

Physikalische Grundlagen

G. Hartmann, W. Schlegel

3

Inhalt

3.1	Physikalisch-technische Grundlagen der Dosimetrie	49
3.1.2	Physikalische Grundlagen der Strahlendosis	49
3.1.3	Dosismessung	55
3.2	Gerätetechnik der Teletherapie	70
3.2.1	Einleitung	70
3.2.2	Isotopenbestrahlungsgeräte	71
3.2.3	Elektronenbeschleuniger	71
Literatur		79

Die Strahlentherapie von Tumoren wird überwiegend lokal eingesetzt. Lokal bedeutet, dass der zu behandelnde Tumor in seiner Ausdehnung noch begrenzt sein sollte.

Ziel ist es, eine möglichst hohe Strahlendosis im Tumor bzw. im Zielvolumen zu verabreichen und gleichzeitig die Dosis im umgebenden Normalgewebe unterhalb der Toleranzschwelle zu halten. Es stehen heute eine Reihe von Bestrahlungstechniken zur Verfügung, um die verordnete Dosis mit einer sehr großen räumlichen Genauigkeit auf ein Zielvolumen zu begrenzen, das zuvor durch den Onkologen in seiner räumlichen Ausdehnung festgelegt wurde. Der Ausdruck der Präzisionsstrahlentherapie fasst solche Techniken zusammen.

Zur Planung einer Präzisionsstrahlentherapie müssen die verschiedenen Parameter der angewendeten Bestrahlungstechnik optimiert werden. Wichtig ist, dass sowohl die Konformität und Höhe der Absolutdosis im Zielvolumen als auch die Höhe der Absolutdosis in angrenzenden Risikoorganen als Optimierungskriterium eingehen (Brahme 1984). Der Dosisbegriff spielt hierbei eine zentrale Rolle. Basierend auf einfachen physikalischen Größen ist die Strahlendosis heute sehr klar als Energiedosis definiert; sie ist darüber hinaus auch weitaus genauer messbar als die Dosis vieler anderer Wirkstoffe im Arzneimittelbereich. Diese Genauigkeit ist notwendig, weil das Ergebnis einer Strahlentherapie ganz empfindlich von der Höhe der Strahlendosis im Zielvolumen und im umgebenden Normalgewebe abhängt. Für den Erfolg einer Strahlentherapie ist deshalb die Bestimmung der Absolutdosis und deren räumliche Verteilung von größter Bedeutung. Im Folgenden sind nun die physikalisch-technischen Grundlagen der Dosimetrie speziell für die Strahlentherapie enthalten.

3.1 Physikalisch-technische Grundlagen der Dosimetrie

3.1.2 Physikalische Grundlagen der Strahlendosis

Einfache Definition der Energiedosis

Zweck einer Messgröße ist es, einen möglichst einfachen Zusammenhang zwischen physikalischer Messgröße und einer erwarteten Beobachtung herzustellen.

Beispiel: Als einfachsten Zusammenhang würde man sich einen linearen Zusammenhang zwischen Dosis und Strahlenwirkung wünschen. Dann wäre die Strahlenwirkung direkt proportional zur Dosis:

$$\text{Strahlenwirkung} = \text{Konstante} * \text{Dosis} \quad (1)$$

Die Untersuchungen der Dosisabhängigkeit von Strahleneffekten zeigen jedoch oft einen anderen, nicht so einfachen Zusammenhang.

Strahleneffekte hängen ganz allgemein von der Art der Strahlung und von den Wechselwirkungen zwischen Strahlung und Objekt ab. Dosimetrische Messgrößen könnten daher als Produkt von Strahlenfeldgrößen und Wechselwirkungskoeffizienten definiert werden. Tatsächlich werden dosimetrische Größen oft auf diese Weise berechnet (s. Abschnitt „Mathematischer Zusammenhang zwischen Strahlenfeld und Energiedosis“).

Die Definition der Strahlendosis erfolgte rein messtechnisch, und zwar durch die physikalische Größe der Energiedosis. Sie ist der Quotient aus derjenigen Menge an Strahlenenergie, die in einem betrachteten Medium in einem wohl definierten Volumen absorbiert wird, und der Masse des Mediums in diesem Volumen. Diese Definition wird in folgender Weise als Gleichung formuliert:

$$\text{Energiedosis} = \frac{\text{absorbierte Energie [J]}}{\text{Masse des absorbierenden Mediums [kg]}} \quad (2)$$

Dabei wird die Energie in der SI-Einheit Joule (abgekürzt: J) und die Masse in der Einheit Kilogramm

(abgekürzt: kg) gemessen. Der Quotient aus den Einheiten Joule und Kilogramm erhält den speziellen Namen Gray (abgekürzt: Gy). Oft wird für den präzisen Ausdruck „Energiedosis“ in vereinfachender Weise das Wort „Dosis“ verwendet.

Diese Definition kann auf jedes beliebige Medium oder auch auf Gewebe angewendet werden. Tatsächlich findet man in der Literatur häufig Begriffe wie Luftdosis, Wasserdosis, Gewebedosis, Hautdosis usw.

In der klinischen Strahlendosimetrie und besonders in der Strahlentherapie sollte jedoch nur noch Wasser als Bezugsmedium verwendet werden.

Man spricht dann von Wasser-Energiedosis. Das hat eine Reihe von Vorteilen:

- Wasser ist bezüglich seiner Strahlenschwächung und -absorption sehr gut gewebeäquivalent,
- bei der Dokumentation und Mitteilung einer Dosis wird durch die Festlegung auf die wohl definierte Wasser-Energiedosis jede Mehrdeutigkeit vermieden,
- die Wasserenergiedosis kann bei den für die Metrologie zuständigen Behörden (in Deutschland die Physikalisch-Technische Bundesanstalt) sehr genau gemessen und an Kalibrierdienste weitergegeben werden,
- die absolute Wasser-Energiedosis kann vor Ort mit Hilfe von Ionisationskammern sehr genau bestimmt werden (DIN 6800 Teil 2).

Sehr genau heißt, dass die Gesamtunsicherheit auf weniger als 2% reduziert werden kann.

Die Absorption von Energie ist immer auf ein klar abgegrenztes Volumen bezogen. Wenn bei einem bestimmten Energieumwandlungsprozess innerhalb dieses Volumens ein Teil der umgewandelten Energie dieses Volumens wieder verlässt, so darf dieser Teil nicht mitgerechnet werden. Beispiel: In Abb. 3.1 werde in einem

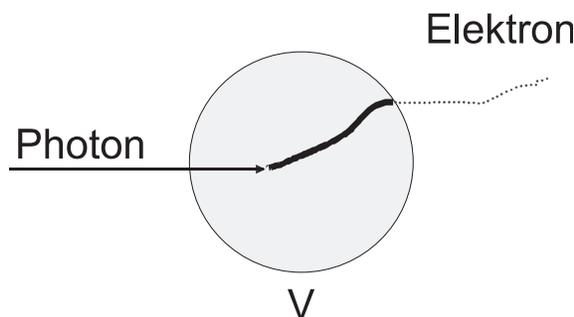


Abb. 3.1. Zur Definition der Energiedosis: Die Energie eines Photons wird innerhalb eines Volumens V total absorbiert (Photoeffekt, s. Abschn. „Schwächung“). Dabei wird ein Elektron freigesetzt, das durch Ionisation entlang seiner Bahnspur die ihm übertragene Energie sowohl innerhalb als auch außerhalb von V an das Medium überträgt

betrachteten Volumen V die Energie eines hochenergetischen Photons durch ein Wechselwirkungsereignis fast vollständig auf ein Elektron übertragen. Es findet ein Energieumwandlungsprozess statt: Das Elektron übernimmt die Energie des Photons als Bewegungsenergie und ionisiert nun seinerseits andere Atome oder Moleküle entlang seiner Bahnspur. In diesem Beispiel verlässt das Elektron das betrachtete Volumen V , das zur Dosisbestimmung herangezogen werden soll. Alle Energieübertragungen des Elektrons, die außerhalb dieses Volumens stattfinden (gestrichelt dargestellt), werden bei der Definition der Energiedosis nicht berücksichtigt.

Stochastische Natur der Energieübertragung

Die tatsächlich übertragene (und damit auch die absorbierte) Energie ist eine stochastische Größe. Damit wird ausgedrückt, dass der Wert der übertragenen Energie bei jedem einzelnen mikroskopischen Übertragungsereignis zufallsbedingten Schwankungen unterliegt. Dies liegt in der Natur der physikalischen Wechselwirkungsprozesse im atomaren Bereich.

In der Summe vieler Ereignisse folgt der Wert der Energieübertragung jedoch einem physikalischen Gesetz und unterliegt somit keiner zufälligen Schwankung. Die stochastische Natur ist also ohne Bedeutung, solange die Energieübertragung auf ein makroskopisches Objekt betrachtet wird. Die Energiedosis von 1 Gy erzeugt beispielsweise in einem Wasserwürfel von 1 cm^3 eine Anzahl von etwa 10^{15} Ionisationen. Bei einer so großen Anzahl ist die über das Objekt gemittelte übertragene Energie unabhängig von zufälligen Variationen in der räumlichen Verteilung innerhalb des Wasserwürfels.

Die Stochastik der Energieübertragung führt jedoch im mikroskopischen Maßstab zu einer ungleichförmigen räumlichen Verteilung der Dosis. Das hat zur Folge, dass beispielsweise bei einer Bestrahlung eines Zellgewebes mit einer Energiedosis von 1 Gy nicht in jedem Zellkern tatsächlich die gleiche lokale Dosis von 1 Gy deponiert wird.

Wenden wir diese Kenntnis auf die Messung einer Dosis mit Hilfe einer Sonde gemäß der oben genannten einfachen Dosisdefinition an. Mit ε sei die tatsächliche, also die zufallsabhängige Energieabsorption in der Sonde bezeichnet, m sei die Masse dieser Sonde und z der Quotient aus beiden. Damit ist die Energiedosis gemäß der einfachen Definition:

$$z = \frac{\varepsilon}{m} \quad (3)$$

Abbildung 3.2 zeigt nun, dass das Ergebnis der Dosisbestimmung z in charakteristischer Weise von der Dimension bzw. der Masse der Sonde abhängt. Wenn wir in diesem Beispiel voraussetzen, dass die räumliche Mittelung über ein großes Sondenvolumen auch Bereiche mit kleinerer Dosis umfasst, dann wird der Mess-

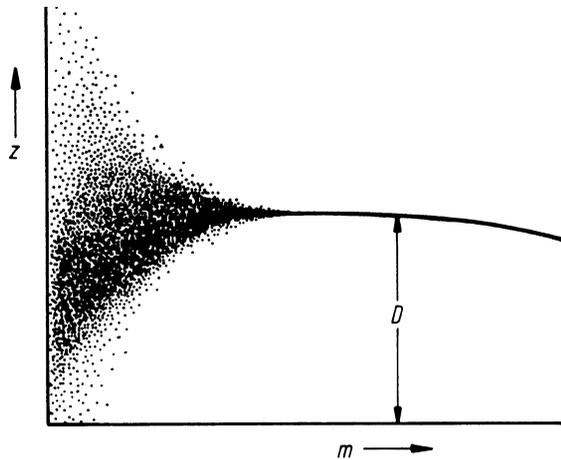


Abb. 3.2. Die Größe $z = \varepsilon/m$ entspricht der einfachen Definition der Energiedosis. In dieser Abbildung sei z der Messwert einer Dosimetersonde. Die erhaltenen Messwerte sind in Abhängigkeit der Masse m der Sonde dargestellt. Dabei symbolisiert jeder Punkt den Wert, den man bei einer Einzelmessung erhält. Wenn die Masse der Dosimetersonde immer kleiner wird, nimmt die Streuung der Messwerte auf Grund der Stochastik der Energie deposition im mikroskopischen Bereich zu

wert mit abnehmender Masse zunächst leicht ansteigen (weil die Mittelung zunehmend die kleineren Dosisanteile ausschließt). Um also in einem Messpunkt, der innerhalb einer inhomogenen Dosisverteilung liegt, den korrekten Wert zu messen, muss die Sonde in ihrer Ausdehnung so verkleinert werden, dass sich die Dosis innerhalb der Sonde nicht mehr verändert. Der Quotient ε/m ist dann unabhängig von m . Setzt man die Verkleinerung jedoch weiter fort, dann wird zunehmend die Stochastik der Energieübertragung das Messergebnis beeinflussen. Als Folge kann dann eine einzelne Messung sehr weit vom Mittelwert entfernt sein: Die Einzelmessung wird zunehmend bedeutungslos.

Exakte Definition der Energiedosis

Die stochastische Natur der Energieübertragung muss bei der Definition der Energiedosis berücksichtigt werden. Die Energiedosis wäre ja ebenfalls eine stochastische Größe, wenn man in der oben genannten einfachen Dosisdefinition für das Bezugsvolumen (genauer: das Volumen der Bezugsmasse) jede beliebige Dimension zulassen würde.

Dies hätte eine Reihe von Nachteilen. Um diese zu vermeiden, ist die Energiedosis D definiert als der Quotient aus dem Mittelwert $\bar{\varepsilon}$ der Strahlenenergie, die in einem betrachteten Medium in einem sehr kleinen Volumen absorbiert wird, und der Masse des Mediums in diesem Volumen. Die Notwendigkeit für ein sehr kleines Volumen ergibt sich aus der Anforderung, die Energiedosis in einem mathematischen Raumpunkt angeben zu können. Die exakte Definition wird mathematisch in folgender Weise ausgedrückt:

$$D = \lim_{m \rightarrow 0} \frac{\bar{\varepsilon}}{m} \quad (4)$$

Zur Unterscheidung der oben betrachteten, stochastischen Größe $z = \varepsilon/m$ von dieser exakten Definition der Energiedosis wurde für z ein anderer Ausdruck, nämlich die spezifische Energie eingeführt.

Ionisierende Strahlung

Grundsätzlich kann jede Strahlenart als eine Menge von sich bewegenden Teilchen aufgefasst werden. Der Teilchenbegriff bezieht sich dabei auf alle in der Atom- und Kernphysik bekannten Teilchen wie z. B. Elektronen, Positronen, Myonen, Protonen, Neutronen, aber auch auf Photonen, die die Träger der elektromagnetischen Strahlung (γ -Strahlung, Röntgenstrahlung) sind. Photonen bewegen sich mit Lichtgeschwindigkeit, während sich die anderen genannten Teilchen mit geringerer Geschwindigkeit bewegen.

Unter Ionisation versteht man den Prozess, bei dem ein oder mehrere Elektronen durch Kollision von Teilchen mit einem Atom oder mit einem Molekül aus der Atomhülle losgelöst werden. Davon zu unterscheiden ist die Anregung, die lediglich die Anhebung von Elektronen auf höhere Energieniveaus innerhalb der Atomhülle bezeichnet. Die Anregung erfordert i. Allg. eine geringere Energie als die Ionisation.

Als direkt ionisierende Strahlung bezeichnet man die Strahlung von geladenen Teilchen (Elektronen, Protonen, Deuteronen, α -Teilchen u. a.), die entlang ihrer Bahn durch ein Medium aufgrund ihrer Ladung in vielen Stößen die Atome in unmittelbarer Nachbarschaft ionisieren und anregen. Als indirekt ionisierende Teilchen bezeichnet man die Strahlung von ungeladenen Teilchen (Photonen, Neutronen u. a.). Bei diesen vollzieht sich der Prozess der Ionisierung in zwei Stufen:

- In der ersten Stufe werden zunächst elektrisch geladene Teilchen (sog. Sekundärteilchen) freigesetzt oder erzeugt,
- in der zweiten Stufe ionisieren diese nun die Atome entlang ihrer Bahn in gleicher Weise wie primäre geladene Teilchen.

Zur Beschreibung der ersten Stufe der Energieübertragung bei indirekt ionisierender Strahlung wurde der Dosisbegriff **Kerma** K eingeführt. Das Wort ist aus den Anfangsbuchstaben der Worte „kinetic energy released per unit mass“ abgeleitet (Roesch et al. 1966). Im Unterschied zur Energiedosis bezeichnet die Kerma die pro Masse umgewandelte Energie:

$$K = \lim_{m \rightarrow 0} \frac{\bar{E}_{tr}}{m} \quad (5)$$

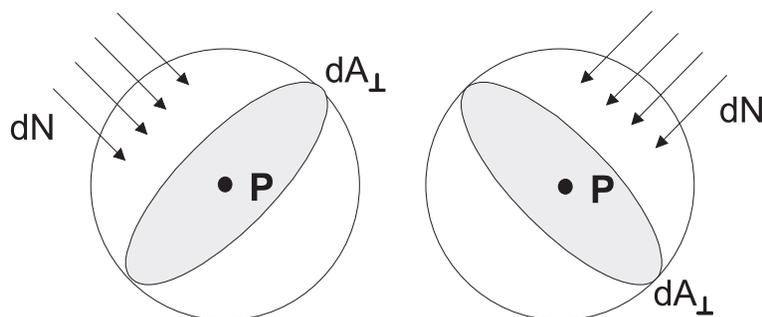


Abb. 3.3. Zur Bestimmung der Teilchenfluenz als Strahlenfeldgröße: dN ist die Anzahl der Teilchen, die durch die Messfläche dA_{\perp} hindurchgehen. Dabei ist die Messfläche frei rotierbar um den Messpunkt p jeweils senkrecht zur Einfallsrichtung einge-

stellt. Falls ein nichtparalleles Strahlenbündel vorliegt, muss man sich die kleine Messfläche dA_{\perp} frei rotierend um P so vorstellen, dass sie jeweils senkrecht zur Strahlrichtung jedes einzelnen Teilchens steht

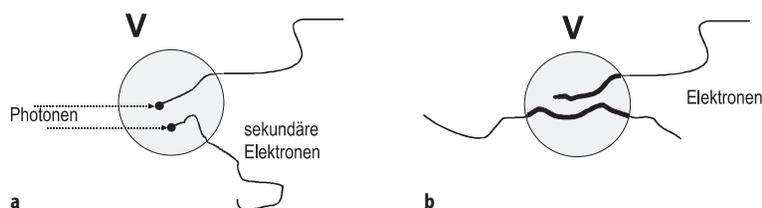


Abb. 3.4 a, b. Zur Veranschaulichung des Unterschieds der Begriffe Energieumwandlung und Energieabsorption. **a** In einem betrachteten Volumen V wird die Energie hochenergetischer Photonen auf sekundäre Elektronen übertragen. Der Begriff Energieumwandlung bezieht sich auf die gesamte übertragene Energie, unabhängig davon, wie diese Energie weitertransportiert wird. Sie ist gleich der kinetischen Anfangsenergie der

freigesetzten Elektronen. **b** In einem betrachteten Volumen V wird die Energie von Elektronen durch Ionisation und Anregung auf das Medium übertragen. Der Begriff Energieabsorption bezieht sich auf die gesamte innerhalb des Volumens V absorbierte Energie, unabhängig davon, welche Anfangsenergie die Elektronen hatten

Strahlungsfelder

Ein Strahlenfeld lässt sich vollständig durch die Anzahl N der in ihm enthaltenen Teilchen mit ihrer räumlichen und zeitlichen Verteilung beschreiben.

Zusätzlich muss die Energie und Richtungsverteilung der Teilchen angegeben werden. Betrachten wir einen Punkt P innerhalb eines Strahlenfeldes (Abb. 3.3). Eine einfache bildliche Vorstellung besteht darin, die Anzahl der Teilchen zu zählen, die pro Zeiteinheit durch eine kleine Messfläche dA_{\perp} um den Aufpunkt P senkrecht zur Strahlrichtung hindurchgehen. Der Quotient aus dN und dA_{\perp} wird dann als Teilchenfluenz Φ bezeichnet:

$$\Phi = \frac{dN}{dA_{\perp}} \quad (6)$$

Wechselwirkungen zwischen Strahlung und bestrahltem Medium

Wenn ionisierende Strahlung in ein Medium eindringt, wird die Energie der Strahlung über eine Reihe von physikalischen Prozessen umgewandelt, auf das Medium übertragen und schließlich absorbiert. Nachfolgend werden die Wechselwirkungen der beiden wichtigsten Teilchen in der radiologischen Dosimetrie, die der Photonen und der Elektronen, näher beschrieben.

Schon mehrfach wurden bisher die Begriffe **Energieübertragung**, **Energieumwandlung** und **Energieabsorption** verwendet.

Die Begriffe Energieübertragung, Energieumwandlung und Energieabsorption dürfen nicht verwechselt werden.

CAVE

Während der erste Begriff allgemein verwendet wird, wird bei den beiden letzteren in der Dosimetrie eine klar definierte Bedeutung unterlegt. Der Unterschied ist in Abb. 3.4 dargestellt.

Wechselwirkungen zwischen Photonen und bestrahltem Medium

Schwächung. Durchquert ein Photonenstrahlbündel (γ -Strahlung, Röntgenstrahlung) eine Schicht eines Mediums, so wird es geschwächt. Die Schwächung erfolgt aufgrund von Wechselwirkungsprozessen. Die wichtigsten Prozesse werden durch folgende Effekte verursacht:

- den photoelektrischen Effekt (kurz: Photoeffekt),
- den Comptoneffekt und
- den Paarbildungseffekt.

Beim Compton- und beim Paarbildungseffekt entstehen neben sekundären Elektronen auch wieder Photonen. Die Schwächung kann als Verringerung der Anzahl der primären Photonen gedeutet werden. Für monoenergetische Photonen und ein sehr schmales, paralleles Strahlenbündel kann die Schwächung durch eine einfache Formel beschrieben werden:

$$N(z) = N_{z=0} * e^{-\mu * z} \quad (7)$$

Dabei ist $N(z)$ die Anzahl der Photonen nach Durchquerung der Schichtdicke z , $N_{z=0}$ die primäre Photonenanzahl und μ der sog. Schwächungskoeffizient des Mediums (Einheit: m^{-1}). Schwächungskoeffizienten sind energieabhängig. Tabellenwerte sind z.B. bei Reich (1990) zu finden.

Energieumwandlung. Die Schwächung ist mit einem Energieumwandlungsprozess verbunden: Nach jeder Wechselwirkung eines Photons (bei dem die Anzahl der primären Photonen sich um eins verringert) wird dessen Energie ganz oder teilweise in kinetische Energie des erzeugten sekundären Elektrons umgewandelt (beim Paarbildungseffekt auch in kinetische Energie des erzeugten Positrons). Ein weiterer Wechselwirkungskoeffizient, der **lineare Energieumwandlungskoeffizient** μ_{tr} , wurde eingeführt, um diese Energie berechnen zu können. Wenn \bar{E}_{tr} diejenige Energie bezeichnet, die im Mittel bei jeder Wechselwirkung eines Photons der Energie E mit einem Atom des Mediums umgewandelt wird, dann ergibt sich der **lineare Energieumwandlungskoeffizient** durch:

$$\mu_{tr} = \mu * \left(\frac{\bar{E}_{tr}}{E} \right) \quad (8)$$

Dabei ist μ wieder der Schwächungskoeffizient des Mediums.

Energieabsorption. Die kinetische Energie der erzeugten Sekundärelektronen wird größtenteils längs ihrer Bahn durch das Medium über Ionisation und Anregung der Atome deponiert. Der kleinere Teil wird durch den Bremsstrahlungseffekt (s. Abschn. „Mathematischer Zusammenhang zwischen Strahlenfeld und Energiedosis“) wieder in Photonenstrahlung (Bremsstrahlung) umgesetzt. Deren Energie wird wegen ihres hohen Durchdringungsvermögens jedoch in größerer Entfernung von der Elektronenbahn absorbiert. Der Bruchteil der Energie, der in Bremsstrahlungsenergie umgesetzt wird, wird gewöhnlich mit g_m (m für Medium) bezeichnet. Dann ist die im Mittel bei jeder Wechselwirkung in der Umgebung des Wechselwirkungsorts absorbierte Energie \bar{E}_{en} :

$$\bar{E}_{en} = \bar{E}_{tr} * (1 - g_m) \quad (9)$$

Analog zu Gleichung 8 wird der lineare Energieabsorptionskoeffizient μ_{en} definiert:

$$\mu_{en} = \mu * \left(\frac{\bar{E}_{en}}{E} \right) \quad (10)$$

Tabelle 3.1 zeigt einige typische Werte für die umgewandelte Energie \bar{E}_{tr} , die absorbierte Energie \bar{E}_{en} und den Bruchteil g_m (Werte nach Reich 1990).

Tabelle 3.1. Umgewandelte Energie \bar{E}_{tr} und absorbierte Energie \bar{E}_{en} im Verhältnis zur Photonenenergie E sowie der Energiebruchteil g_m , der in Wasser von Sekundärelektronen in Bremsstrahlung umgesetzt wird

Photonenenergie E (MeV)	\bar{E}_{tr}/E	\bar{E}_{en}/E	g_m
0,01	0,925	0,925	0,00009
0,1	0,148	0,148	0,00021
1,0	0,439	0,438	0,00222
10	0,733	0,707	0,036
100	0,958	0,713	0,256

Wechselwirkungen zwischen Elektronen und bestrahltem Medium

Beim Durchgang von Elektronen durch ein Medium finden aufgrund der Ladung der Elektronen elektromagnetische Wechselwirkungsprozesse statt, bei denen Energie übertragen wird. Da diese Energie der Bewegungsenergie der Elektronen entnommen wird, bedeutet eine Energieübertragung gleichzeitig das Langsamerwerden oder Abbremsen eines Elektrons.

Zum Energieverlust und damit zu einer Energieübertragung tragen fast ausschließlich die beiden folgenden Reaktionen bei:

- **Unelastische Stöße mit den Hüllenelektronen:** Das Atom wird ionisiert oder angeregt und es können δ -Elektronen erzeugt werden (Abb. 3.5). Unter δ -Elektronen versteht man solche angestoßene Elektronen, die eine ausreichend hohe Energie übernommen haben, um weitere Ionisationen auslösen zu können. Man muss dabei in Betracht ziehen, dass maximal die Hälfte der Energie von einem primären auf ein sekundäres Elektron übertragen werden kann.
- **Erzeugung von Bremsstrahlung (Photonen):** Fliegt ein Elektron in geringem Abstand an einem Atomkern oder Hüllenelektron vorbei, so erfährt es kurzzeitig eine starke Radialbeschleunigung; diese beschleunigte Bewegung kann eine Ausstrahlung von Photonen bewirken.

Bremsvermögen. Zur quantitativen Beschreibung des Energieverlustes wurde, wie bei den Photonen, ein Wechselwirkungskoeffizient eingeführt, der als Bremsvermögen S bezeichnet wird. Er gibt den mittleren

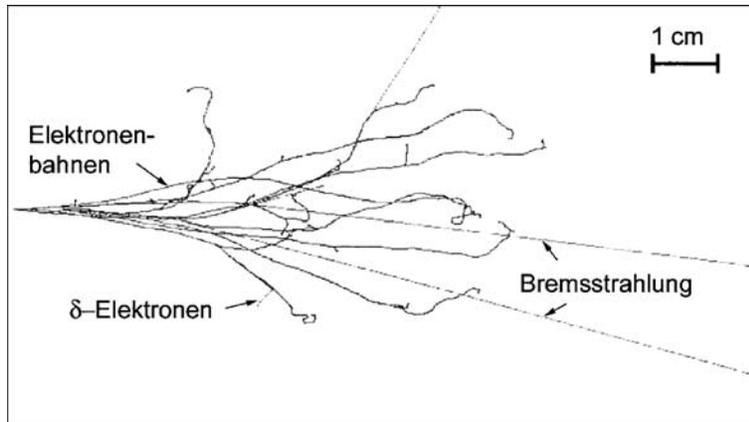


Abb. 3.5. Bahnspur von 12 MeV Elektronen in Wasser als Ergebnis einer Computersimulation. δ -Elektronen und Bremsstrahlungsphotonen sind zusätzlich dargestellt

Energieverlust pro Wegstrecke entlang der Bahn des Elektrons an (Einheit: Joule pro Meter):

$$S = \frac{d\bar{E}}{dx} \quad (11)$$

Das Bremsvermögen setzt sich aus dem auf Ionisation und Anregung der Atome bezogenen Stoßbremsvermögen S^{col} und dem auf die Erzeugung von Bremsstrahlung bezogenen Strahlenbremsvermögen S^{rad} zusammen:

$$S = S^{col} + S^{rad} \quad (12)$$

Das Bremsvermögen S ist von der Energie des Elektrons und dem Medium abhängig, in dem sich das Elektron bewegt. Tabellenwerte sind bei Reich (1990) zu finden.

Linearer Energietransfer (LET). Das Bremsvermögen von Elektronen hängt ganz eng mit dem LET-Begriff zusammen. Bei der theoretischen Dosisbestimmung und bei mikroskopischen Betrachtungen der Energieübertragung (z. B. im Größenbereich von biologischen Zellen) interessiert man sich für den Teil des Bremsvermögens, der mit einer lokal begrenzten Energieabsorption verbunden ist. Dazu zählen die Ionisation und die Anregung von Atomen und die Erzeugung von δ -Elektronen mit einer Energie kleiner als ein spezifizierter Wert Δ :

$$\text{LET}_\Delta = \left(\frac{d\bar{E}}{dx} \right)_\Delta \quad (13)$$

Wenn der spezifizierte Wert Δ unendlich groß wird, geht der LET über in das Stoßbremsvermögen S^{col} . Die LET-Verteilungen der Strahlenfluenz bzw. der Strahledosis sind charakteristisch für eine vorgegebene Strahlenart. Man benutzt LET-Verteilungen daher zur quantitativen Charakterisierung einer Strahlenart. Auch bei der rechnerischen Ermittlung der Äquivalentdosis (s. Strahlenschutz) wird für den erforderlichen Zusammenhang zwischen der Qualität einer Strahlung und

dem Qualitätsfaktor im Strahlenschutz der LET-Begriff verwendet.

Mathematischer Zusammenhang zwischen Strahlenfeld und Energiedosis

In Abschnitt „einfache Definition der Energiedosis“ wurde bereits darauf hingewiesen, dass dosimetrische Größen durch eine Multiplikation von Strahlenfeldgrößen mit den zugehörigen Wechselwirkungskoeffizienten berechnet werden können. Als Beispiel mögen die Formeln zur Berechnung der Energiedosis D und der Kerma K dienen.

Energiedosis

Da jede Form der Energieabsorption durch ionisierende Strahlung (also der Zähler in der Definition der Energiedosis) letztlich über die Wechselwirkungsprozesse von Elektronen erfolgt, sei es direkt durch primäre Elektronen, sei es durch Sekundärelektronen, die durch Photonen erzeugt werden, sei es durch die δ -Elektronen, ist die Betrachtung des Bremsstrahlungskoeffizienten für die Dosisberechnung ausreichend. In integraler Form lautet die Formel:

$$D_m = \int_0^{E_{\max}} \left(\frac{S^{col}(E)}{\rho} \right)_m \Phi_E dE \quad (14)$$

Dabei ist $S^{col}(E)$ das energieabhängige Stoßbremsvermögen im Medium m mit der Dichte ρ und $\Phi_E dE$ die Elektronenfluenz im Energieintervall E und $E + dE$. Entscheidend ist, dass in der Elektronenfluenz alle beteiligten Elektronen mitgezählt werden müssen, also auch die δ -Elektronen.

Kerma

Kerma ist die im Mittel umgewandelte Energie von Photonen in kinetische Anfangsenergie von Elektronen pro Masse des Bereichs, in dem die Umwandlungsprozesse erfolgen. Zur quantitativen Beschreibung dient der lineare Energieumwandlungskoeffizient μ_{tr} . Analog zur Formel 14 lässt sich nun die Kerma durch das folgende Integral berechnen:

$$K_m = \int_0^{E_{\max}} \left(\frac{\mu_{tr}(E)}{\rho} \right)_m E * \Phi_E dE \quad (15)$$

Dabei ist $\mu_{tr}(E)$ der energieabhängige Energieumwandlungskoeffizient im Medium m mit der Dichte ρ und $\Phi_E dE$ die Photonenfluenz im Energieintervall E und $E + dE$. Auch hier muss sich das Integral über alle beteiligten Photonen erstrecken, also auch über gestreute Photonen, die im Strahlenfeld vorhanden sein könnten.

Umrechnung der Energiedosis in unterschiedlichen Materialien

Häufig kann die Energiedosis direkt nur in dem Material gemessen werden, das durch das Detektormaterial festgelegt ist.

Beispielsweise wird mit luftgefüllten Ionisationskammern zunächst die in dem Luftvolumen der Kammer absorbierte Energie gemessen. Als Bezugsmaterial der Energiedosis soll jedoch Wasser verwendet werden. Die oben angeführte Formel zur Berechnung der Dosis mit Hilfe des linearen Stoßbremsvermögens (Formel 14) kann nun auch zur Umrechnung der Luft-Energiedosis in Wasser-Energiedosis herangezogen werden. Bezeichnen wir den Dosisumrechnungsfaktor mit f , so ergibt sich für diesen Fall:

$$\begin{aligned} D_{\text{Wasser}} &= f * \int_0^{E_{\max}} \left(\frac{S_{col}(E)}{\rho} \right)_{\text{Luft}} \Phi_E dE \\ &= \int_0^{E_{\max}} \left(\frac{S_{col}(E)}{\rho} \right)_{\text{Wasser}} \Phi_E dE \end{aligned} \quad (16)$$

oder

$$f = \frac{\int_0^{E_{\max}} \left(\frac{S_{col}(E)}{\rho} \right)_{\text{Wasser}} \Phi_E dE}{\int_0^{E_{\max}} \left(\frac{S_{col}(E)}{\rho} \right)_{\text{Luft}} \Phi_E dE} \quad (16a)$$

Eine etwas einfachere Schreibweise, die jedoch inhaltlich exakt gleich ist, beruht auf der Berechnung von energiemitteltem Wechselwirkungskoeffizienten:

$$\overline{S_{col}} = \frac{\int_0^{E_{\max}} \left(\frac{S_{col}(E)}{\rho} \right)_{\text{Wasser}} \Phi_E dE}{\int_0^{E_{\max}} \Phi_E dE} \quad (17)$$

Damit werden die folgenden, sehr oft verwendeten Formulierungen zur Berechnung des Dosisumrechnungsfaktors f verständlich:

$$f = \frac{\left(\frac{S_{col}}{\rho} \right)_{\text{Wasser}}}{\left(\frac{S_{col}}{\rho} \right)_{\text{Luft}}} = \left(\frac{S_{col}}{\rho} \right)_{\text{Luft}}^{\text{Wasser}} \quad (18)$$

3.1.3 Dosismessung

Übersicht über Messmethoden

Zur Bestimmung der Energiedosis können eine Reihe von physikalischen oder chemischen Strahleneffekten ausgenutzt werden.

Eine Übersicht über die darauf beruhenden Messverfahren enthält Tabelle 3.2. Dieser Tabelle ist auch die Information zu entnehmen, ob es sich bei einem entsprechenden Verfahren um ein häufig verwendetes und empfohlenes Verfahren handelt (1 als Kennzeichnung) oder um ein Verfahren, das nur in bestimmten Fällen vorteilhaft anwendbar ist (2 als Kennzeichnung).

Ein wichtiges Kennzeichen für die Anwendbarkeit eines Messinstruments ist die Energieabhängigkeit des Strahleneffektes, auf dem die Messung beruht. Aus praktischen Gründen wird die Forderung nach energieunabhängigen Messinstrumenten erhoben.

Diese Anforderung wird durch luftgefüllte Ionisationskammern über einen weiten Energiebereich (etwa von 0,1 MeV bis 25 MeV) recht gut erfüllt.

Der Begriff der Sonde als messender Detektor

Zur Bestimmung der Energiedosis in einem Messpunkt innerhalb eines Mediums muss ein geeigneter Detektor an diesen Punkt gebracht werden. In der Regel unterscheidet sich der Detektor hinsichtlich Ordnungszahl und Dichte von dem umgebenden Medium; das Medium selbst kann auch von dem Bezugsmaterial der Energiedosis (in der Strahlentherapie ist das Bezugsmaterial Wasser) verschieden sein. Diese Tatsache hat drei Folgen:

- der Detektor stellt eine lokale Störung des Strahlenfeldes um den Messpunkt herum dar,

Tabelle 3.2. Übersicht über Messverfahren. (Nach Reich 1990)

Strahleneffekt	Messeinrichtung oder Messverfahren	Anwendung in		
		Therapie	Diagnostik	Strahlenschutz
Ionisation in Gasen	Ionisationskammer	1	1	1
	Proportionalzählrohr			1
	Auslösezählrohr	1		1
Ionisation in einem Festkörper	Halbleiter	2		2
	Leitfähigkeitsdetektor	2		2
Szintillation, Lumineszenz	Szintillation			1
	Thermolumineszenz	1	1	1
	Radiophotolumineszenz	2		1
	Lyolumineszenz	2		2
Chemische Effekte	Fotographische Filme	2	1	1
	Chemische Dosimeter	1		
Wärme	Dosiskalorimeter	1		
Sonstige Effekte	Exoelektronen	2		2
	Biologische Effekte			2

- der Detektor liefert eine Anzeige der Energiedosis entsprechend den Wechselwirkungsprozessen in dem Material des Detektors und nicht in dem des umgebenden Mediums, sie muss in die dem Umgebungsmaterial zugeführte Energiedosis umgerechnet werden, und
- die Energiedosis im Medium muss schließlich in die des Bezugsmaterials umgerechnet werden.

Zur theoretischen Behandlung dieser Aufgaben wurde die sog. Hohlraumtheorie entwickelt (Spencer 1955). Der Name rührt daher, dass gasgefüllte „Hohlräume“ in der Form von Ionisationskammern als Detektoren in der Dosimetrie eine herausragende Rolle spielten. Im Idealfall stellt ein sehr kleiner, wandloser Hohlraum tatsächlich keine Störung des Strahlenfeldes dar, weder für das der primären Photonen oder Elektronen, noch für das der sekundären Elektronen einschließlich der δ -Elektronen.

Für die Anwendung kleiner Detektoren zur Ermittlung der dem Umgebungsmaterial zugeführten Dosis am Messort hat sich im deutschen Sprachgebrauch die Bezeichnung Sondenmethode eingebürgert. Diese Bezeichnung berücksichtigt eine vom idealen Hohlraum in Form und Material abweichende reale Sonde.

Sondenmethode

Die Sonde im umgebenden Medium soll das Strahlungsfeld möglichst wenig stören (s. Abb. 3.6). Sie besteht aus dem strahlenempfindlichen Detektor, der ein bestimmtes Volumen einnimmt, und der den Detektor umgebenden Wand.

Ziel der Sondenmethode ist, aus der gemessenen Sondendosis zunächst die Energiedosis im umgebenden Medium bei Abwesenheit der Sonde abzuleiten.

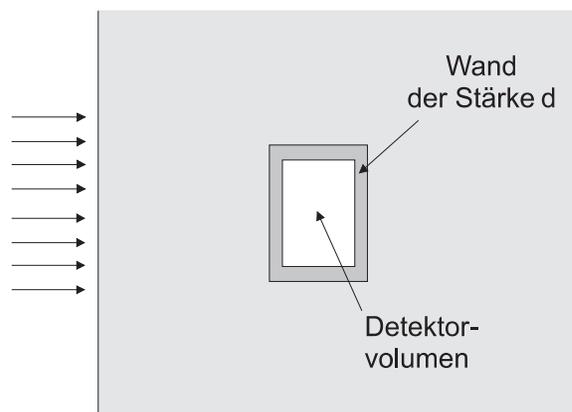


Abb. 3.6. Sonde zur Dosismessung in einem umgebenden Medium

Gegebenenfalls muss diese noch in die entsprechende Wasser-Energiedosis umgerechnet werden.

CAVE

Die theoretischen Grundlagen der Sondenmethode und ihre Anwendung für real existierende Sonden sind bei Reich (1990) näher beschrieben und haben sich in der Praxis, insbesondere für Ionisationskammern, sehr bewährt.

Sonden zur Absolutbestimmung der Dosis und kalibrierte Sonden

Zur Absolutbestimmung der Dosis mit einer Sonde müssen alle Abweichungen des Messwertes, die aus dem Unterschied zwischen einer real existierenden Sonde und einer idealen Sonde resultieren, durch Korrekturen so weit wie möglich ausgeglichen werden. Korrekturen müssen unter Berücksichtigung der physikalischen Bedingungen der Messung hergeleitet werden.

Die physikalisch-technische Bundesanstalt Braunschweig und Berlin (PTB) hat als metrologisches Staatsinstitut in Deutschland die Aufgabe, die Einheit der Wasser-Energiedosis zu realisieren und zur Verfügung zu stellen. Dazu werden Sonden des oben genannten Typs und geeignete Korrekturen verwendet.

Bei kalibrierten Sonden werden dagegen die erforderlichen Korrekturen durch einen Kalibrierfaktor berücksichtigt. Unter den Bezugsbedingungen der Kalibrierung zeigen daher solche Sonden direkt die Energiedosis als Produkt des Messwerts M mit dem Kalibrierfaktor N an:

$$D = M * N \quad (19)$$

Kalibrierte Ionisationskammern sind die wichtigsten Beispiele von kalibrierten Sonden in der Strahlentherapie. In Deutschland wird deren Kalibrierung in Einheiten der Wasser-Energiedosis ausschließlich im Strahlenfeld der ^{60}Co - γ -Strahlung durchgeführt.

Genauigkeit und Messunsicherheit

Neues Konzept der Unsicherheit

Die Dokumentation eines Messergebnisses muss immer auch von einer Angabe der Qualität des Messergebnisses begleitet sein, damit die Verlässlichkeit des Messwerts erkennbar wird. Ohne eine solche Qualitätsangabe kann ein Messergebnis nicht zweifelsfrei mit anderen Ergebnissen verglichen werden.

Für eine quantitative Charakterisierung der Qualität benötigt man deshalb eine leicht verständliche und allgemein akzeptierte Prozedur. Das „Bureau International des Poids et Mesures“ (BIPM) hat für diesen Zweck das international anerkannte Konzept der **Unsicherheit** entwickelt und 1995 eine Anleitung zu deren Bestimmung vorgelegt (ISO 1995).

Dieses noch relativ neue Konzept und der Begriff der Unsicherheit unterscheidet sich in einem wichtigen Punkt klar von dem häufig verwendeten Begriff der **Genauigkeit**: Zwar ist die Bedeutung von Genauigkeit gemäß des „International Vocabulary of Basic and General Terms in Metrology“ gut verständlich festgelegt als die Güte der Übereinstimmung zwischen dem gemessenen Wert und dem wahren Wert.

Dieses Konzept bleibt jedoch rein qualitativ, es gibt keine allgemeine Methode, die Genauigkeit quantitativ anzugeben. Der komplementäre Unsicherheitsbegriff dagegen beinhaltet ein quantitatives Konzept.

Auch ein anderer, häufig in diesem Zusammenhang verwendeter Begriff, nämlich der Begriff des **Fehlers** einer Messung, ist nicht geeignet, die Qualität eines Messergebnisses exakt zu charakterisieren.

Da der Begriff **Fehler** die Abweichung eines Messwerts vom wahren Wert der zu messenden Größe bezeichnet, der wahre Wert einer zu messenden Größe jedoch grundsätzlich nicht exakt bekannt sein kann, kann ein Fehler nur näherungsweise, also niemals exakt angegeben werden.

Der Fehlerbegriff entstammt einem idealisierten Konzept, das in der Praxis nicht immer anwendbar ist.

CAVE

Methode der Unsicherheitsbestimmung und Klassifizierung in Typ A und Typ B

Jede Wiederholung einer Messung wird nicht exakt das gleiche Ergebnis liefern, sondern unterschiedliche Werte, die einer Wahrscheinlichkeitsverteilung unterliegen. Der einfache Ansatz zur Bestimmung der Unsicherheit besteht nun darin, den Schätzwert der Standardabweichung dieser Verteilung zu bestimmen.

Hierfür wurde der Ausdruck der **Standardunsicherheit** geprägt.

Zur Ermittlung der Standardunsicherheit unterscheidet man zwei Methoden und dementsprechend zwei Typen von Unsicherheiten:

Bei einer Ermittlung der Unsicherheit nach Typ A werden der Messwert und die ihm beigeordnete Standardunsicherheit durch statistische Analyse einer Reihe unabhängiger Beobachtungen gewonnen. Der Messwert ist durch den arithmetischen Mittelwert der beobachteten Werte gegeben. Die diesem Messwert beigeordnete Standardunsicherheit $s_{\text{Typ A}}$ ist die empirische Standardabweichung des Mittelwertes.

Die Ermittlung der Standardunsicherheit nach Typ B $s_{\text{Typ B}}$ basiert nicht auf einer statistischen Analyse einer Beobachtungsreihe, sondern auf anderen messtechnisch oder wissenschaftlich fundierten Kenntnissen. Sie ist insbesondere für solche Größen erforderlich, die nicht direkt gemessen werden, sondern als zusätzliche Parameter rechnerisch zur Bestimmung der zu messenden Größe eingehen. Kenntnisse über solche Parameter können z. B. herrühren aus:

- Informationen über frühere Messungen dieser Größe,
- Erfahrungen über das Verhalten oder die Eigenschaften relevanter Materialien und Messverfahren,
- Herstellerspezifikationen und
- in der Literatur angegebenen Unsicherheiten für Referenzdaten.

Anhand solcher Kenntnisse wird die Wahrscheinlichkeitsverteilung der entsprechenden Eingangsgröße geschätzt und daraus deren Standardabweichung ermittelt. Oft sind die Wahrscheinlichkeitsverteilungen, die man aus solchen Kenntnissen erhält, relativ einfach – meist liegt einer der in Abb. 3.7 angegebenen Fälle vor. Beide Standardunsicherheiten werden dann gemäß

$$s_{\text{kombiniert}} = \sqrt{(s_{\text{Typ A}})^2 + (s_{\text{Typ B}})^2} \quad (20)$$

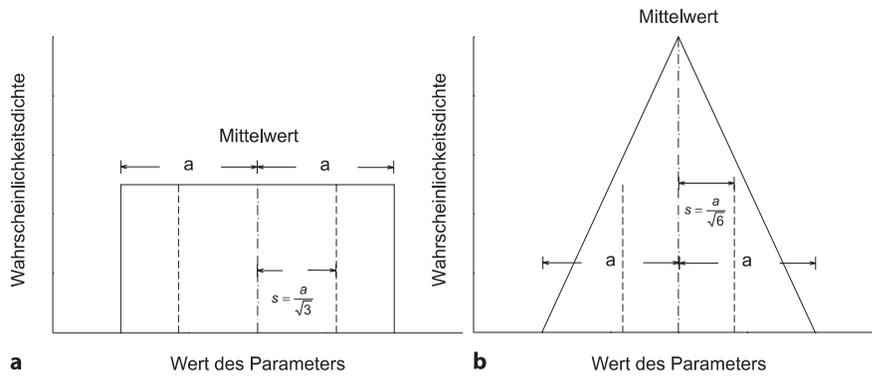


Abb. 3.7 a, b. Häufige zugrunde gelegte Wahrscheinlichkeitsverteilungen zur Bestimmung der Standardunsicherheit Typ B. **a** Rechteckverteilung mit dem Wert a um den Mittelwert, zugehörige Standardabweichung $s = a/\sqrt{3}$. **b** Dreieckverteilung mit dem Wert a um den Mittelwert, zugehörige Standardabweichung $s = a/\sqrt{6}$

hörige Standardabweichung $s = a/\sqrt{3}$. **b** Dreieckverteilung mit dem Wert a um den Mittelwert, zugehörige Standardabweichung $s = a/\sqrt{6}$

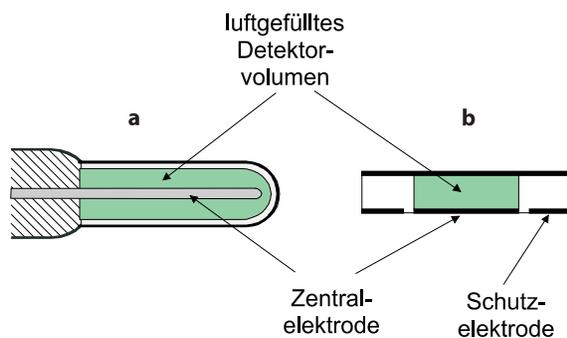


Abb. 3.8 a, b. Schematische Darstellung von Ionisationskammern; **a** zylindrische Kammer, **b** Flachkammer. Bei diesem Kammertyp sollte der innere Detektorbereich von einer ringförmigen Schutz-elektrode umgeben sein

tional zur mittleren Luft-Energiedosis im Messvolumen, zur Größe des Messvolumens und zur Luftdichte. Sie wird mit einem Elektrometer meist direkt in elektrischen Einheiten gemessen, z. B. in Nanocoulomb (nC).

Die wichtigsten Bauarten von Ionisationskammern sind

- zylindrische Kammern und
- Flachkammern.

Abbildung 3.8 a zeigt einen häufig verwendeten Typ einer zylindrischen Kammer, die sog. Farmer-Kammer. Flachkammern (Abb. 3.8 b) werden überwiegend zur Dosimetrie von Elektronen verwendet. Spezifische Gesichtspunkte bei ihrem Einsatz sind von Christ et al. (2001) beschrieben worden.

Die absolute Messung beruht auf der Verwendung von Ionisationskammern, die mit ^{60}Co - γ -Strahlung in einem Wasserphantom zur Anzeige der Wasser-Energiedosis in der Einheit Gray (Gy) kalibriert sind.

$$D_W = N * M \tag{21}$$

Dabei ist N der Kalibrierfaktor in Einheiten von Gy/Anzeige und M die Anzeige des Messgeräts. Tabelle 3.3 enthält die wichtigsten Bezugsbedingungen der Kalibrierung.

Tabelle 3.3. Zusammenstellung der wichtigsten Bezugsbedingungen bei der Kalibrierung von Ionisationskammern in Einheiten der Wasserenergiedosis

Parameter	Bezugsbedingung
Strahlungsqualität	^{60}Co - γ -Strahlung
Umgebungsmaterial	Wasser
Messtiefe des Bezugspunkts	5 cm
Abstand Quelle - Bezugspunkt	100 cm
Feldgröße in der Bezugstiefe	10×10 cm
Temperatur	293,15 K
Druck	101,325 kPa
Feuchte	Relative Feuchte 50%
Kammerspannung	Wie vom Hersteller empfohlen

zu einer (einzig) kombinierten Standardunsicherheit zusammengeführt.

Ein Beispiel für die Bestimmung der Messunsicherheit in der Ionisationskammerdosimetrie von Photonen ist in Abschnitt „Unsicherheitsbilanzierung in der Ionisationskammerdosimetrie“ zu finden.

Ionisationskammerdosimetrie

Wie schon mehrfach erwähnt, stellt die Dosimetrie mit Hilfe luftgefüllter Ionisationskammern die wichtigste Methode der Dosisermittlung in der Radiologie dar.

Bei der Ionisationsdosimetrie wird die Ladung der Ionen eines Vorzeichens gemessen, die durch ionisierende Strahlung luftgefüllter Kammervolumen erzeugt wurden (s. Abb. 3.8). Die gebildeten Ionen werden durch ein elektrisches Feld gesammelt, dessen Feldstärke einerseits so groß ist, dass (nahezu) alle Ionen erfasst werden (Sättigung) oder dass ihre Ladung durch Extrapolation auf Sättigung bestimmt werden kann; die Feldstärke ist andererseits so klein, dass Vervielfachung der Ladung durch Gasverstärkung ausgeschlossen ist. Die erzeugte und gesammelte Ladung ist unter diesen Bedingungen propor-

Messungen unter Nichtkalibrierbedingungen

Die bei der Bestimmung der Wasser-Energiedosis vorliegenden Messbedingungen weichen in der Regel von den Bezugsbedingungen ab, für die der Kalibrierfaktor ermittelt wurde. Insbesondere möchte man die Energiedosis meist in anderen Strahlenfeldern als im ^{60}Co -Strahlenfeld ermitteln.

Sämtliche Faktoren, die zu einer Abweichung von den Bezugsbedingungen führen, werden Einflussfaktoren genannt. Die Abweichung der Einflussgrößen von ihren Bezugswerten beeinflusst die Anzeige des Dosimeters. Einflussgrößen können als Störgrößen von außen einwirken (z.B. Temperatur, Luftfeuchtigkeit, Netzspannung), als Geräteigenschaften aus dem Gerät selbst stammen (Nullpunktwanderung, Alterung der Bauteile, Anlaufzeit usw.), oder als Größen des Strahlungsfeldes, die bei der Ausführung der Messung notwendig sind, in Erscheinung treten (z.B. die Dosisleistung bei der Messung der Dosis, die Strahlungsqualität).

Die Auswirkungen der Abweichung der Einflussgrößen von den Bezugsbedingungen müssen durch geeignet angebrachte Korrekturen berücksichtigt werden. Auch Messungen der Wasser-Energiedosis bei anderen Photonenstrahlungsqualitäten als ^{60}Co - γ -Strahlung und bei Elektronenstrahlung werden durch Anwendung von Korrekturfaktoren ermöglicht.

Gleichung 21 geht dann über in:

$$D_W = \prod_{i=1}^m k_i * N * (M - M_0) \quad (22)$$

Dabei ist

M	Anzeige des Dosimeters
M_0	Nullanzeige des Dosimeters ohne Bestrahlung
N	Kalibrierfaktor für ^{60}Co - γ -Strahlung und
$\prod k_i$	Produkt aller Korrekturfaktoren

Die wichtigsten Korrekturfaktoren k_i sind im Einzelnen:

k_Q	Korrektur für den Einfluss der Strahlungsqualität der Photonenstrahlung am Messort
k_E	Korrektur für den Einfluss der Strahlungsqualität der Elektronenstrahlung am Messort
k_p	Korrektur für den Einfluss der Luftdichte
k_s	Korrektur für den Einfluss der Rekombinationsverluste
k_p	Korrektur für den Einfluss der Polarität der Kammer-spannung
k_T	Korrektur für den Einfluss der Temperatur außer über die Luftdichte
k_r	Korrektur für den Einfluss der unterschiedlichen Positionierung einer zylindrischen Kammer bei der Kalibrierung und bei der Messung

Der Korrekturfaktor k_r wird nur in der Deutschen Norm DIN 6800–6802 benötigt. Der Korrekturfaktor

k_Q ist nur bei Photonenstrahlung, der Korrekturfaktor k_E nur bei Elektronenstrahlung anzuwenden.

Praktische Regeln zur Dosisermittlung mit Ionisationskammern

Praktische Regeln zur Ionisationskammerdosimetrie sind in der deutschen Norm DIN 6800–6802 beschrieben (DIN 1997). Diese Norm enthält insbesondere die Korrekturfaktoren, die zur Ermittlung der Wasser-Energiedosis mit luftgefüllten Ionisationskammern nach dem Sondenverfahren benötigt werden.

Die Norm bezieht sich auf Dosismessungen für die Strahlentherapie mit ^{60}Co - γ -Strahlung und mit Bremsstrahlung bei Erzeugungsspannungen im Bereich von 1 MV bis 50 MV sowie Elektronenstrahlung mit Energien von 4 MeV bis 50 MeV.

Eine Alternative zur deutschen Norm ist der internationale „Code of Practice“ TRS 398 (IAEA 2000), publiziert von der internationalen Atomenergiebehörde (IAEA) Wien. Der vorgelegte Formalismus stellt einen überaus wichtigen und erfolgreichen Versuch dar, einen systematischen und international einheitlichen Standard zur Kalibrierung von Ionisationskammern in Einheiten der Wasser-Energiedosis und deren Einsatz zur Dosisermittlung in Therapiebestrahlungsfeldern zur Verfügung zu stellen. Der „Code of Practice“ ist anwendbar bei nieder- und mittlereenergetischen sowie hochenergetischen Photonenstrahlen, hochenergetischen Elektronen, Protonen und Schwerionen in der Strahlentherapie.

Im Folgenden werden Methoden zur Ermittlung der wichtigsten Korrekturfaktoren kurz beschrieben. Die Darstellung folgt aus Konsistenzgründen weitgehend dem internationalen „Code of Practice“ TRS 398. Die deutsche Norm DIN 6800–6802 wird aus dem gleichen Grund zurzeit überarbeitet.

Korrekturfaktor k_p für die Luftdichte

Der Korrekturfaktor k_p für die Luftdichte berücksichtigt bei offenen Ionisationskammern die Einflüsse des Luftdrucks p und der Temperatur T :

$$k_p = \frac{T}{T_0} * \frac{p_0}{p} \quad (23)$$

Die Bezugswerte von Luftdruck und Temperatur sind $p_0 = 101,325 \text{ kPa}$ und $T_0 = 293,15 \text{ K}$ ($= 20^\circ\text{C}$).

Korrekturfaktor k_s für unvollständige Sättigung

Fast immer tritt ein Verlust an Ionen durch Rekombination ein („unvollständige Sättigung“). Die gemessene Ladung M muss deshalb mit einem Korrekturfaktor k_s multipliziert werden, um die tatsächlich erzeugte Ladungsmenge M_s zu erhalten.

Dabei wird zwischen einer Rekombination der erzeugten Ladungsträger längs der Bahn eines geladenen Teilchens (Anfangsrekombination), der Diffusionsrekombination (ein Teil der Ladungsträger gelangt durch Diffusion gegen die Richtung des angelegten elektrischen Feldes zur entgegengesetzten Elektrode) und der Volumenrekombination (entsteht durch Diffusion und elektrostatische Anziehung der im Ionisationsvolumen homogen verteilten Ladungsträger) unterschieden.

Der Sättigungsgrad f einer Ionisationskammer beträgt bezüglich der Anfangsrekombination:

$$f_a = 1 - E_i \frac{d}{U} \quad (24)$$

bezüglich der Verluste durch Diffusion:

$$f_d = 1 - \frac{2 * k_B * T}{e * U} \quad (25)$$

und bezüglich der Volumenrekombination bei kontinuierlicher Strahlung:

$$f_v = 1 - \varphi \frac{\dot{D} * d^4}{U^2} \quad (26)$$

bzw. bei gepulster Strahlung:

$$f_v = 1 - \frac{\mu}{2} * \frac{q * d^2}{U} \\ = 1 - \frac{\mu}{2} * \frac{\rho}{W/e} * \frac{D_a * d^2}{U} \text{ mit}$$

$$D_a = q * \frac{W/e}{\rho} \quad (27)$$

Hierbei sind:

U	Kammerspannung
\dot{D}	Energiedosisleistung in Luft der kontinuierlichen Strahlung
D_a	Energiedosis pro Puls in Luft bei gepulster Strahlung
E_i	Konstante mit der Dimension einer Feldstärke
φ	Konstante abhängig von den Eigenschaften des Kammermaterials
μ	Faktor, der von der Geometrie der Ionisationskammer, von der Beweglichkeit der Ladungsträger und vom Rekombinationskoeffizienten abhängt; ein typischer Wert ist $\mu = 3,0210^{10}$ Vm/C
T	Absolute Temperatur der Luft
k_B	Boltzmann-Konstante ($k_B = 1,380658 * 10^{-23}$ JK $^{-1}$)
e	Elementarladung ($e = 1,602177 * 10^{-19}$ C)
q	Erzeugte Ladungsdichte von Ionen pro Puls eines Vorzeichens
ρ	Luftdichte ($\rho = 1,204$ kg/m 3 , bei 20 °C und 1013,25 hPa)
W/e	Ionisierungsenergie für ein Ladungsträgerpaar in Luft ($W/e = 33,97$ J/C)
d	Elektrodenabstand einer Flachkammer bzw. ein effektiver Abstand d_{zyl} für Kompaktkammern

Für zylindrische Kammern ist d zu ersetzen durch d_{zyl}

$$d_{zyl} = \sqrt{\frac{a^2 - b^2}{2}} * \ln\left(\frac{a}{b}\right) \quad (28)$$

Für sphärische Kammern gilt

$$d_{sph} = (a - b) * \sqrt{\frac{1}{3} * \left(1 + \frac{a}{b} + \frac{b}{a}\right)} \quad (29)$$

Für Fingerhutkammern berechnet sich d durch Wichtung mit den Volumenanteilen des zylindrischen und des (näherungsweise) sphärischen Teils der Ionisationskammer:

$$d_{Fingerhut} = \sqrt{w_1 * d_{zyl}^2 + w_2 * d_{sph}^2} \quad (30)$$

Dabei ist:

a der Radius der äußeren Elektrode und
 b der Radius der inneren Elektrode.

Im Allgemeinen treten alle drei Rekombinationsmechanismen gemeinsam auf, der Sättigungsgrad ist dann das Produkt der Sättigungsgrade aufgrund der einzelnen Mechanismen. Demnach ist der Korrektionsfaktor $k_s = 1/f$ für die insgesamt auftretende Rekombination:

$$k_s = \frac{1}{(f_a * f_d * f_v)} \quad (31)$$

Wenn f_a , f_d und f_v sehr nahe bei 1 sind, kann Gleichung 31 näherungsweise überführt werden in

$$k_s = 1 + \frac{E_i * d + 2 * k_B * T/e}{U} + \frac{\beta * D * d^4}{U^2} \quad (32)$$

für kontinuierliche Strahlung und

$$k_s = \frac{1 + \left(E_i * d + 2 * k_B * T/e + \frac{\mu * d^2 * \rho}{2 * W/e} * D_a\right)}{U} \quad (33)$$

für gepulste Strahlung.

Wegen $k_s = M_s/M$ erkennt man, dass der Kehrwert einer gemessenen Ladungsmenge M von $1/U$ bzw. von $1/U^2$ abhängt. Diese Abhängigkeit kann man nun für die sog. Zweispannungs-methode zur Ermittlung des Korrektionsfaktors k_s ausnützen. Im Fall einer gepulsten Strahlung ergibt sich:

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{1 + \frac{\beta}{U_2}}{1 + \frac{\beta}{U_1}} \quad (34)$$

wobei $\beta = \frac{E_i \cdot d + 2 \cdot k_B \cdot T}{e} + \frac{\mu \cdot d^2 \cdot \rho}{2 \cdot W/e} \cdot D_a$ und M_1 und M_2 die Messungen bei den Spannungen U_1 und U_2 sind. Aufgelöst nach β und eingesetzt in Gleichung 33 erhält man:

$$k_s = \frac{\frac{U_1}{U_2} - 1}{\frac{U_1 - M_1}{U_2 - M_2}} \quad (35)$$

Im Fall einer kontinuierlichen Strahlung und Wegfall des linearen Terms (Anfangs- und Diffusionsrekombination) ergibt sich analog:

$$k_s = \frac{(U_1/U_2)^2 - 1}{(U_1/U_2)^2 - M_1/M_2} \quad (36)$$

Es ist jedoch Voraussetzung für diese Berechnungsmethode, dass die experimentell ermittelten Werte des Kehrwerts von M gemäß Gleichung 32 und 33 tatsächlich von $1/U$ bzw. von $1/U^2$ abhängen. Dies muss vorher überprüft werden.

Korrektionsfaktor k_p für die Polarität der Kammerspannung

Die Abhängigkeit des Betrages der Anzeige von der Polarität der Kammerspannung rührt u. a. daher, dass die Bilanz der Primär- oder Sekundärelektronen, die aus dem umgebenden Material in die Messelektrode einschließlich Zuleitung ein- und aus ihr austreten, nicht ausgeglichen ist. Die Differenz aus den Ladungen dieser Elektronen erhöht oder erniedrigt die Anzeige, was beim Umpolen der Kammerspannung sichtbar wird.

Die Abweichung des Polaritätseffektes unter Messbedingungen von dem unter Bezugsbedingungen wird durch den Korrektionsfaktor k_p berücksichtigt. k_p lässt sich näherungsweise aus Messungen des Ionisationsstroms mit beiden Polaritäten der Kammerspannung ermitteln:

$$k_p = \left(\frac{|M_1| + |M_2|}{|M_1|} \right)_Q / \left(\frac{|M_1| + |M_2|}{|M_1|} \right)_{Co} \quad (37)$$

Dabei ist M_1 die Anzeige bei der gewöhnlich benutzten Polarität, M_2 die bei der entgegengesetzten Polarität. Der Index Co bezieht sich auf die erforderliche Messung bei ^{60}Co - γ -Strahlung. Wenn ^{60}Co - γ -Strahlung nicht zur Verfügung steht, kann an Stelle der Messung bei ^{60}Co näherungsweise die Photonenstrahlungsqualität mit der niedrigsten verfügbaren Energie verwendet werden.

Korrektion k_r für den Einfluss der unterschiedlichen Positionierung einer zylindrischen Kammer bei der Kalibrierung und bei der Messung

Obwohl dieser Korrektionsfaktor im internationalen „Code of Practice“ TRS 398 nicht angewandt wird, sollen das Problem des Verdrängungseffekts und mögliche Korrekturmethode hier näher erläutert werden.

Durch das Einbringen einer Kammer in Wasser wird Wasser verdrängt. Die Verdrängung bewirkt bei primärer Photonen- und Elektronenstrahlung eine verminderte Wechselwirkung der Strahlung in diesem Volumen. In Abb. 3.9 ist diese Situation dargestellt: Es wird ein ideales, mit Wasser gefülltes Messvolumen (Wassersonde) mit einem realen, mit Luft gefüllten Volumen (Luftsonde) verglichen. Beide Messvolumina sind jeweils mit ihrem Mittelpunkt in der Messtiefe positioniert. Die Dosis ergibt sich jeweils als Integration der absorbierten Energie innerhalb des Bezugsvolumens.

Wegen der Integration ist kein Ort innerhalb des Volumens ausgezeichnet. In einer kugelförmigen oder zylindrischen Wassersonde wird man den Dosismesswert sinnvollerweise dem Mittelpunkt der Sonde zuordnen. In der Abb. 3.9 ist der Messwert dann gleich der Dosis im Punkt der Messtiefe. In der Luftsonde wird das primäre Photonenfeld weniger geschwächt; die Integration über das gesamte Volumen (und Umrechnung in Wasser) liefert somit einen höheren Dosiswert als die Wassersonde.

Man kann diesen Effekt berücksichtigen, indem man den Dosismesswert einem Punkt in entsprechend geringerer Messtiefe zuordnet.

Der effektive Messort der Luftsonde ist somit nicht deren Mittelpunkt, sondern ein in Richtung zur Strahlenquelle hin verschobener Ort innerhalb des Volumens. Diese Verschiebung wird auch als Messortverschiebung bezeichnet. Die Messortverschiebung hängt insbesondere vom Gradienten des Dosistiefenverlaufs und damit von der Messtiefe und der Strahlenqualität ab.

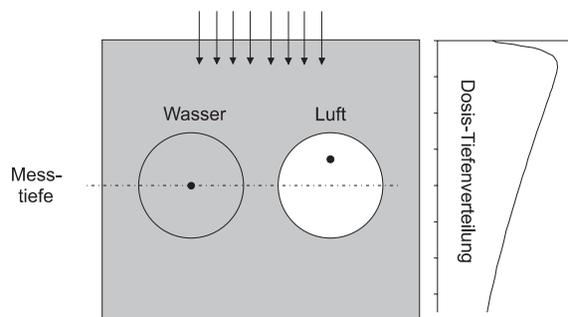


Abb. 3.9. Verdrängungseffekt und Messortverschiebung bei luftgefüllten Ionisationskammern

Die Art der Korrektur des Verdrängungseffekts hängt nun entscheidend davon ab, wie eine mit Luft gefüllte Kammer im Verhältnis zum Messort bei der Kalibrierung und bei der Messung vor Ort positioniert wird. Man muss dabei berücksichtigen, dass sich der Gradient des Dosisverlaufs in der Messtiefe von dem bei der Kalibrierung unterscheiden kann.

Der bei der Kalibrierung dem Messwert zugeordnete Messort der Kammer wird als Bezugsort bezeichnet. Bei Flachkammern ist grundsätzlich der Mittelpunkt der Innenseite des Strahlungseintrittsfensters als Bezugsort festgelegt. Zur Messung wird dieser Punkt in die Messtiefe positioniert. Wegen des geringen Elektrodenabstandes ist die Messortverschiebung sehr klein. Der Unterschied bei unterschiedlichen Gradienten ist vernachlässigbar, ein Korrekturfaktor wird nicht benötigt.

Bei zylindrischen Kammern wird ein vom Hersteller angegebener Punkt auf der Mittelelektrode als Bezugspunkt festgelegt; bei der Kalibrierung im Kalibrierlabor wird dieser Bezugspunkt dann an den Ort der bekannten Dosis gebracht. Bei den folgenden Schritten gehen die Deutsche Norm und der internationale „Code of Practice“ jedoch unterschiedliche Wege.

Gemäß der Deutschen Norm wird beim Anwender der effektive Messpunkt einer zylindrischen Kammer (s. Abb. 3.9) und nicht deren Bezugspunkt an den Messort gebracht. Die unterschiedliche Positionierung der Kammer bei Kalibrierung und Messung wird durch den Korrekturfaktor k_r berücksichtigt. k_r wird mit der folgenden Gleichung berechnet:

$$k_r = 1 + 0,006 \frac{r}{2} \quad (38)$$

Dabei ist r der Radius einer zylindrischen Kammer in Millimeter.

Die Korrekturmethode gemäß des internationalen „Code of Practice“ erscheint zunächst aufwändiger:

- Bei Photonenstrahlung wird ebenfalls der Bezugspunkt an den Messort gebracht. Die unterschiedliche Messortverschiebung bei Kalibrierung und Messung wird als eine qualitätsabhängige Störung im Korrekturfaktor für die Strahlenqualität berücksichtigt. Bei Verwendung dieser tabelliert vorliegenden Korrekturfaktoren entfällt jedoch somit jede weitere Korrektur.
- Bei Elektronen wird wie in der Deutschen Norm der effektive Messpunkt einer zylindrischen Kammer an den Messort gebracht. Die unterschiedliche Positionierung der Kammer bei Kalibrierung und Messung wird auch als Störung im Korrekturfaktor für die Strahlenqualität für Elektronen behandelt und durch entsprechende Strahlenkorrekturfaktoren berücksichtigt.

Korrekturfaktor k_Q für den Einfluss der Strahlungsqualität von Photonenstrahlung

Bei der Sondenmethode muss die im Kammervolumen gemessene Energiedosis in Wasser-Energiedosis umgerechnet werden. Hier geht das Verhältnis des Massenbremsvermögens zwischen Wasser und Luft ein.

Wie Gleichung 16 zeigt, hängt die Umrechnung vom Spektrum aller Elektronen ab, insbesondere auch vom Spektrum der sekundären Elektronen. Da dieses sich bei anderen Strahlenqualitäten von dem im γ -Strahlenfeld bei der Kalibrierung unterscheidet, wird verständlich, dass der Korrekturfaktor für den Einfluss der Strahlungsqualität im Wesentlichen aus dem Verhältnis des Massenbremsvermögens zwischen Wasser und Luft für die jeweilige Strahlenqualität besteht.

Der Begriff der Strahlungsqualität. Der Ausdruck **Strahlenqualität** wird in der Radiologie und insbesondere in der Strahlenphysik recht häufig verwendet. Doch was wird damit eigentlich ausgedrückt? Dies kann vom Kontext abhängen und führt dazu, dass der isolierte Ausdruck „Strahlenqualität“ in der jeweils gemeinten Bedeutung nicht immer sofort erkennbar ist. In der folgenden Übersicht sind einige mögliche Bedeutungen kurz zusammengefasst.

Strahlentherapie	Unterschiedliche Strahlenarten, die therapeutisch eingesetzt werden, wie z. B. die Photonenstrahlung oder die Elektronen eines medizinischen Linearbeschleunigers.
Strahlenphysik	Vollständige Beschreibung eines Strahlenfeldes durch die Zahl N der in ihm enthaltenen Teilchen in ihrer räumlichen und zeitlichen Verteilung sowie Energie- und Richtungsverteilung in Form der spektralen raumwinkelbezogenen Teilchenflussdichte $\varphi_{E,\Omega}$ $\varphi_{E,\Omega}(t, E, \Omega, r) = \frac{d^4 N(t, E, \Omega, r)}{dA dt dE d\Omega}$
Strahlenbiologie	Die differenzielle Aufteilung der Energiedosis in einem interessierenden Punkt nach Beiträgen mit unterschiedlichem LET (LET-Spektrum) (s. auch Abschnitt „Linearer Energietransfer (LET)“). Diese Differenzierung ist nützlich, da die biologische Wirkung vom LET abhängt.
Strahlenschutz	Bei der Definition der ausschließlich im Strahlenschutz verwendeten Dosisgröße Äquivalentdosis geht der sog. Qualitätsfaktor ein; mit diesem Faktor wird das Strahlenrisiko unterschiedlicher Strahlenarten quantitativ festgelegt.
Röntgen-diagnostik	Zweiparametrische Charakterisierung einer Röntgenstrahlung durch Angabe der Röntgenspannung und Filterkombination.
Dosimetrie	Einparametrische quantitative Kennzeichnung hochenergetischer Photonen- und Elektronenstrahlung mit Hilfe eines Qualitätsindex zur Ermittlung der qualitätsabhängigen Korrekturfaktoren bei der Sondenmethode.

Kennzeichnung der Strahlungsqualität. Bei hochenergetischer Röntgenstrahlung mit Erzeugungsspannungen von 1 MV bis 50 MV hängt das Spektrum der Nutzstrahlung und damit auch das Spektrum der sekundären Elektronen von einer Reihe von Parametern ab:

- von der Maximalenergie der Elektronen des Beschleunigers und deren Energieverteilung,
- vom Targetmaterial und der Targetdicke,
- vom Material und der Dicke des Ausgleichsfilters und
- von der Blendenkonstruktion.

Deshalb reicht es nicht aus, die Strahlungsqualität beim Eintritt der Strahlung in ein Phantom allein durch die Erzeugungsspannung zu charakterisieren. Die Strahlungsqualität wird stattdessen durch einen Strahlungsqualitätsindex Q gekennzeichnet, der als das Verhältnis der Anzeigen M_{20}/M_{10} eines Ionisationsdosimeters in 20 cm und 10 cm Tiefe in einem Wasserphantom bei dem konstanten Fokus-Messort-Abstand von 100 cm und der Feldgröße $10 \times 10 \text{ cm}^2$ am Messort definiert ist. Dieser Index kann auch aus einer Tiefendosiskurve durch das Verhältnis $PDD_{20,10}$ der Anzeigen bei den Tiefen 20 cm und 10 cm in einem Wasserphantom bei konstantem Fokus-Phantomoberflächen-Abstand von

100 cm und einer Feldgröße an der Oberfläche von $10 \times 10 \text{ cm}$ mit folgender Formel gewonnen werden:

$$Q = 1,2661 * PDD_{20,10} - 0,0595 \tag{39}$$

k_Q und zugehörige Messbedingung. In Tabelle 3.5 sind für einige Ionisationskammern Werte von k_Q angegeben, die nach dem im TRS 398 beschriebenen Verfahren berechnet worden sind. Sie gelten für die Messbedingungen von Tabelle 3.4.

Korrektionsfaktor k_E für den Einfluss der Strahlungsqualität von Elektronen

Kennzeichnung der Strahlungsqualität. Als Parameter zur Kennzeichnung der Strahlungsqualität von Elektronenstrahlung dient die Halbwerttiefe R_{50} der Wasser-Energiedosis. Das ist diejenige Reichweite in Wasser (in g cm^{-2}), bei der die Wasser-Energiedosis 50% ihres Maximums beträgt, gemessen bei einem Fokus-Oberflächen-Abstand von 100 cm und einer Feldgröße auf der Oberfläche von mindestens $10 \times 10 \text{ cm}^2$ für $R_{50} \leq 7 \text{ g cm}^{-2}$ ($E \approx 16 \text{ MeV}$) und mindestens $20 \times 20 \text{ cm}^2$ für $R_{50} > 7 \text{ g cm}^{-2}$ ($E \approx 16 \text{ MeV}$). Die Bestimmung von R_{50} sollte grundsätzlich mit einer Flachkammer erfolgen. Eine Ionisationskammer liefert eine Tiefen-Ionendosisverteilung und deshalb die Halbwertstiefe der Ionendosis, $R_{50, \text{Ion}}$. Daraus ergibt sich die Halbwertstiefe R_{50} der Wasser-Energiedosis mit Hilfe von:

$$R_{50} = 1,029 R_{50, \text{Ion}} - 0,06 \text{ g cm}^{-2} \quad (R_{50, \text{Ion}} \leq 10 \text{ g cm}^{-2}) \tag{40}$$

$$R_{50} = 1,059 R_{50, \text{Ion}} - 0,37 \text{ g cm}^{-2} \quad (R_{50, \text{Ion}} > 10 \text{ g cm}^{-2}) \tag{41}$$

Tabelle 3.4. Messbedingungen zur Bestimmung der Wasserenergiedosis mit den in Tabelle 3.5 angegebenen Werten von k_Q

Parameter	Bedingung
Umgebungsmedium	Wasser
Ionisationskammertyp	Zylindrisch
Messtiefe	10 g cm^{-2}
Positionierung des Bezugsortes (Mittelelektrode)	In der Messtiefe
Fokus-Oberflächen-Abstand	100 cm
Feldgröße	$10 \times 10 \text{ cm}^2$

Tabelle 3.5. Berechnete k_Q -Werte für Bauarten von zylinderförmigen Kompaktkammern als Funktion des Strahlungsqualitätsindex Q nach TRS 398

Bauart	Strahlungsqualitätsindex Q														
	0,50	0,53	0,56	0,59	0,62	0,65	0,68	0,70	0,72	0,74	0,76	0,78	0,80	0,82	0,84
Exradin A12	1,001	1,001	1,000	1,000	0,999	0,997	0,994	0,992	0,990	0,986	0,981	0,974	0,966	0,957	0,944
NE2571 Farmer	1,005	1,004	1,002	1,000	0,998	0,995	0,993	0,991	0,989	0,986	0,982	0,975	0,969	0,961	0,949
PTW 23333	1,004	1,003	1,001	0,999	0,997	0,994	0,990	0,988	0,985	0,981	0,976	0,969	0,963	0,955	0,943
PTW 30001/30010	1,004	1,003	1,001	0,999	0,997	0,994	0,990	0,988	0,985	0,981	0,976	0,969	0,962	0,955	0,943
PTW 30002/30011	1,006	1,004	1,001	0,999	0,997	0,994	0,992	0,990	0,987	0,984	0,980	0,973	0,967	0,959	0,948
PTW 30006/30013	1,002	1,002	1,000	0,999	0,997	0,994	0,990	0,988	0,984	0,980	0,975	0,968	0,960	0,952	0,940
Scdx-Wellhöfer IC10	1,001	1,000	1,000	0,999	0,998	0,996	0,994	0,992	0,989	0,984	0,980	0,972	0,964	0,956	0,942
Scdx-Wellhöfer IC70	1,004	1,003	1,001	1,000	0,998	0,996	0,993	0,991	0,988	0,985	0,981	0,974	0,967	0,959	0,946

Zuvor müssen die möglichen energieabhängigen und damit tiefenabhängigen Korrekturen des Messwertes, wie z.B. Sättigungs- oder Polaritätskorrektur, in allen Tiefen, mindestens jedoch im Dosismaximum und bei der ungefähren Tiefe von R_{50} durchgeführt werden.

k_E und zugehörige Messbedingung. Bei Elektronen verändert sich das zur Dosisumrechnung benötigte Verhältnis des Massenbremsvermögens zwischen Wasser

Tabelle 3.6. Messbedingungen zur Bestimmung der Wasserenergiedosis mit den in Tabelle 3.7 angegebenen Werten von k_E

Parameter	Bedingung
Umgebungsmedium	Wasser
Ionisationskammertyp	Für $R_{50} \geq 4 \text{ g cm}^{-2}$, Flach- oder zylindrische Kammer, für $R_{50} < 4 \text{ g cm}^{-2}$, Flachkammer
Messtiefe	$z_{ref} = 0,6 R_{50} - 0,1 \text{ g cm}^{-2}$
Positionierung des Bezugsortes	Flachkammer: in der Messtiefe; zyl. Kammer: Mittelelektrode um den halben Kammerradius tiefer als Messtiefe z_{ref}
Fokus-Oberflächen-Abstand	100 cm
Feldgröße (Oberfläche)	$10 \times 10 \text{ cm}^2$

und Luft mit der Messtiefe. Die Ermittlung der Wasserenergiedosis wird einfacher, wenn standardmäßig eine bestimmte Messtiefe festgelegt wird, die dann allerdings von der Qualität der Elektronenstrahlen abhängig gemacht werden muss. Die so festgelegte Messtiefe z_{ref} ergibt sich aus:

$$z_{ref} = 0,6 R_{50} - 0,1 \text{ g cm}^{-2} \quad (R_{50} \text{ in } \text{g cm}^{-2}) \quad (42)$$

In Tabelle 3.7 sind für einige Ionisationskammern Werte von k_E angegeben, die nach dem im TRS 398 beschriebenen Verfahren berechnet worden sind. Sie gelten nur für die Messbedingungen von Tabelle 3.6.

Unsicherheitsbilanzierung in der Ionisationskammerdosimetrie

Die Unsicherheitsbilanzierung der unterschiedlichen Größen oder Prozeduren, die zur Dosisermittlung beitragen, kann unabhängig von ihrer Klassifizierung in Typ A oder B in 2 Schritte eingeteilt werden:

- Schritt 1 enthält alle Unsicherheiten, die mit der Kalibrierung einer Kammer im Kalibrierlabor zu tun haben,

Tabelle 3.7. Berechnete k_E -Werte für Bauarten von Ionisationskammern als Funktion des Strahlungsqualitätsindex R_{50} nach TRS 398

Bauart	Strahlenqualität R_{50} (g cm^{-2})																
	1,0	1,4	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5	6,0	7,0	8,0	10,0	13,0	16,0	20,0
Flachkammern^a																	
NACP	0,952	0,942	0,931	0,924	0,918	0,912	0,908	0,903	0,899	0,895	0,892	0,886	0,880	0,870	0,858	0,848	0,836
Markus	–	–	0,925	0,920	0,916	0,913	0,910	0,907	0,904	0,901	0,899	0,894	0,889	0,881	0,870	0,860	0,849
Roos	0,965	0,955	0,944	0,937	0,931	0,925	0,920	0,916	0,912	0,908	0,904	0,898	0,892	0,882	0,870	0,860	0,848
Zylindrische Kammern																	
Exradin A12 (Farmer)	–	–	–	–	–	–	0,921	0,919	0,918	0,916	0,914	0,911	0,909	0,903	0,896	0,888	0,878
NE 2571 (Guarded Farmer)	–	–	–	–	–	–	0,918	0,916	0,915	0,913	0,911	0,909	0,906	0,901	0,893	0,886	0,876
PTW 30001/30010 (Farmer)	–	–	–	–	–	–	0,911	0,909	0,907	0,905	0,904	0,901	0,898	0,893	0,885	0,877	0,868
PTW 30002/30011 (Farmer)	–	–	–	–	–	–	0,916	0,914	0,912	0,910	0,909	0,906	0,903	0,897	0,890	0,882	0,873
PTW 30006/30013 (Farmer)	–	–	–	–	–	–	0,911	0,909	0,907	0,906	0,904	0,901	0,898	0,893	0,885	0,878	0,868
PTW 31002/31003 (flexible)	–	–	–	–	–	–	0,912	0,910	0,908	0,906	0,905	0,901	0,898	0,893	0,885	0,877	0,867
Scdx-Wellhöfer IC10	–	–	–	–	–	–	0,920	0,918	0,917	0,915	0,913	0,910	0,907	0,902	0,894	0,886	0,877
Scdx-Wellhöfer IC70	–	–	–	–	–	–	0,920	0,918	0,916	0,914	0,913	0,910	0,907	0,902	0,894	0,887	0,877

^a Die TRS 398 empfiehlt grundsätzlich, Flachkammern nur nach einer Anschlussmessung an eine kalibrierte zylindrische Kammer zur Dosisermittlung einzusetzen. Details zur Durchführung einer Anschlussmessung werden dort beschrieben.

Tabelle 3.8. Unsicherheitsbudget bei der Dosisermittlung bei hochenergetischen Photonen mit einer zylindrischen, im ^{60}Co - γ -Strahlenfeld kalibrierten Ionisationskammer

Physikalische Größe oder Prozedur	Relative standard uncertainty (%)
Schritt 1: Kalibrierlaboratorium	
Kalibrierung im primären Standardlabor	0,5
Langzeitstabilität	0,1
Kalibrierung im Kalibrierlabor	0,4
Kombinierte Unsicherheit in Schritt 1	0,6
Schritt 2: Beim Anwender	
Langzeitstabilität der Kammer	0,3
Herstellen der Bezugsbedingung	0,4
Dosimeteranzeige	0,6
Korrekturen (ohne k_Q)	0,4
Berechneter Wert von k_Q	1,0
Kombinierte Unsicherheit in Schritt 2	1,4
Kombinierte Unsicherheit der Wasser-Energiedosis (Schritt 1 und 2)	1,5

- Schritt 2 enthält alle Unsicherheiten bei der Dosisermittlung beim Anwender vor Ort.

Als Beispiel ist in Tabelle 3.8 eine Abschätzung des sog. Unsicherheitsbudgets bei der Dosisermittlung in einem Feld hochenergetischer Photonen zusammengestellt. Dabei sind die unterschiedlichen Beiträge als Wurzel der Summe der Quadrate zu einer Gesamtunsicherheit kombiniert.

Andere Methoden zur Dosimetrie Halbleiter

Das prinzipielle Messprinzip bei vielen Halbleitern besteht darin, dass innerhalb einer kristallinen, nichtleitungs-fähigen Struktur Elektronen erzeugt werden, die frei beweglich sind.

In der Gitterstruktur des Kristalls fehlen dann allerdings diese Elektronen. Als gedankliche Hilfskonstruktion werden nun solche Fehlstellen als „Löcher“ bezeichnet, denen eine positive Ladung zugeordnet werden kann und die sich in einem angelegten elektrischen Feld in gleicher Weise wie Elektronen frei durch den Kristall bewegen können. Das Analogon zu einem Ionenpaar in Gasen ist dann ein Elektron-Loch-Paar im Halbleiterkristall.

Als Halbleiter werden oft Detektoren verwendet, die auf Siliziumkristallen basieren. In solchen Kristallen wird zur Erzeugung eines Ionenpaares eine Energieübertragung benötigt, die etwa 10-fach kleiner ist verglichen mit Luft. In Kombination mit der höheren Dichte eines Festkörpers führt dies zu einer höheren Empfindlichkeit und somit zu einer erheblich kleineren Bauweise.

CAVE

Das grundsätzliche Problem von Halbleitern in der Dosimetrie ist jedoch, dass das Material (z. B. Silizium, Germanium) nicht wasseräquivalent ist.

Die Folge ist ein nichtlineares Ansprechen bei unterschiedlichen Strahlenarten. Wegen ihrer Größe werden Halbleiter gerne in der In-vivo-Dosimetrie eingesetzt.

Die beiden gebräuchlichsten Halbleitertypen sind Metalloxidhalbleiter-Feldeffekttransistoren (MOS-FETs) und Siliziumdioden.

Siliziumdioden. Silizium kann durch eine geringe Anreicherung (Dotierung) von anderen Atomen so verändert werden, dass es Halbleitereigenschaften eines Elektronendonors (n-Typ) bzw. Elektronenakzeptors (p-Typ) hat. Eine strahlenempfindliche Siliziumdiode besteht aus einer dünnen Schicht eines Elektronendonors oder -akzeptors, die auf eine Schicht des jeweiligen anderen Typs aufgebracht ist (Abb. 3.10). Die Übergangsschicht dazwischen ist praktisch frei von Ladungen, so dass kein Strom zwischen den beiden Schichten fließen kann. Durch ionisierende Strahlung wird jedoch ein Signalstrom erzeugt. Siliziumdioden sind billig, robust und in ihrer Anwendung leicht zu handhaben. Sie werden daher gerne zur In-vivo-Dosimetrie und bei Methoden der Qualitätssicherung eingesetzt. Folgende Punkte müssen jedoch dabei immer berücksichtigt werden:

- Halbleiter sind temperaturabhängig,
- die Anzeige von Halbleitern kann abhängig von der Dosisrate sein; dies ist insbesondere bei der gepulsten Strahlung des Beschleunigers zu beachten;
- die geometrische Gestaltung der p-Typ- bzw. n-Typ-Schicht kann eine Richtungsabhängigkeit des Halbleiters bewirken;
- viele kommerzielle Halbleiter sind mit einem Dosisaufbaumaterial aus Metall versehen; es muss im Einzelnen geprüft werden, ob dies für den gewünschten Einsatz geeignet ist und
- das im Halbleiter verwendete Material führt insbesondere bei kleineren Photonenenergien zu einer veränderten Anzeige; alle Parameter, die im Strahlenfeld von Photonen Einfluss auf das Spektrum haben, können daher ebenso die Anzeige beeinflussen und müssen durch entsprechende Faktoren berücksichtigt werden.

MOS-FET-Dosimeter. MOS-FET-Detektoren sind noch relativ neu in ihrer Anwendung als Dosimeter. Sie erlauben sowohl die unmittelbare Anzeige der Dosisrate als

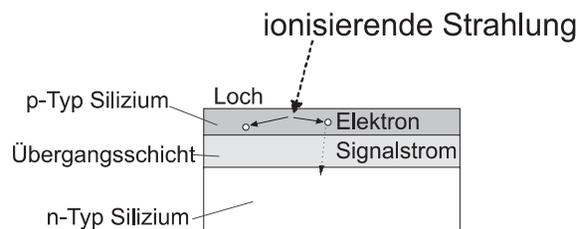


Abb. 3.10. Schematische Darstellung zur Erzeugung eines Signalstroms in einer Siliziumdiode

auch deren Integration über einen Zeitraum. Zu beachten ist, dass die Lebensdauer von der angelegten Spannung abhängt. In der klinischen Praxis führen typische Spannungswerte von 3–6 V zu einem Gesamteinsatzbereich der gemessenen Dosis von etwa 50 Gy. Über klinische Anwendungen von MOS-FET-Dosimeter berichten in neuerer Zeit Rowbottom et al. (2004), Jones et al. (2003) und Chuang et al. (2003). Dabei müssen wiederum gewisse Einschränkungen ähnlich denen der Siliziumdioden beachtet werden.

Diamantdetektor

Kohlenstoff in Form eines Diamantkristalls zeigt einen für die Dosimetrie nutzbaren Effekt: Ein Diamantdetektor, an dessen Kontaktflächen eine Spannung von typischerweise 100 V angelegt ist, funktioniert als ein Widerstand, der von der Dosisrate einer einfallenden ionisierenden Strahlung abhängt.

Bei gleich freier Beweglichkeit der erzeugten Elektronen und Löcher würde jedoch durch deren Rekombination eine starke Abhängigkeit von der Dosisrate entstehen. Es sind geringe Verunreinigungen in natürlichen Diamantkristallen, die Haftstellen für Elektronen darstellen und damit die Rekombination der Elektronen mit Löchern stark reduzieren. Auf diese Weise kann der störende Dosisrateneffekt fast vollständig vermieden werden.

CAVE

Allerdings baut sich mit dem Anfüllen der Haftstellen auch eine Polarisation zusätzlich zum angelegten Feld auf.

Durch eine Vorbestrahlung mit etwa 5 Gy kann dieser Effekt abgesättigt werden, so dass sich danach stabile Messverhältnisse bilden.

Abbildung 3.11 zeigt schematisch den Aufbau eines kommerziell erhältlichen und weit verbreiteten Diamantdetektors (PTW, Freiburg, Deutschland). Aufgrund der geringen Abmessungen des empfindlichen Detektors ist dieser Typ sehr gut für die Dosimetrie kleiner Felder in der Radiochirurgie geeignet (Rustgi et al. 1995).

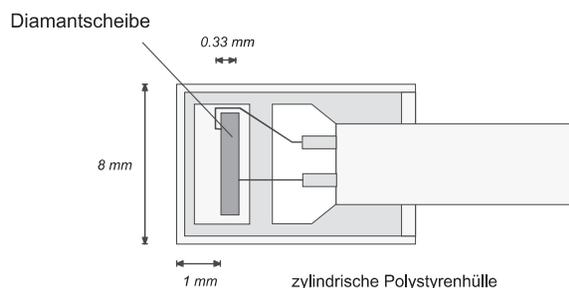


Abb. 3.11. Diamantdetektor

Thermolumineszenzdosimeter

Als Thermolumineszenz bezeichnet man die durch Wärme angeregte Emission von Licht aus Atomen, Molekülen oder Kristallen. Die Energieübertragung durch ionisierende Strahlung bewirkt in bestimmten Kristallen einen Zustand, der für die Thermolumineszenz ausgenutzt werden kann.

Thermolumineszenzdosimeter (TLD) stellen die am weitesten verbreiteten Festkörperdosimeter dar. Ein TLD-System besteht zusätzlich aus einem Auswertegerät mit seinen Einrichtungen zur Anregung, Messung und Anzeige des Lumineszenzlichts.

Als Material werden überwiegend Ionenkristalle wie Lithiumfluorid oder Kalziumfluorid benutzt, die mit anderen Atomen dotiert werden. Der Ablauf der Thermolumineszenz ist nun im Folgenden vereinfacht dargestellt. Bei Raumtemperatur befinden sich alle Elektronen im Valenzband (Abb. 3.12). Wird ein solcher Ionenkristall von Strahlung getroffen, so entstehen sog. Loch-Elektronen-Paare. Dabei gelangen Elektronen in das höherenergetische Leitungsband.

Normalerweise kehren die Elektronen ohne Lichtausendung sofort wieder in das Valenzband zurück. Einige Elektronen werden dabei jedoch an sog. Haftstellen im Kristall eingefangen und können dann nicht in das Valenzband zurückkehren. Die Haftstellen liegen energetisch unterhalb des Leitungsbandes. Auch die Elektronenlöcher können an Haftstellen in Energieniveaus dicht über dem Valenzband festgehalten werden. Durch Zuführung von Energie in Form von Wärme gelangen die Elektronen wieder in das Leitungsband. Von dort können sie bei ihrer Diffusionsbewegung zurück zum Valenzband von Lumineszenzzentren eingefangen werden, wo sie mit den Löchern rekombinieren. Dabei entstehen Photonen (Licht).

Von den zahlreichen Anwendungen von TLD in der Strahlentherapie sollen im Folgenden drei Bereiche herausgehoben werden:

- In-vivo-Dosimetrie: Wegen ihrer geringen Größe und der Tatsache, dass zur Messung kein Kabel angeschlossen werden muss, sind TLD ideal geeignet für die In-vivo-Dosimetrie, z. B. in der Brachytherapie, für Messungen der Hautdosis oder für die Ermittlung der Dosis in kritischen Organen. Typische Fragestellungen sind Dosismessungen der Augenlinse, des Hodensacks oder des Fötus.
- Dosismessungen in anthropomorphen Phantomen: Anthropomorphe (menschensähnliche) Phantome werden zur Verifikation einer geplanten, mit dem Computer berechneten Dosisverteilung im Patienten häufig eingesetzt. Bekannt ist insbesondere das sog. Alderson-Phantom, das aus einzelnen Schichten besteht (s. Abb. 3.13), bei dem bereits Bohrungen zur Aufnahme von TLD in jeder Schicht vorgefertigt sind.
- Dosimetrievergleiche und -überprüfungen: Eine der wichtigsten Methoden der Qualitätssicherung in der

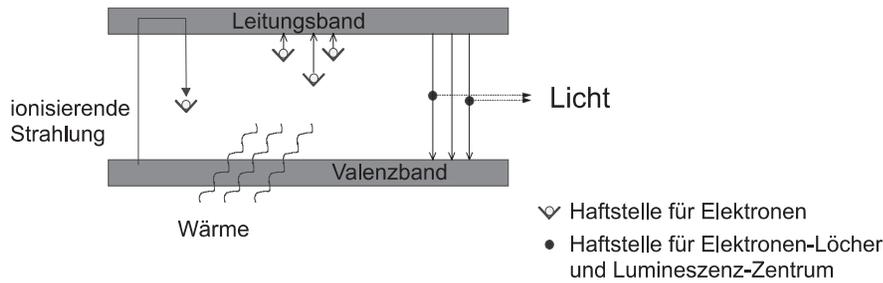


Abb. 3.12. Schematische Darstellung zum Prozess der Thermolumineszenz

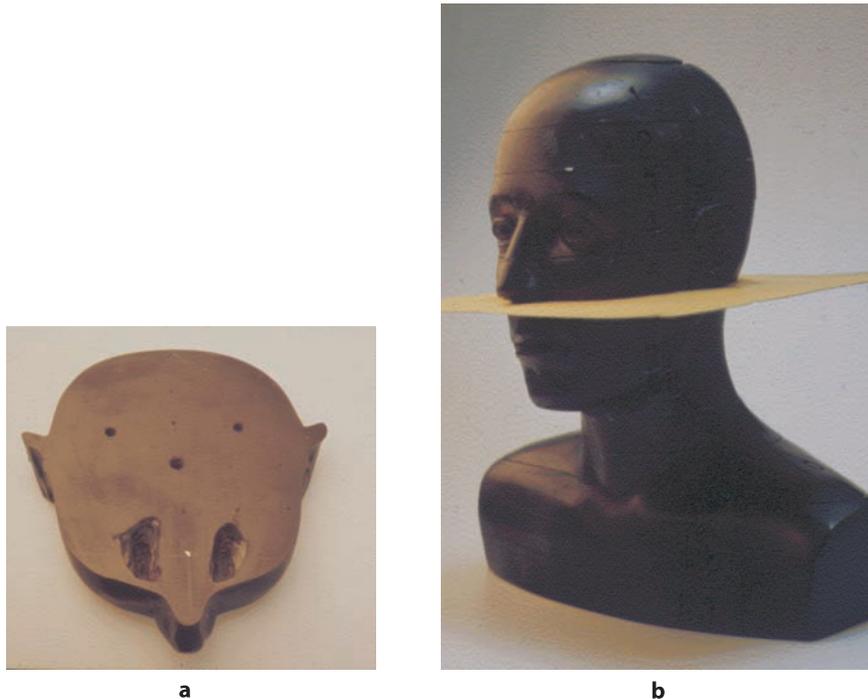


Abb. 3.13 a, b. Alderson-Kopfphantom a einzelne Scheibe; b Gesamtphantom mit einem Dosimetriefilm zwischen 2 Scheiben

Strahlentherapie ist der Vergleich der Dosis zwischen verschiedenen Therapiezentren (national und international). Ein Beispiel dafür ist das Angebot für einen Dosimetrievergleich von der WHO/IAEA.

Filmdosimetrie

Durch die Einwirkung schon eines einzigen durch den Photoeffekt ausgelösten Sekundärelektrons können in Photoemulsionen 10^8 bis 10^{11} Silberatome aus ihrer Molekülbindung herausgelöst und durch die Entwicklung ausgeschieden werden. Dies bewirkt eine Schwärzung des Filmes. Quantitativ wird die Schwärzung als optische Dichte OD nach folgender Formel bestimmt:

$$OD = \log_{10}(\Phi_0/\Phi) \quad (43)$$

wobei Φ_0 der auffallende und Φ der durchgelassene Lichtstrom ist. Diese Definition bietet den Vorteil, dass zwei Schichten übereinander (oder zwei Bestrahlungen hintereinander) eine optische Dichte OD als Summe der einzelnen Dichten $OD_1 + OD_2$ liefern. Zur Messung der optischen Dichte und deren Verteilung ist immer ein Densitometer erforderlich.

Eine der interessantesten Eigenschaften eines Dosimetriefilms ist die überaus detailreiche Auflösung einer Dosisverteilung in der Ebene des Films. Über die Genauigkeit einer quantitativen Dosisbestimmung, die über eine rein qualitative Auswertung hinausgeht, besteht immer noch eine uneinheitliche Meinung. Viele Autoren haben jedoch über Methoden und Ergebnisse einer Absolutdosisbestimmung in der Strahlentherapie nach geeigneter Kalibrierung berichtet. Insbesondere in der stereotaktischen Radiochirurgie und in der intensi-