über die ionisierenden Emissionen nach Kernreaktionen nachgewiesen werden.

4.1 Elektrische Messverfahren

4.1.1 Ionisationsdetektoren

In einem Gasvolumen werden durch ionisierende Strahlung Gasmoleküle ionisiert, d.h. Hüllenelektronen durch Energiezufuhr freigesetzt. In einem elektrischen Feld bewegen sich diese Elektronen und die verbleibenden, positiv geladenen Ionen zu den jeweils entgegengesetzt geladenen Elektroden und stellen damit eine elektrisch messbare Grösse dar. Der grundsätzliche Aufbau einer solchen Messanordnung ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Die Anzahl der pro Ionisationsereignis freigesetzten Elektronen hängt von der Art und der Energie der absorbierten Strahlung, vom absorbierenden Gas und von der angelegten Spannung ab. Die Abhängigkeit von der Feldstärke ohne Berücksichtigung der anderen Faktoren zeigt Abbildung 4.2. Die mittlere Ionisationsenergie für ein N_2 -Molekül beträgt ca. 38 eV. Ein α -Teilchen mit einer Energie von 3,8 MeV erzeugt daher in Luft etwa 10^5 Ionenpaare. Durch Multiplikation mit der Elementarladung ($e = 1,602 \times 10^{-19} \text{ C}$) erhält man einem Stromstoß von 10^{-14} C (Amperesekunden).

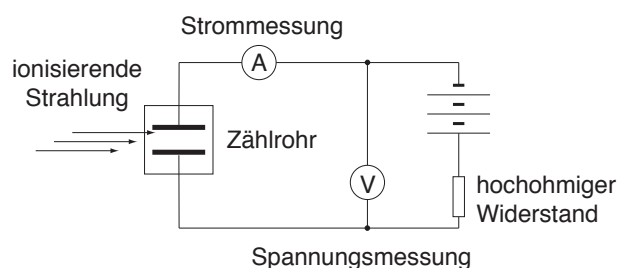


Abbildung 4.1: Schaltskizze einer Messanordnung für ionisierende Strahlung

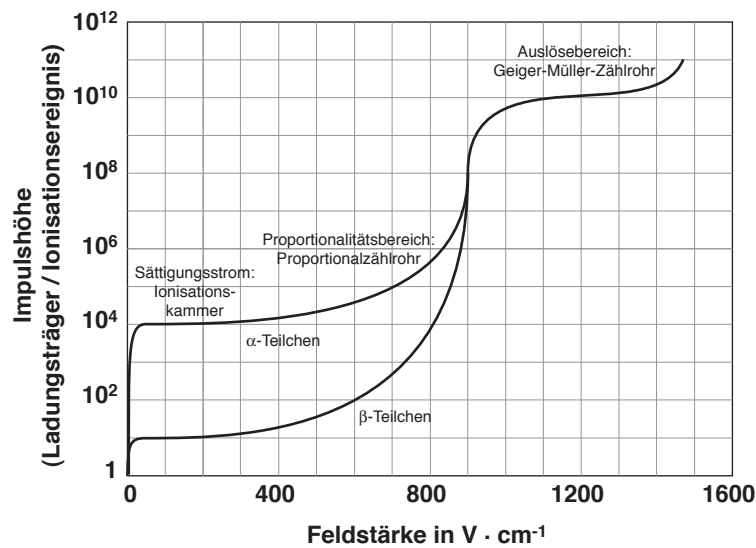


Abbildung 4.2: Abhängigkeit der Impulshöhe von der Feldstärke (nach Lieser 1991)

Ionisationskammern

arbeiten in einem Bereich, der eine vollständige Sammlung aller durch ein Ionisationsereignis entstandenen Ladungsträger an den Elektroden erlaubt. Der Strom hängt nur von der Intensität der Strahlungsquelle ab und ist in diesem Bereich von der Spannung weitgehend unabhängig (Sättigungsstrom). Es muss festgehalten werden, dass die von α -Strahlen ausgelösten Signale aufgrund der höheren Ionisationsdichte dieser Strahlenart wesentlich stärker sind als die von β - und γ -Strahlen (dicht ionisierende – locker ionisierende Strahlung). Der Vorteil der Ionisationskammer besteht in ihrer Tauglichkeit für hohe Zählraten. Da keine Totzeiteffekte auftreten, kann ein, der absorbierten Strahlendosis proportionaler, kontinuierlich fließender Strom gemessen werden.

Proportionalitätszähler

Wird die Zählrohrspannung entsprechend Abbildung 4.2 erhöht, kommt es durch Stöße der dadurch stärker beschleunigten Elektronen mit den Gasmolekülen zu weiteren Ionisationen (Stoßionisation). Damit erhält man ein wesentlich stärkeres Signal als bei der Ionisationskammer. In diesem Spannungsbereich bleibt die Proportionalität zwischen der Anzahl der primären Ionisationen (entsprechend der Energie des absorbiertes Strahlenquants) und dem durch Addition mit den Sekundärionisationen erhaltenen Signal erhalten. Der Multiplikationsfaktor beträgt je nach Bauform 10^2 - 10^6 . Als Füllgas eignen sich vor allem Methan und Edelgase.

Sauerstoff und Wasserdampf sind wegen ihrer elektronenabsorbierenden Wirkung (Elektronegativität!) störend. Bei Verwendung von Edelgasfüllungen muss berücksichtigt werden, dass solche Atome auch angeregt werden können. Diese Energie wird dann in Form von UV-Photonen abgegeben, was zu erneuter Ionisation führt. Mehratomige Gase wie Methan können solche Photonen ohne weitere Ionisation absorbieren und werden daher dem Zählgas als Löschgas zugesetzt.

Aus dem unterschiedlichen Verlauf der Ionisationsausbeuten bei α - und β -Strahlen resultiert, dass bei niedrigerer Spannung praktisch nur α -Teilchen detektiert werden und erst bei Erreichen einer bestimmten, von der Bauform und der Gasfüllung abhängigen Spannung die locker ionisierenden Strahlenarten (Abbildung 4.3). Beispiele für spezielle Bauformen zeigt Abbildung 4.4.

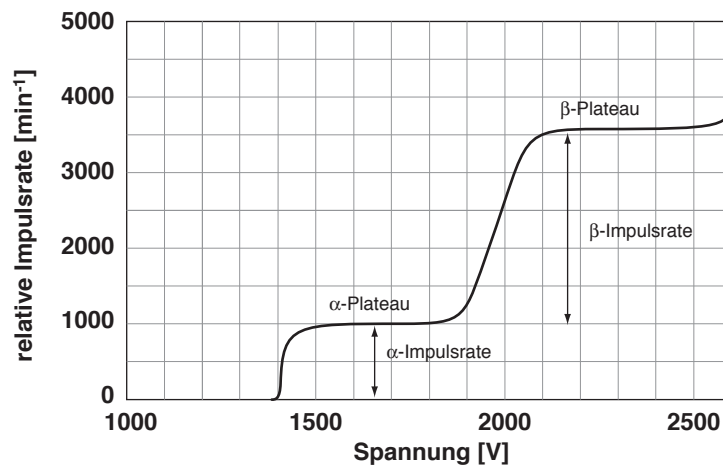


Abbildung 4.3: Zählrate eines Proportionalzählers für α - und β -Strahlen in Abhängigkeit von der angelegten Spannung (nach Keller 1993)

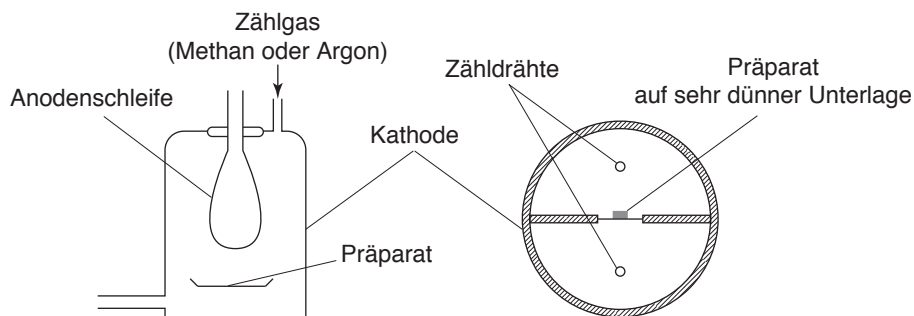


Abbildung 4.4: Durchflusszähler, 4π -Zähler (nach Lieser 1991)

Geiger-Müller-Zähler

Weitere Erhöhung der am Zählrohr anliegenden Spannung führt zu einem Bereich, in dem die Ionisation ein konstantes Maximum, das Geiger-Müller-Plateau, erreicht (siehe Abbildung 4.2). Die höhere Beschleunigung der Elektronen bewirkt eine Verstärkung durch Stoßionisation um etwa einen Faktor 10^8 . In Anodennähe kommt es zu partieller Rekombination und Bildung hochangeregter Moleküle, die durch Photonenemission weitere Ionisationslawinen auslösen. Die Ionisation erfasst in diesem Bereich das gesamte ionisierbare Gasvolumen, das Signal ist somit unabhängig von Art und Größe der Primäriionisation. Um eine kontinuierliche Entladung zu unterbinden, muss ein Löschgas zugesetzt oder durch elektrische Maßnahmen (Spannungsunterbrechung, hoher Außenwiderstand) eine Beendigung des Entladungsvorganges herbeigeführt werden. Letztere führen zu einer Erhöhung der Totzeit, weshalb heute bevorzugt selbstlöschende Zählrohre eingesetzt werden. Als Löschgase finden Methanol oder Brom Verwendung. In beiden Fällen hat das Löschgas eine niedrigere Ionisationsenergie als das Zählgas. Die positiven Ionen können daher ihre Ladung auf diese Moleküle übertragen, deren Energie reicht dann nicht mehr für weitere Ionisationsauslösung. Im Falle der Verwendung von Methanol verbraucht sich das Löschgas nach $10^9 - 10^{10}$ Entladungen. Die ionisierten Brom-Moleküle dissoziieren und rekombinieren nach kurzer Zeit, die jedoch zur Entladungsunterbrechung ausreicht. Je nach Bauform werden Endfenster-, Flüssigkeits-, Tauch- und Gaszählrohre unterschieden (Abbildung 4.5).

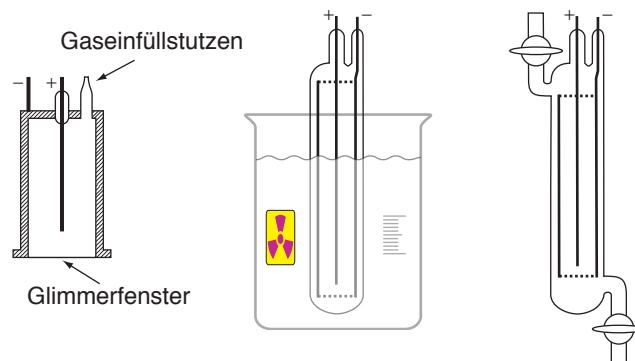


Abbildung 4.5: Geiger-Müller Zählrohre in Endfenster-, Tauch- und Gaszählrohr-ausführung

4.1.2 Halbleiterdetektoren

Die Kombination von p- bzw. n-dotiertem Halbleitermaterial erlaubt die Herstellung einer Diode (p-n-Übergang). Voraussetzung dafür ist, dass die Halbleitersubstanz hochgradig rein ist, das heißt, die Anzahl der Störstellen oder Fremdatome beträgt beim gegenwärtigen Entwicklungsstand unter 10^{10} cm^{-3} . Die günstigsten

Voraussetzungen bieten Silizium und Germanium, wobei ersteres vor allem für Röntgenstrahlung, zweiteres wegen des höheren Absorptionsgrades für γ -Strahlung eingesetzt wird. Im Falle eines High-Purity-Ge-Detektors (HPGe) werden die Kontakte durch Eindiffusion von Li (n-Kontakt, ca. 0,5 mm dick) bzw. Implantation von Bor-Atomen (p-Kontakt, ca. 0,3 mm dick) mittels Beschleuniger in einen Ge-Einkristall hergestellt. Wird an diese Diode in Sperrrichtung Hochspannung angelegt, so entsteht durch die Bewegung der Ladungsträger (freie Elektronen und positive Löcher) zu den jeweiligen Elektroden ein Volumen, das frei von beweglichen Ladungsträgern ist („intrinsic volume“). Zur Verminderung des thermischen Rauschens, das durch Elektronenanregung zu einem ständig fließenden „Leckstrom“ führen würde, muss der Detektor zur Messung gekühlt werden (z.B. flüssiger Stickstoff mit $-195,79^\circ$; Ältere Modelle des Ge(Li)-Typs mussten „auf Lebenszeit“ gekühlt werden, da sonst das zur p-Störstellenkorrektur kontrolliert eindiffundierte Li durch weitere Diffusion die Detektoreigenschaften laufend verschlechtert hätte). Tritt nun ein Photon mit den Atomen dieses nicht-leitenden Volumens in Wechselwirkung, so wird eine, der Energie des Photons proportionale Anzahl von Elektronen ins Leitungsband gehoben. Es verbleiben positive Löcher, die wie die Elektronen zur entsprechenden Elektrode wandern. Elektronen und Löcher haben etwa die gleiche (hohe) Geschwindigkeit, was zu einer guten Zeitauflösung des Systems führt. Der dadurch fließende Strom wird im Vorverstärker über einen meist ebenfalls gekühlten FET verstärkt und lädt (oder entlädt) einen Kondensator. Dieses stufenförmige Vorverstärkersignal wird zur weiteren Verarbeitung digitalisiert und diverse Störanteile wie elektromagnetische Einstreuungen, elektronisches Rauschen, pulse pile-up etc. ausgefiltert (im Gegensatz zu älteren Bauformen, wo mangels schneller ADC-Wandler das analoge Signal verstärkt und gefiltert wurde).

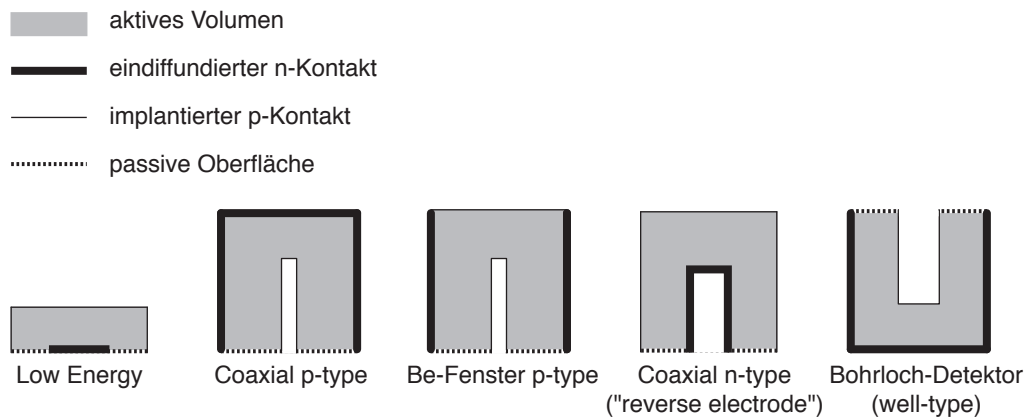


Abbildung 4.6: handelsübliche HPGe-Detektortypen (Canberra)

Kommerziell werden verschiedene Typen von HPGe-Detektoren angeboten, die sich vor allem durch die geometrische Anordnung des pn-Übergangs unterscheiden (Abbildung 4.6). Die Wahrscheinlichkeit, dass ein γ -Photon im Detektor registriert

4 Messverfahren

wird, bezeichnet man als Ausbeute (Efficiency). Sie hängt von folgenden Faktoren ab: Detektormaterial und -dichte, Größe des empfindlichen Volumens, Art der Kontaktierung, Dicke der Isolation und der Schutzkappe sowie letztlich auch von der Energie des γ -Photons. Der Verlauf einer für Coaxial-HPGe-Detektoren typischen Ausbeutekurve ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Üblicherweise werden für einen Halbleiterdetektor die relative Ausbeute und die Auflösung als Kenngrößen angegeben. Die relative Ausbeute ist der in Prozent ausgedrückte Quotient der bei 1332,5 keV registrierten Impulsraten einer in 250 mm Entfernung gemessenen ^{60}Co Punktquelle, die mit einem $3'' \times 3''$ ($76,2 \times 76,2$ mm) NaI(Tl) Szintillationsdetektor und dem betreffenden HPGe-Detektor erhalten wurden.

Eine spezielle Bauform ist der Oberflächensperrschicht-Detektor. In diesem Fall ist die der Probe zugewandte Fläche einer Silizium p-n-Diode mit einer Goldbedampfung als Elektrode versehen und ermöglicht dadurch den Einsatz zur α -Spektroskopie. Zur Präparation von α -Spektroskopieproben wird zur Erzielung möglichst dünner Schichten und damit zur Vermeidung der Selbstabschirmung häufig Elektrolyse und elektrolytische Deposition eingesetzt. Trägerfreie Radionuklide können auch auf Oberflächen weniger edler Metalle ohne äußere Spannungsquelle abgeschieden werden (Autodeposition auf Metallen, die in der elektrochemischen Spannungsreihe weiter links stehen).

Für die Gammaspektroskopie wird im wesentlichen nur der photoelektrische Effekt genutzt (siehe Abschnitt 3.4.3). Die anderen Wechselwirkungen, sowohl der Comptoneffekt als auch die Elektron-Positron-Paarbildung, können sich allerdings störend auswirken. Die Abgabe einer, vom Streuwinkel abhängigen Energiemenge durch Comptonstreuung führt im Spektrum zur Ausbildung des kontinuierlichen Compton-Hintergrundes. Eine Paarbildung im Detektor hingegen führt zu den sogenannten escape peaks. Bei der Paarbildung wird im elektrischen Feld eines Kernes spontan aus der Energie des Photons ein Elektron-Positron-Paar gebildet. Das Energieäquivalent der Ruhemasse eines Elektron-Positron-Paares beträgt 1022 keV, die restliche Energie des Photons verteilt sich in Form von kinetischer Energie auf beide Partikel. Diese kinetische Energie beider Partikel verbleibt im Detektor und trägt über die Anregung von Elektronen zur Größe der freigesetzten Ladung bei. Das Positron annihiliert praktisch gleichzeitig mit einem weiteren Elektron, wobei zwei γ -Photonen mit je 511 keV (Positron+Elektron) in entgegengesetzter Richtung emittiert werden (Impulserhaltung). Werden diese Photonen im Detektor absorbiert, wird ein Signal entsprechend der Energie des ursprünglichen γ -Photons registriert. Da die Detektorausbeute für γ -Photonen jedoch bedeutend unter 100% liegt (siehe Abbildung 4.7), besteht eine erhebliche Wahrscheinlichkeit, dass eines oder beide Annihilationsphotonen aus dem Detektorvolumen entweichen und daher für das Signal verlorengehen. Die Folge ist die Ausbildung von Peaks bei Energien, die um 511 bzw. 1022 keV unter der Energie des Photopeaks liegen. Abbildung 4.8 zeigt ein typisches Gammaspektrum eines monoenergetischen Gammastrahlers.

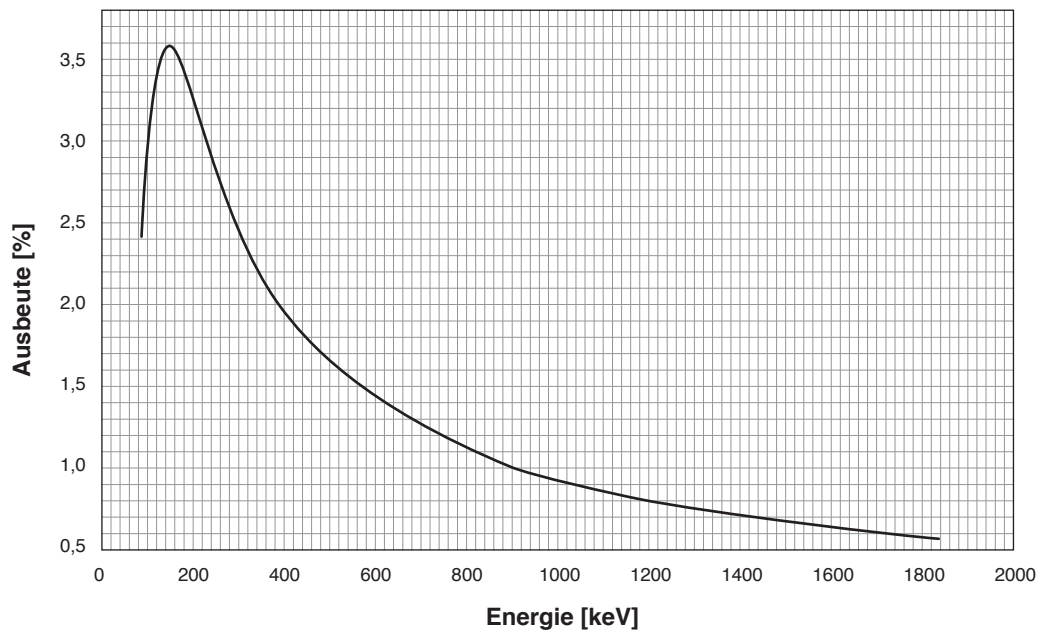


Abbildung 4.7: Ausbeute eines typischen HPGe-Coaxialdetektors für Proben in 1 L Marinelli-Becher-Geometrie

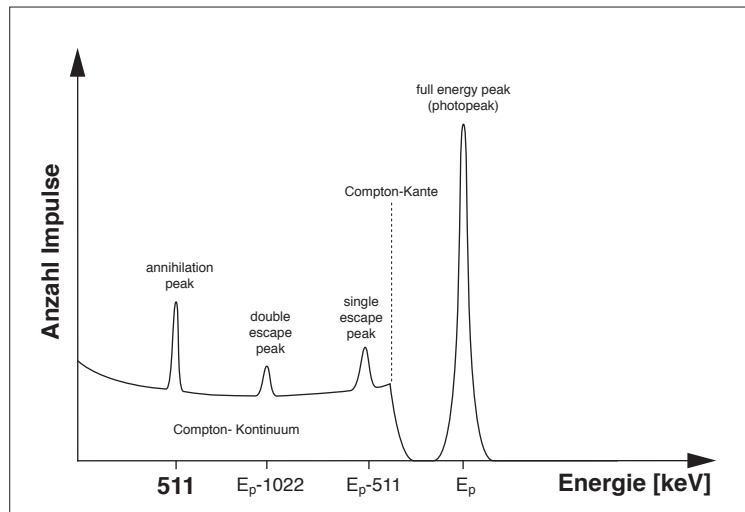


Abbildung 4.8: Auswirkungen der verschiedenen Wechselwirkungen zwischen Strahlung und Materie auf ein γ -Spektrum

4.1.3 Szintillationsdetektoren

Szintillatoren sind Substanzen, welche die Energie der absorbierten Strahlung in Photonen im sichtbaren oder ultravioletten Bereich umwandeln. Diese können optisch beobachtet oder mit Hilfe von Photokathoden und Sekundärelektronenvervielfachern (SEV, photomultiplier tube PMT) in elektrische Signale umgewandelt werden. Da die Anzahl der vom Szintillator emittierten Lichtquanten der Energie des absorbierten Teilchens proportional ist, können spektroskopische Messungen durchgeführt werden. Der Szintillator kann sich in festem oder flüssigem Aggregatzustand befinden.

Festkörper-Szintillationsdetektoren

Abbildung 4.9 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines solchen Detektors unter Verwendung eines Natriumiodidkristalls. Die vom Szintillator emittierten Lichtquanten lösen an der Photokathode des Photoelektronenvervielfachers Elektronen aus (Ausbeute ca. 0,1-0,2 Elektronen/Lichtquant; Kathodenmaterial Alkali-Antimon- oder Alkali-Wismut-Verbindungen). Diese werden durch die angelegte Hochspannung durch die Fokussierelektrode auf die erste Dynode beschleunigt, wo Sekundärelektronen entstehen, die wiederum auf die nächste Dynode beschleunigt werden. Mit 10 bis 14 Dynoden kann so eine Vervielfachung der ursprünglichen Photoelektronen um den Faktor 10^5 bis 10^6 erreicht werden. Festkörperszintillatoren können für die Detektion von α -, β - und γ -Strahlung verwendet werden. Als Szintillatormaterial wird in der γ -Spektroskopie vorwiegend mit Thallium dotiertes („aktiviertes“) Natriumiodid, NaI(Tl), verwendet. In Spezialfällen (nuklearmedizinische Anwendungen wie z.B. Positronenemissionstomographie) kommen auch Wismutgermanatkristalle ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) zum Einsatz. Weitere Szintillatorsubstanzen sind Tl-dotiertes Cäsiumiodid (Einkristalle für die α -Spektroskopie), mit Silber dotiertes Zinksulfid (nur als Pulver) sowie feste organische Substanzen wie Anthracen (als Einkristall). Letztere zeichnen sich vor allem durch rasches Abklingen der Anregungszustände aus und ermöglichen dadurch eine besonders gute Zeitauflösung (β -Spektroskopie). Für die Messung von α - und β -Strahlung werden auch Kunststoffszintillatoren verwendet.

Flüssigszintillationsspektrometrie (LSC)

Für die LSC wird als Szintillator eine organische Verbindung verwendet, die gemeinsam mit der Probe in einem Lösungsmittel gelöst wird. Das Lösungsmittel soll ein guter Energieüberträger sein und möglichst wenig Lichtquanten absorbieren. Diese Eigenschaften werden vor allem von aromatischen Verbindungen geboten, die eine hohe Dichte an π -Elektronen besitzen (Toluen, p-Xylen und Alkylbenzenderivate für organisch lösliche, Dioxan für wässrige Proben). Außerhalb des (durchsichtigen) Probenfläschchens befinden sich (meist zwei) Photoelektronenvervielfacher, die zusammen mit den reflektierenden Oberflächen der Probenkammer eine fast

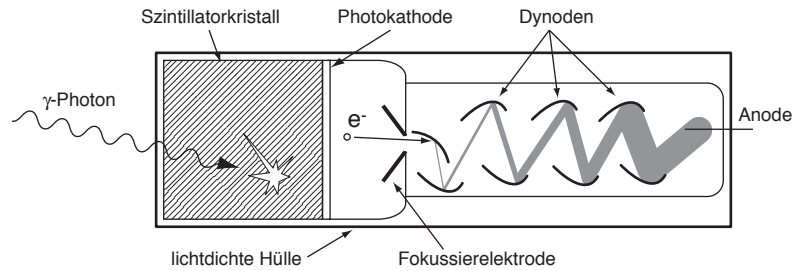


Abbildung 4.9: schematischer Aufbau eines NaI-Szintillationsdetektors zur γ -Spektroskopie

hundertprozentige Detektorausbeute ermöglichen. Durch diese 4π -Geometrie werden somit praktisch alle stattfindenden Ereignisse registriert. Die Probe kann bei diesem Verfahren in verschiedensten Formen vorliegen. Lösungen und Emulsionen können ebenso wie Festkörper in Suspension, Filter und Chromatogramme gemessen werden. Durch die Vermischung von Probe und Detektor kann es zu keiner Absorption der emittierten Strahlung in der Probe selbst, in Luft oder in einem Eintrittsfenster kommen. Deshalb wird diese Methode zweckmässigerweise für α -Messungen (kurze Reichweite!) sowie für niederenergetische β -Strahler (zum Beispiel Tritium, ^{14}C) verwendet

Der Signalerzeugungsprozess läuft wie folgt ab: Durch die von der Probe ausgesandte Strahlung werden Moleküle des Lösungsmittels angeregt, deren Anzahl proportional zur Strahlungsenergie ist. Diese geben die Energie dann an andere Lösungsmittelmoleküle weiter. Irgendwann werden dabei auch Szintillatormoleküle angeregt (Konzentration des Szintillators: 4 bis 8 g/l). Diese besitzen eine etwas geringere charakteristische Energie als das Lösungsmittel und können deshalb die aufgenommene Energie nicht mehr an dieses zurückgeben. Die entstandenen Photonen verlassen daher die Probe und können mit einem Photoelektronenvervielfacher nachgewiesen werden. Um das thermische Rauschen zu eliminieren, werden in den meisten Geräten zwei Photoelektronenvervielfacher in Koinzidenz geschaltet, das heißt, nur diejenigen Impulse, die in beiden Photoelektronenvervielfachern gleichzeitig eintreffen, werden von der Elektronik akzeptiert, da nur sie von der Probe stammen können.

Die Wellenlänge der vom Szintillator ausgesandten Photonen liegt in einem Bereich sehr geringer Empfindlichkeit des Photoelektronenvervielfachers. Dessen Empfindlichkeitsmaximum befindet sich bei etwas größeren Wellenlängen. Deshalb mischt man zum (primären) Szintillator noch einen zweiten sekundären Szintillator, der die vom primären Szintillator emittierte Strahlung absorbiert und mit größerer Wellenlänge wieder abgibt („wavelength shifter“). Von der Industrie werden fertige „Szintillationscocktails“ angeboten, die bereits beide Szintillatoren enthalten (Abbildung 4.10). Als primärer Szintillator hat sich PPO (2,5-diphenyl-Oxazol) mit einer Photonenemissionswellenlänge von 380 nm bewährt, da gu-

4 Messverfahren

te Resultate erzielt werden und die Substanz relativ rein und in großer Menge wirtschaftlich herstellbar ist. Als sekundärer Szintillator wird hauptsächlich bis-MSB oder Dimethyl-POPOP 1,4-Di-(2-(4-methyl-5-phenyloxazolyl))benzen verwendet. POPOP emittiert Photonen von 430 nm, ist aber in den üblichen Lösungsmitteln relativ schlecht zu lösen. Für wässrige Proben wird p-Terphenyl (1,4-Diphenylbenzen) als primärer Szintillator verwendet. Meist kommen jedoch von den Geräteherstellern speziell angefertigte Cocktails mit nicht veröffentlichter Zusammensetzung zum Einsatz. Bei der Arbeit mit Szintillatorcocktails sind unter allen Umständen die gesundheitsgefährdenden Eigenschaften sowohl der Lösungsmittel als auch der Szintillatorsubstanzen zu beachten und entsprechende Sicherheitsmaßnahmen zu ergreifen. Eine interessante Alternative bietet die Messung der Čerenkov-Strahlung in Wasser bei Verwendung von β -Strahlern ab einer Teilchenenergie von 263 keV (z.B. ^{32}P). In diesem Fall braucht keine Szintillatorsubstanz zugesetzt werden.

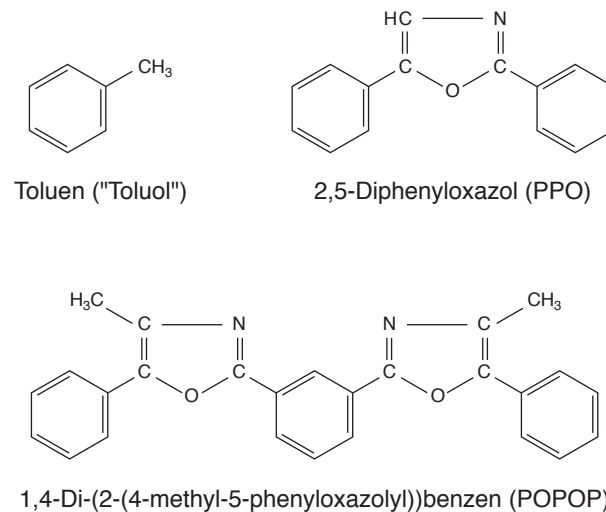


Abbildung 4.10: Strukturen von LSC-Cocktailbestandteilen

Löschung

Färbige Verunreinigungen in der Probe können vom Szintillator ausgesandte Lichtblitze absorbieren und so das Messergebnis verfälschen („Farblöschen“). Um diesen Effekt gering zu halten, sollte die Probe farblos sein. Dies kann durch Zugabe bestimmter chemischer Verbindungen im allgemeinen erreicht werden. Diese verstärken aber unter Umständen einen anderen Effekt, das sogenannte „chemische Löschen“. Es wird durch Verunreinigungen bewirkt, die Anregungsenergie von der Probe oder dem Lösungsmittel übernehmen, diese jedoch nicht mehr als Photonen, sondern in thermischer Form abgeben. Durch diese beiden Störeffekte werden

die gemessenen Impulse kleiner als erwartet und täuschen daher zu geringe Strahlungsenergien vor. Es gibt jedoch mehrere Verfahren zur Korrektur dieser Fehler (Quenchkorrektur).

4.1.4 Vergleich der elektrischen Messverfahren:

Für die Ionisation eines Luftmoleküls werden im Schnitt 35 eV verbraucht, die Bildung eines Elektron-Loch-Paares in Germanium erfordert 2,64 eV, die Freisetzung eines Elektrons an der Photokathode eines Szintillationszählers ca. 1 keV. Daraus resultieren vor allem die unterschiedlichen Energieauflösungen der Messverfahren: Die Halbwertsbreite der 1,33 MeV γ -Linie von ^{60}Co beträgt bei der Messung mit einem durchschnittlichen HPGe-Detektor 2,5 keV, mit einem Natriumiodid-Szintillationszähler ca. 100 keV (siehe Abbildung 4.11). Die Art der Strahlung, die mit einem Detektor registriert werden kann hängt vor allem vom Eintrittsfenster ab. So verhindern z.B. die lichtdichte Kapselung der Festkörper-Szintillatoren oder die Vakuumpappe von HPGe-Detektoren das Eintreten von α - und β -Strahlen in das empfindliche Volumen. Weitere wesentliche Eigenschaften von Detektoren sind: Größe des empfindlichen Volumens, Dichte, Form und nicht zuletzt die Transportgeschwindigkeit der erzeugten Signale, z.B. Ionen bzw. Licht. Die Vorteile und bevorzugten Einsatzgebiete der einzelnen Detektortypen sind in der nachstehenden Tabelle aufgelistet.

Strahlenart	Ionisationskammer	Proportionalzähler	Geiger-Müller-Zähler	Szintillationszähler	Halbleiterdetektor
α	⊕	⊕⊕	⊖	⊕	⊕
$\beta > 0,5 \text{ MeV}$	⊖	⊕	⊕⊕	⊕	⊖
$\beta < 0,5 \text{ MeV}$	⊖	⊕	⊖	⊕⊕	⊖
$\gamma > 0,1 \text{ MeV}$	⊖	⊖	⊖	⊕⊕	⊕⊕
$\gamma < 0,1 \text{ MeV}$	⊖	⊖	⊕	⊕	⊕⊕

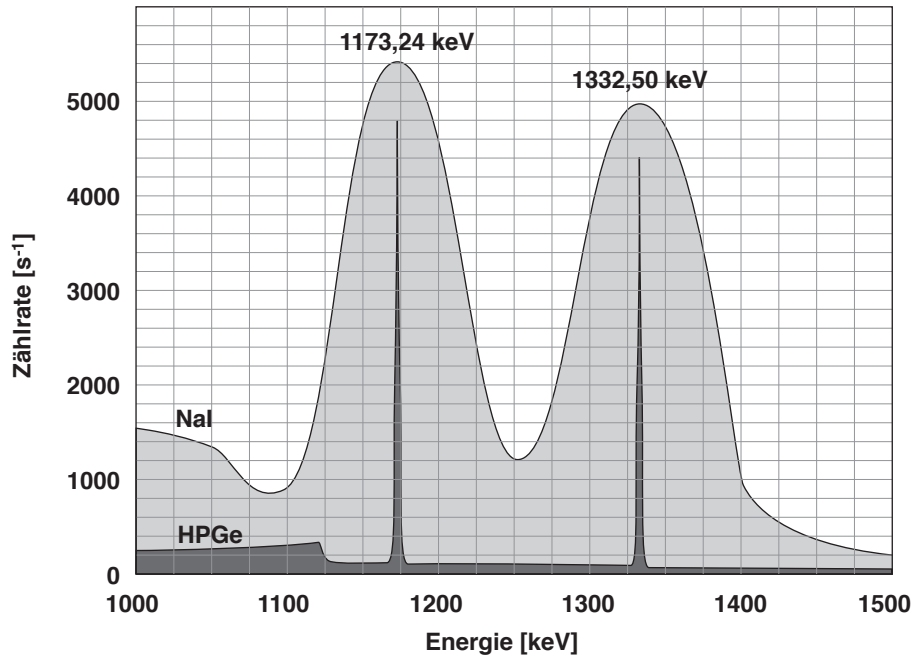


Abbildung 4.11: Vergleich von ^{60}Co Spektren, aufgenommen mit einem NaI-Szintillatorkristall und einem HPGe-Detektor

4.2 Nichtelektrische Messverfahren

4.2.1 Photographische Verfahren

Die Initiation chemischer Reaktionsabläufe durch ionisierende Strahlung erlaubt neben der ortsauflösenden Detektion auch eine Quantifizierung. Für die Film-dosimetrie wird lichtdicht verpackter Röntgenfilm mit Folien unterschiedlichen Absorptionsverhaltens abgedeckt und auf diese Weise eine Dosisbestimmung für verschiedene Strahlenarten ermöglicht. Die Autoradiographie ist ein wesentliches Hilfsmittel bei der Lokalisierung von als Tracer eingesetzten Radionukliden, aber auch bei der Chromatographie radioaktiver Lösungen (z.B. zur Stofftrennung mittels Papierchromatographie). Die Abbildungen 4.12 bis 4.15 zeigen einige Beispiele für Autoradiogramme.

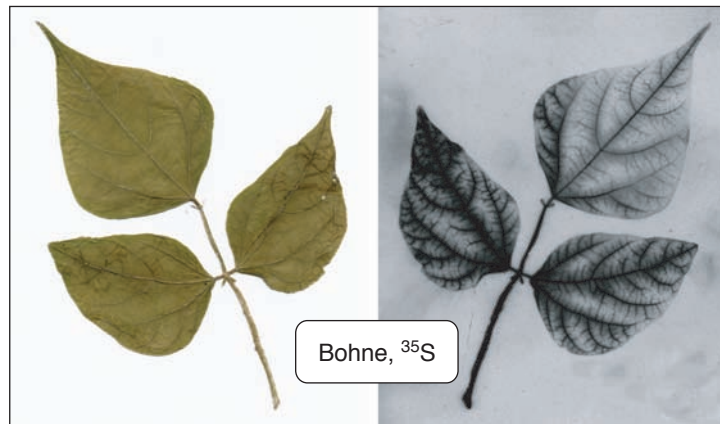


Abbildung 4.12: Aufnahme von einer mit ^{35}S markierten Sulfatlösung in die Blattflächen von *phaseolus vulgaris* L.

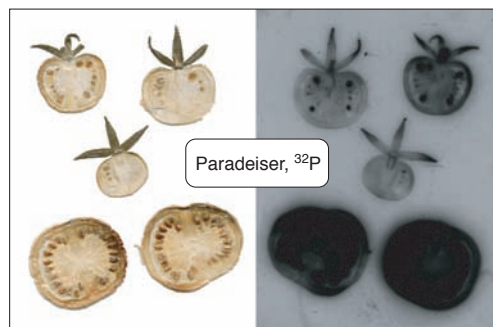


Abbildung 4.13: Aufnahme von einer mit ^{32}P markierten Phosphatlösung in die Früchte von *solanum lycopersicum*

4 Messverfahren

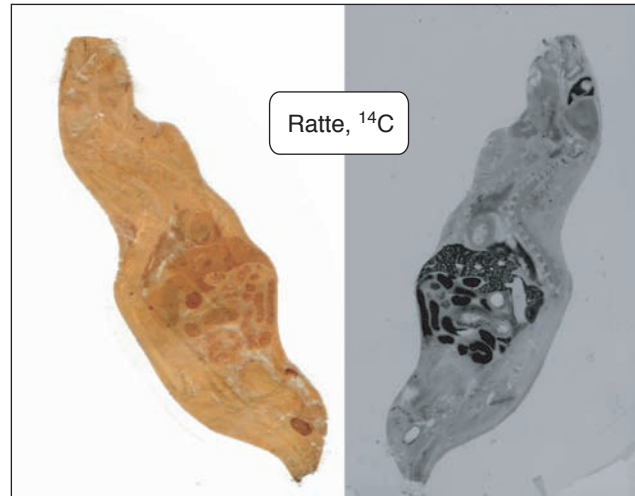


Abbildung 4.14: Aufnahme von einer mit ^{14}C markierten Verbindung in rattus norvegicus

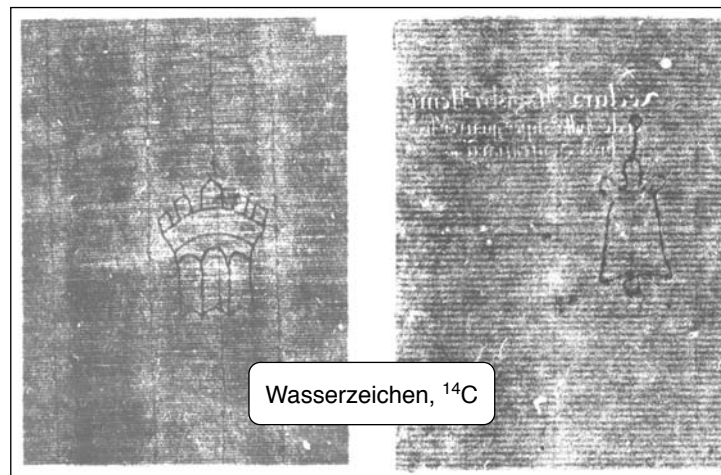


Abbildung 4.15: Visualisierung von Wasserzeichen mittels ^{14}C

4.2.2 Kernspurdetektoren

dienen zum Nachweis schwerer Teilchen wie α -Partikel, Spaltfragmente oder Anteile der kosmischen Strahlung. Eingesetzt werden Kunststofffolien oder Glimmerplättchen, an denen die Strahleneinwirkung durch Anätzen mikroskopisch sichtbar gemacht wird. Man nützt dabei die längs der Teilchenbahn aufgetretenen Strukturdefekten im Absorbermaterial. Die Materialauswahl ermöglicht dabei auch die selektive Messung bestimmter Strahlenanteile.

4.2.3 Nebelkammer, Blaskammer

Die (Wilsonsche) Nebelkammer ist ein mit übersättigtem Dampf gefülltes Volumen, in dem ionisierende Strahlung durch die Bildung von Kondensationskeimen längs ihrer Bahn und der damit verbundenen Tröpfchenbildung makroskopisch sichtbar gemacht werden kann. Ein geeignetes Gas kann mittels einer Methanol-Wasser-Mischung und Trockeneiskühlung hergestellt werden. Analog arbeitet die Blaskammer mit einer überhitzten Flüssigkeit, meist flüssiger Wasserstoff. Mit der Blaskammer können auch hochenergetische Partikel und ihre Bahnen nachgewiesen werden.

4.2.4 Thermolumineszenz

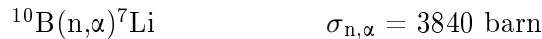
(Radio-) Thermolumineszenz ist die Eigenschaft von Stoffen, nach der Absorption von ionisierender Strahlung beim Erwärmen Photonen zu emittieren. Dabei werden strahleninduzierte Gitterstörungen „ausgeheilt“. Substanzen, die Thermolumineszenz zeigen sind u.a. Calciumfluorid, Gips, Lithiumfluorid, Saphir (Korund) und Quarz. So kann beispielsweise über die Thermolumineszenz von Keramiken eine Information über deren Alter erhalten werden. Große Bedeutung besitzt die Thermolumineszenz in der Dosimetrie. Als Detektor werden Metaphosphat-Gläser eingesetzt, die bei der Absorption ionisierender Strahlung relativ stabile Photolumineszenzzentren ausbilden. Diese können durch UV-Bestrahlung zur Photonemission angeregt und mit SEV ausgelesen werden. Die Lumineszenzzentren werden bei diesem Vorgang nicht gelöscht, ein Dosimeter kann daher mehrmals ausgelesen werden. Die Ausheilung erfolgt erst bei einer Erwärmung über 400° .

4.3 Messung von Neutronen

Neutronen besitzen keine elektrische Ladung und erzeugen daher beim Durchgang durch Materie normalerweise keine geladenen Teilchen durch Wechselwirkung mit den Elektronenhüllen. Um sie trotzdem elektrisch messen zu können, bestehen Neutronendetektoren aus zwei Teilen, nämlich aus

1. einem Material, in dem bei Wechselwirkung mit Neutronen Kernreaktionen stattfinden, die α -Teilchen, Protonen oder Tritonen liefern, und
2. einem konventionellen Detektor (beispielsweise einem Proportionalzählrohr zum Nachweis dieser geladenen Teilchen).

Ein Detektor zum Nachweis thermischer Neutronen ist das BF_3 -Proportionalzählrohr, das als Zählgas Bortrifluorid mit ^{10}B enthält. Beim Eintreffen eines thermischen Neutrons läuft hier mit hoher Wahrscheinlichkeit folgende Reaktion ab:



Das α -Teilchen ionisiert das Zählgas und wird durch das vorhandene elektrische Feld abgesaugt und registriert. Ein großer Vorteil dieses Detektors ist die Möglichkeit der Unterscheidung von Neutronen und γ -Quanten. Ist eine sehr hohe Detektorausbeute erforderlich, kann man als Zählgas auch ^3He und die Reaktion



verwenden, welche Protonen und Tritonen liefert. Aufgrund der geringen Atommasse von ^3He ist hier jedoch die Reichweite der gebildeten geladenen Teilchen sehr hoch, weshalb für eine ausreichende Detektorausbeute die Dimensionen des Detektors möglichst groß sein sollten. Bei beiden erwähnten Verfahren kann die Detektorausbeute auch durch Erhöhung des Druckes des Zählgases vergrößert werden.

Beide Zählrohrtypen eignen sich wegen der Wirkungsquerschnitte der benutzten Reaktionen bevorzugt für die Messung thermischer Neutronen. Sollen schnelle Neutronen gemessen werden, muss das Zählrohr mit einer Paraffinschicht umgeben werden, in der die Neutronen durch Stöße mit Wasserstoffatomen (Moderation) Energie verlieren.

Neutronendetektion bei gleichzeitig hohem Gammastrahlungshintergrund wird durch die Verwendung von Spaltstoffen als primäres Detektormaterial ermöglicht. In diesem Fall wird eine Ionisationskammer oder ein Proportionalzählrohr mit einer dünnen Schicht eines Spaltstoffes ausgekleidet und die ionisierende Wirkung der Spaltprodukte registriert. Für thermische Neutronen werden ^{235}U und ^{239}Pu verwendet, für schnelle Neutronen eignet sich ^{238}U , da Spaltungen erst ab ca. 1 MeV Neutronenenergie mit sinnvoll messbarer Häufigkeit auftreten (siehe auch Kapitel 7).

4.4 Spezialverfahren

Um äußerst kleine Mengen eines Nuklids in einer Probe messen zu können, muss man oft spezielle Verfahren anwenden, um die Hintergrundzählrate zu verkleinern. Zwei derartige Methoden werden im folgenden beschrieben.

4.4.1 Koinzidenzmessung

Eine Methode zur Erniedrigung des Hintergrundes einer Messung ist die Ausnützung koinzidenter Photonenemission durch bestimmte Radionuklide. Man registriert dabei nur diejenigen Ereignisse, bei denen zwei (oder drei) verschiedene γ -Quanten mit vorgegebenen Energien gleichzeitig in verschiedenen Detektoren eintreffen. Dies ist natürlich nur dann möglich, wenn das zu messende Radionuklid koinzidente Photonen emittiert.

Dieses Vorgehen eliminiert den Hintergrund fast zur Gänze, es wird jedoch auch die Zählhausbeute aufgrund der geometrischen Bedingungen drastisch gesenkt. Trotzdem wird das Verfahren oft angewandt, da auch bei hohem Hintergrund und einer großen Anzahl unterschiedlicher Emissionslinien eine einwandfreie Messung bestimmter, eventuell nur in kleinsten Mengen enthaltener Nuklide möglich ist (z.B. Iridium Bestimmung in Mikrometeoriten mit Hilfe der koinzidenten Linien von ^{192}Ir bei 136 und 468 keV) .

4.4.2 Anti-Koinzidenzmessung (Anti-COMPTON-Spektrometrie)

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, einen Detektor (speziell Halbleiterdetektoren) und die Probe mit mehreren weiteren Detektoren (bevorzugt Szintillationsdetektoren) zu umgeben und nur solche Impulse auszuwerten, die ausschließlich im zentral liegenden Detektor nachgewiesen werden (Antikoinzidenz). Auf diese Weise können sowohl von außerhalb kommende Signale (Höhenstrahlung) als auch diejenigen Photonen, die aus dem zentralen Detektor nach nur partieller Energieabgabe (Compton-Streuung) entweichen, eliminiert werden. Gleiches gilt für die durch Elektron-Positron-Annihilation entstehenden Photonen und deren Störeffekte bei der γ -Spektroskopie (escape peaks, annihilation peak)

Bei diesem Verfahren ist jedoch zu beachten, dass Radionuklide, die bei einem Energieübergang des Kerns mehrere γ -Quanten gleichzeitig (koinzident) emittieren, nicht korrekt gemessen werden. Deshalb erzeugt man mit einer solchen Anordnung meist zwei Spektren, eines mit und eines ohne Berücksichtigung der Antikoinzidenz, die beide zur Beurteilung der Probe herangezogen werden.

4 Messverfahren