

LNF-62/53

M.L. Corazza, M. Ladu, M. Pelliccioni, E. Rotondi: SULLA
RISPOSTA DELLE CAMERE DI IONIZZAZIONE PER γ IN FLUSSI
PULSATI DI ALTA INTENSITA'.

Nota interna: n° 144
19 Giugno 1962

LNF-62/53

Nota interna: n° 144
19 Giugno 1962

M.L. Corazza, M. Ladu, M. Pelliccioni, E. Rotondi: SULLA RI-
SPOSTA DELLE CAMERE DI IONIZZAZIONE PER γ IN FLUSSI PULSA-
TI DI ALTA INTENSITA'.

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 sec fino all'ordine dei msec.

La dose corrispondente ad ogni singolo impulso è talvolta molto elevata e l'attendibilità delle misure eseguite con camere di ionizzazione dipende naturalmente dall'efficienza di raccolta. E' 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 prendere in considerazione la sola ricombinazione generale(2,3,4,5).

Ricombinazione in flusso pulsato.

Quando una camera di ionizzazione è interamente in vestita da un impulso di radiazione, si crea nel gas della camera una densità di cariche uniformemente distribuita fra gli elettrodi della camera stessa. Per effetto del campo elettrico questa distribuzione viene alterata con conseguente for mazione di una regione positiva, una negativa e una di sovrapposizione contenente in egual numero ioni di entrambi i segni, come è rappresentato in fig. 1, relativamente ad una geometria cilindrica; le due nuvole di ioni di segno opposto si dirigono verso i rispettivi elettrodi.

In assenza di ricombinazione, la densità degli ioni nella regione intermedia resterebbe uniforme, ma per effetto della ricombinazione si ha una variazione di densità.

La teoria dimostra che i bordi delle due regioni di segno opposto, muovendosi uno verso l'altro, si incontrano dopo un certo tempo T ed a una distanza R dal centro, R e T essendo dati da⁽³⁾:

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

dove k_1 e k_2 sono le mobilità degli ioni positivi e negativi rispettivamente, V la differenza di potenziale fra gli elettrodi, mentre a e b hanno il significato indicato nella fig. 1.

La carica spaziale che si forma nelle immediate vicinanze degli elettrodi ad ogni impulso di radiazione, almeno in prima approssimazione non influenza sensibilmente la ricombinazione. Infatti dopo ogni impulso, quando la regione di sovrapposizione è ancora molto grande con conseguente notevole grado di ricombinazione, le regioni adiacenti sono molto pic-

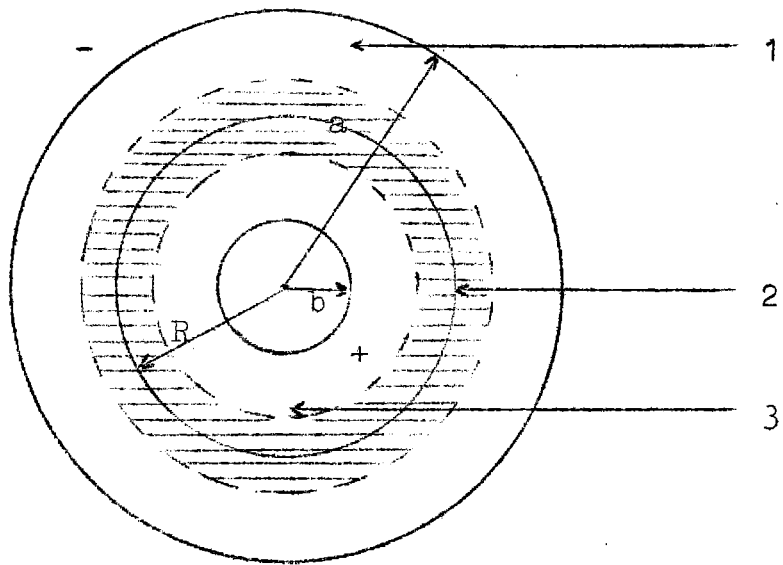


FIG. 1 - Zona negativa (1); zona positiva (2); zona
si sovrapposizione (3).

cole e non possono quindi causare una sensibile azione di schermo.

Nel caso considerato, l'efficienza di raccolta è data⁽²⁾:

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

con

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

dove α è il coefficiente di ricombinazione, n_0 la densità iniziale delle coppie di ioni e gli altri termini hanno il significato già detto.

La (1) è stata verificata per flussi di alta^(3,4,5) e di bassa⁽¹⁾ intensità con camere a elettrodi piani distanti fra loro alcuni millimetri. Una più estesa verifica è stata fatta recentemente da Loevinger⁽⁶⁾, 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:

$$(2) \quad I_V = I_S (1 - \beta V^{-1})$$

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 un'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.

I risultati ottenuti ci hanno però dimostrato 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 Graaf di 3 MeV e lavorando con frequenze di 1-5-10-20 imp/sec; la durata di ogni impulso era di 2 μ sec 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.

E' 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 ele-

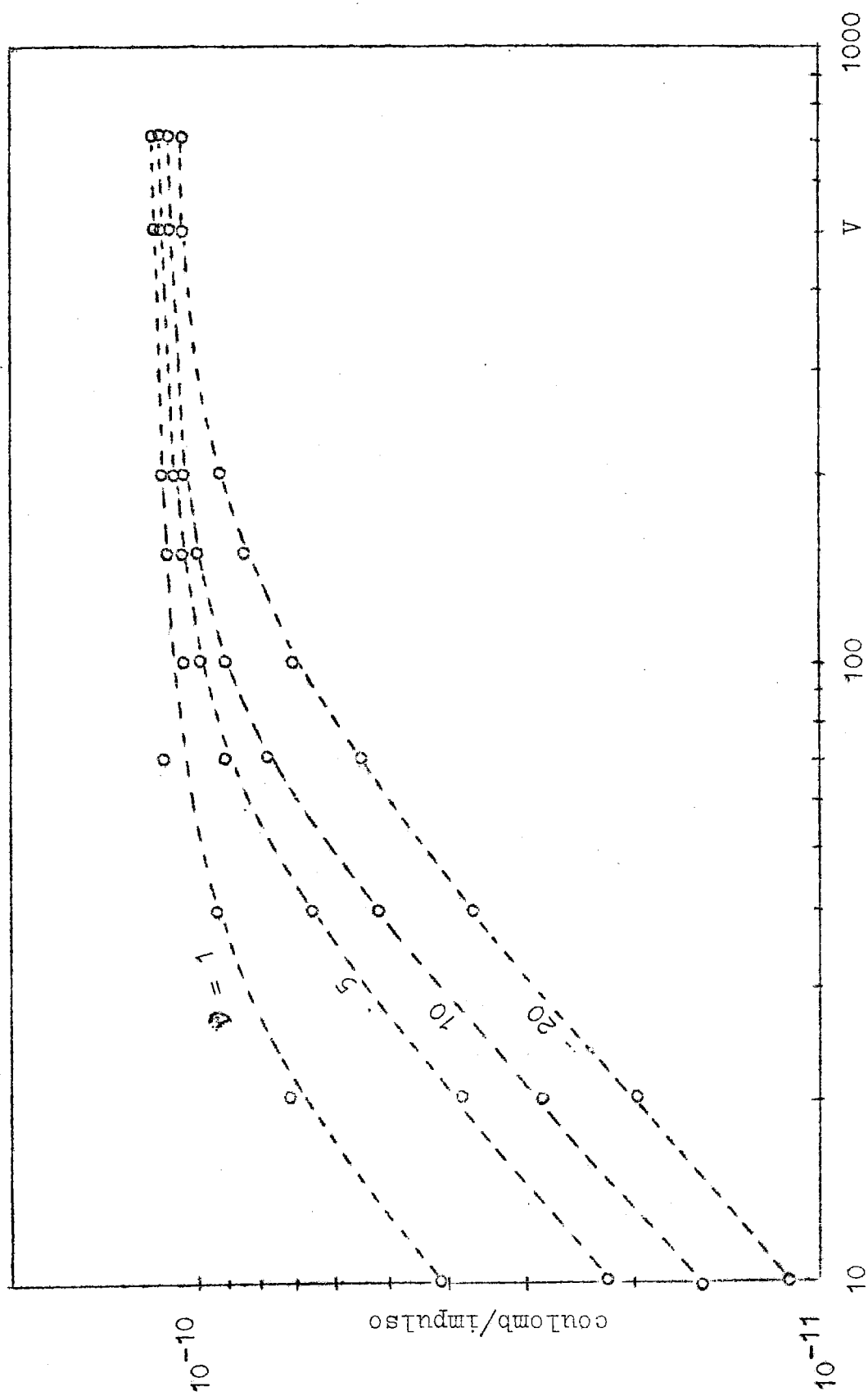


FIG. 2 - Carica raccolta per impulso, a diverse frequenze, in funzione della tensione di raccolta.

vate, 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. La cosa 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 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

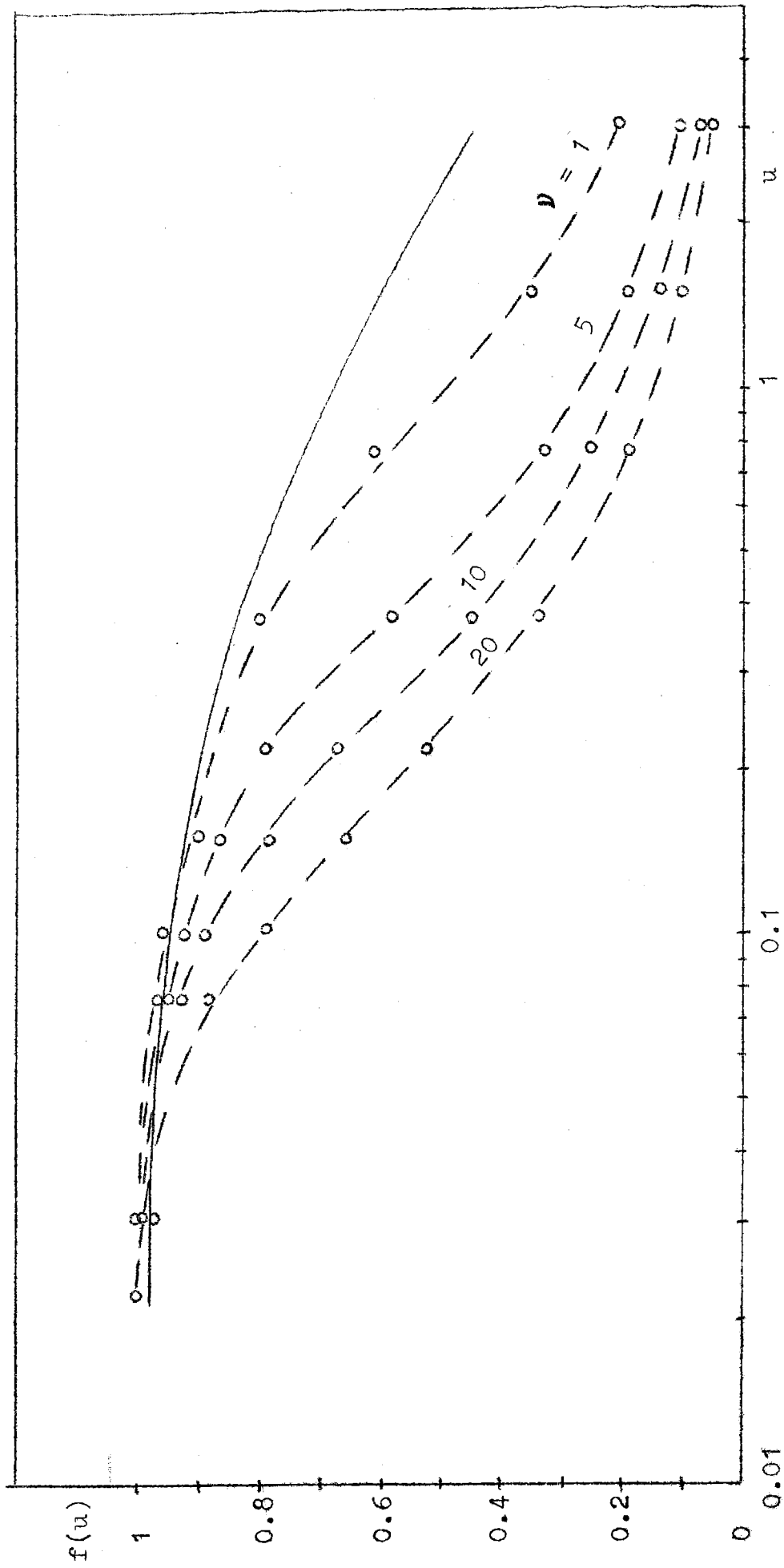


FIG. 3 - Efficienza di raccolta, alle varie frequenze, in funzione di u .

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 perchè la tensione di raccolta sia quella più idonea alla corretta misura del campo di radiazione nel quale si opera.

Bibliografia

- (1) - Allewaert J. - Selected Topics in Radiation Dosimetry I.A.E.A., Vienna, pag. 145, (1961).
- (2) - Boag J.W. - Radiation Dosimetry - Academic Press, N.Y., pag. 153, (1956).
- (3) - Boag J.W. - Brit. Jour. of Radiol. - 23, 601 (1950).
- (4) - Boag J.W. - Brit. Journ. of Radiol. - 24, 649 (1952).
- (5) - Boag J.W. and Wilson T. - Brit. Jour. of Appl. Phys. 3, 222, (1952).
- (6) - Loevinger R. - Selected Topics in Radiation Dosimetry - I.A.E.A., Vienna, pag. 173 (1961).