

Theoretische Untersuchung der Sättigungskorrektur von Ionisationskammern in gepulsten Strahlungsfeldern bei beliebiger Pulsdauer

Leonhard Karsch*, Jörg Pawelke

OncoRay – National Center for Radiation Research in Oncology, Dresden

Eingegangen am 23. Juli 2013; akzeptiert am 16. Oktober 2013

Zusammenfassung

In Ionisationskammern wird infolge der Rekombination von Ladungsträgern nicht die gesamte durch die Strahlung frei gesetzte Ladung gesammelt. Dieser Effekt wird durch den Sättigungskorrekturfaktor k_S berücksichtigt. Die physikalische Beschreibung des Korrekturfaktors für gepulste Strahlung ist etabliert. Jedoch gilt sie nur unter der Annahme, dass die Pulsdauer kurz gegen die Sammelzeit der Ionisationskammer ist.

In diesem Beitrag wird eine Beschreibung der Sättigungskorrektur für Strahlungspulse beliebiger Länge entwickelt. Dazu wird ein Differentialgleichungssystem iterativ gelöst. Die Lösung wird anhand bereits veröffentlichter Experimente mit einer Rooskammer (PTW TM34001) in einem gepulsten Elektronenstrahl überprüft. Die Ergebnisse des iterativen Verfahrens beschreiben die experimentellen Daten gut. Die Berechnungen sind auch für experimentell nicht zugängliche Strahleinstellungen möglich und tragen so zum Verständnis und zur korrekten Beschreibung der Sättigungskorrektur bei beliebigen Pulsdauern bei. So ergeben sich unter anderem die von der Pulsdauer abhängigen Ladungsträgerverteilungen in der Ionisationskammer, einschließlich des Übergangs zu den Verhältnissen bei kontinuierlicher Bestrahlung. Ferner wird gezeigt, dass die Formel für k_S nach Hochhäuser und Balk [1] auch bei beliebiger Pulsdauer anwendbar ist, wenn für die Parameter a und p von der Pulsdauer abhängige Effektivwerte benutzt werden. Diese Effektivwerte werden für die Rooskammer für Pulsdauern bis zu $300 \mu\text{s}$ bestimmt.

Theoretical investigation of the saturation correction for ionization chambers irradiated with pulsed beams of arbitrary pulse length

Abstract

In ionization chambers, not all released charge is collected due to the recombination of charge carriers. This effect is taken into account by the saturation correction factor k_S . A physical description of the correction factor has been established for pulsed radiation. However, it is only accurate when the pulse length is short compared with the collection time of the ionization chamber.

In this paper we develop a description of the saturation correction for radiation pulses of arbitrary length. For this, a system of partial differential equations is solved iteratively. The numerical solutions are verified experimentally for a Roos ionization chamber (PTW TM34001) exposed to a pulsed electron beam.

The results of this iterative procedure describe the experimental data well. The calculations are also possible for beam structures which are experimentally hard to get and thereby contribute to a better understanding and correct description of the saturation correction at arbitrary pulse length. Among other things the pulse length dependent distributions of the charge carriers in the ionization chamber is calculated, inclusive of the transition to the conditions prevailing in the case of continuous irradiation.

Furthermore it is shown that the formula for k_S established by Hochhäuser and Balk [1] is applicable even at

* Korrespondenzadresse: Leonhard Karsch, OncoRay, Fetscherstr. 74, PF 41, 01307 Dresden, Tel.: +49-351 4587437.

E-mail: Leonhard.Karsch@oncoray.de (L. Karsch).

Schlüsselwörter: Ionisationskammern, Sättigungskorrektur, beliebige Pulslänge

arbitrary pulse length, if pulse duration dependent effective values are used for the parameters a and p . These effective values have been determined for the Roos chamber at pulse lengths up to 300 μ s.

Keywords: Ionization chambers, saturation correction, arbitrary pulse length

1 Einleitung

Wenn ionisierende Strahlung auf das empfindliche Volumen einer Ionisationskammer trifft, werden die Moleküle des Füllgases, i. d. R. Luft, ionisiert. Die dabei frei gesetzten Ladungsträger, positive Ionen und Elektronen, driften im angelegten elektrischen Feld und werden an den Elektroden gesammelt. Während der Drift treten bereits Wechselwirkungen der Ladungsträger untereinander und mit den verbliebenen Atomen auf. Insbesondere lagern sich einige der freien Elektronen an elektroaffine Moleküle, z.B. O_2 , an. Die so gebildeten negativen Ionen driften ebenfalls zur Elektrode. Auf dem Weg können sie jedoch das Elektron wieder an ein positives Ion abgeben, so dass nicht die gesamte, durch die Strahlung freigesetzte Ladung an den Elektroden gesammelt wird. Neben dieser sogenannten Volumenrekombination gibt es weitere Effekte, die eine vollständige Sammlung der Ladung verhindern: Beispielsweise können die Elektronen durch Diffusion die eigentlich abstoßende Elektrode erreichen (Rekombination durch Diffusion). Auch sind die freigesetzten Ladungen nicht gleichmäßig im Kammervolumen verteilt, sondern häufen sich entlang der Spuren der Strahlungsteilchen. Deshalb kommt es zu einer erhöhten Rekombination zwischen denjenigen Ladungsträgern, die auf Ionisationsprozesse ein und desselben Strahlungsteilchens zurückzuführen sind (Anfangsrekombination). Nur die Volumenrekombination führt auf eine Sättigungskorrektur, die mit steigender Pulsdosis wächst. Deshalb sollte sie bei hohen Pulsdosen den größten Beitrag zur Messwertverminderung durch Rekombinationseffekte liefern und nur diese wird hier berücksichtigt.

Die Rekombination von Ladungsträgern wird bei Messungen mit Ionisationskammern durch einen Korrektionsfaktor k_S berücksichtigt. Er ist definiert als das Verhältnis der freigesetzten Ladung Q_G zu der an den Elektroden gesammelten Ladung Q_A :

$$k_S = \frac{Q_G}{Q_A} \quad (1)$$

Tritt keine Rekombination auf, so ist $k_S = 1$. Da bei auftretender Rekombination $Q_G > Q_A$ gilt, ist $k_S > 1$.

Der Bestimmung von k_S sind seit über 100 Jahren viele Arbeiten gewidmet worden. Die frühen Arbeiten lösen dazu ein Differentialgleichungssystem für kontinuierliche [2,3,4] und gepulste Strahlenfelder [5,6]. Dabei werden nur zwei

verschiedene Ladungsträger, gedacht ist an positive und negative Ionen, in der Ionisationskammer berücksichtigt.

In den Lösungen für gepulste Strahlenquellen wird bisher angenommen, dass die Pulsdauer im Vergleich zur Driftzeit der Ionen verschwindend kurz und der Pulsabstand größer als die Sammelzeit ist. Die Sättigungskorrektur [5,6] ist dann eine Funktion der in der Kammer frei gesetzten Ladung Q_G im Puls und einer kammerpezifischen Konstanten a :

$$k_S = \frac{aQ_G}{\ln(1 + aQ_G)} \quad (2)$$

Die kammerpezifische Konstante a (Einheit: C^{-1}) lässt sich für Flachkammern darstellen als [7]:

$$a = \frac{\mu d^2}{UV} \quad (2a)$$

Dabei ist:

d ... Elektrodenabstand (Einheit: m)

U ... angelegte Spannung (Einheit: V)

V ... empfindliches Kammervolumen (Einheit: m^3)

$\mu = \frac{\alpha}{(k_1 + k_2)}$... ein Faktor, der die Eigenschaften des Füllgases erfasst (siehe aber auch die späteren Bemerkungen; Einheit: Vm/C)

α ... Rekombinationskoeffizient (Einheit: m^3/Cs ; in anderer Literatur wird oft α/e benutzt)

k_1, k_2 ... Beweglichkeit der positiven bzw. negativen Ionen (Einheit: m^2/Vs)

Für zylindrische Ionisationskammern gilt ebenfalls Gl. (2), in Gl. (2a) muss d jedoch durch einen effektiven Plattenabstand ersetzt werden [7]. Diese Arbeit beschränkt sich wegen der Einfachheit des Verfahrens und der experimentellen Datenlage nur auf eine spezielle Flachkammer, die oft genutzte Rooskammer der PTW (TM34001).

Oft wird Gl. (2.) auch mit der applizierten Dosis statt der frei gesetzten Ladung angegeben. Die Dosis D , berechnet sich aus dem Produkt der frei gesetzten Ladung, dem Kalibrierfaktor für die Wasserenergiedosis N_w und dem Produkt k der Korrektionsfaktoren für Strahlungsqualität, Temperatur und Druck usw.: $D = Q_G N_w k$. Die Berechnung der Sättigungskorrektur ist jedoch theoretisch nur unabhängig von der

Download English Version:

<https://daneshyari.com/en/article/1887979>

Download Persian Version:

<https://daneshyari.com/article/1887979>

[Daneshyari.com](https://daneshyari.com)