

Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-62/141 (1962)

M. L. Corazza, M. Ladu, M. Pelliccioni, E. Rotondi: SULLA RISPOSTA DELLE CAMERE DI IONIZZAZIONE A FLUSSI PULSATI DI RADIAZIONE GAMMA.

Estratto da: Energia Nucleare, 9, 690 (1962)

**ENERGIA
NUCLEARE**

**VOLUME 9
NUMERO 12
DICEMBRE
1962**

**Sulla risposta
delle camere di ionizzazione
a flussi pulsati
di radiazione gamma**

M. L. Corazza*, M. Ladu**, M. Pelliccioni*,
E. Rotondi*

+Laboratori Nazionali del CNEN - Frascati

**Laboratorio di Dosimetria del CNEN - Frascati*

Sulla risposta delle camere di ionizzazione a flussi pulsati di radiazione gamma

M. L. Corazza*, M. Ladu⁺*, M. Pelliccioni*,
E. Rotondi*

⁺Laboratori Nazionali del CNEN - Frascati

*Laboratorio di Dosimetria del CNEN - Frascati

Si studia la risposta delle camere di ionizzazione in flussi pulsati di γ , con frequenze di 1, 5, 10 e 20 imp/s, facendo variare la tensione di raccolta fra 5 e 700 V. Si trova che, a parità di tensione di raccolta, la carica raccolta per impulso decresce con l'aumentare della frequenza, ma ne è quasi indipendente per tensioni superiori a 200 V. Entro i limiti della esperienza descritta, l'accordo con la teoria di Boag è soddisfacente per efficienze di raccolta maggiori di 0,9.

INTRODUZIONE

Le misure dosimetriche intorno agli acceleratori a flusso pulsato, sono caratterizzate dal fatto che la radiazione viene prodotta a impulsi, la cui durata, a seconda dei casi, può variare da qualche μ s fino all'ordine dei ms.

La dose per impulso è talvolta molto elevata e l'attendibilità delle misure eseguite con camere di ionizzazione dipende naturalmente dall'efficienza di raccolta dello strumento. È quindi una logica misura di prudenza verificare, volta per volta, se la differenza di potenziale fra gli elettrodi è sufficiente per raccogliere integralmente gli ioni prodotti.

Supponendo che la durata di un impulso sia più breve del tempo di raccolta degli ioni, e che quindi la raccolta degli ioni di due impulsi successivi avvenga in tempi successivi, Boag ha calcolato quale sia l'efficienza di camere piano-parallele, cilindriche e sferiche. Egli dimostra che in ogni caso la ricombinazione iniziale degli ioni prodotti non influenza sensibilmente le misure e che si può perciò prendere in considerazione la sola ricombinazione generale ^{2, 3, 4, 5}.

RICOMBINAZIONE IN FLUSSO PULSATO

La teoria della ricombinazione generale in regime di flusso pulsato^{2,3}, ammette che quando una camera di ionizzazione viene interamente investita da impulsi di radiazione, ad ogni impulso si crei nel gas della camera una densità di cariche dei due segni uniformemente distribuita nello spazio fra gli elettrodi. Poichè per effetto del campo elettrico gli ioni dei due segni si separano dirigendosi verso i rispettivi elettrodi, si può supporre che dopo l'arrivo dell'impulso di radiazione si crei intorno a ciascun elettrodo una zona di cariche di un solo segno e fra le due una zona intermedia nella quale le cariche dei due segni, dirigendosi verso i propri elettrodi, si sovrappongono; l'ampiezza di quest'ultima va naturalmente riducendosi col tempo.

In geometria cilindrica la situazione può schematizzarsi come segue (fig. 1). Sia V la differenza di potenziale fra gli elettrodi e siano a e b i loro raggi. Dopo l'arrivo dell'impulso di radiazione, intorno all'elettrodo negativo si sarà formata una nuvola di cariche positive e intorno a quello positivo una nuvola di cariche negative. Nella zona fra le due, le cariche dei due segni dirette verso i rispettivi elettrodi si sovrappongono, formando una zona nella quale la ricombinazione farà sentire il suo effetto e nella quale la densità di coppie di ioni al tempo t sarà data da:

$$n = \frac{n_0}{1 + \alpha n_0 t}$$

essendo n_0 la loro densità iniziale ed α il coefficiente di ricombinazione.

Lo spostamento verso i rispettivi elettrodi delle cariche che sfuggono alla ricombinazione, si traduce in sostanza in un allargamento delle due zone contenenti una sola carica negativa, ed una sola carica positive ed è come se i loro bordi affacciati si muovessero uno verso l'altro.

Se k_1 e k_2 sono le mobilità in cm.s^{-1} per volt.cm^{-1} degli ioni negativi e positivi rispettivamente, le velocità con cui i bordi delle due zone di raggio r_1 ed r_2 si muovono radialmente uno verso l'altro sono date da:

$$\frac{dr_1}{dt} = \frac{k_1 V}{r_1 \lg a/b}$$

$$\frac{dr_2}{dt} = \frac{k_2 V}{r_2 \lg a/b}$$

Ammesso che i due bordi si incontrino ad una distanza R dal centro dopo un tempo T , integrando le due precedenti equazioni da $t=0$ a $t=T$ e risolvendo rispetto a T e ad R si ha:

$$R = \sqrt{\frac{k_1 a^2 + k_2 b^2}{k_1 + k_2}}; \quad T = \frac{(a^2 - b^2) \lg a/b}{2(k_1 + k_2) V}$$

dove il significato delle lettere è quello già detto. Il numero di ioni di ciascun segno che nel tempo t e per unità di lunghezza del cilindro vanno verso le rispettive zone sfuggendo alla ricombinazione, come si può calcolare facilmente, è dato da:

$$\frac{2\pi n_0 (k_1 + k_2) V}{\lg a/b} \cdot \frac{dt}{1 + \alpha n_0 t}$$

Poichè $\pi(a^2 - b^2)n_0$ è il numero iniziale di coppie di ioni per unità di lunghezza del cilindro, l'efficienza di raccolta risulta:

$$f = \frac{1}{\pi(a^2 - b^2)n_0} \cdot \frac{2\pi n_0 (k_1 + k_2) V}{\lg a/b} \cdot \int_0^T \frac{dt}{1 + \alpha n_0 t}$$

e ponendo

$$u = \frac{\alpha n_0 (a^2 - b^2) \lg a/b}{2(k_1 + k_2) V}$$

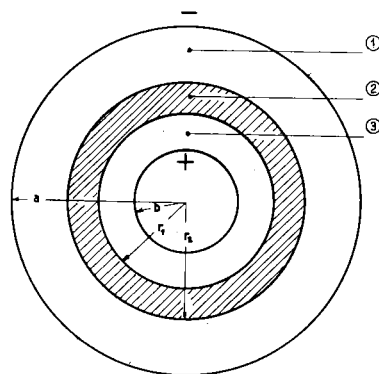


Fig. 1 - Zona di cariche positive (1); zona di sovrapposizione (2); zona di cariche negative (3).

si può scrivere

$$f = \frac{1}{u} \lg(1 + u) \quad (1)$$

Nel calcolo la teoria trascura l'effetto di carica spaziale, che, almeno in prima approssimazione, dimostra essere trascurabile.

La (1) è stata verificata per flussi di alta^{3,4,5} e di bassa¹ intensità con camere a elettrodi piani distanti fra loro alcuni millimetri. Una più estesa verifica è stata fatta recentemente da Loevinger⁶, i cui risultati sperimentali hanno confermato la teoria di Boag nel solo caso di flussi di intensità notevole.

Lo stesso Loevinger fornisce inoltre una relazione empirica per determinare rapidamente le perdite per ricombinazione nel caso in cui l'efficienza di raccolta sia maggiore di 0,9. La relazione, valida in regime pulsato, è la seguente:

$$I_v = I_s (1 - \beta V^{-1}) \quad (2)$$

dove I_v è la corrente di ionizzazione raccolta alla tensione V , I_s la corrente di saturazione e β una costante che dipende dalla geometria della camera e dalla polarità della tensione di raccolta. L'uso della (2) non richiede la conoscenza delle costanti caratteristiche del gas di riempimento, nè dipende dalle dimensioni della camera; sotto certe circostanze essa può essere applicata anche quando l'intensità di ionizzazione non sia uniforme.

MISURE E RISULTATI

Noi abbiamo voluto verificare i limiti di validità della (1) e della (2), estendendo le misure ad una geometria cilindrica con l'impiego di una camera in bakelite riempita d'aria a pressione atmosferica e avente 1 litro di volume circa (distanza fra gli elettrodi ~ 5 cm).

In una prima serie di misure abbiamo realizzato il flusso pulsato disponendo una sorgente di Co^{60} di ~ 450 mc ad una estremità radiale di un disco rotante di alluminio; si aveva così un impulso di radiazione quando la sorgente passava davanti ad una fenditura praticata sulla schermatura in piombo del dispositivo.

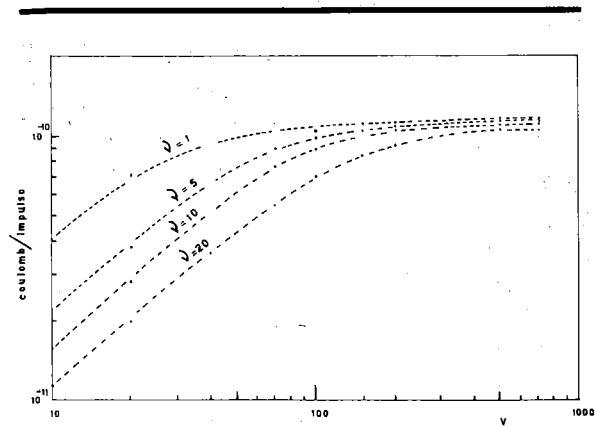


Fig. 2 - Carica raccolta per impulso, a diverse frequenze, in funzione della tensione di raccolta.

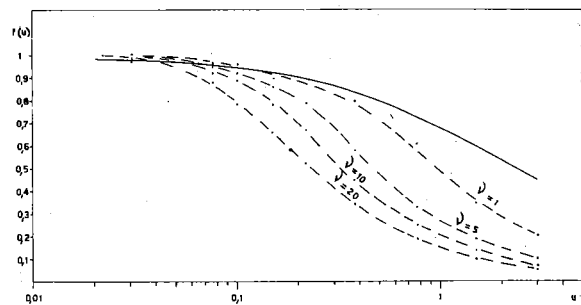


Fig. 3 - Efficienza di raccolta, alle varie frequenze, in funzione di u .

I risultati non erano però soddisfacenti, dimostrando che il dispositivo realizzato non era il più adatto, soprattutto per difficoltà connesse con la frequenza e la durata degli impulsi.

Per questa ragione abbiamo voluto riprendere le misure, utilizzando un acceleratore di elettroni Van de Graaff di 3 MeV e lavorando con frequenze di 1-5-10-20 imp/s; la durata di ogni impulso era di $2 \mu\text{s}$ circa e la tensione di raccolta veniva fatta variare fra 5 e 700 V. La corrente di ionizzazione veniva integrata su un opportuno registratore.

In fig. 2 è data, in funzione della tensione, la carica raccolta per impulso alle diverse frequenze. Si vede

che a parità di tensione essa decresce con l'aumentare della frequenza degli impulsi e mentre per $\nu = 1$ si può ritenere costante fra 70 e 700 V, per $\nu = 20$ è, a 70 V, del 50-60% più piccola che a 700 V. Per tensioni più alte di 200 V, essa si può ritenere approssimativamente indipendente dalla frequenza.

È possibile spiegare questi risultati osservando che per tensioni maggiori di 200 V, il tempo di transito degli ioni attraverso la camera è minore del tempo che intercorre fra due impulsi successivi; ogni impulso può così essere raccolto indipendentemente dagli altri. Per tensioni meno elevate, la sovrapposizione degli impulsi comporta una diminuzione della carica raccolta per impulso, tanto più accentuata quanto maggiore è la frequenza.

In fig. 3 sono date la curva teorica, a tratto continuo, e le curve sperimentali $f(u) = 1/u \lg(1+u)$. Si vede che l'accordo, a parità di tensione, è migliore per le frequenze più piccole, il che starebbe ad indicare che alle frequenze più elevate la migliore efficienza di raccolta si può ottenere elevando opportunamente la tensione entro i limiti imposti dalla moltiplicazione degli ioni per urto. Questo si può ancora spiegare osservando che, col diminuire della frequenza, aumenta il tempo che intercorre fra due impulsi successivi, con conseguente miglioramento, sempre a parità di tensione, dell'efficienza di raccolta, a causa dell'assenza di sovrapposizione degli impulsi.

In sostanza sembra che la teoria di Boag, almeno entro i limiti della nostra esperienza, sia verificata per efficienze di raccolta maggiori di 0,9 che si raggiungono con una tensione di almeno 200 V.

A tensioni più basse, alle quali gli impulsi possono sovrapporsi, la maggiore efficienza si ottiene, come già si è detto, in corrispondenza delle più basse frequenze, il che equivale a dire che essa non dipende dall'intensità media di radiazione. Ciò sembra confermato da misure eseguite con correnti di elettroni accelerati di 20 mA e di 35 mA per impulso, corrispondenti rispettivamente a dosi per impulso di $3,75 \cdot 10^{-4}$ r e $6,75 \cdot 10^{-4}$ r, nel punto in cui era collocata la camera. Con frequenze la prima doppia della seconda, le intensità medie erano quasi uguali, mentre l'efficienza di raccolta è risultata costantemente migliore per le frequenze più basse.

Un migliore accordo con la teoria sembra che si

possa ottenere adottando empiricamente un appropriato valore di $\alpha/(k_1 + k_2)$, operazione d'altronde giustificabile dal fatto che i valori di α , k_1 e k_2 sembrano mal conosciuti^{1, 2, 3}.

La formula empirica di Loevinger sembra anch'essa verificata entro i limiti indicati e, per la sua maggiore semplicità, è senz'altro da preferire alla (1) nel caso in cui l'efficienza di raccolta sia maggiore di 0,9. Sembra inoltre che essa abbia validità più generale se si ammette che β , una volta fissata la tensione di raccolta, varii linearmente con la frequenza.

Ulteriori misure sono in corso anche per confermare o meno questo punto di vista.

Si può infine osservare che le normali camere di ionizzazione commerciali, quando vengano usate per misure intorno agli acceleratori a flusso pulsato, debbono preventivamente essere verificate perché la tensione di raccolta sia quella più idonea alla corretta misura del campo di radiazione nel quale si opera. ■

bibliografia

- ¹ J. ALLEWAERT: *Selected Topics in Radiation Dosimetry*. I.A.E.A., 145, Vienna (1961).
- ² J. W. BOAG: *Radiation Dosimetry*. Academic Press, N. Y., 153 (1956).
- ³ J. W. BOAG: *Brit. J. of Radiol.*, 23, 601 (1950).
- ⁴ J. W. BOAG: *Brit. J. of Radiol.*, 24, 649 (1952).
- ⁵ J. W. BOAG, T. WILSON: *Brit. J. of Appl. Phys.*, 3, 222 (1952).
- ⁶ R. LOEVINGER: *Selected Topics in Radiation Dosimetry*. I.A.E.A., 173, Vienna (1961).

summary

ON THE RESPONSE OF THE IONIZATION CHAMBERS TO PULSED GAMMA RADIATION

The response of the ionization chambers to pulsed γ radiation was studied, using frequencies of 1, 5, 10 and 20 p/s, and collection voltage from 5 to 700 V. It was found that, for the same collected voltage, the collected charge per pulse decreases with increasing frequency, but is almost independent of the latter for voltages greater than 200 V. Within the limits of the described experiment, the agreement with the Boag's theory is satisfactory for collection efficiencies greater than 0.9.