

ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE

Sezione di Trieste

INFN/TC-90/1301

11 gennaio 1991

L. Bacarini, E. Busetto, R. Giacomich, A. Mansutti e F. Tomasini

LA RADIOLOGIA DIGITALE:

APPROCCIO SPERIMENTALE ALL'IMAGING PLATE

**LA RADIOLOGIA DIGITALE :
APPROCCIO SPERIMENTALE ALL' "IMAGING PLATE"**

R. Giacomich

Dipartimento di Fisica, Università di Trieste
Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Trieste

F. Tomasini

Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Trieste

L. Bacarini

Dipartimento di Diagnostica per Immagini
Ospedale Regionale di Treviso

E. Busetto

Dipartimento di Diagnostica per Immagini
Ospedale Regionale di Treviso

A. Mansutti

Dipartimento di Diagnostica per Immagini
Ospedale Regionale di Treviso

Introduzione

Agli inizi degli anni ottanta, parallelamente alla radiografia convenzionale, ha cominciato a svilupparsi un nuovo modo di fare radiografia il cui scopo dichiarato è quello di unire gli aspetti vantaggiosi dell'immagine tradizionale, sottoforma di quantità di informazione espressa in Megabytes, alle enormi possibilità di elaborazione consentite dalla tecnica digitale. L'elemento nuovo che ha preso il posto del tradizionale schermo intensificatore e della pellicola radiografica è un materiale capace di trattenere l'informazione spazialmente, sotto forma di immagine latente, e di restituirla anche dopo diverse ore qualora venga stimolato con una radiazione luminosa di opportuna lunghezza d'onda. La parte attiva che costituisce questi particolari schermi è un fluoro-bromuro di Bario attivato con Europio, ridotto in microgranuli, mescolato con collante e steso su un supporto di materiale poliestere. Lo schermo è stato brevettato dalla ditta giapponese FUJI con il nome di IP^[1]. L'Europio ha funzione di centro fotoluminescente e occupa un sito cristallino riservato allo ione Bario. Nel cristallo sono state create appositamente un elevato numero di vacanze in corrispondenza degli atomi di Fluoro e Bromo. Questi due atomi, appartenenti al VII gruppo, sono fortemente elettronegativi e qualora vengano rimossi dal reticolo cristallino tendono a portarsi via l'elettrone di legame con il Bario lasciando nel sito rimasto vuoto una distribuzione di carica positiva che prende il nome di F⁺-center. In questo modo eventuali elettroni che si trovano in banda di conduzione per i processi che intervengono nell'assorbimento di radiazioni ionizzanti da parte del cristallo, vengono facilmente intrappolati in queste buche di potenziale, dando origine ad un sistema legato F⁺-center / e⁻ detto F-center.

Nel sistema ideato dalla FUJI l'energia per liberare gli elettroni degli F-centers è ceduta mediante lo spazzolamento di un fascio laser He-Ne sulla superficie del PLATE. Una volta liberi, gli elettroni possono essere catturati dai centri fotoluminescenti ad essi più vicini^[2,3,4,5] i quali, decadendo molto rapidamente, emettono radiazione luminosa nello spettro del visibile che viene raccolta da una guida di luce e convogliata in un tubo fotomoltiplicatore. I segnali elettrici così generati sono inviati, attraverso un amplificatore logaritmico, ad un ADC che ad ogni elemento della scansione associa un numero di 10 bits di profondità il quale regolerà i toni di grigio in 1024 livelli.

Il presente lavoro vuole rappresentare l'inizio di una indagine critica su questa nuova tecnica per ottenere immagini radiografiche, con particolare attenzione all'IP come rivelatore di radiazioni X. Esso sostanzialmente si articola in tre parti nelle quali

rispettivamente si studiano le caratteristiche fisico-chimiche degli schermi, le caratteristiche dell'emissione luminescente e l'acquisizione dell'informazione, contenuta negli schermi stessi, tramite un lettore laser del tipo He-Ne.

Caratteristiche fisico-chimiche : Gli IP esaminati in questa ricerca sono di due tipi (Fig.1).uno schermo sperimentale (SP), con supporto poliestere bianco e "High Resolution", indicato per mammografie, con supporto poliestere nero.

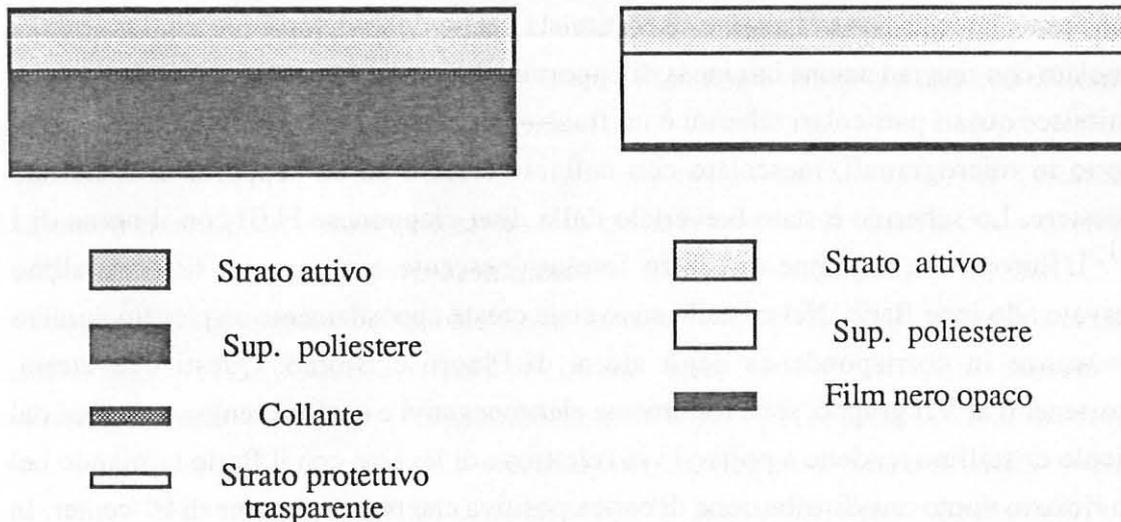


Fig. 1 Schermi IMAGING PLATE tipo HR (sinistra) e tipo SP (destra) con in evidenza gli spessori e la natura degli strati.

Di entrambi sono stati misurati gli spessori e le densità degli strati attivi, sono stati determinati i componenti del collante, con analisi chimica, e del cristallo, mediante il riconoscimento degli X caratteristici di fluorescenza, e sono stati inoltre valutati i coefficienti di attenuazione lineare a seguito di misure di trasmissione a 60 keV con i soli strati attivi. Per quanto riguarda il collante, nel quale i microgranuli cristallini sono dispersi, l'analisi chimica ha evidenziato un materiale organico privo di Azoto che risponde ad una formula bruta del tipo $C_{2n}H_{3n}O_{2n}$. In Fig.2 si può vedere lo spettro degli X caratteristici di fluorescenza degli schermi IP ottenuto irradiando i campioni con una sorgente di Am^{241} . Nonostante le ridotte dimensioni del grafico si notano i K_{α} e K_{β} del Piombo fra i 75 e gli 85 keV, il γ dell'Americio a circa 60 keV, i K_{α} e K_{β} del Bario fra i 30 e i 40 keV e infine i K_{α} e K_{β} dell'elemento non specificato dalla casa costruttrice (comunque appartenente agli alogeni)^[1], che risulta essere il Bromo, fra i 10 e i 15 keV.

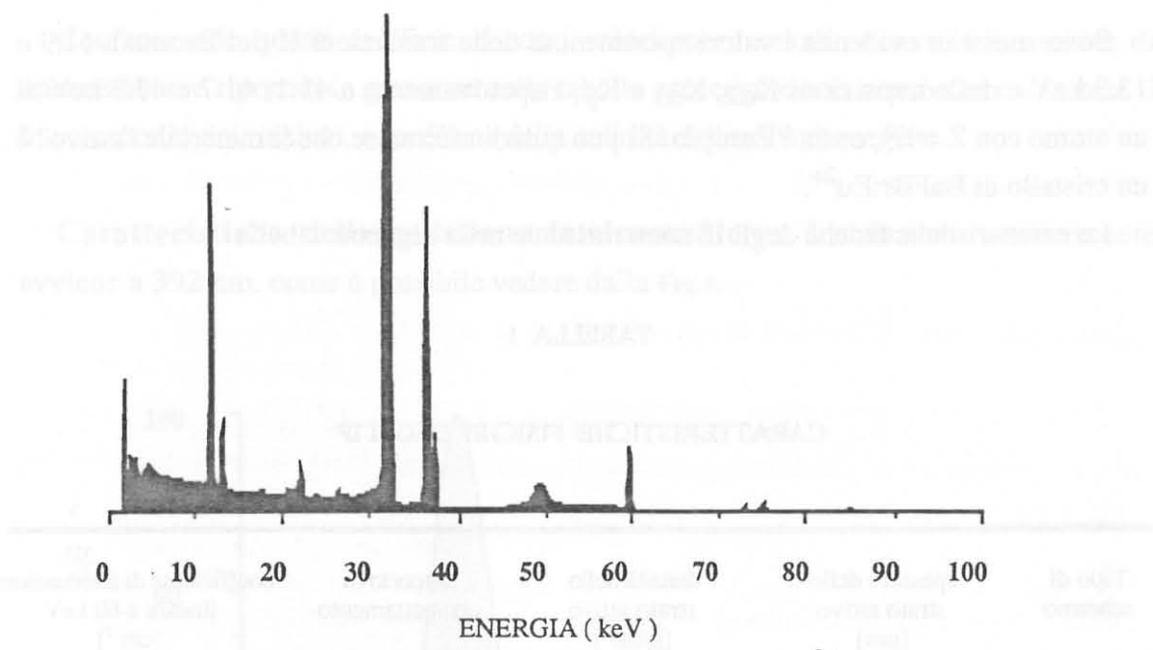


Fig. 2 Spettro di fluorescenza X del BaFX:Eu²⁺.

L'identificazione dell'elemento incognito e dell'attivatore è stata possibile eseguendo la sottrazione energetica di un analogo spettro di fluorescenza ottenuto da un campione di Solfato di Bario. Il risultato della sottrazione è visibile in Fig.3 .

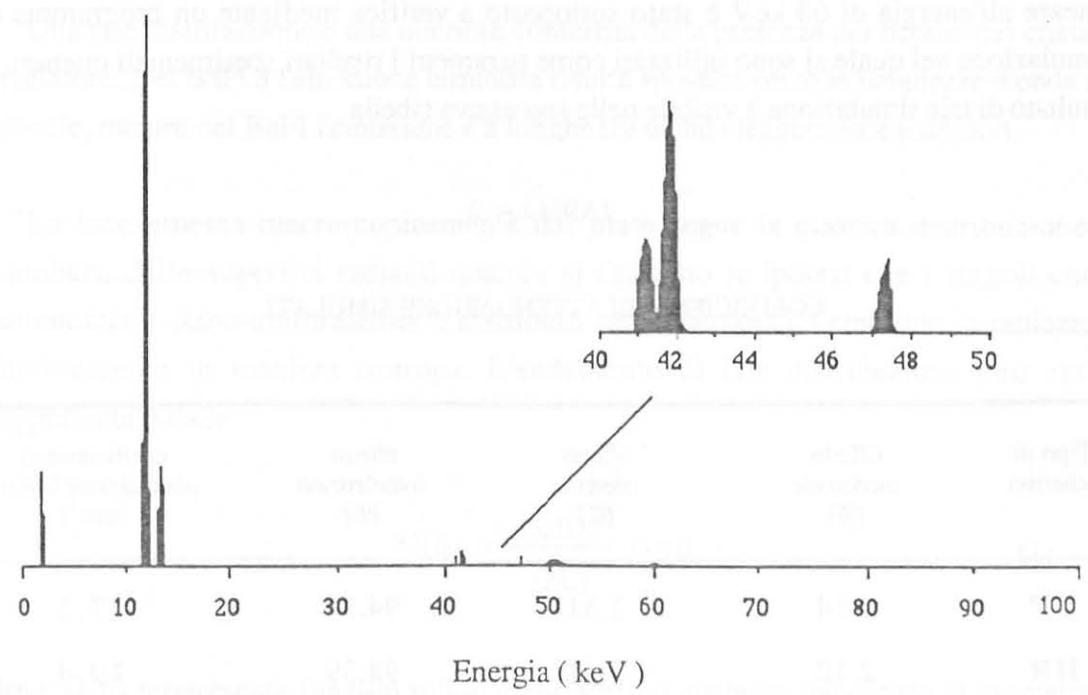


Fig.3 Spettro ottenuto per sottrazione di Solfato di Bario.

$$\frac{I(\theta, H)}{I(\theta', H)} \frac{\cos^2 \theta'}{\cos^2 \theta} = \frac{1 - e^{-\frac{\mu H}{\cos \theta}}}{1 - e^{-\frac{\mu H}{\cos \theta'}}} \quad (4)$$

dalla quale si ricava un'espressione del tipo

$$F(\theta, \theta') - F(\theta, \theta') e^{-\mu K'} = 1 - e^{-\mu K} \quad (5)$$

dove

$$K = \frac{H}{\cos \theta} \qquad K' = \frac{H}{\cos \theta'}$$

e

$$F(\theta, \theta') = \frac{I(\theta, H)}{I(\theta', H)} \frac{\cos^2 \theta'}{\cos^2 \theta}$$

il valore di μ che verifica l'equazione (5) è il coefficiente di attenuazione che si stava cercando. Dai calcoli eseguiti per le varie coppie di intensità di luce e angoli associati, si è ottenuto un coefficiente di attenuazione lineare che varia fra $6.5 \cdot 10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$ e $5.4 \cdot 10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$ il che corrisponde ad una lunghezza di attenuazione, calcolata dal punto di emissione del fotone luminoso, compresa rispettivamente fra $154 \mu\text{m}$. e $185 \mu\text{m}$. il che mostra che la lunghezza di attenuazione della luce, nel mezzo cristallino, è dell'ordine dello strato attivo dello schermo.

Rapporto fra fotoelettroni prodotti e fotoni X assorbiti : Un passo importante nella conoscenza di questi materiali è la determinazione del numero di fotoelettroni emessi in conseguenza dell'assorbimento di un fotone X, del quale sia nota l'energia, da parte di uno schermo rivelatore. Il dato è estremamente utile in quanto contribuisce alla stima della efficienza di scintillazione istantanea del cristallo di BaFBr:Eu^{2+} e sarà successivamente utilizzato in fase di simulazione al computer, nello studio riguardante l'elaborazione dell'immagine e del rumore, quale dato sperimentale necessario per risalire al numero di fotoni luminosi prodotti da un singolo Pixel in funzione di un certo numero di fotoni X in esso caduti.

L'esperimento è strutturato in due fasi: nella prima, note le condizioni geometriche iniziali, si misura il numero di fotoni luminosi emessi per fotoluminescenza istantanea dallo schermo quando questo è investito da un fascio di radiazioni X, nella seconda, nelle identiche condizioni temporali e geometriche, si risale al numero di fotoni X assorbiti dallo stesso.

Lettura dei fotoni luminosi : In questa prima fase un campione di schermo è stato fatto aderire per mezzo di grasso ottico con la sua parte attiva sul vetro della finestra d'entrata di un tubo fotomoltiplicatore. Il tutto è stato chiuso con cartone e nastro isolante neri in modo da rendere impossibile la penetrazione di luce esterna. Un fascio di fotoni γ dell' Am^{241} di circa mezzo centimetro di diametro è stato inviato sul dorso del campione per un tempo prefissato. Il rapporto tra il numero di fotoelettroni, letto su una scala rapida (100 MHz), e l'efficienza del fotocatodo rappresenta verosimilmente il numero di fotoni luminosi prodotti in media dallo schermo in conseguenza dell'assorbimento dei γ da 60 KeV .

Determinazione degli X assorbiti : La seconda fase prevede l'introduzione di un rivelatore allo Ioduro di Sodio al posto del tubo fotomoltiplicatore curando in modo particolare di non variare la geometria nelle due misure. Così facendo si riesce a determinare il numero di fotoni γ che nello stesso intervallo di tempo, in media, colpisce il campione. Dalle misure di trasmissione si conoscono l'intensità del fascio incidente sia libero, con il solo supporto poliestere, I_0 , sia dopo il passaggio attraverso lo schermo completo, I . Il rapporto fra I e I_0 rappresenta la frazione f di fotoni che vengono trasmessi dal solo strato attivo.

In particolare si è ottenuto un valore di 0.75 per lo schermo HR e 0.79 per lo schermo SP il che significa che nel primo vengono assorbiti il 25% dei fotoni incidenti mentre nel secondo la frazione scende al 21%. Moltiplicando il numero di fotoni del fascio incidente per la frazione di assorbimento ($1 - f$) si ottiene il numero di fotoni assorbiti I_a nel materiale dello schermo.

Tali fotoni sono in grado di produrre un elettrone primario, quasi esclusivamente per effetto Fotoelettrico (97%), il quale alla fine del processo depositerà nel materiale una quantità di energia pari a quella del γ incidente diminuita della energia degli X caratteristici delle transizioni K che non vengono riassorbiti, creando un certo numero di elettroni secondari liberi in banda di conduzione.

Il discorso sarebbe semplice se il nostro schermo fosse di tipo tradizionale. In tale caso, infatti, potremmo fare in prima approssimazione l'ipotesi che tutti gli elettroni secondari prodotti contribuiscano alla fotoluminescenza istantanea. In effetti, anche nel caso di schermi intensificatori tradizionali, sappiamo che questa affermazione non è rigorosamente vera in quanto intervengono processi di diseccitazione non radiativi. Dobbiamo specificare inoltre che i cristalli usati in questi schermi sono lontani dall'essere dei cristalli perfetti, di conseguenza possono, chi più chi meno, presentare dei difetti nel reticolo che agiscono come vere e proprie trappole nei confronti degli elettroni, ritardandone, o addirittura bloccandone, il ritorno in banda di conduzione attraverso i livelli eccitati dell'attivatore (Luminescenza ritardata).

Nel nuovo tipo di schermi, che sono oggetto dei nostri studi, le lacune del cristallo, come abbiamo già avuto modo di dire, sono state incrementate artificialmente e in esse l'elettrone risulta essere abbastanza stabile, tanto è vero che in mancanza di luce e a temperatura ambiente la sua permanenza è garantita per diverse ore^[1]. Nel nostro caso l'ipotesi secondo la quale tutti gli elettroni secondari prodotti contribuiscono alla fotoluminescenza istantanea non è assolutamente più applicabile, in quanto una gran parte di essi è catturata negli F-centers. Si pone a questo punto il problema di capire come si comporterà lo schermo ad una esposizione prolungata, ossia se ci possa essere il ragionevole pericolo di poter saturare in qualche modo gli F-centers.

Si intuisce subito che il suo comportamento sarà dettato dalla quantità di F-centers presenti nel cristallo, dalla frazione di elettroni che in essi vengono catturati e dalla sezione d'urto di "detrapping" della radiazione X incidente, specialmente nelle esposizioni prolungate. Il problema è legittimo in quanto nelle due fasi descritte precedentemente il tempo di acquisizione dei dati era di 1800 secondi durante i quali lo schermo è stato costantemente irradiato.

Anche la letteratura si è occupata di questo problema. Esperimenti in tal senso sono stati condotti in tempi diversi dalla stessa FUJI e da ricercatori della PHILIPS^[9,10]. In entrambe i casi non si sono verificati fenomeni di saturazione degli F-Centers anche oltre i $500 \text{ mR} / \text{mm}^2$. Nel nostro caso non si è mai arrivati a superare questo limite per cui potremmo tranquillamente trascurare tale eventualità. Nella fase di lettura dei fotoni luminosi si è utilizzato un tubo fotomoltiplicatore PHILIPS XP2020 secondo lo schema di Fig.7

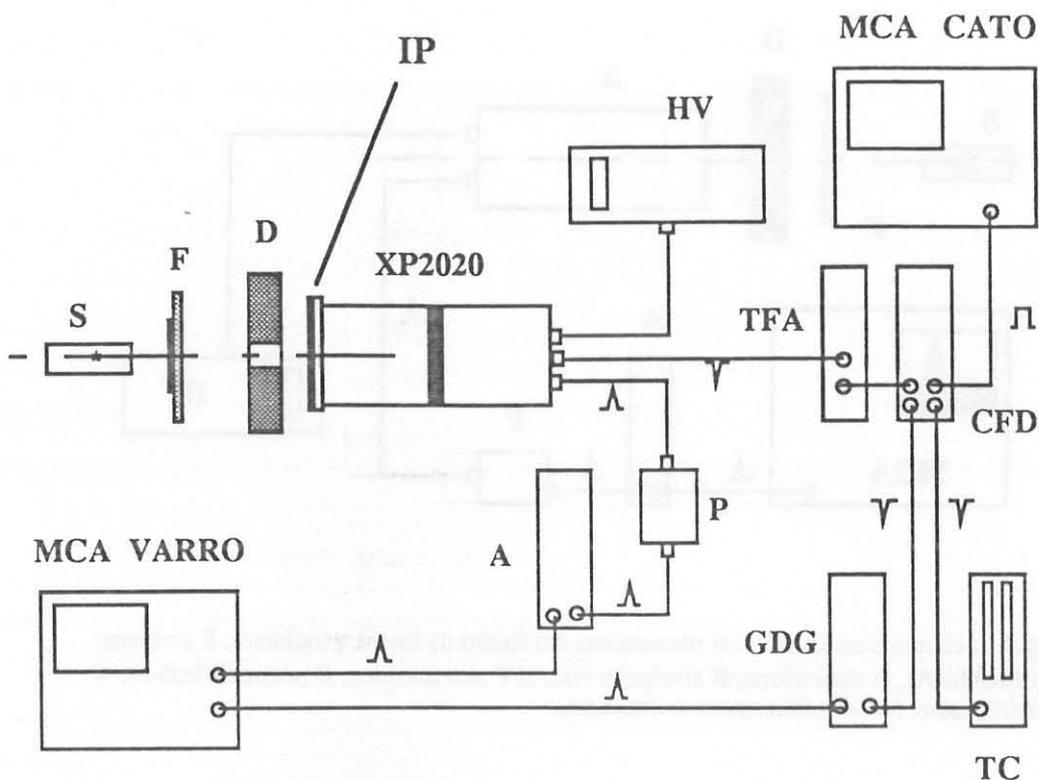


Fig. 7 Schema strumentale dell'esperimento di lettura dei fotoni luminosi. S sorgente, F filtro Mo-Al, D diaframma, IP Imaging Plate, HV alta tensione, TFA timing filter amplifier, CFD constant fraction, P preamplificatore, A amplificatore, GDG gate and delay generator, TC timer and counter, MCA analizzatore multicanale.

Per lo schermo HR, in 1800 sec, la scala rapida a 100 MHz ha registrato una media su misure ripetute di 795000 conteggi. Si è già detto precedentemente che questi fotoelettroni hanno come origine l'assorbimento, da parte dello schermo, dei γ dell' A_{m}^{241} . Per conoscere il numero dei fotoni X assorbiti si deve conoscere il flusso di fotoni incidenti dell'esperimento appena visto, noto che sia il coefficiente di assorbimento dello schermo. Mettendoci nella configurazione di Fig. 8, dove si è introdotto un rivelatore allo Ioduro di Sodio al posto del fotomoltiplicatore, e mantenendo rigorosamente identiche le caratteristiche del fascio e della geometria si può risalire al numero di fotoni incidenti da 59.56 keV misurando le aree del picco fotoelettrico, del picco di "escape" e sottraendo i conteggi dovuti alla radiazione di fondo.

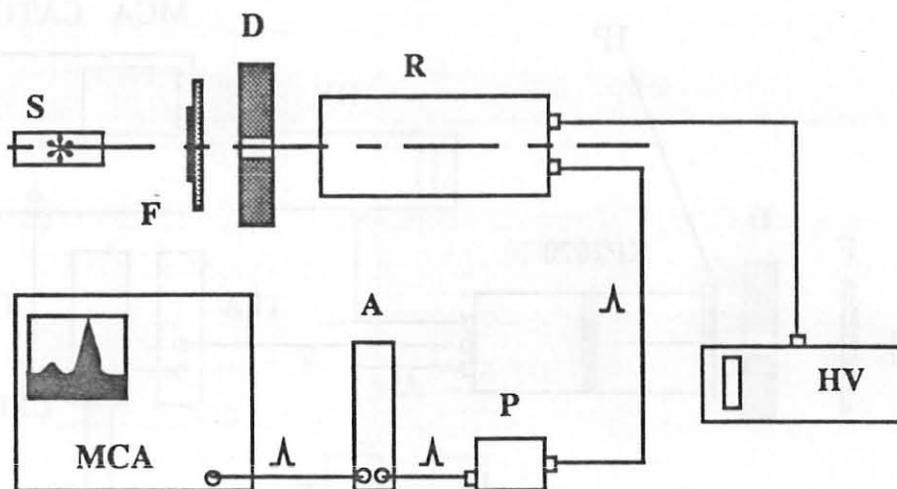


Fig.8 Schema strumentale del rilevamento del flusso di fotoni γ incidenti. S sorgente, F filtro Mo-Al, D diaframma, R rivelatore NaI, HV alta tensione, P preamplificatore, A amplificatore, MCA analizzatore multicanale.

Con il rivelatore allo Ioduro di Sodio si sono ottenuti i seguenti risultati mediati su una serie di 5 misure con un tempo di 1800 sec.

Picco "escape"	181000
Fondo da detrarre	6000
Picco fotoelettrico	808000
Fondo da detrarre	23000
Fotoni incidenti	960000

Questi rappresentano la totalità dei fotoni del fascio in quanto le dimensioni del cristallo rivelatore sono tali da conferirgli una efficienza prossima all'unità. Di conseguenza essi rappresentano anche la totalità dei fotoni incidenti sullo schermo quando questo è posizionato sul fotocatodo del fotomoltiplicatore. L'IP HR presenta un coefficiente di assorbimento pari al 25%. Quindi solo il 25% dei fotoni incidenti daranno origine ad interazioni nel materiale che porteranno alla emissione di fotoni luminosi.

Fotoni assorbiti	240000
-------------------------	---------------

Il rapporto fra quanto letto dalla scala rapida a 100 MHz e il numero di fotoni assorbiti rappresenta proprio, in media, il numero di fotoelettroni emessi in corrispondenza dell'assorbimento di un γ da 59.56 keV.

**Fotoelettroni emessi in media per
fotone da 59.56 keV assorbito** **3**

Lo stesso procedimento lo si può applicare all'IP SP il quale ha un coefficiente di assorbimento del 21%.

fotonelettroni conteggiati dalla scala rapida	802000
---	--------

Picco "escape"	181000
Fondo da detrarre	6000

Picco fotoelettrico	808000
Fondo da detrarre	23000

Fotoni incidenti	960000
-------------------------	---------------

il 21% dei quali risulta assorbito nel materiale del rivelatore

Fotoni assorbiti	201000
-------------------------	---------------

Eseguendo ancora il rapporto fra fotoelettroni emessi e fotoni assorbiti si ottiene per lo schermo SP

**Fotoelettroni emessi in media per
fotone da 59.56 KeV. assorbito** **4**

I dati qui riportati, lo ripetiamo, riguardano la fluorescenza istantanea. Se a questo aggiungiamo il risultato ottenuto dalla risoluzione numerica della equazione (4) possiamo cautamente avanzare una ipotesi sul valore della frazione di elettroni che vengono catturati negli F-center. Supponendo di trascurare l'effetto Compton (circa 2÷3%) facciamo l'ipotesi che il fotone da 60 keV dell'Americio sia assorbito nel materiale

quasi esclusivamente per effetto fotoelettrico con l'elettrone K. Usando come attenuatore il Bario, il fotone da 60 keV perde, nell'interazione fotoelettrica, 37 keV e la rimanenza, 23 keV, viene ceduta al fotoelettrone prodotto. Dal riassetamento elettronico che segue l'assorbimento del fotone, vengono prodotti gli X caratteristici del livello K mediamente di 32 keV e una serie di X caratteristici dei livelli L mediamente con energie inferiori ai 5 keV^[11]. Gli X da 5 keV sono subito riassorbiti nel mezzo mentre per quelli da 32 keV la percentuale di assorbimento è dell'ordine del 40%. Il fotone assorbito deposita quindi nel materiale circa 40 keV. Negli isolanti mediamente sono necessari 20+30 eV per creare un elettrone libero, perciò con 40 keV si portano in banda di conduzione grosso modo 1500+2000 elettroni. Una frazione f di questi tornano in banda di valenza attraverso i livelli eccitati dell'attivatore. Supponendo prossima all'unità l'efficienza di scintillazione[#], $f * (1500 + 2000)$ rappresenta il numero di fotoni luminosi prodotti per luminescenza istantanea. Di questi, perdiamo quella parte che viene emessa nella direzione del supporto, dalla parte opposta al fotocatodo che possiamo quantificare, nel nostro conto molto approssimativo, essere circa la metà del totale, quindi $f * (700 + 1000)$ rappresenta il numero di fotoni che potrebbero arrivare alla finestra del fotomoltiplicatore se una parte di essi non fosse assorbita durante il cammino nel mezzo. Indicando con k la frazione di fotoni trasmessi complessivamente dallo strato cristallino, il numero di fotoni che arriva sul fotocatodo è $k * f * (700 + 1000)$, trascurando, ovviamente, eventuali perdite dovute al cambio di indice di rifrazione fra la miscela cristallina e il vetro della finestra del fotocatodo.

Nell'esperimento precedente si è fatto uso di un tubo fotomoltiplicatore PHILIPS XP 2020 che a 401 nm. ha una QE pari al 20%. Il numero di fotoelettroni prodotti in media dal fotocatodo per X da 60 keV assorbito è allora pari a $k * f * (150 + 200)$. Questo valore, dovrebbe essere eguagliato a quanto trovato sperimentalmente con il numero di fotoelettroni prodotti per X di 60 keV. assorbito, che per lo schermo SP era 4. La determinazione di k non è tra le più semplici. Essa è complicata dal fatto che più di qualche fattore che concorre alla sua individuazione risulta incognito. In ogni caso si può fare un tentativo per vedere di darne almeno una stima. Possiamo partire dal risultato della (5) che è stata risolta numericamente e permette di conoscere il coefficiente di attenuazione della luce nella miscela cristallina. L'inverso del coefficiente μ rappresenta la lunghezza di attenuazione che abbiamo visto essere compresa fra 150 μm . e 180 μm . Ci porremo nelle condizioni più penalizzanti ai fini della trasmissione della luce, nelle quali sarà assorbito un numero maggiore di fotoni luminosi di quanto in realtà dovrebbe

[#] In effetti è una ipotesi che non corrisponde al vero in quanto esistono processi di diseccitazione non radiativi.

accadere. Scegliamo infatti il valore minimo trovato per la lunghezza di attenuazione e supponiamo che la totalità dei fotoni luminosi venga generata in prossimità del supporto, così da dover attraversare tutto lo spessore dello strato attivo per uscire dal IP.

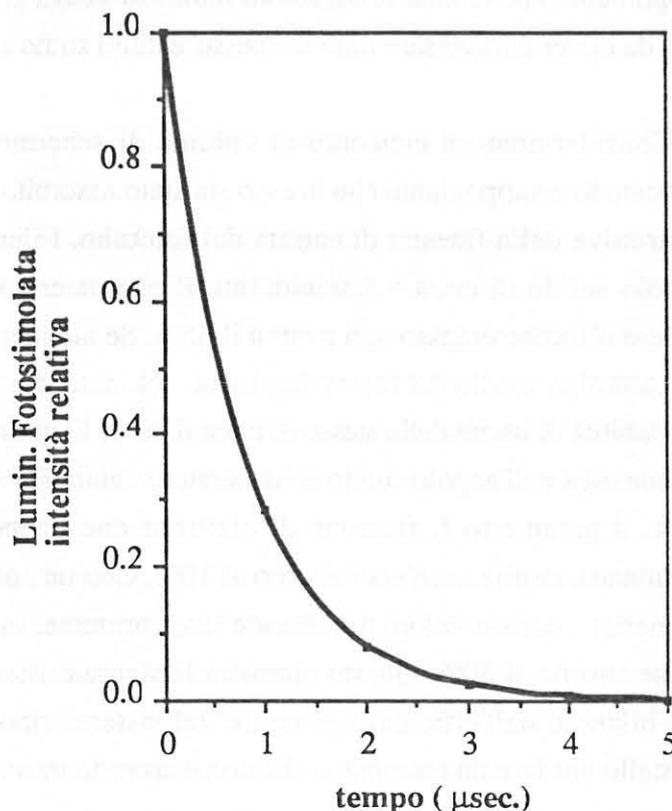
Consideriamo un elemento di volume di schermo in posizione assiale rispetto al fotocatodo e supponiamo che in esso sia stato assorbito un fotone X. Dalle caratteristiche costruttive della finestra di entrata del fototubo, l'elemento di volume è visto sotto un angolo solido di circa 4.5 steradiani, il che determina una probabilità geometrica di vedere il fotone emesso pari a circa il 35%. Se all'interno dell'angolo solido si considera un cammino medio del fotone luminoso nel materiale dell'ordine di 300 μm , risulta una probabilità di uscita dello stesso di circa il 30%. In questo modo la probabilità totale che il fotone esca nell'angolo solido considerato è valutabile attorno al 10%. Con un tale valore di k , il parametro f , frazione di elettroni che danno origine alla fotoluminescenza istantanea, risulta anch'esso attorno al 10%. Con un conteggio esatto, sempre con metodi numerici, questo valore diminuisce ulteriormente, in contraddizione con chi vorrebbe fosse attorno al 50%. Questo dimostra la sicura esistenza di altri fattori che influiscono sul bilancio dell'efficienza generale del sistema tipo l'efficienza di scintillazione del cristallo per fare un esempio, e che non è corretto trascurare.

Caratteristiche temporali : Quando l'IP viene stimolato dalla luce del laser, dopo essere stato irradiato, inizia prontamente la fotoluminescenza la quale decade con i tempi propri della luminescenza spontanea al cessare della stimolazione. In effetti le costanti di tempo dell'emissione luminosa dipendono dal tipo di attivatore usato e dal tipo di cristallo nel quale esso è inserito. Nel nostro caso l'emissione luminosa si attenua esponenzialmente con una vita media di 0.8 μsec .^[1] L'andamento temporale di questa attenuazione risulta di estrema importanza per un sistema che deve leggere una gran quantità di informazioni dall'IP ad alta velocità^[12]. Ricordiamo qui che la guida di luce, collegata al fotomoltiplicatore, copre tutta la larghezza del IP e i fotoni luminosi che in essa passano durante una scansione, rappresentano un flusso "continuo" modulato in intensità dalla quantità locale di energia depositata dalle radiazioni lungo la linea di scansione.

La luce raccolta dalla guida è correlata temporalmente al punto dal quale è stata emessa attraverso la posizione dello specchio deviatore del fascio laser. In questo modo, se l'attenuazione è lenta, viene associata ad un certo pixel anche la quantità di luce appartenente alla coda dell'emissione del pixel precedente, causando, ovviamente, un deterioramento della qualità della immagine. La Fig.9 mostra l'attenuazione caratteristica

della luce degli schermi I.P dopo il passaggio del laser.

Fig.9 Tempo di decadimento della emissione luminosa negli schermi IP.



Caratteristiche spettrometriche : La risoluzione di un rivelatore è legata alla sua capacità di produrre in media sempre lo stesso numero di portatori di carica per effetto dell'assorbimento di quanti di radiazione elettromagnetica monocromatica. La capacità di variare in modo lineare il numero di portatori di carica in funzione della energia della radiazione assorbita determina invece le sue caratteristiche di linearità. L'insieme di queste due caratteristiche definiscono le capacità spettrometriche di un rivelatore. Si sono sottoposti gli schermi IP a una serie di prove per testare il loro comportamento come rivelatori di radiazioni al pari di altri schermi intensificatori tradizionali e non, dei quali si è trovata notizia in letteratura^[13,14,15,16]. Come confronto è stato scelto uno schermo intensificatore tradizionale al Tungstato di Calcio (CaWO_4) per le sue caratteristiche temporali molto veloci (10 µsec.) e per il tipo di luce emessa che cade nella regione blu dello spettro del visibile. Per le prove si è utilizzata una sorgente di Americio (γ di 59.6 keV), a "target" variabile, di $37 \cdot 10^7$ Bq (10 mCi). I "targets", in ordine crescente di energia degli X caratteristici sono Rame (≈ 9 KeV), Rubidio (≈ 13.5 KeV.), Molibdeno (≈ 17.5 KeV.), Argento (≈ 22 KeV.), Bario (≈ 32 KeV.) e Terbio (≈ 44 KeV.). I dati sono incamerati nel multicanale predisposto in PHA come per la normale spettrometria.

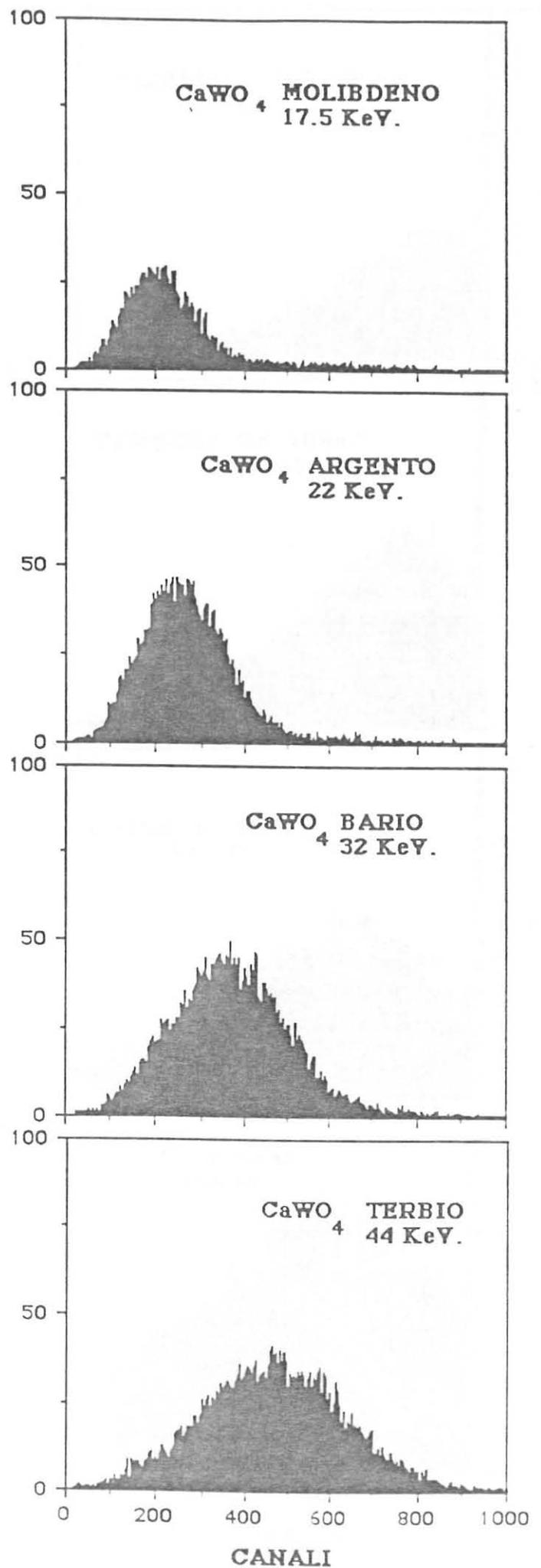
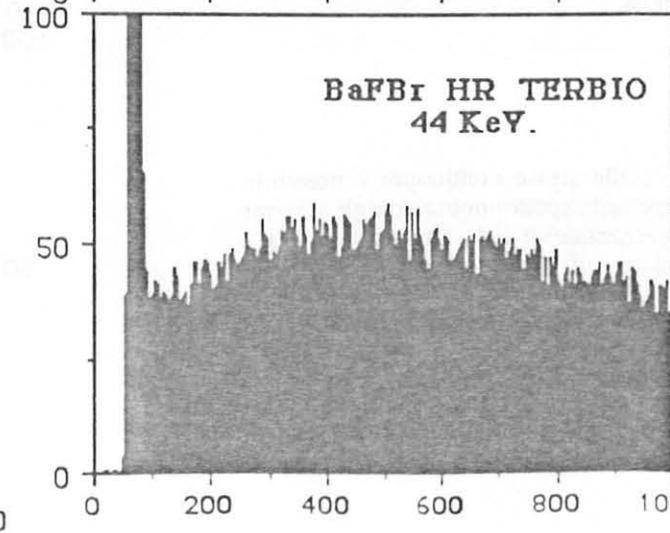
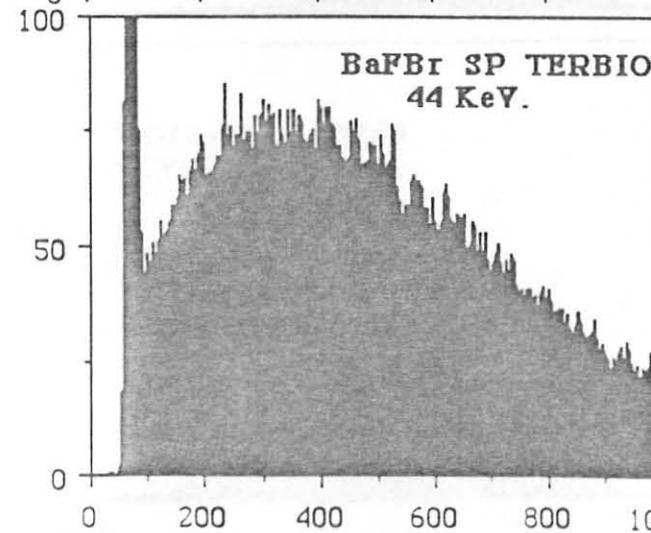
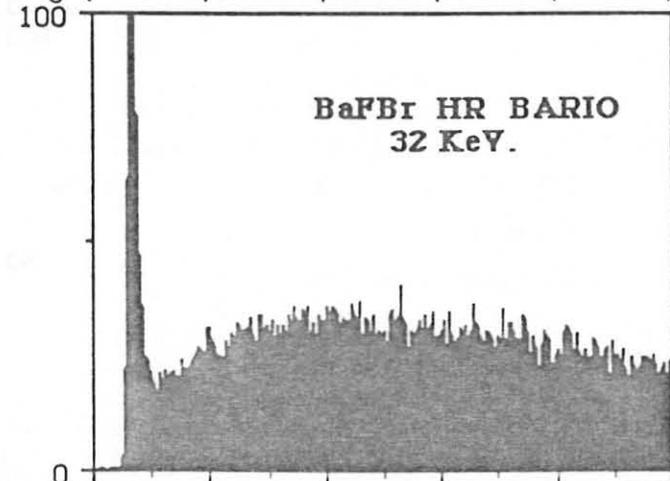
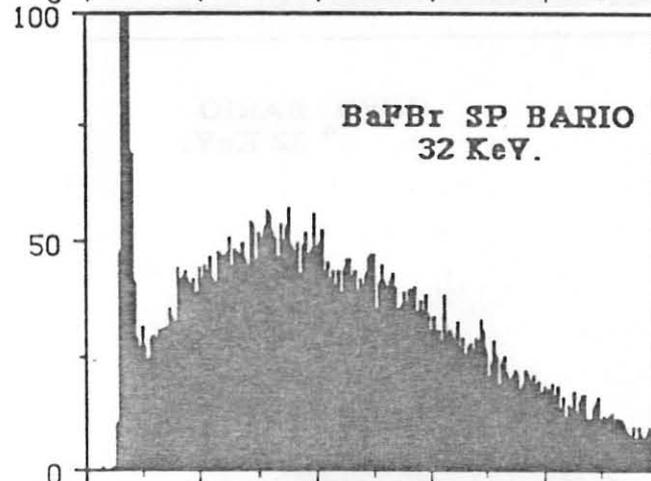
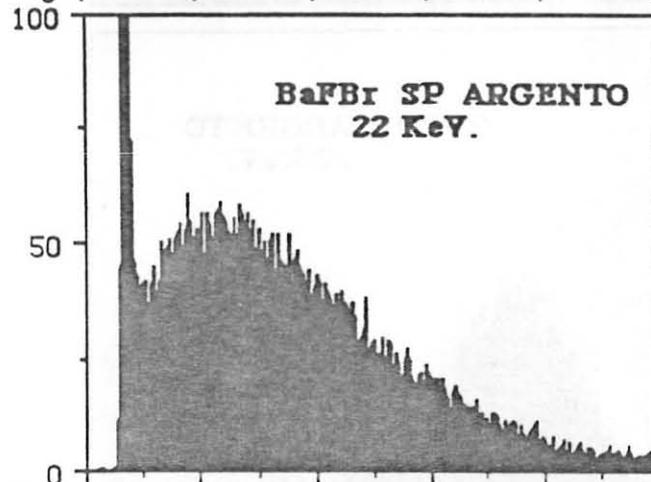
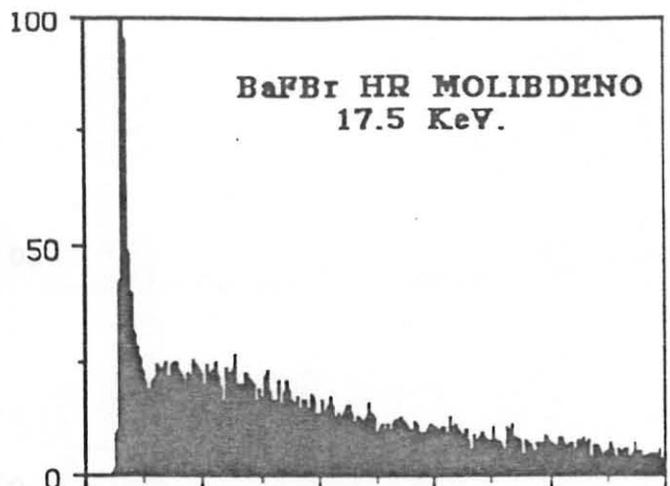
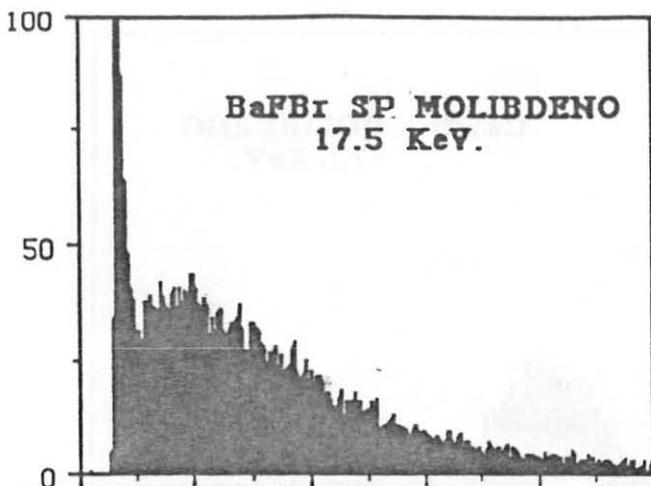


Fig.10 Un esempio di spettrometria con lo schermo intensificatore CaWO_4 (Tungstato di Calcio). In ascissa è rappresentato il numero di canali che diviso per un fattore 10 dà l'energia.

Fig.11 Nelle stesse condizioni è possibile effettuare della spettrometria con gli schermi SP (sperimentale) e HR (alta risoluzione). I risultati di tali prove sono riportati nella pagina seguente.



CANALI

CANALI

Per quanto riguarda l'acquisizione dell'immagine latente contenuta negli IP, dopo che questi sono stati irradiati, si è provveduto alla costruzione di un lettore laser monodimensionale semiautomatico la cui struttura è visibile in Fig.12

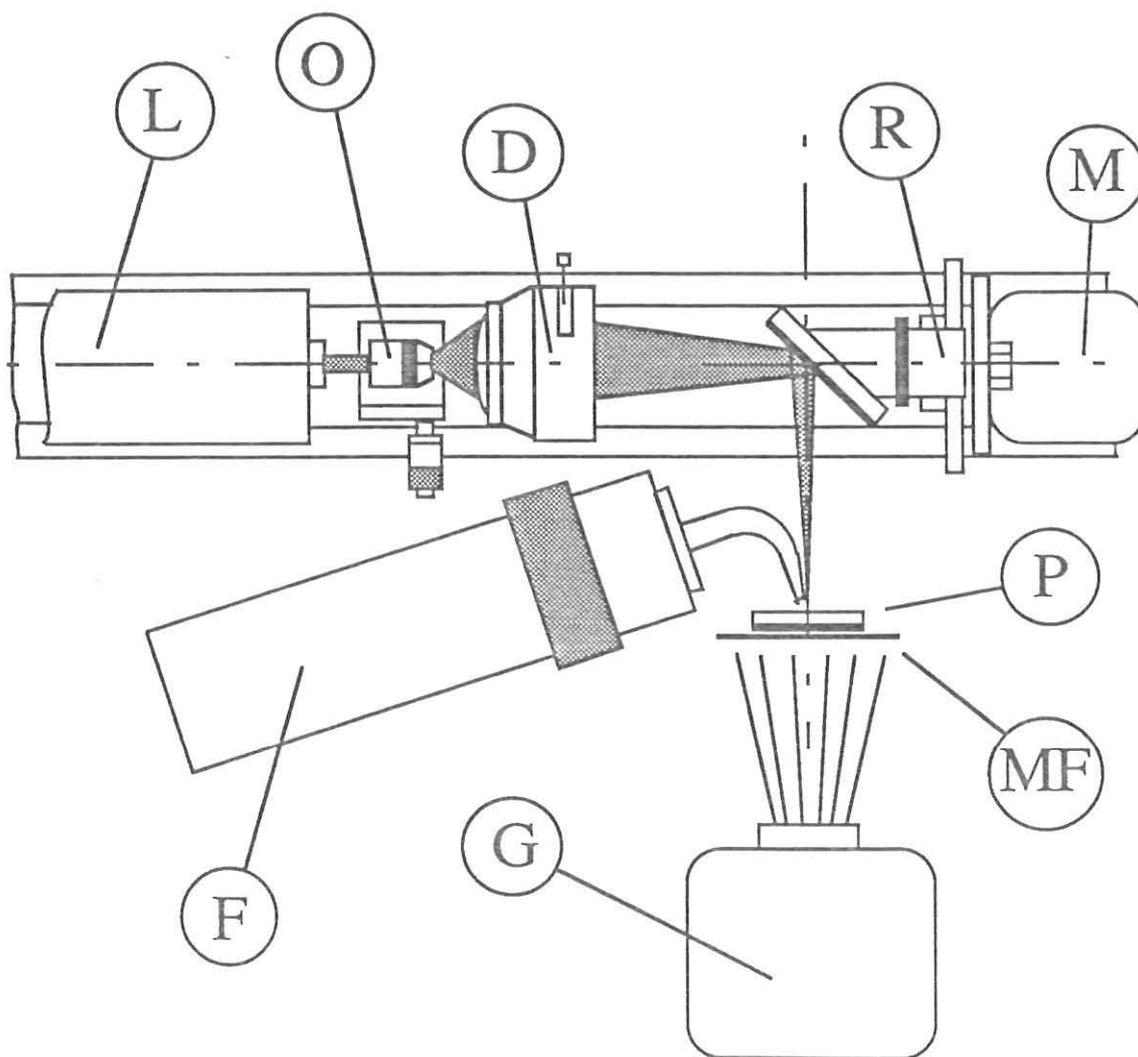


Fig. 12 schema del montaggio del gruppo lettore. I punti di cui alle lettere L, O, D e R sono dotati di regolazione micrometrica lungo i tre assi coordinati spaziali.

- L Laser He-Ne
- O Obiettivo per microscopio 10X
- D Diaframma e condensatore
- R Riduttore di giri
- M Motorino del riduttore
- P Piano dell'IMAGING PLATE
- MF Mira di Funk
- F Fotomoltiplicatore
- G Generatore di radiazioni X

L'apparechiatura costruita comprende un laser He-Ne, un sistema ottico di focalizzazione, un gruppo rotante motorizzato per lo spazzolamento sul piano di lettura dove viene sistemato il campione, un settore di acquisizione della luce emessa per fotostimolazione, la parte di memorizzazione ed elaborazione grafica dei dati ottenuti, e infine, un piccolo generatore portatile di raggi X. Lo scopo di una tale realizzazione è di mettere alla prova le effettive capacità di questi nuovi fosfori e, nello stesso tempo, di realizzare un confronto, in termini di prestazioni, con i fosfori tradizionali.

Il laser usato ha una potenza di 15 mW la quale viene in gran parte dispersa per generare lo spot di lettura che, secondo le specifiche della casa costruttrice, dovrebbe avere 100 μm . di diametro. Per fare del laser una sorgente puntiforme si era pensato, in un primo momento, di utilizzare un foro stenopeico nel quale il fascio veniva concentrato da un obiettivo di microscopio. Il foro stenopeico ha il pregio di dare origine ad una sorgente luminosa veramente puntiforme e pulita in frequenza ma, al tempo stesso, riduce drasticamente l'intensità del fascio ed è proprio questo secondo punto che ne ha reso impossibile il suo utilizzo. Si è allora optato per una soluzione di compromesso con l'utilizzo al posto del foro stenopeico di un condensatore diaframmato per microscopio sfruttando come sorgente puntiforme il fuoco del primo obiettivo. Una terza lente convergente è stata posta a valle del condensatore, in questo modo variando la distanza fra i tre gruppi ottici e diaframmando opportunamente si è ottenuto uno spot a fuoco lungo, con un diametro di circa 200 μm e una potenza di 2 mW sul piano di lettura. Quest'ultima è stata ottenuta misurando direttamente la luce in arrivo con un radiometro. Il problema dello spazzolamento è stato risolto con la costruzione di un piccolo riduttore di velocità a cinghia montato su cuscinetti, dotato di un motorino elettrico in corrente continua. Lo specchio utilizzato per deviare il fascio a 90° dall'asse ottico principale è un elemento piano, di grosso spessore, per misure di interferometria.

A questo punto, con lo spot laser in grado di effettuare lo spazzolamento verticale, siamo arrivati sul piano di lettura e qui viene sistemato, con un supporto, il campione di schermo da leggere. Immediatamente al di sopra e al di sotto del campione sono stati ricavati sul supporto gli alloggiamenti per due fotodiodi in modo tale che il pennello rotante del laser li colpisca durante il suo movimento. Sulla parete posteriore del campione, a diretto contatto, si è sistemata una mira di Funk con i fascetti di righe orientati in direzione perpendicolare alla scansione del laser. Le mire di Funk, di varia forma a seconda delle necessità, sono ottenute per elettrodeposizione di piombo, sotto forma di sottilissimo strato, imprigionato successivamente fra due protezioni di materiale plastico trasparente. Il piombo è depositato formando fascetti di righe, reticoli e figure geometriche, quali dischetti di vario diametro. Nel nostro caso si è utilizzata una mira di

Funk a fascetti di righe con diverse frequenze che vanno da 2 a 10 coppie di righe per millimetro. Per coppia di righe si intende l'alternarsi di una riga di piombo e una riga trasparente, la larghezza delle righe diminuisce all'aumentare della frequenza. Nel nostro esperimento si sono presi in esame i fascetti di 2, 2.24 e 2.5 coppie di righe per millimetro in quanto le dimensioni del nostro spot, come abbiamo già riferito, sono di circa 200 μm . Con queste dimensioni sul piano dell'IP si possono leggere ancora correttamente le 2.5 pl/mm e andare oltre sarebbe privo di significato in quanto la distanza fra le righe della mira risulta inferiore alla dimensione del fascio laser.

La luce emessa dallo schermo per fotoluminescenza stimolata è raccolta da un tubo fotomoltiplicatore per mezzo di una guida di luce sagomata in modo tale da non interferire con il cono di luce del laser. Il segnale del fototubo viene passato in un Timing Filter Amplifier, da qui in un Costant Fraction Discriminator e infine i segnali logici sono spediti in un analizzatore multicanale predisposto in M.C.S. Una volta terminata l'acquisizione dei dati del lettore laser nel multicanale essi vengono riversati in un computer con il quale si dà forma grafica a quanto raccolto. Laser, sistema di focalizzazione, riduttore, supporto per il campione, mira di Funk, e tubo fotomoltiplicatore sono tutti montati su un banco ottico il quale è inserito in un grosso scatolone sigillato per evitare la penetrazione di luce. All'interno è prevista anche una lampada ad incandescenza per cancellare la quantità residua di informazione a spazzolamento avvenuto. In pratica avviene un "detrapping" ottico degli F-centers rimasti ancora occupati.

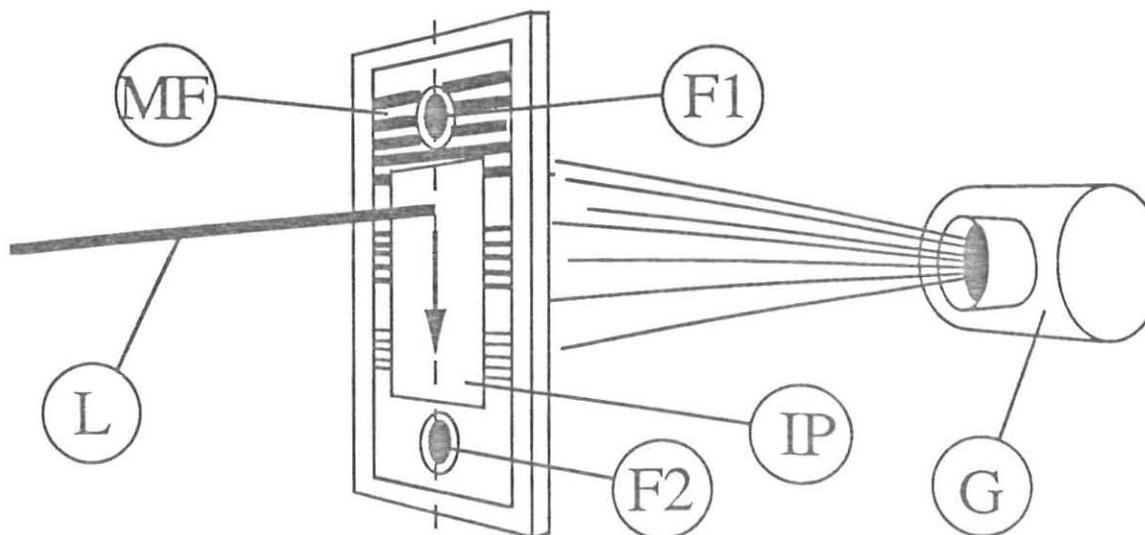


Fig.13 Particolare di assemblaggio dello schermo IP, dei fotodiodi F1 e F2, e della mira di Funk MF. E' possibile notare le posizioni rispettivamente, del laser L e del generatore di radiazioni G.

Lo "start" del multicanale è comandato direttamente dal laser quando questo passa per il fotodiodo F1, posto sopra il campione di plate come da Fig.13, mentre il fotodiodo F2, posto sotto il campione, comanda lo stop del motorino del riduttore per il quale è previsto uno start manuale esterno attraverso un circuito integrato che pilota un relè. All'esterno del contenitore si trovano le alimentazioni del laser, del fotomoltiplicatore, dei transistor di amplificazione dei segnali provenienti dai fotodiodi, del relè e del motorino del riduttore. Sono previste, inoltre, una serie di protezioni che impediscono la accidentale messa in funzione del generatore di raggi X e l'accensione della lampada interna quando è in funzione l'alimentazione del tubo fotomoltiplicatore.

Il problema più gravoso che si è presentato in fase operativa è stato il filtraggio della luce. L'efficienza del fotomoltiplicatore alla lunghezza d'onda del laser He-Ne (633 nm.) è inferiore all'1% circa, mentre, come è già stato detto, raggiunge grosso modo il 30% a 380 nm. Ciò nonostante il numero di fotoni della luce laser, riflessi dalla superficie del plate, è così elevato da coprire completamente il segnale reale proveniente dalla diseccitazione degli atomi dell'attivatore. Il fototubo e il filtro rivestono una parte essenziale nella raccolta dell'informazione in quanto la loro efficienza è fortemente determinante nel bilancio generale del sistema, fermo restando quella relativa allo schermo. Purtroppo notizie a riguardo non sembrano essere di pubblico dominio in quanto la casa costruttrice mantiene uno stretto riserbo sull'argomento.

Noi abbiamo utilizzato un filtro interferenziale con banda di passaggio centrata a 390 nm e tolleranza pari a $\pm 1\%$ che ha assolto egregiamente il suo compito riducendo però al tempo stesso anche la statistica utile. Il filtro è stato posto fra la guida di luce e la finestra d'entrata del fotomoltiplicatore assicurando i contatti ottici con dell'apposito grasso. Come si potrà vedere dai numerosi risultati sperimentali e dai relativi grafici la presenza del filtro interferenziale taglia drasticamente la luce del laser ma non la elimina. La conseguenza è un segnale costante di base che come unico effetto ha quello di aumentare leggermente il rumore di fondo. Per la determinazione della velocità di spazzolamento dello spot in fase di lettura si è dovuto raggiungere il giusto compromesso fra potenza e problemi di velocità uniforme dello spot da una parte e tempo e statistica di acquisizione del multiscaler dall'altra. Il risultato di tutto questo lavoro è mostrato nella Fig.14. Essa rappresenta la scansione dei primi due gruppi di righe della mira di Funk e precisamente le 2 pl / mm e le 2.24 pl / mm. È interessante mettere in evidenza alcuni particolari. Il grosso salto in prossimità del canale 550 è l'effetto di una finestra di Piombo di grosso spessore che delimita la zona di lettura utile. Il segnale di base compreso fra il canale 550 e la fine dello spettro, in zona completamente schermata, è dovuto alla riflessione della luce del laser sul piano dell'IP. Nonostante il filtro interferenziale, il fotocatodo riesce

ancora a vedere circa una trentina di fotoni "rossi" riflessi in 490 μ sec.

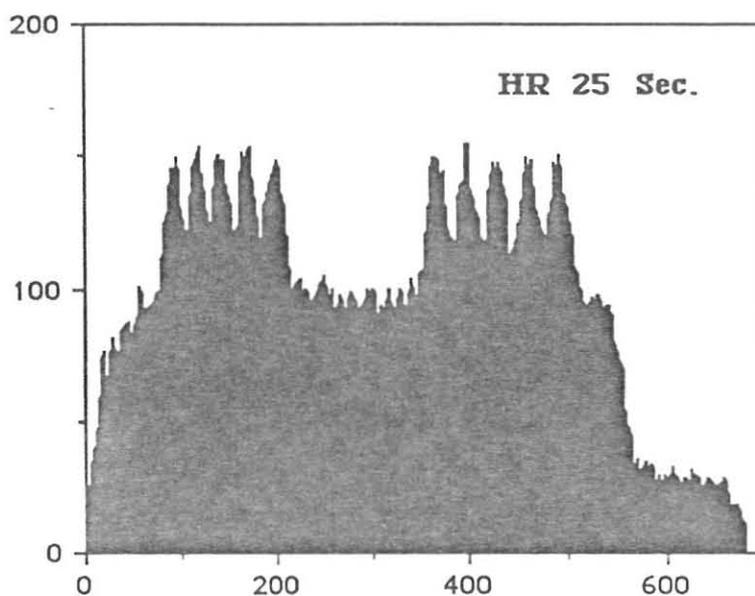


Fig.14. Esempio di scansione con lettore laser di uno schermo IMAGING PLATE esposto con una mira di Funk. Sono ben visibili il settore delle 2 pl / mm. a destra, e quello delle 2.24 pl / mm.a sinistra.

Il basamento centrale, grosso modo compreso fra canale 20 e canale 550, con una novantina di conteggi per canale, è dovuto a fotoni di luce blu. In questa zona la maschera è rappresentata solo dalla mira di Funk, il cui spessore di Piombo è 0.05 mm. Parte degli X trasmessi dalla lamina di Piombo della mira di Funk vengono assorbiti nel materiale dello schermo e sono causa, secondo il meccanismo in precedenza descritto, della emissione di luce all'atto della stimolazione ottica. Dove manca il Piombo, tra una riga e l'altra, la trasmissione della mira di Funk è pressochè totale, quindi, il numero di fotoni assorbiti nella mescola cristallina, in corrispondenza di tali zone, è maggiore. Di conseguenza anche la luce emessa per stimolazione ottica è più intensa e si vedono i picchi, precisamente cinque per ogni gruppo di righe. All'aumentare della frequenza, ossia all'aumentare del numero di righe per millimetro, diminuisce la loro larghezza e peggiora la risoluzione. In Fig.15., alla pagina successiva, sono state riportate le letture dei primi due fascetti di righe della mira di Funk in funzione del tempo di esposizione dei plates alle radiazioni.

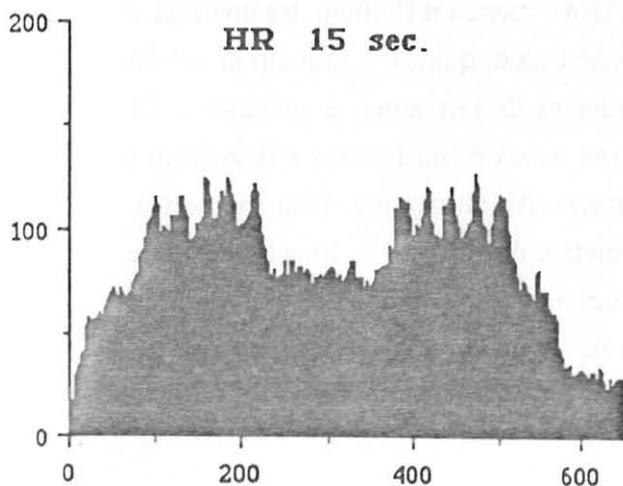
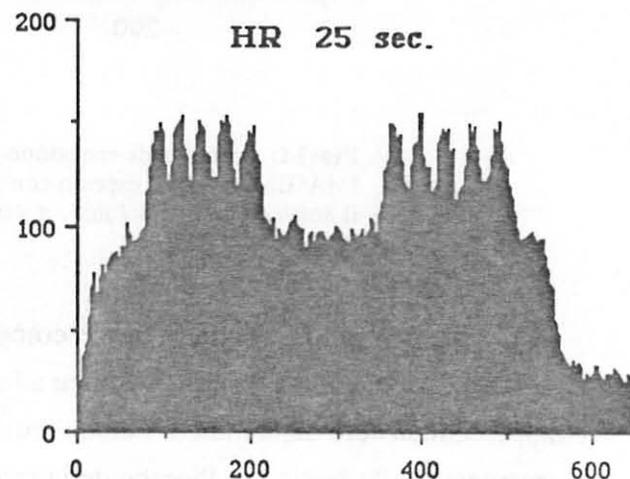
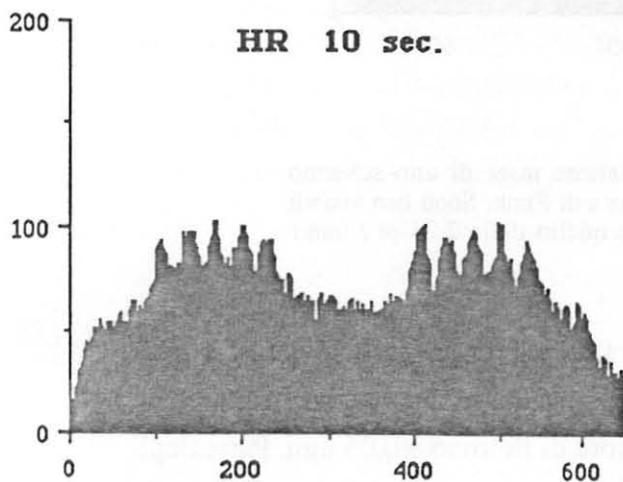
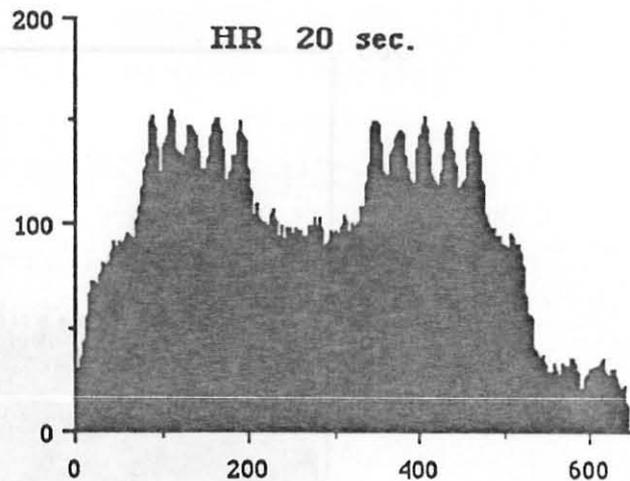
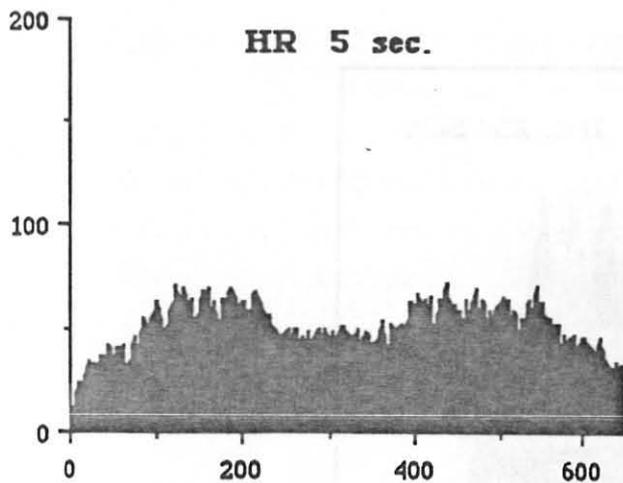
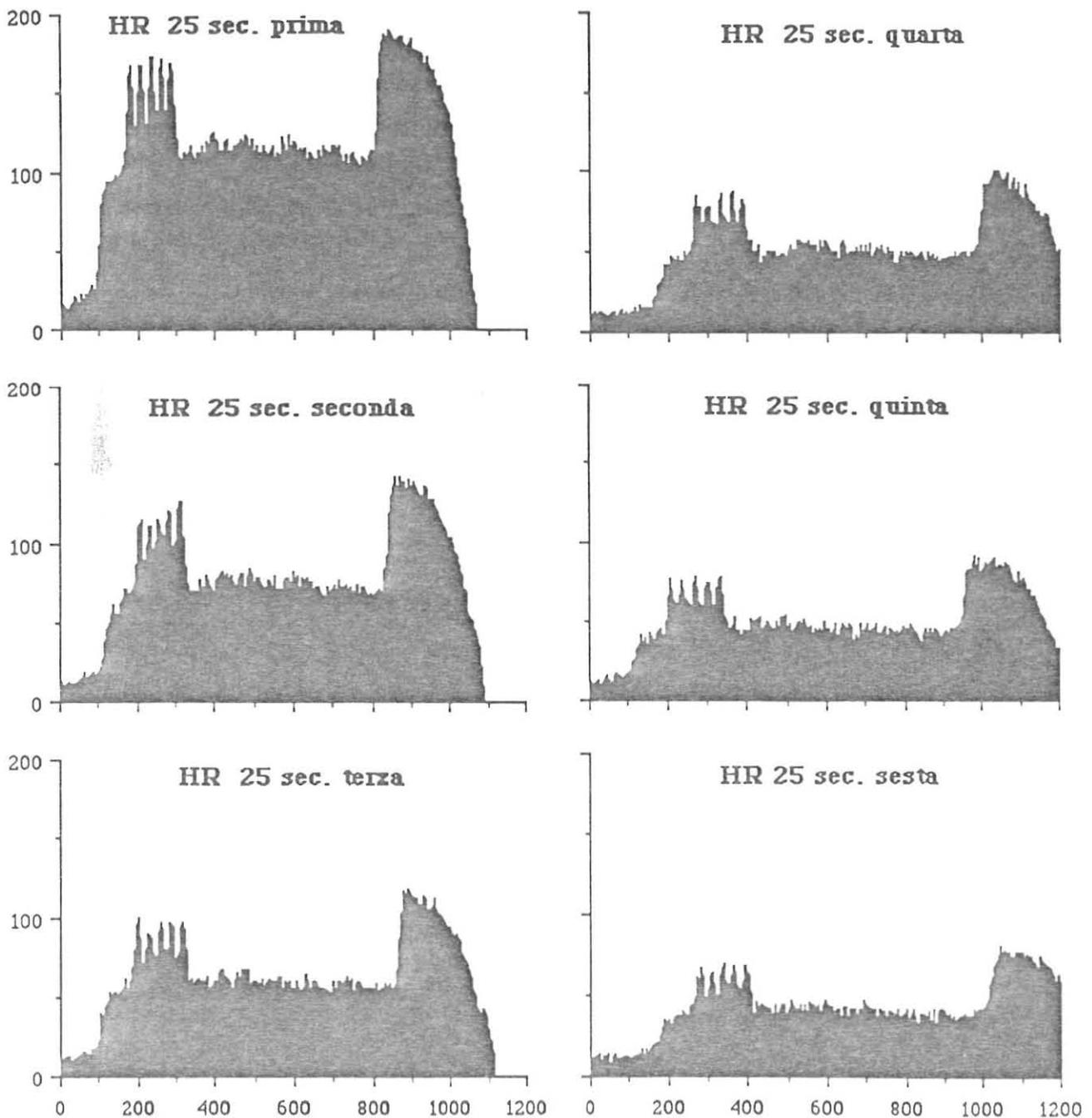


Fig. 15 Serie di scansioni con tempo di esposizione da 5 sec a 25 sec, dei primi due gruppi di righe della mira di Funk. Sono visibili sulla destra le 2pl / mm e sulla sinistra le 2.24 pl / mm. In ordinata sono rappresentati i conteggi e in ascissa il numero dei canali di apertura. Il tempo di acquisizione per canale è di 500 μ sec.

Fig. 16 pagina seguente. Serie di sei letture successive utilizzando lo schermo con la sola esposizione iniziale. Si nota come l'immagine latente persista rendendo possibile la identificazione delle righe anche dopo numerose scansioni. In ordinata sono sempre rappresentati i conteggi e in ascissa il numero dei canali di apertura.

Un problema da non sottovalutare, in quanto penalizza a monte di tutto l'efficienza di rivelazione, è rappresentato dalla impossibilità attuale di scaricare, con la sola prima scansione del laser, tutta l'informazione contenuta nell'IP dopo l'esposizione. Come dimostrato nelle prove di laboratorio, si possono effettuare fino ad una decina di scansioni successive senza ottenere una totale cancellazione dello schermo. In Fig.16 si vede un esempio di quanto appena detto.



Appare evidente che molta informazione non viene utilizzata nella prima lettura in quanto si possono notare agevolmente delle strutture anche nelle successive scansioni. Si potrebbe obiettare che tutta questa informazione venga accentuata dalle zone adiacenti la linea di scansione, considerando anche l'esistenza di vibrazioni sul fascio del laser, ma il problema sembra riguardare anche la lettura di immagini bidimensionali da parte dello strumento giapponese, il cui lettore copre completamente la superficie del PLATE. Se si accetta l'ipotesi secondo la quale una frazione degli elettroni presenti ogni volta in banda di conduzione è catturata dagli F-center, mentre l'altra torna in banda di valenza attraverso i livelli eccitati dell'attivatore, allora se ne deriva che una sola passata di un laser sufficientemente potente dovrebbe essere capace di sfruttare praticamente tutta l'informazione depositata. Questo perchè il laser giapponese con una velocità di scansione di circa 16 m / sec copre i 200 μm del pixel in circa 12 μsec , un tempo sufficiente per disattivare più volte un F-center qualora, dopo il primo "detrapping" ottico (F^+ - center), abbia nuovamente catturato un elettrone. Il nostro laser al contrario, per ragioni di energia specifica depositata dal fascio, è costretto ad una velocità più di 20 volte inferiore, alla quale corrisponde un tempo di permanenza su un'area delle dimensioni del pixel considerato, dell'ordine di qualche centinaio di μsec . Sorge di conseguenza il ragionevole sospetto che la causa sia da ricercarsi nella potenza del laser, o meglio, nella energia specifica, depositata nel voxel di materiale attivo durante la scansione, che potrebbe non essere sufficiente a liberare tutti gli elettroni degli F-center.

Conclusioni

Emerge da questo lavoro che l'anello essenziale di questa tecnica di imaging è proprio il tipo di rivelatore sia per quanto riguarda i materiali utilizzati sia per quanto concerne le scelte costruttive che ne condizionano pesantemente le prestazioni.

Si è già accennato nella parte iniziale che lo schermo IMAGING PLATE ad alta risoluzione è stato costruito con un supporto in materiale plastico poliestere nero mentre nel modello standard questo supporto è bianco pur essendo dello stesso materiale. La scelta non è stata casuale ma sembra avere il preciso obiettivo di migliorare la risoluzione spaziale. Infatti, il supporto nero del PLATE HR limita fortemente la riflessione del cono di luce diffusa, che il fascio del laser provoca quando entra nella miscela cristallina. La superficie bianca, al contrario, riflette abbondantemente questo cono di luce che quindi continua ad espandersi dopo la riflessione. In questo modo possono essere liberati elettroni degli F-centers, ed emessi per fotoluminescenza fotoni luminosi, anche a

distanze notevoli (centinaia di μm) dal punto nel quale si effettua la lettura. Se questi fotoni vengono rivelati dal fotocatodo, l'informazione che essi portano viene associata al pixel sbagliato e questo, su larga scala causa perdita di risoluzione.

L'IP HR, a parità di dose assorbita, causa proprio il suo supporto nero, dovrebbe in questo modo produrre una quantità inferiore di luce. In effetti nonostante il suo spessore e la sua densità siano stati aumentati, compatibilmente con le esigenze di trasparenza alla luce prodotta, necessita di una maggior esposizione, per restituire in lettura la stessa quantità di informazione dell'IP sperimentale.

Ancora per quanto riguarda i rivelatori, la forte mancanza di risoluzione energetica è indice che fotoni X monocromatici assorbiti nella miscela cristallina producono un numero assai variabile di portatori di carica, come conseguenza anche l'intensità della luce emessa per i processi in precedenza considerati, sarà altrettanto variabile. Ciò significa che, per esigenza di statistica, non si possa diminuire l'esposizione oltre certi limiti pena l'insorgere di eccessivo rumore di fondo. Altro importante problema, evidenziato nel nostro lavoro, riguarda il permanere sull'IP di parte della informazione depositata inizialmente, anche dopo numerose scansioni con il laser, segno evidente che il sistema IP-LETTORE necessita di ulteriore lavoro per migliorarne l'efficienza e quindi realmente poter abbassare la dose di radiazioni a coloro che si sottopongono a questo tipo di indagini.

In generale possiamo dire che le prestazioni in termini di pura risoluzione spaziale del sistema, anche nel migliore dei casi, non sono ancora all'altezza di quanto si è in grado di ottenere in Radiologia Convenzionale con l'impiego di particolari pellicole e schermi intensificatori particolarmente sottili. Ciò nonostante, grazie al sofisticato software di elaborazione, vengono prodotte immagini di notevole qualità. Esistono tuttavia alcuni problemi di interferenza, dovuti alla natura digitale della immagine stessa, nella lettura di oggetti che presentino formazioni geometriche periodiche qualora la loro frequenza sia vicina alla frequenza di campionamento del lettore.

Bibliografia

- [1] Y.Tateno, T.Inuma, M.Takano Computed Radiography. Ed. Springer - Tokio 1987.
- [2] K.Takahashi, K.Kohda et al. J. Lumin.1984: 31,32; 266.
- [3] K.Takahashi, K.Kohda et al. Extended Abstracts, Fall Meeting of the Electrochemical Society, San Diego, CA, Oct. 1986: 19-24; 1018.
- [4] H. von Seggern et al. J. Appl. Phys. 1988: 64; 1405.
- [5] N.Itoh. Advances in Physics 1982: 31; 491-551.
- [6] HANDBOOK of CHEMISTRY and PHYSICS. Ed. by R.C.West. C.R.C.Press, 1977 - 1978.
- [7] G.E.Giakoumakis, C.D.Nomicos, and P.C.Euthymiou. Can. J. Phys 1979: 57; 2190.
- [8] G.E.Giakoumakis and D.M.Miliotis. Phys. Med. Biol. 1985: 30; 21 - 29.
- [9] M.Sonoda, M.Takano, Y.Miyahara and I.Kato. Radiology 1983: 148; 833 - 838.
- [10] W.Hillen U.Schiebel and T.Zaenghel. Med. Phys. 1987: 14.
- [11] E.Storm and H.I.Israel. Atomic And Nuclear Data Tables 1970: A7; 565.
- [12] K.Tamura, M.Kakegawa, K.Nakagawa and Y.Taniguchi. Computed Radiography System Using an Imaging Plate as an X - Ray Sensor, TCR - 201. Toshiba Review 1986: 157.
- [13] L.Bacarini, A. Di Lelio, R.Giacomich and F.Tomasini. I.N.F.N./ TC 1983: 83 / 1.
- [14] R.Giacomich, F.Tomasini, L.Bacarini e A. Di Lelio. La Rad. Med. 1982: 68; 571-580.
- [15] C.E.Dick and J.W.Motz. Med. Phys. 1981: 8.
- [16] Y.Higsshida, N.Moribe, Y.Hirata et al. Comp. Med. Imaging and Graphics 1988: 12; 137 - 145