

ALMA MATER STUDIORUM UNIVERSITA' DI BOLOGNA

**Scuola di Scienze
Corso di Laurea Triennale in Fisica**

**VALUTAZIONE DELLA FLUENZA FOTONICA DI UN
TUBO A RAGGI X TRAMITE METODI SEMIEMPIRICI
BASATI SU SIMULAZIONI MONTECARLO**

**Relatore:
Prof. Maria Pia Morigi**

**Presentata da:
Chiara Mariani**

**Correlatori:
Dott. Matteo Bettuzzi
Dott. Marco Bontempi**

**ANNO ACCADEMICO 2014/2015
Sessione I**

Abstract

Il lavoro svolto in questa tesi si inserisce in una ricerca iniziata pochi anni fa dal Dott. Bontempi. Riguarda la stima della fluenza fotonica tramite due metodi diversi da quelli adottati nella letteratura. I metodi proposti dalla letteratura valutano operativamente la fluenza fotonica ad alta intensità. Sono basati sulla correlazione tra fluenza fotonica e quantità dosimetriche, come l'esposizione o l'Air Kerma. Altre correlano la valutazione dell'HVL con la fluenza dei fotoni. Sebbene queste metodologie siano semplici da implementare, la valutazione della fluenza dei fotoni è ottenuta tramite il concetto di equivalenza del fascio monocromatico. Questo causa discrepanze nella valutazione della reale quantità di fotoni emessa dalla sorgente di raggi X.

Il Dott. Bontempi ha sviluppato due diverse metodologie per il calcolo della fluenza: il primo metodo è basato sul calcolo del Kerma unito ad un modello semi empirico per il computo dello spettro dei raggi X. Il secondo metodo è invece basato sulla valutazione della funzione nNPS registrata in un'immagine a raggi X e quella ottenuta simulando il sistema sorgente-rivelatore.

Introduzione

Il lavoro svolto in questa tesi si inserisce in una ricerca iniziata pochi anni fa dal Dott. Bontempi. Riguarda la stima della fluena fotonica tramite due metodi diversi da quelli adottati nella letteratura. La conoscenza della quantità di fotoni emessi da un tubo a raggi X è cruciale per ottenere una caratterizzazione corretta di un rivelatore per Imaging in quanto la DQE dipende dalla fluena fotonica. In radiologia, la fluena fotonica rappresenta la quantità fisica alla base di tutte le quantità dosimetriche.

Sebbene la fluena fotonica sia così fondamentale, la sua valutazione è veramente difficile.

I metodi proposti dalla letteratura valutano operativamente la fluena fotonica ad alta intensità. Sono basati sulla correlazione tra fluena fotonica e quantità dosimetriche, come l'esposizione o l'Air Kerma. Altre correlano la valutazione dell'HVL con la fluena dei fotoni. Sebbene queste metodologie siano semplici da implementare, la valutazione della fluena dei fotoni è ottenuta tramite il concetto di equivalenza del fascio monocromatico.

Questo causa discrepanze nella valutazione della reale quantità di fotoni emessa dalla sorgente di raggi X.

Per questo motivo Il Dott Bontempi ha sviluppato due diverse metodologie per il calcolo della fluena: il primo metodo è basato sul calcolo del Kerma unito ad un modello semi empirico per il computo dello spettro dei raggi X. Il secondo metodo è invece basato sulla valutazione della funzione nNPS registrata in un'immagine a raggi X e quella ottenuta simulando il sistema sorgente-rivelatore.

L'originalità di queste metodologie è che possono fornire un realistico valore della fluena dei fotoni considerando tutto lo spettro policromatico dei raggi X e non una versione monocromatica.

L'elaborato si articola in quattro capitoli:

- Nel capitolo 1 verranno presentati i raggi X descrivendo la loro interazione con la materia e alcune grandezze dosimetriche utili ai fini della comprensione del lavoro.
- Nel secondo capitolo si darà una breve presentazione dei sistemi DR dando una descrizione del rivelatore usato, il Flat Panel, arrivando poi a definire i parametri che si utilizzano per valutare le prestazioni di un rivelatore.
- Nel capitolo 3 sarà mostrata la teoria su cui si basano le due metodologie presentate.
- Nel capitolo 4 si riporteranno infine i risultati sperimentali relativi ai due metodi e il confronto di essi con il metodo proposto dalla letteratura. Seguiranno le discussioni.

Capitolo 1

I raggi X

Nel capitolo 1 verranno presentati i raggi X descrivendo la loro interazione con la materia e alcune grandezze dosimetriche utili ai fini della comprensione del lavoro [1].

1.1 Spettro dei Raggi X

I raggi x furono scoperti nel 1895 da Wilhelm Konrad Roentgen, fisico all'Università di Wuzburg e, in seguito, premio Nobel, e furono così chiamati per la loro natura misteriosa.

Ad oggi, è nota come la radiazione X, la porzione della spettro elettromagnetico compresa tra i raggi γ e gli UV, con lunghezza d'onda variabile tra i 10 mm e i 10^{-3} mm.

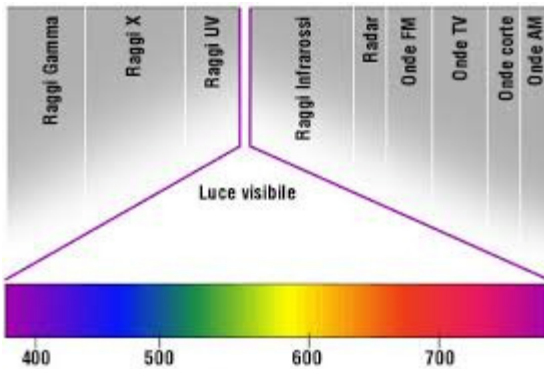


Figura 1 Spettro elettromagnetico

Data la ridotta lunghezza d'onda, i raggi x hanno un'energia elevata.

1.2 Processi di produzione dei raggi x

I sistemi utilizzati per la produzione dei raggi X sono i cosiddetti tubi a raggi X, che sfruttano la radiazione messa nell'urto di elettroni veloci contro un bersaglio di materiale pesante.

Un tubo a raggi X è costituito da un'ampolla di vetro, all'interno della quale viene creato il vuoto, circondata da un involucro rivestito di piombo.

L'emissione dei raggi X avviene attraverso una piccola zona non schermata, detta finestra.

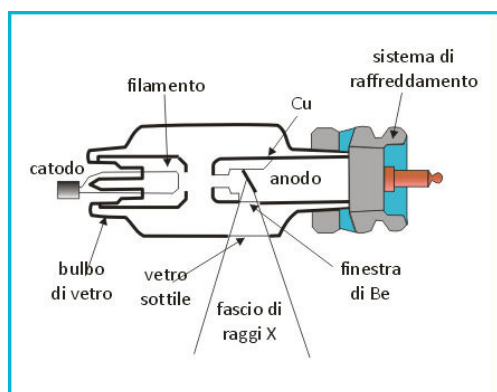


Figura 2 Schema di un tubo a raggi X

All'interno dell'ampolla, gli elettroni sono emessi per effetto termoionico dal catodo, costituito da un filamento di tungsteno, che viene attraversato da una corrente sufficientemente intensa da determinare la fuoriuscita degli elettroni degli orbitali esterni del tungsteno. Questi elettroni sono poi accelerati verso l'anodo dall'elevata differenza di potenziale applicata tra i due elettrodi. Un elettrone libero in moto, che interagisce con il campo elettrico del nucleo di un atomo, perde energia a causa della diffusione dovuta all'interazione coulombiana.

L'energia persa viene emessa sotto forma di fotoni X e risulta proporzionale a Z^2 (con Z numero atomico del bersaglio), motivo per cui si utilizzano per l'anodo materiali pesanti in modo da avere una maggiore efficienza di produzione di raggi X.

La radiazione emessa in questo processo è nota come *radiazione continua di frenamento*, o radiazione di *bremsstrahlung*, ed è caratterizzata da uno spettro (distribuzione in energia dei fotoni X) continuo.

Un secondo processo di produzione di raggi X ha luogo quando l'elettrone "proiettile" possiede energia sufficiente da determinare l'espulsione dall'atomo bersaglio di un elettrone appartenente ad un orbitale interno.

La lacuna che si viene così a creare tenderà ad essere occupata da un elettrone proveniente da un orbitale più esterno; questo processo determina l'emissione di un fotone di energia pari alla differenza tra le energie di legame dei due livelli. Poiché l'energia di legame per gli elettroni è differente da elemento a elemento, i raggi X prodotti saranno tipici e caratteristici dell'elemento del bersaglio impiegato, con una distribuzione d'energia secondo uno spettro a righe, che è peculiare del materiale costituente il bersaglio (*radiazione caratteristica*).

In definitiva, lo spettro risultante di un tubo a raggi X è dato dalla sovrapposizione di una componente continua (radiazione di bremsstrahlung) e di una componente discreta (radiazione caratteristica).

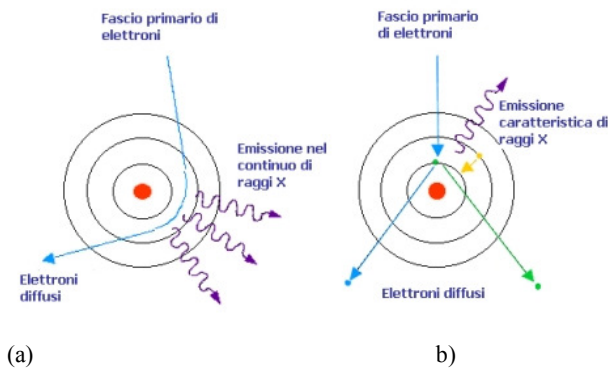


Figura 3 Schema dei processi di produzione dei raggi X:

Radiazione di frenamento o Bremsstrahlung (a), Radiazione caratteristica (b).

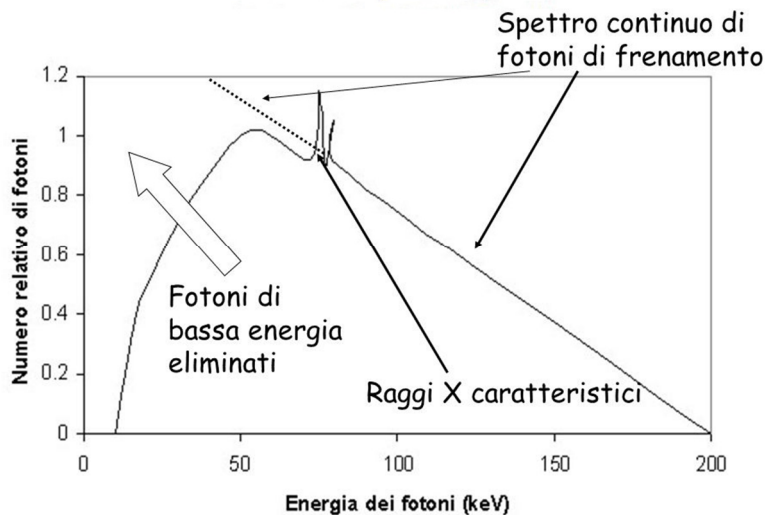


Figura 4 Spettro dei Raggi X

Come già detto, l'anodo deve essere costituito da un materiale ad elevato numero atomico, inoltre, deve possedere un alto punto di fusione (tipicamente tungsteno: $Z = 74$, $T_{\text{fusione}} = 3370^{\circ}\text{C}$), in quanto solo l'1% dell'energia cinetica degli elettroni "proiettile" dà luogo alla produzione dei raggi X, la restante è convertita in calore.

Infatti, spesso gli elettroni proiettile non riescono a trasferire agli elettroni bersaglio sufficiente energia da estrarli dall'atomo, ma solo per farli passare ad un livello di energia maggiore.

Nel tornare allo stato iniziale, gli elettroni emettono radiazione infrarossa che causa il continuo riscaldamento dell'anodo, con conseguente deterioramento e possibile fusione dello stesso.

Per ovviare a questo inconveniente, vengono spesso utilizzati anodi rotanti, in maniera tale che il fascio di elettroni incida in punti diversi.

La targhetta bersaglio è inclinata di un angolo di circa 20° : grazie a questa configurazione, gli

elettroni interagiscono con l'area focale, di forma rettangolare, mentre i fotoni sono emessi da un'area approssimativamente quadrata, molto più piccola, detta macchia focale.

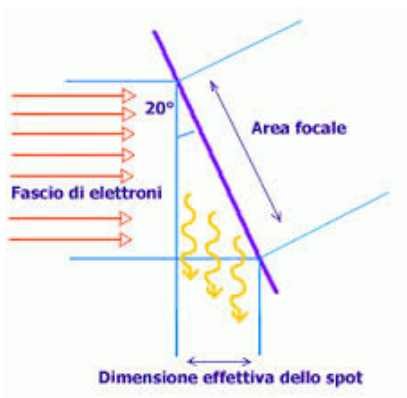


Figura 5 Rappresentazione target bersaglio

Da un'analisi puramente geometrica della configurazione fascio incidente-anodo si osserva che se aumenta l'angolo di inclinazione del target, aumenta l'area focale, che determina l'intensità dei raggi X in uscita, ma simultaneamente si ha anche un aumento delle dimensioni della macchia focale, con conseguente perdita di risoluzione nell'immagine.

Esiste una relazione di diretta proporzionalità tra le dimensioni della macchia focale e la nitidezza della forma dell'immagine che produce il fascio sul rivelatore, infatti se la macchia focale è grande si vengono a creare delle zone di penombra molto estese: source unsharpness.

L'estensione di quest'ultima può essere calcolata dalla seguente formula:

$$P = f \frac{D}{d} \quad (1.1)$$

dove:

- f è la dimensione reale della macchia focale;
- D è la distanza oggetto-piano dove si forma l'immagine;
- d distanza sorgente-oggetto

1.3 Interazioni raggi X-materia

I sistemi che si basano sull'utilizzo dei raggi X, sfruttano il fatto che i fotoni costituenti i raggi X hanno una certa probabilità di interagire con gli atomi costituenti il materiale che attraversano, con conseguente perdita di energia e possibile liberazione di particelle secondarie.

Tale probabilità d'interazione è data dalla sezione d'urto.

Esistono diverse modalità d'interazione funzione del numero atomico Z degli atomi bersaglio e dell'energia dei fotoni. La quantità di energia assorbita da un corpo e la relativa attenuazione del fascio cambiano a seconda del materiale indagato secondo un coefficiente di assorbimento lineare μ , e sono proporzionali allo spessore x di materiale in base alla seguente legge:

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x} \quad (1.2)$$

dove $N(x)$ rappresenta l'intensità del fascio uscente da un oggetto di spessore x e N_0 l'intensità della sorgente.

I fotoni trasferiscono la loro energia alla materia attraverso complesse interazioni con i nuclei e gli elettroni atomici.

I meccanismi fondamentali di interazione sono: l'effetto fotoelettrico, l'effetto Compton e la produzione di coppie.

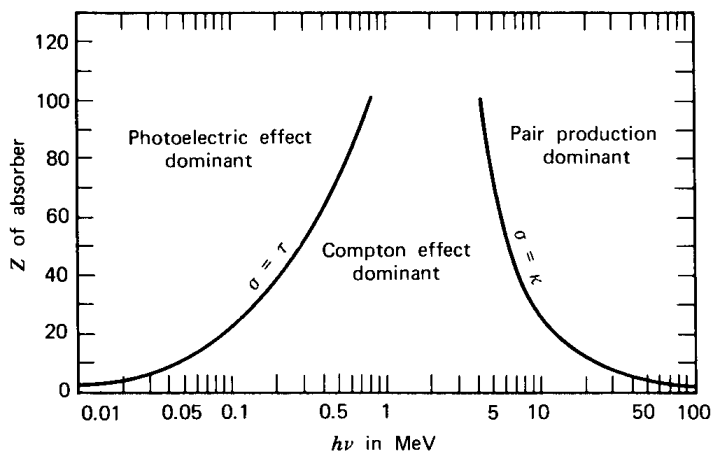


Figura 6 Domini dell'effetto fotoelettrico, dell'effetto Compton e della produzione di coppie in funzione dell'energia e del numero atomico del materiale bersaglio.

Osservando la figura 1.6 notiamo che quando il fotone ha basse energie domina l'effetto fotoelettrico, nella zona centrale delle energie domina l'effetto Compton, mentre alle alte energie diviene importante la creazione di coppie.

Svolgendo un'analisi più approfondita si osserva che all'aumentare del numero atomico l'intervallo delle energie in cui domina l'effetto Compton diminuisce e l'effetto fotoelettrico ha un ruolo importante in presenza di materiali di bersaglio con elevato numero atomico per energie intorno a 0,5 MeV.

La probabilità d'interazione tra fotone e materia è data in termini di sezione d'urto, indicata con σ .

La sezione d'urto è l'area “equivalente” offerta dagli atomi alle particelle incidenti per il particolare processo d'interazione preso in considerazione.

La sezione d'urto totale è la somma dei contributi di tutti gli effetti:

$$\sigma_{tot} = \sigma_{p.e} + \sigma_{inch} + \sigma_{coherent} + \sigma_{nuc} \quad (1.3)$$

dove:

- $\sigma_{p.e}$ sezione d'urto corrispondente all'effetto fotoelettrico;
- σ_{inch} sezione d'urto corrispondente all'effetto Compton;
- k sezione d'urto corrispondente alla produzione di coppie;
- $\sigma_{coherent}$ sezione d'urto corrispondente alla diffusione coerente;
- σ_{nuc} sezione d'urto corrispondente all'effetto fotonucleare;

1.3.1 Effetto fotoelettrico

Quando un fotone X o γ di energia medio bassa interagisce con un elettrone delle orbite più interne (strato K), esiste la probabilità che possa cedergli tutta l'energia che possiede. In questo processo il fotone perde tutta la sua energia cedendola ad un elettrone con la conseguente emissione dell'elettrone stesso (fotoelettrone). La differenza tra l'energia del fotone incidente e quella di legame dell'elettrone emesso E_b è uguale all'energia cinetica (E_{e^-}) dell'elettrone espulso:

$$E_{e^-} = h\nu - E_b \quad (1.4)$$

La ionizzazione provoca riassetto degli altri elettroni, con emissione di raggi X caratteristici o con l'emissione di un elettrone Auger, evento più probabile per elemento a un basso numero atomico (Z).

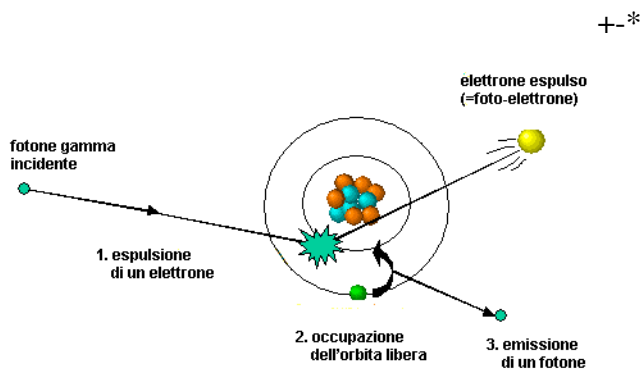


Figura 7 Schema dell'Effetto Fotoelettrico.

La sezione d'urto attinente all'effetto fotoelettrico è $\sigma_{p.e.} \propto Z^4 (h\nu)^{-3.5}$.

L'80% degli elettroni emessi provengono dall'orbita più interna K poiché la probabilità di avere l'effetto fotoelettrico è tanto maggiore quanto più l'elettrone è legato all'atomo, mentre aumentando l'energia del fotone, a parità di orbitale, la probabilità che si verifichi l'effetto fotoelettrico aumenta poiché il fotone ha sufficiente energia in grado di strappare via l'elettrone.

Questo spiega la discontinuità improvvisa nell'andamento della sezione d'urto in corrispondenza del valore delle energie di soglia del processo per le differenti orbite. Bersagliando materiali con un alto numero atomico elevato la discontinuità sono più evidenti.

Il valore delle energie di soglia si possono calcolare attraverso la legge di Moseley:

$$E = \frac{13,6 \cdot z - \sigma^2}{n^2} \quad (1.5)$$

dove:

- n numero quantico principale
- σ numero che prende in considerazione lo schermo che creano gli elettroni delle orbite più interne.

Dopo che l'elettrone è stato emesso all'interno dell'atomo avviene una redistribuzione degli elettroni negli orbitali atomici, in quanto il sistema è eccitato.

Nel caso in cui si bersagliano elementi ad elevato numero atomico, possono essere emessi raggi X caratteristici e, nel caso di elementi a basso numero atomico, elettroni Auger.

1.3.2 Effetto Compton

Questo effetto consiste nella variazione della traiettoria di un fotone con perdita parziale della sua energia a causa dell'interazione tra il fotone stesso e la materia. Identificato anche come *scattering coerente*, si verifica quando un fotone X (o γ), avente energia $h\nu$, interagisce con un elettrone che può essere considerato libero (in quanto la sua energia di legame è trascurabile rispetto all'energia del fotone), cedendogli parte della sua energia.

Ciò provoca l'emissione di un elettrone con una sua energia cinetica e di un fotone γ o X secondario (fotone Compton) di energia $h\nu'$ che si propaga in direzione diversa rispetto a quella del fotone originario, secondo un angolo di scattering che dipende dall'energia ceduta all'elettrone.

L'elettrone e il fotone possono a loro volta interagire con la materia fino ad esaurire la loro energia.
 L'energia cinetica dell'elettrone Compton è uguale alla differenza tra $h\nu$ e $h\nu'$.

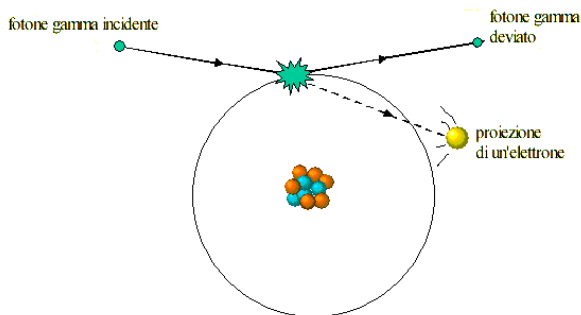


Figura 8 Schema dell'Effetto Compton

L'energia del fotone dopo l'urto ($h\nu'$) può essere calcolata in funzione della sua energia iniziale ($h\nu$) e dell'angolo di diffusione (θ) sfruttando le leggi della conservazione dell'energia:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \gamma(\cos \theta)} \quad (1.6)$$

L'energia cinetica dell'elettrone è invece data da:

$$E_e = h\nu - h\nu' = h\nu \left[\frac{\gamma(1 - \cos \theta)}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)} \right] \quad (1.7)$$

dove

$$\gamma = \frac{h\nu}{mc^2} \quad (1.8)$$

La distribuzione angolare degli elettroni emessi varia in funzione dell'energia: gli elettroni di rinculo vengono sempre emessi ad angoli inferiori di 90° , mentre la distribuzione angolare dei fotoni diffusi in funzione dell'energia risulta abbastanza isotropa alle basse energie.

Con l'aumentare delle energie i fotoni diffusi vengono deviati con angoli sempre più piccoli.

Usando l'elettrodinamica quantistica è possibile calcolare la sezione d'urto: $\sigma_{incoh} \propto Z$

la quale risulta proporzionale al numero atomico del materiale bersaglio.

1.3.3 Produzione di coppie

La produzione di coppie è un processo a soglia che si verifica nel caso in cui i fotoni incidenti hanno energie superiori o uguali alla somma delle energie a riposo di un elettrone e di un positrone, cioè $2mc^2=1,022$ MeV.

In questo processo il fotone scompare materializzandosi sotto forma di un positrone ed elettrone.

Il processo è legato all'interazione diretta del fotone con il nucleo dell'atomo del materiale bersaglio. A queste energie il fotone è in grado di sfuggire all'interazione con la nube elettronica ed arrivare in prossimità del nucleo dell'atomo bersagliato.

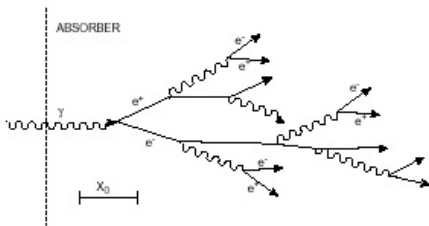


Figura 9 Rappresentazione delle produzioni di coppie

Una parte dell'energia del fotone assorbito viene trasformata in energia cinetica delle due particelle e la parte restante viene trasferita in massa di quiete della coppia.

La porzione di energia che viene trasformata in energia cinetica della coppia elettrone-positrone è :

$$E^+ + E^- = h\nu - 2mc^2 \quad (1.10)$$

L'energia ricevuta da parte dell'elettrone non è perfettamente uguale a quella ricevuta dal positrone: quest'ultimo infatti prende una quantità di energia lievemente maggiore rispetto all'elettrone poiché il positrone risente della repulsione da parte del nucleo.

La sezione d'urto per la produzione di coppie vale: $K\alpha Z^2$.

1.3.4 Attenuazione in un fascio in condizioni di buon geometria

Si consideri ora un fascio collimato di fotoni incidenti su un assorbitore di densità ρ in condizioni di

cosiddetta “buona geometria”. Ci si trova in tali condizioni allorchè un rivelatore posto sull’asse del fascio, dietro l’assorbitore difficilmente può essere raggiunto da fotoni che hanno subito interazione nell’assorbitore stesso.

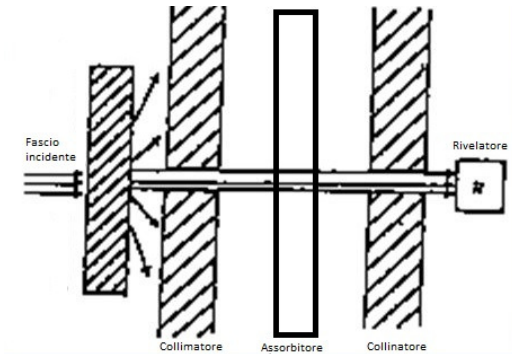


Figura 2. Rappresentazione schematica di un’irradiazione in condizioni di buona geometria

La frazione di fotoni dN/N che subisce interazioni nel tratto di assorbitore e non viene quindi rivelata dal rivelatore è evidentemente data da:

$$\frac{dN}{N} = \rho \left(\frac{N_A}{A} \right)_a \cdot \sigma_{\text{tot}} \cdot dl \quad (1.11)$$

dove $\rho N_A/A$ rappresenta il numero di atomi presenti per cm^3 di assorbitore e ${}_a\sigma_{\text{tot}}$ la sezione d’urto atomica totale, cioè la somma delle sezioni d’urto atomiche per i vari processi esaminati

$${}_a\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{p.e.}} + \sigma_{\text{inch}} + \sigma_{\text{coherent}} + \sigma_k \quad (1.12)$$

Integrando la 1.11 si ottiene:

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x} \quad (1.13)$$

avendo posto:

$$\mu = \rho \left(\frac{N_A}{A} \right)_a \cdot \sigma_{\text{tot}} \quad (1.14)$$

Il coefficiente μ viene definito coefficiente di attenuazione lineare e si misura in m^{-1} .

Il reciproco del coefficiente di attenuazione lineare:

$$\lambda = \frac{1}{\mu} \quad (1.15)$$

rappresenta il libero cammino medio, cioè lo spessore in cui l’intensità del fascio si riduce a $1/e$.

Il coefficiente di attenuazione lineare è inoltre in relazione con lo spessore emivalente SEV ($t_{1/2}$)

(o Half Value Layer HVL) tramite:

$$t_{1/2} = \frac{-\ln\left(\frac{1}{2}\right)}{\mu} = \frac{0,069315}{\mu} \quad (1.16)$$

Un fascio di radiazione che attraversa uno spessore di materiale pari a n strati emivalenti viene ovviamente attenuato di un fattore 2^n .

1.4 Coefficiente di attenuazione massico

Spesso in dosimetria, anziché del coefficiente di attenuazione lineare, si preferisce far uso del coefficiente di attenuazione massico, (μ/ρ) , che si ottiene dividendo il primo per la densità del mezzo. Questo nuovo coefficiente, che si esprime in $\text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$, ha la proprietà di essere indipendente dallo stato fisico e dalla densità dell'assorbitore. Tenendo conto che:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_A}{A} \cdot \sigma \quad (1.17)$$

Possiamo scrivere:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu \frac{x}{\rho}} \quad (1.18)$$

Dove

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma_c}{\rho} + \frac{\sigma_{coh}}{\rho} + \frac{k}{\rho} \quad (1.19)$$

Avendo indicato rispettivamente per τ/ρ , σ_c/ρ , σ_{coh}/ρ , k/ρ i coefficienti di attenuazione massici rispettivamente per effetto fotoelettrico, per diffusione Compton, per diffusione coerente e creazione di coppie. L'andamento di μ/ρ e delle sue componenti in funzione dell'energia dei fotoni è mostrato in figura 10.

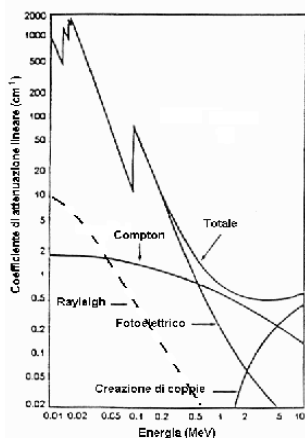


Figura 10 Coefficiente massico in funzione dell'energia

Le discontinuità che si osservano alle basse energie sono dovute all'effetto fotoelettrico e corrispondono alle energie di soglia del processo per diverse orbite. Se il mezzo considerato è una miscela di più elementi, il suo coefficiente di attenuazione massico μ/ρ può essere valutato mediante

una media pesata dei coefficienti μ_i/ρ_i degli elementi costituenti:

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{comp}} = \sum_i \frac{\mu_i}{\rho_i} \quad (1.20)$$

dove f_i è la funzione in peso dell'i-esimo elemento.

Quando ci si voglia riferire solo alla parte di energia dei fotoni primari che è stata trasferita sotto forma di energia cinetica delle particelle secondarie cariche messe in moto, s'introduce un altro coefficiente, il coefficiente di trasferimento di energia massico, μ_{tr}/ρ , definito come:

$$\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho} = \frac{1}{\rho EN} \frac{dE_{\text{tr}}}{dx} \quad (1.21)$$

dove dE_{tr}/EN rappresenta appunto la frazione d'energia dei fotoni incidenti trasferita in energia cinetica di particelle secondarie cariche a causa dell'interazione subite nel tratto d del mezzo di densità ρ .

Nel computo di μ_{tr}/ρ si devono dunque escludere tutte le cessioni di energia che non ricompaiono sotto forma di energia cinetica dei secondari carichi messi in moto. Si possono naturalmente esplicitare i contributi relativi ai vari effetti analogamente a quanto si era detto per il coefficiente di attenuazione massico. In questo caso si ha:

$$\frac{\mu_a}{\rho} = \frac{\tau_a}{\rho} + \frac{\sigma_a}{\rho} + \frac{k_a}{\rho} \quad (1.22)$$

Dove τ_a/ρ , σ_a/ρ , k_a/ρ rappresentano i coefficienti di trasferimento di energia massici relativi rispettivamente all'effetto fotoelettrico, all'effetto Compton e alla creazione di coppie.

Quando invece si è interessati a conoscere l'energia effettivamente depositata in un certo elemento di volume è necessario far uso del coefficiente di assorbimento massico (μ_{en}/ρ).

Esso è definito come:

$$\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} = \frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho} \cdot (1 - g) \quad (1.23)$$

avendo indicato con g la frazione di energia che i secondari carichi dissipano in radiazione di frenamento nel materiale d'interesse.

I valori di μ_{tr}/ρ e μ_{en}/ρ sono quindi apprezzabilmente diversi soltanto quando le energie delle particelle cariche prodotte sono molto maggiori della loro energia di quiete e specialmente nel caso di materiali di elevato numero atomico.

1.5 Grandezze dosimetriche

Allo scopo di descrivere le varie fasi dei processi di trasferimento di energia dalle particelle alla materia, come anche la capacità delle radiazioni a ionizzare gli atomi e le molecole del mezzo irradiato, sono state introdotte in dosimetria, oltre alla dose assorbita, alcune altre grandezze fisiche

che vengono comunemente dette grandezze dosimetriche.

Per valutare tali grandezze è necessario conoscere le caratteristiche del campo di radiazione presente nei mezzi materiali irradiati, queste ultime in rapporto naturalmente alle interazioni con le radiazioni ionizzanti. Si vedrà dunque come tutte le grandezze dosimetriche godono proprio della proprietà di potersi esprimere come prodotto di una grandezza di campo (fluenza di radiazione, fluensa di energia, etc..) per una costante caratteristica del mezzo (coefficiente d'interazione). Diamo in seguito alcune definizioni di grandezze dosimetriche.

1.5.1 *Fluenza di radiazione*

La fluensa o flusso di radiazione è il rapporto tra il numero di particelle dN che attraversano una sfera con sezione trasversale avente area dA .

Si esprime in m^2 .

$$\Phi = \frac{dN}{dA} \quad (1.24)$$

Da questa definizione si intuisce facilmente come la fluensa sia una quantità indipendente dall'angolo di incidenza delle particelle: viene infatti considerata solo la sezione perpendicolare alla loro direzione. Poiché in realtà i fasci di fotoni o di particelle cariche sono poli-energetici, ha senso anche definire una spettro di fluensa di radiazione, differenziale in energia, spesso chiamata Φ_E .

$$\Phi_E = \frac{d\Phi}{dE} \quad (1.25)$$

e quindi la fluensa si può anche esprimere come la relazione:

$$\Phi = \int_0^{E_{\max}} \Phi_E dE \quad (1.26)$$

1.5.2 *Fluenza o flusso di energia*

La fluensa di energia è l'energia radiante dE incidente su una sfera di sezione trasversale dA rispetto alla sezione stessa. Si esprime in J/m^2 .

$$\Psi = \frac{dE}{dA} \quad (1.27)$$

Essa può essere anche calcolata attraverso il flusso di particelle usando la relazione:

$$\Psi = \frac{dN}{dA} E = \Phi E \quad (1.28)$$

dove E è l'energia delle particelle incidenti e dN il numero di particelle con energia E .

In modo analogo alla la fluensa di radiazione si può definire uno spettro di fluensa di energia:

$$\Psi_E = \frac{d\Psi}{dE} = \frac{d\Phi}{dE} E \quad (1.29)$$

1.5.3 Intensità di fluenza di radiazione e di energia

Risulta talvolta utile esprimere la variazione delle grandezze dosimetriche di fluenza di radiazione e di energia nell'unità di tempo. Si avranno l'intensità di fluenza di radiazione con unità di misura $m^{-2} s^{-1}$ e l'intensità di fluenza di energia con unità di misura $J \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$ o $W \cdot m^{-2}$.

$$\Phi = \frac{d^2N}{dA dt} \quad (1.30)$$

$$\dot{\Psi} = \frac{d^2E}{dA dt} \quad (1.31)$$

1.5.4 Esposizione

L'esposizione è la più antica grandezza dosimetrica, fu a suo tempo introdotta per descrivere la capacità dei raggi X di produrre ionizzazione in aria.

Essa è definita come:

$$X = \frac{dQ}{dm} \quad (1.32)$$

Dove dQ è il valore assoluto della carica degli ioni di un segno prodotti in aria quando tutti gli elettroni (positivi e negativi) liberati dai fotoni nell'elemento di volume di massa dm , sono completamente fermati in aria.

Nel computo di dQ non deve essere considerata la ionizzazione prodotta dall'assorbimento dell'eventuale radiazione di frenamento emessa dagli elettroni secondari liberati nel volume di interesse.

Si esprime in R (Roentgen), il cui valore esatto è $1R = 2,58 \cdot 10^{-4} C \cdot kg^{-1}$.

Anche qui possiamo parlare di *rateo* (o *intensità*) di esposizione definito come:

$$\dot{X} = \frac{dX}{dt} \quad (1.33)$$

e si esprime in $A \cdot kg^{-1}$ nel SI, ma più comunemente come $R \cdot s^{-1}$.

Siccome tali condizioni si riescono a realizzare soltanto con fotoni di energia non superiore ai 3

MeV, non ha senso parlare di esposizione per energie superiori a tale valore.

In condizioni di equilibrio delle particelle cariche, l'esposizione è legata da semplici relazioni alle grandezze dosimetriche. Si consideri per semplicità un campo di radiazione costituito da fotoni monocromatici, l'energia ceduta all'unità di massa di aria è uguale al prodotto della fluensa φ per il coefficiente di assorbimento di energia massico dell'aria $(\mu_{en}/\rho)_a$.

Il numero di coppia di ioni prodotte nell'unità di massa d'aria sarà, allora:

$$X = \frac{e}{W_a} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_a \varphi \quad (1.34)$$

Nel caso di fotoni non monoenergetici comparirà naturalmente la corrispondente espressione integrale:

$$X = \frac{e}{W_a} \int_0^{kVp} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_a \varphi(\varepsilon) d\varepsilon \quad (1.35)$$

1.5.5 Kerma

Quando si parla di Kerma (Kinetic Energy Released to the Matter) si tiene conto del contributo delle energie cinetiche iniziali di tutte le particelle cariche prodotte da particelle indirettamente ionizzanti (dE_{tr}) in un certo elemento di volume di specificato materiale e di massa dm :

$$k = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (1.36)$$

Si noti che nel termine dE_{tr} è anche inclusa l'energia che le particelle secondarie cariche irradiano sotto forma di radiazione di frenamento o l'energia delle particelle cariche prodotte in processi secondari (per es.: elettroni Auger) nell'elemento di volume considerato.

Si definisce anche il *rateo* (o *intensità*) di Kerma:

$$\dot{k} = \frac{dk}{dt} \quad (1.37)$$

Il Kerma e il rateo del Kerma si esprimono nelle stesse unità di misura rispettivamente delle dose assorbita e del rateo di dose assorbita, ovvero in Gy e $Gy \cdot s^{-1}$.

Ci si può riferire al valore del Kerma (o del suo rateo) per un determinato materiale nello spazio

libero o in un punto di un altro materiale di natura diversa.

In dosimetria si vuole descrivere il campo di radiazioni in termini di Kerma per un opportuno materiale.

Nel caso della radiazione elettromagnetica di modesta energia il materiale di riferimento è l'aria, negli altri casi il tessuto.

Facendo riferimento al concetto di energia trasferita, citato precedentemente, il Kerma può essere anche definito come:

$$K = \frac{d\bar{\epsilon}_{tr}}{dm} \quad (1.38)$$

Nota la fluena di energia delle particelle indirettamente ionizzanti in un unto di un mezzo il cui coefficiente di trasferimento di energia massico sia di μ_{tr}/ρ , si può determinare il valore del Kerma in quel punto. Infatti, in virtù dell'equazione (1) e (2) e dalla definizione di fluena di energia si ha:

$$K = \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) \varphi \quad (1.39)$$

che nel caso di uno spettro policromatico diviene un integrale eseguibile da 0 alla tensione massima di voltaggio, ovvero:

$$k = \int_0^{kVp} \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_a \varphi(\epsilon) \epsilon d\epsilon \quad (1.40)$$

Il prodotto $\mu_{tr}/\rho \epsilon$ viene definito fattore di Kerma (kerma factor).

1.5.6 Dose assorbita

In ultimo non dimentichiamo la dose assorbita, la cui definizione ha subito una continua evoluzione nel tempo conclusasi con la pubblicazione del decreto ICRU 33. Secondo tale rapporto si definisce dose assorbita, D, in un certo elemento di volume dm la quantità:

$$D = \frac{d\bar{\epsilon}}{dm} \quad (1.41)$$

Per determinare la dose assorbita in un punto tramite la formula precedentemente scritta, sono necessari due passaggi. Il primo riguarda la valutazione di ϵ che, in linea di principio, richiede ripetute esposizioni di elementi finiti di massa nel campo di radiazione interessato con relativa operazione di media dei valori ϵ misurati. Il valor medio così determinato è proporzionale alla dose

assorbita nel punto d'interesse facendo tendere a zero la massa dell'elemento di volume considerato.

La quantità al numeratore risulta dunque il valor medio dell'energia impartita alla materia in un volume infinitesimo di massa dm .

$$D = \lim_{m \rightarrow \infty} \left(\frac{\bar{\epsilon}}{m} \right) = \lim_{V \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{\rho} \right) \cdot \left(\frac{\bar{\epsilon}}{V} \right) \quad (1.42)$$

dove m è la massa contenuta nel volume V .

Si esprime in Gray, $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1}$.

Si definisce anche in questo caso il *rateo (o intensità) di dose assorbita* definito come:

$$\bar{D} = \frac{dD}{dt} \quad (1.43)$$

la cui unità di misura è $\text{Gy} \cdot \text{s}^{-1}$.

Capitolo 2

In questo capitolo verrà data una breve descrizione del Flat Panel, rivelatore utilizzato in questa prova, e successivamente verranno spiegati i parametri di giudizio oggettivo per valutare la qualità di un'immagine. Tali parametri sono l'MTF (Modulation Transfer Function), l'NPS (Noise Power Spectra) e la DQE (Detective Quantum Efficiency).

2.1 Introduzione

La radiografia digitale è basata sugli stessi meccanismi d'interazione dei raggi X con la materia della radiografia tradizionale, ma si differenzia per l'apparato di rivelazione dell'immagine radiografica. Essa si basa sull'uso di un dispositivo in grado di fornire un'imaging digitale.

Si conoscono due sistemi principali di Radiografia Digitale:

- Sistemi CR Computed-Radiology (Fosfori Fotostimolabili)
- Sistemi DR Digital-Radiology (Flat Panel TFT, Flat Panel a conversione diretta e indiretta, sensori CCD accoppiati a schermi scintillatori)

Avendo fatto utilizzo, per questo lavoro, del Flat Panel faremo considerazioni riguardo alla seconda categoria.

2.2 Sistemi DR

I sistemi DR sono dotati di un sensore che fornisce in uscita direttamente i dati digitali, senza bisogno di procedimenti intermedi. Questi sensori sono utilizzati nella stessa posizione in cui vengono messi i sistemi analogici basati sul film radiografico o quelli CR, dalla parte opposta del tubo a raggi X, in modo da raccogliere il fascio X emergente dell'oggetto. Entro breve tempo dall'esposizione (da 5 a 30 secondi), i dati digitali dell'immagine sono spediti lungo un cavo, normalmente una fibra ottica, fino al computer di controllo, che mostra l'immagine appena acquisita.

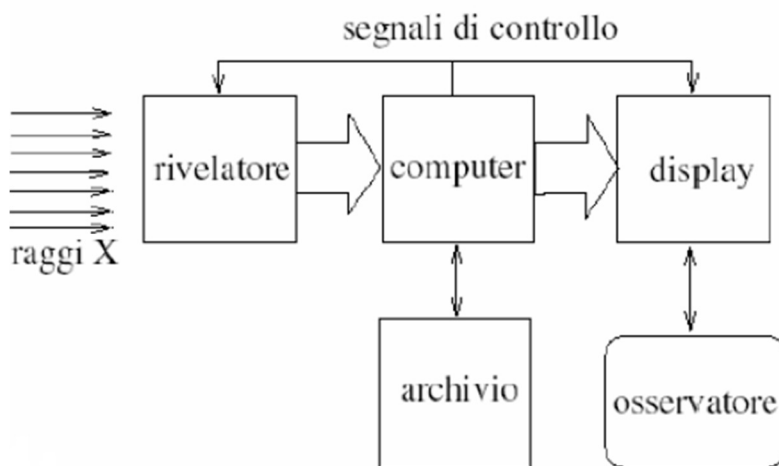


Figura 11 Schema di processo per la radiografia digitale

2.3. Flat Panel

I flat panel sono degli schermi piatti a matrice attiva realizzati con la stessa tecnica usata nei display degli schermi dei computer. Sono ideali quando si ha bisogno di immagini di parti estese del corpo, in quanto sono rivelatori a grande area e sono adatti per le diverse tecniche radiografiche clinicamente importanti. Il loro utilizzo permette di diminuire la dose irradiata al paziente. Esistono due tipi di flat panel, quelli a conversione diretta e quelli a conversione indiretta. Essi si differenziano per il meccanismo di conversione dei raggi X in carica elettrica e quindi in segnale elettrico.

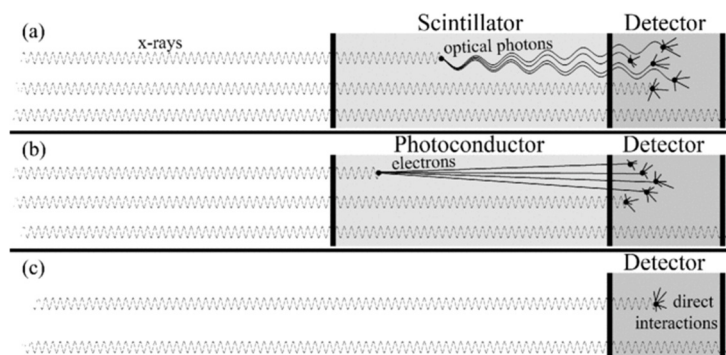


Figura 12 a) Conversione indiretta (scintillatore-rivelatore) , b) Conversione diretta (fotoconduttore-rivelatore) c) Semplice rivelatore

2.3.1 Flat panel a conversione diretta

Questo tipo di sensore è composto da uno strato di selenio amorfo, all'interno del quale i raggi sono catturati, lasciando al loro posto coppie elettrone-lacuna.

Il campo elettrico applicato tra le superfici del selenio trasporta gli elettroni verso una sottile matrice di transistor, dove tali elettroni sono condensati.

Finita l'esposizione, l'elettronica del sensore si occupa di far uscire, riga per riga, i valori di carica corrispondenti ad ogni pixel e, dopo alcune operazioni di regolazione di zero, i dati sono inviati via fibra ottica al computer, che ricostruisce l'immagine su monitor. È possibile costruire rivelatori della grandezza standard per i normali esami radiografici (43x43cm), con una dimensione di pixel attorno ai 130-140 μm . La risoluzione è ottima, poiché gli elettroni generati dai raggi X non hanno praticamente diffusione laterale, portando ad una banda passante che supera le 3,5 lp/mm; da

registrare però un certo rumore di fondo (rumore elettronico), che non diminuisce con l'aumentare della frequenza e questo gioca a sfavore dell'alta risoluzione.



Figura 13 Flat Panel

2.3.3 Flat Panel a conversione indiretta

Il sensore è composto da uno strato scintillatore allo Ioduro di Cesio attivato Tallio (CsI:Tl), dotato di un'altissima efficienza di conversione raggi X-luce, con la speciale caratteristica di avere cristalli di pochi micron di diametro, con struttura filiforme e ordinata. Il fotone luminoso creato dalla conversione resta in pratica intrappolato nel cristallo, che agisce come una guida d'onda: in questo modo la diffusione laterale è molto contenuta (anche se non così piccola come per i sistemi diretti). Il fotone viene poi raccolto da una matrice di fotodiodi in silicio amorfo (a-SI): anche qui, al termine dell'esposizione, l'elettronica del sensore si occupa di far pervenire il valore di ogni pixel al computer, che mostra l'immagine: il tempo di lettura è ridotto (tra 5 e 15 secondi). Questo sensore fornisce ottime immagini in tempi contenuti [2].

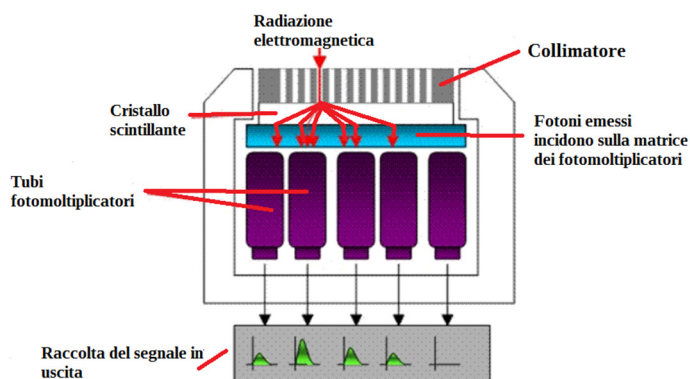


Figura 14 Rivelatore a scintillazione

2.4 Sensori CCD

Il CCD (Charge – Coupled Device: dispositivo ad accoppiamento di carica), è nato alla fine degli anni '60 presso i laboratori di Murray Hill, New Jersey, già luogo di nascita dei *transistor*.

È un dispositivo caratterizzato da una matrice di microscopiche regioni di forma quadrata o rettangolare, disposte a scacchiera sulla superficie di un *crystallo di silicio*, opportunamente trattato e integrato in un dispositivo chiamato *microchip* (tecnologia MOS).

Le microscopiche regioni della matrice sono *fotosensibili* (sensibili alla luce) e vengono denominate **pixel** (picture element); i pixel sono ricavati direttamente nel silicio e non è possibile visualizzarli ad occhio nudo.

La superficie del sensore può essere paragonata a quella di un'emulsione fotografica; tuttavia, mentre la superficie di un'emulsione fotografica vista al microscopio risulta composta da grani di dimensione eterogenea, i pixel del CCD sono tutti identici e sono disposti in righe e colonne con assoluta regolarità.

Quando si riprende un'immagine con una *camera CCD*, la luce, composta a sua volta da singoli fotoni provenienti dall'oggetto inquadrato incide sulla superficie del sensore.

L'interazione dei fotoni con il CCD provoca la liberazione di elettroni per *effetto fotoelettrico*. Durante la fase di esposizione i fotoelettroni vengono accumulati in ciascun pixel (processo di integrazione delle cariche); dunque sulla superficie del sensore si andrà formando una precisa *mappa elettronica* dell'immagine dell'oggetto ripreso.

La capacità di accumulo delle cariche di un pixel però non è illimitata. Il valore massimo di fotoelettroni che un CCD può accumulare in un singolo pixel è la cosiddetta *Full Well Capacity*.

Il passo successivo consiste nel trasferimento della carica accumulata in ciascun pixel ad un *registro di lettura*; questa operazione viene effettuata manipolando in maniera sistematica la differenza di potenziale tra i pixel, in modo tale che il segnale, costituito dagli elettroni, si muova lungo registri verticali da un pixel al successivo.

Il CCD muove una riga di pixel alla volta verso il registro di lettura. Il registro di lettura accumula una riga alla volta e quindi trasporta il pacchetto di cariche ad un circuito amplificatore interno in maniera sequenziale. L'operazione finale, la rivelazione delle cariche, avviene quando i singoli pacchetti di cariche vengono convertiti in un voltaggio di uscita; il voltaggio di ciascun pixel può essere amplificato da un amplificatore esterno, codificato in modo digitale e convertito in una sequenza numerica di bit, ovvero in un ben determinato livello di grigio. L'immagine digitale così ottenuta prende il nome di "light frame" e sarà quindi trasferita su un computer e visualizzata sul monitor.

All'intensità dei fotoni trasmessi corrisponde una corrente elettrica che è campionata e digitalizzata. La digitalizzazione permette di trasformare un segnale elettrico di tensione in un valore numerico di una data scala, che dipende dal numero di bit con cui il convertitore è in grado di operare, e determina il numero di livelli numerici in cui i segnali in ingresso sono rappresentabili. Tale numero corrisponde al numero di livelli di grigio con cui un'immagine viene rappresentata.

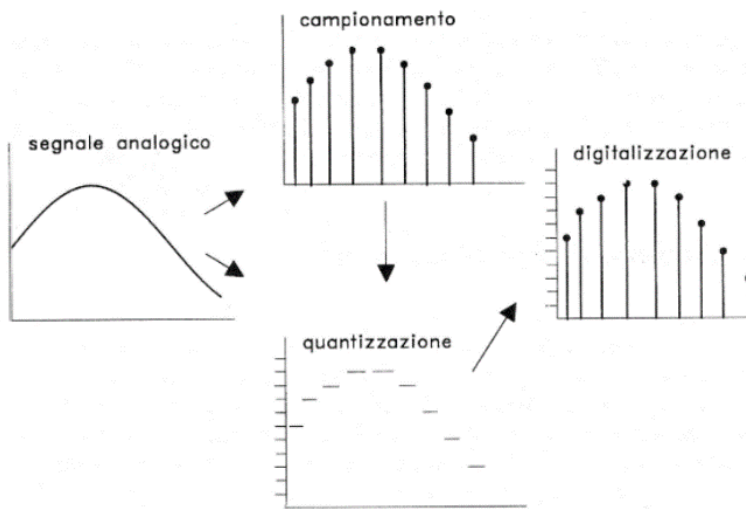


Figura 15 Schema del processo Campionamento-Digitalizzazione

2.5 Immagine digitale

L'immagine digitale, quindi, non è altro che una matrice di numeri formata da microscopici quadratini, denominati "pixel" (da "picture elements" = elementi dell'immagine).

Un pixel è caratterizzato da 3 numeri: due definiscono la sua posizione ed il terzo l'intensità dell'immagine. Matematicamente $I(m,n)$. I è una variabile discreta che può assumere 2^N valori (N è chiamato il numero di bit). In radiografia si usano immagini fino a 12 bit, cioè con $2^{12}=4096$ intensità o livelli di grigio. Per avere immagini di buona qualità e non perdere informazione, la dimensione dei pixel deve essere quanto più piccola possibile e il numero di bit quanto più elevato possibile.

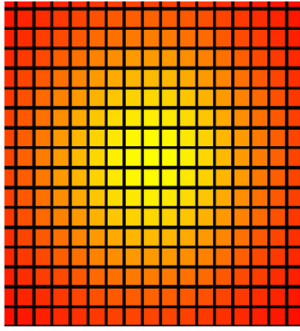


Figura 16 Matrice di pixel

Nei sistemi di imaging digitale, l'immagine viene campionata: nello spazio (pixel) e in intensità (livelli di grigio o bit). I rivelatori producono segnali variabili in maniera continua sia spazialmente che in intensità; tali segnali si dicono analogici. I segnali digitali si ottengono con un campionamento, ad intervalli discreti, sia in posizione che in intensità, dei segnali analogici. Un segnale digitale può essere individuato da un valore o dal successivo, mai da un valore intermedio. Nella trasformazione di una immagine analogica in forma digitale devono essere prese in considerazione due forme di errori. Il primo, relativo all'accuratezza spaziale, interviene nella suddivisione dell'immagine in pixel. In termini generali, l'immagine digitale è tanto più definita quanto più è elevato il numero di pixel che la compongono. Tuttavia la codifica delle immagini con un elevato numero di pixel implica la necessità di enormi spazi di memoria che incidono sul costo dei sistemi elettronici che devono gestirle o utilizzarle. Il secondo parametro fondamentale per la determinazione dell'errore di conversione è l'ampiezza dell'intervallo dei valori rappresentabili in forma discreta; una riduzione della differenza tra il valore massimo e quello minimo, entro cui la grandezza considerata può variare, conduce ad una diminuzione della precisione della conversione, ma questo è anche vero se a parità di bit utilizzati per ogni campione, si incrementa l'ampiezza del suddetto intervallo. Questo parametro, riferito alle immagini digitali, prende il nome di range dinamico dell'immagine. Se il valore da assegnare a un pixel supera il limite superiore del range dinamico, allora quel pixel sarà rappresentato con il valore massimo disponibile nella scala di grigi, creando una saturazione dell'immagine e cioè una perdita di informazioni. Ricordiamo che il numero dei livelli di grigio costituente l'immagine è alla base della risoluzione di contrasto dell'immagine stessa, ma mentre nelle immagini analogiche il contrasto finale viene determinato dalle caratteristiche sensitometriche della pellicola, dalla sua esposizione e dal trattamento, in quelle digitali il contrasto può essere manipolato a piacere, per adeguarlo alle specifiche esigenze diagnostiche.

2.6 Qualità delle immagini

La valutazione delle qualità delle immagini da rivelatori digitali in medicina è di cruciale importanza, poiché una maggiore qualità permette all'osservatore clinico di individuare particolari via via sempre più difficili da distinguere. La bontà delle immagini esaminate si può valutare sia da un punto di vista fisico, tramite opportuni parametri calcolabili, come la Modulation Transfer Function, che valuta la capacità del rivelatore di riportare il contrasto degli oggetti rivelati, Noise Power Spectra, che dà un'indicazione del disturbo alla qualità dell'immagine arrecato dal rumore e Detective Quantum Efficiency, la frazione di quanti rivelati e convertiti in informazione. L'altro punto di vista è quello definibile psico-fisico, in cui viene introdotta la figura dell'osservatore, ossia una persona il cui compito è valutare quanta informazione utile viene riportata nell'immagine. L'input di un sistema di acquisizione per radiologia è una distribuzione di fotoni X, mentre l'output è la visualizzazione della stessa distribuzione. Questa rappresentazione ha la forma di un'immagine e ciò che è rappresentato ha un preciso riferimento spaziale. Le forme di immagine sono tre: la distribuzione dei raggi X viene indicata con immagine quantica, l'immagine impressionata su pellicola è l'immagine analogica, mentre la terza forma è quella dell'immagine digitale. Quindi trattando in questo lavoro di rivelatori digitali, ogniqualvolta si parla di un'immagine quantica s'intende una distribuzione spaziale continua $q(r)$ di fotoni X e con un'immagine digitale, una matrice di punti $d_{n,m}$, dove d rappresenta il valore d'intensità dei pixel, in scala di grigio.

2.6.1 Come si valuta la qualità di un rivelatore

Esistono metodi largamente usati nell'analisi dei sistemi lineari e che per trasposizione possono essere applicati nello studio della conversione tra immagine quantica e immagine digitale, tenendo in considerazione alcuni aspetti importanti della rappresentazione bidimensionale. La condizione principale del sistema è che deve essere shift-invariant, cioè non deve rispondere in maniera dipendente dalla posizione. Una seconda condizione è la linearità tra segnale di ingresso e quello di uscita. Un sistema che soddisfi entrambe le condizioni è anche chiamato LSI (Linear Shift Invariant). Queste condizioni ci permettono di compiere un'analisi di Fourier sui segnali coinvolti nell'acquisizione. I parametri usati per valutare la qualità di un sistema di acquisizione per radiologia sono: MTF (Modulation Transfer Function), NPS (Noise Power Spectra) ed infine il DQE (Detective Quantum Efficiency).

2.6.2 Pre-processing

È importante sottolineare che, nei sistemi di acquisizione digitali, le immagini, prima di essere visualizzate su monitor, subiscono delle correzioni effettuate dalla macchina stessa e programmate dai progettisti di quest'ultima. Una di queste è la correzione di flat-field, la quale serve a rendere l'immagine più uniforme ed elimina i trend sulle intensità medie dei pixel. Questa componente

esclude una componente a bassa frequenza.

Ogni acquisizione fornisce due tipi di immagini: un'immagine flood e un'immagine dark.

Quest'ultima corrisponde ad un'acquisizione a tubo spento, fornendo un'immagine che rappresenta l'offset del rivelatore; l'immagine flood è quella acquisita con il rivelatore irradiato. Ottenuto il set di immagini desiderato, si passa ad una loro prima trattazione: l'immagine flood viene rielaborata sottraendo pixel per pixel il valore dell'immagine dark,

$$\text{Darksubtracted}(x, y) = \text{flood}(x, y) - \text{dark}(x, y) \quad (2.0)$$

dove x, y sono le coordinate del pixel.

Queste immagini sono affette da un rumore strutturato dovuto all'elettronica del sistema stesso.

Bisogna inoltre considerare il problema di un'irradiazione non uniforme. Infatti, quando si utilizza un qualsiasi tipo di fascio, bisogna tenere in considerazione il fatto che il fascio non si proietta uniformemente, ma ha una forma conica, con il vertice nel tubo a raggi X. Man a mano che ci si allontana dalla perpendicolare al fuoco, la densità dei fotoni diminuisce ed il rivelatore acquisisce immagini con zone irradiate diversamente, visivamente identificabili come zone più chiare o più scure.

La correzione di flat-field è così definita:

$$\text{flatfield}(x, y) = \frac{\text{darksubtracted}(x, y)}{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \text{darksubtracted}(x, y)} \frac{1}{m^2} \sum_{y=1}^m \sum_{x=1}^m \left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \text{darksubtracted}(x, y) \right] \quad (2.1)$$

Dove la sommatoria A rappresenta la media dei valori dei pixel di medesima posizione e B è la media su tutti gli $x \cdot y = m^2$ pixel dell'immagine.

2.6.3 MTF

Il parametro MTF dà una valutazione quantitativa della perdita di informazioni nella conversione dall'immagine quantica a quella digitale, sotto forma di diminuzione di contrasto. Tale valutazione si valuta analizzando la risposta del sistema ad un impulso. In un sistema lineare, se viene dato come input un segnale sotto forma di Delta di Dirac $\delta(x-x_0)$ localizzato nella posizione x_0 , la corrispondente risposta in uscita sarà data dalla $TF[\delta(x-x_0)]$, dove TF (Transfer Function) rappresenta la funzione di trasferimento del sistema. Nel caso specifico si usa inoltre indicare questa risposta del sistema con la sigla irf (impulse response function), ovvero funzione di risposta all'impulso

$$\text{Irf}(x, x_0) = \text{TF} \{ \delta(x - x_0) \} \quad (2.2)$$

A questo punto affinché il sistema possa essere esaminato con un'analisi di Fourier, occorre che sia LSI. Questa premessa ci permette poi di estendere a tutto il sistema le considerazioni fatte per una zona limitata ma rappresentativa. Infatti, il rivelatore ha un'ampia superficie e non è conveniente

analizzarlo nella sua interezza. Con l'ipotesi LSI, basterà analizzare una zona come campione rappresentativo e considerare validi i risultati anche per il resto del rivelatore. Introducendo l'analisi di Fourier si rende necessario l'utilizzo di uno spazio in cui viene definita una trasformata: lo spazio delle frequenze spaziali. In realtà, la frequenza spaziale conta quante volte si ripete una distanza nell'unità di misura della lunghezza scelta come riferimento. Per esempio, la misura 5 lp/mm (linee per millimetro) indica un particolare grande 0,2 mm. Applicando la trasformata di Fourier di un'immagine bidimensionale, passando quindi dal dominio delle distanze $h(u)$ a quello delle frequenze spaziali $H(u)$, si ottiene una rappresentazione delle caratteristiche geometriche della figura trasformata. Infatti, la trasformata di un'immagine esprime il contributo (in senso di intensità luminosa) degli oggetti riportati sull'immagine stessa in funzione della loro dimensione. Ad esempio, un particolare uniforme, di grandi dimensioni avrà una frequenza spaziale bassa; d'altro canto un elemento piccolo e non uniforme, ha una frequenza più elevata.

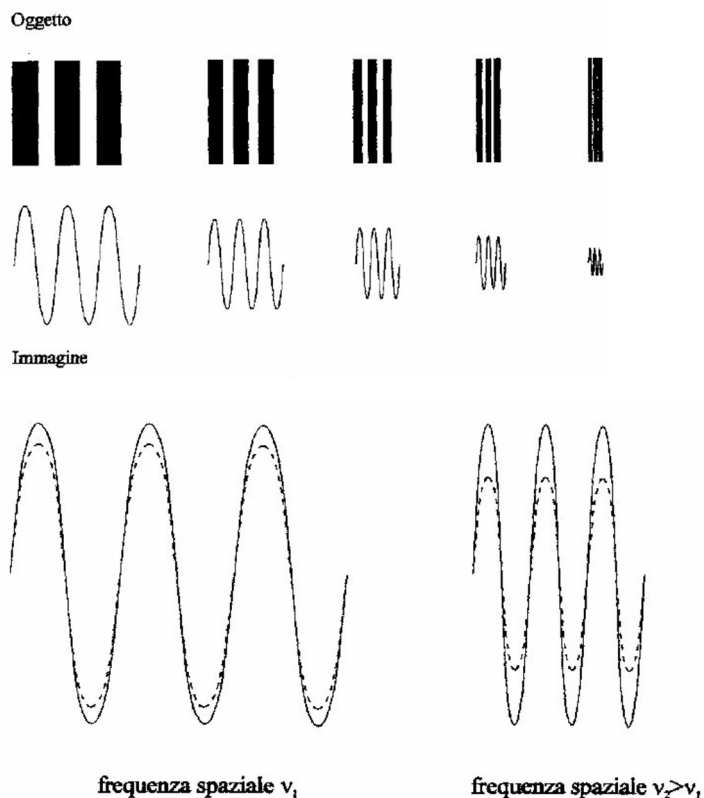


Figura 17 Quando si rappresenta una struttura a barre con frequenza spaziale crescente, il contrasto dell'immagine risulta degradato.

La funzione I_{rf} indica il modo in cui il sistema risponde alla delta di Dirac in ingresso. Operando la trasformata di Fourier dell' I_{rf} , si ottiene la funzione $T_c(u)$, la quale rappresenta la funzione caratteristica del contrasto del sistema in base alla grandezza del particolare.

A questo punto la MTF è definita come:

$$MTF(u) = \frac{M_{out}}{M_i} = \frac{|T(u)|}{T(0)} \quad (2.3)$$

Dove T è appunto la trasformata di Fourier della irf:

$$T(u) = TF [irf(x, x_0)] \quad (2.4)$$

e M è la modulazione del segnale definita come:

$$M = \frac{d_{max} - d_{min}}{d_{min} + d_{max}} \quad (2.5)$$

Dove d rappresenta il valore del segnale.

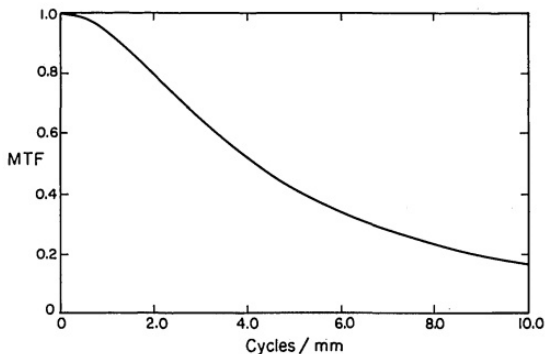


Figura 18 MTF in funzione della frequenza

La MTF mostra in che modo il segnale è trasferito fra ingresso e uscita in base alla sua frequenza.

Un basso valore indica che il segnale è molto degradato rispetto al suo reale valore d'ingresso. Non è però sufficiente innalzare ai massimi livelli possibili la MTF, perché bisogna tenere in considerazione il fattore rumore, come verrà spiegato nel prossimo paragrafo.

Lo sfocamento di un'immagine è quantificato matematicamente con la Point Spread Function (PSF) che descrive come un rivelatore sia in grado di rispondere ad un impulso puntiforme. Un sistema di acquisizione ideale riproduce un oggetto puntiforme in un'immagine costituita soltanto da un punto: nel caso reale ciò non si verifica ma, come si è detto, ciò che si ottiene è una distribuzione radiale di intensità.

La Line Spread Function (LSF) descrive la risposta data dal rivelatore nel caso in cui non si abbia un impulso puntiforme ma un oggetto lineare (fenditura di larghezza infinitesima e lunghezza infinita)

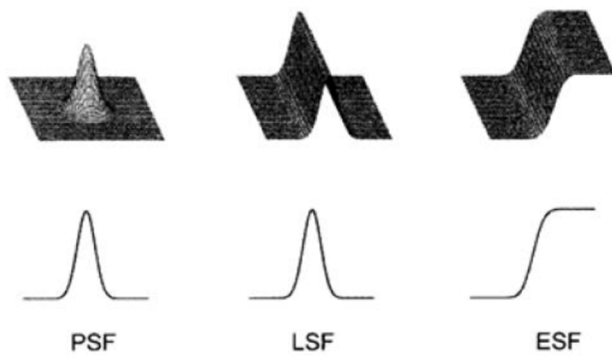


Figura 19 Point Sprad Function (PSF), Line Spread Function (LSF), Edge Spread Fuction (ESF)

Si può dimostrare che il prodotto delle singole MTF dei differenti componenti è uguale alla MTF totale del sistema. La MTF è uguale a zero al di sopra della cosiddetta frequenza di Nyquist (ν_n) che corrisponde alla massima frequenza rilevabile.

Tale frequenza è legata al passo di campionamento Δx dalla relazione:

$$\nu_n = \frac{1}{2\Delta x} \quad (2.6)$$

La MTF può essere ricavata dalla trasformata di Fourier della Line Spread Function (LSF) [6]:

$$MTF = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} LSF(x) e^{-j2\pi\nu x} dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} LSF(x) dx} \quad (2.7)$$

Determinare la LSF non è sempre possibile in quanto occorre una fenditura estremamente sottile, perciò si preferisce la Edge Spread Function (ESF) capace di descrivere la risposta data dal rivelatore nel caso in cui si abbia in ingresso un segnale che rappresenta una funzione gradino.

$$LSF = \frac{dESF}{dx} \quad (2.8)$$

Mediante l'equazione (2.7) si risale alla LSF e quindi alla MTF del sistema utilizzando la relazione (2.8).

2.6.4 NPS

Nella radiografia digitale, come in quella analogica, le immagini devono essere il più contrastate e nitide possibile. Le immagini radiografiche sono comunemente affette da rumore di diversa natura; il rumore è definito dalle variazioni stocastiche nel segnale dell'immagine. Per esempio, l'immagine di un oggetto uniforme dovrebbe avere un'intensità uniforme se non fosse per queste variazioni casuali. L'origine del rumore è molteplice: vi è un rumore ambientale, causato dalle onde

elettromagnetiche, presenti in aria ed eventualmente da altri apparecchi elettronici presenti nelle vicinanze del rivelatore, che interferisce con l'elettronica del sistema. Il rivelatore stesso poi, attraverso le proprie componenti elettroniche, genera campi magnetici che alterano la distribuzione dei fotoni X sul rivelatore. Inevitabile è il rumore statistico, ossia le ineluttabili fluttuazioni nella distribuzione dei fotoni. Per ultimo vi è anche il rumore strutturato, ossia, come dice la parola, il rumore causato dalla struttura stessa del tessuto esaminato. Occorre quindi definire un parametro che dia un'indicazione del disturbo e del rumore dello strumento. Questo parametro è l'NPS, che valuta come il sistema introduca rumore nell'acquisizione delle immagini. La misura di NPS di rivelatori digitali è considerata un importante fattore nel determinare la qualità del sistema e ricopre un ruolo fondamentale nella misura della DQE. Essendo poissoniana la natura degli eventi coinvolti nella ricezione e conversione dei raggi X in immagine, occorre tenere in considerazione la stocasticità degli eventi e valutare con l'NPS quanto essi vadano ad incidere sulla qualità dell'immagine. Quantitativamente l'NPS è una misura che valuta la presenza di rumore in funzione della risoluzione spaziale del rivelatore analizzato e si presenta sotto forma di un valore ad una determinata frequenza spaziale. Per chiarire, l'NPS dà una misura della distorsione sulle immagini che il rivelatore ed altre fonti introducono, aggiungendole alla reale immagine finale. Il metodo più usato per il calcolo dell'NPS presuppone che si acquisiscano un certo numero di immagini a diversi livelli di esposizione, con la superficie rivelatrice totalmente irradiata dal fascio. Non è posto niente tra rivelatore ed emettitore, perché quello che si vuol ottenere è un'immagine uniforme dove eventualmente individuare disturbi rumorosi. Ciò che interessa adesso è capire come la piastra risponda ad un segnale uniforme in ingresso e come lo converta e lo digitalizzi. Il primo passo consiste nel ricavare la NPS_{raw} , che esprime la rappresentazione bidimensionale del rumore nel rivelatore. Sostanzialmente si tratta della trasformata di Fourier di queste immagini, come si vede dalla formula sottostante

$$NPS_{raw}(u, v) = \frac{\langle |FT[flatfield(x, y)]|^2 \Delta_x \Delta_y \rangle}{N_x N_y} \quad (2.9)$$

Dove u e v rappresentano le frequenze spaziali lungo le due dimensioni dell'immagine. Al numeratore abbiamo la media del modulo delle trasformate delle flat-field, al denominatore compare la dimensione dell'immagine (N_x e N_y indicano il numero di pixel nelle direzioni X e Y); Δ_x e Δ_y sono le dimensioni dei pixel lungo gli assi.

Ai fini del calcolo della DQE, è necessario passare da un NPS (u, v) bidimensionale ad un NPS (v) monodimensionale. Per fare ciò si opera la sostituzione

$$f = \sqrt{u^2 + v^2} \quad (2.10)$$

L'ultimo passo consiste nella normalizzazione dell'NPS(u) ottenuta, dividendo lo stesso NPS

monodimensionale per il quadrato del segnale medio fra tutti i valori dei pixel delle immagini flat-field usate per il calcolo:

$$NPS_{\text{normalized}}(f) = \frac{NPS_{\text{normalized}}(f)}{(\text{mean signal of flat field})^2} \quad (2.11)$$

L'MTF e l'NPS valutano separatamente due diverse caratteristiche del rivelatore, l'uno il trasferimento del contrasto, l'altro lo spettro delle fluttuazioni del segnale. Combinati assieme, possono essere utili. Per definire la qualità dell'immagine fornita dal rivelatore, però l'MTF e l'NPS sono due parametri distinti, da valutare separatamente. Nasce allora un problema pratico: la necessità di valutare il rivelatore in termini assoluti, per poterlo confrontare con altri sistemi ed altri rivelatori ed avere uno strumento di comparazione di scala uguale. Se esprimiamo il segnale del rivelatore in ingresso come una distribuzione poissoniana di quanti q di fotoni X , possiamo definire l'NEQ (Noise Equivalent Quanta) tramite la seguente formula:

$$NEQ(\bar{q}, u) = \frac{\bar{q}^2 \bar{G}^2 MTF^2(u)}{NPS_d(u)} = \frac{\bar{d}^2 MTF^2(u)}{NPS_d(u)} \quad (2.12)$$

In cui il pedice d sta per digital e si riferisce al calcolo dell'NPS in forma digitale; q , il numero di quanti per unità di area e G , il guadagno del rivelatore, combinati assieme corrispondono al segnale medio dei pixel.

Il concetto di NEQ (u, v) in pratica riporta il valore di quanti distribuiti secondo Poisson che il sistema ha rivelato e convertito in informazione utile. Se due rivelatori hanno assorbito una stessa q durante un'acquisizione, e per quella q il primo rivelatore ha un NEQ (q, u) corrispondente più vicino alla q assorbita rispetto al secondo, questo significa che corrisponde ad un rivelatore di qualità migliore rispetto al secondo e con un SNR (Signal to Noise Ratio) migliore.

Se un sistema ideale trasferisse sia il segnale sia il rumore con un fattore di scala G , senza introdurre nessuna distorsione e disturbo, vale a dire nessun rumore aggiunto o attenuazione, il sistema avrebbe un NEQ uguale a

$$NEQ(\bar{q}, u) = \frac{|\bar{q}\bar{G}|^2}{G^2\bar{q}} = \bar{q} \quad (2.13)$$

Con nessuna dipendenza dalla frequenza, ma esclusivamente dal numero di quanti in ingresso.

2.6.5 DQE

La DQE è uno dei parametri più importanti nella valutazione della qualità di un rivelatore. Tale parametro è una misura dell'effettiva frazione dei quanti che incidono sul rivelatore e convertiti in informazione utile. La DQE non è altro che la misura dell'NEQ normalizzato per q . Questo ci permette di valutare quanti dei fotoni rivelati dal rivelatori si perdono. La misura è normalizzata ad 1, quindi una DQE teorica uguale a 1 significa che tutto l'ingresso è utilizzato per trasportare

l'informazione e corrisponde ad un NEQ = q.

La DQE è definita come

$$DQE(\bar{q}, u) = \frac{NEQ(\bar{q}, u)}{\bar{q}} = \frac{\bar{d}^2 MTF^2(u)}{\bar{q} NPS_d(u)} = \frac{MTF^2(u)}{\bar{q} NPS_{normalized}(u)} \quad (2.14)$$

dove q è la media dei fotoni incidenti sul rivelatore. In sintesi per definire sia NEQ che DQE, occorre determinare il q medio.

Questo numero di fotoni X incidenti è dato dalla formula

$$\bar{q} = X \left(\frac{\Phi}{X} \right) \quad (2.15)$$

In cui X è la dose assorbita dal rivelatore e Φ/X è la fluena dei fotoni per Roetgen su mm^2 del fascio in aria. Conoscendo la dose assorbita corrispondente alla misura di NPS, il numero di fotoni assorbiti si ricava con una semplice moltiplicazione della dose per il flusso dei raggi X.

Un basso rumore e un alto contrasto sono i principali e fondamentali requisiti per un sistema digitale e quindi del rivelatore, onde ottenere un'alta qualità delle immagini e soprattutto la capacità di rivelare con buona qualità degli oggetti sempre più piccoli.

Il DQE è un parametro che combina e mostra queste due caratteristiche e definisce la qualità dell'immagine nel sistema dal sistema di acquisizione. L'innalzamento della DQE a tutte le frequenze spaziali, e soprattutto a quelle dove l'interesse clinico si focalizza, dovrebbe essere l'obiettivo più importante da raggiungere per i sistemi digitali di rivelazione, questo non significa che si deve innalzare la risoluzione spaziale di un sistema per aumentare la rivelabilità, poiché un sistema con un'elevata risoluzione spaziale non trae vantaggio da ciò se ha un basso DQE, la qual cosa limita la capacità di rivelare piccoli oggetti.

Infine la DQE è legata anche al concetto di dose assorbita: se un sistema di rivelazione a un alto DQE, significa che quasi tutta la radiazione assorbita è stata convertita in informazione.

Capitolo 3

Calcolo della fluenza dei fotoni

In questo terzo capitolo si analizzeranno i metodi proposti per il calcolo della fluenza fotonica.

3.0 Introduzione

Le investigazioni radio-diagnostiche usano le particelle per ottenere informazioni, modificando la struttura, o la composizione di specifici oggetti. Gli effetti desiderati sono ottenuti dalla scelta di appropriati tipi, energie e quantità di radiazione mandate al campionamento. Mentre il tipo di radiazione e la sua energia sono relativamente semplici da settare, la determinazione della quantità di particelle è spesso molto difficile da valutare. Nel caso dei raggi X, l'energia dei fotoni è distribuita in uno spettro policromatico definito da un set di parametri e processi d'interazione all'interno dell'anodo. La quantità di fotoni emessi da un tubo a raggi X è cruciale per ottenere informazioni e, per esempio nell'Imaging, per avere un'immagine di buona qualità e ottimizzare il rapporto segnale-rumore (SNR). In radiologia, la fluenza dei fotoni può essere usata invece della quantità totale dei fotoni e rappresenta la quantità fisica alla base di tutte le quantità dosimetriche (vedi capitolo 1). Sebbene la fluenza fotonica sia così fondamentale, la sua valutazione è veramente difficile. Tradizionalmente la quantità di fotoni prodotta da un tubo a raggi X può essere misurata usando una spettrometria diretta ma questo metodo richiede un'intensità molto bassa. I metodi proposti dalla letteratura valutano operativamente la fluenza fotonica ad alta intensità. Sono basti sulla correlazione tra fluenza fotonica e quantità dosimetriche, come l'esposizione o l'Air Kerma. Altre metodologie correlano la valutazione dell'HVL con la fluenza dei fotoni. Sebbene queste metodologie siano semplici da implementare, la valutazione della fluenza dei fotoni è ottenuta tramite il concetto di equivalenza del fascio monocromatico. Questo potrebbe causare discrepanze nella valutazione della reale quantità di fotoni emessa dalla sorgente di raggi x.

Il Dott. Bontempi, pertanto, ha presentato una metodologia operativa che potesse stimare più realisticamente la fluenza dei fotoni.

L'originalità di queste metodologie è che possono fornire un realistico valore della fluenza dei fotoni considerando tutto lo spettro policromatico dei raggi x e non una versione monocromatica. In questo modo è possibile effettuare una simulazione più realistica e le quantità così calcolate possono essere utilizzate per ottimizzare l'output del tubo e i parametri radiologici.

Nel lavoro di Bontempi vengono presentate due metodologie diverse per il calcolo della fluenza: il primo metodo è basato sull'energia rilasciata (Kerma) unita ad un modello semi empirico per il calcolo dello spettro dei raggi X. Il secondo metodo è invece basato sulla valutazione della funzione

nNPS registrata in un'immagine a raggi X e a quella ottenuta simulando il sistema sorgente-rivelatore.

3.1 Primo metodo o metodo Air-Kerma

Riprendendo la formula 1.40 del capitolo 1, la fluenza $\varphi(\varepsilon)$ dei fotoni che compare nell'equazione

$$K = \int_0^{\text{kVp}} \left(\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho} \right)_a \varphi(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon$$

può essere facilmente determinata poiché dipende dall'energia dei fotoni (ε) e quindi dallo spettro.

Il numero di fotoni totale, ovvero la fluenza totale, può essere separato dalla forma dello spettro.

Indicando con N_0 la fluenza totale dei fotoni e con $s_p(\varepsilon)$ lo spettro della fluenza normalizzato:

$$\int_0^{\text{kVp}} s_p(\varepsilon) d\varepsilon = 1 \quad (3.0)$$

la fluenza dei fotoni può essere espressa come:

$$\varphi(\varepsilon) = N_0 s_p(\varepsilon) \quad (3.1)$$

Quando il fascio di raggi X è altamente focalizzato e la superficie della fluenza è perpendicolare alla direzione del fascio, ovvero in condizioni di buona geometria, la fluenza è uguale allo spettro dei fotoni normalizzato.

Quindi l'equazione 1 e 2 divengono:

$$K = N_0 \int_0^{\text{kVp}} \left(\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho} \right)_a s_p(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon \quad (3.2)$$

e il parametro N_0 può essere facilmente determinato:

$$N_0 = \frac{K}{\int_0^{\text{kVp}} \left(\frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho} \right)_a s_p(\varepsilon) d\varepsilon} \quad (3.3)$$

Il problema di queste equazioni è che la quantità $s_p(\varepsilon)$ è sconosciuta.

Ma può essere calcolata usando un modello semi-empirico dello spettro dei raggi X.

Quindi il Kerma è stato misurato sperimentalmente e la fluenza è stata ricavata dalla (4) dove la funzione $s_p(\varepsilon)$ generata dal modello permette di calcolare l'integrale al denominatore. Il metodo è

molto semplice e si basa essenzialmente su di una buona modellizzazione dello spettro del tubo a raggi X.

L'accuratezza nella stima della fluenza totale dei fotoni (N_0) dipende quindi fortemente dall'accuratezza con cui il modello riproduce la forma dello spettro reale del fascio di raggi X.

3.2 Secondo metodo o metodo nNPS

La seconda metodologia presentata riguarda il calcolo del parametro N_0 attraverso la simulazione di un rivelatore flat panel e l'utilizzo della DQE (Detective Quantum Efficiency).

La DQE è una proprietà intrinseca del rivelatore, definita come:

$$DQE(v) = \frac{NEQ(v)}{\int_0^{kVp} \phi d\varepsilon} \quad (3.4)$$

dove v è la frequenza spaziale, generalmente espressa come cicli/mm e $NEQ(v)$ è il "Noise Equivalent Quanta".

Sotto le condizioni di buona geometria possiamo esprimere l'equazione 3 ed esprimere il DQE come:

$$DQE(v) = \frac{NEQ(v)}{N_0} \quad (3.5)$$

L'integrale scompare a causa della normalizzazione dell' $s_p(\varepsilon)$.

L'NEQ può essere espresso in termini di MTF "Modulation Transfert Function" e di nNPS "normalized Noise Power Spectrum":

$$NEQ(v) = \frac{MTF^2(v)}{nNPS(v)} \quad (3.6)$$

perciò sostituendo l'equazione 8 nell'equazione 7 otteniamo:

$$DQE(v) = \frac{1}{N_0} \frac{MTF^2(v)}{nNPS(v)} \quad (3.7)$$

Poiché la DQE e l'MTF sono indipendenti da N_0 e dallo spettro dei raggi X, è generalmente valido per ogni configurazione x:

$$\begin{cases} DQE_0(v) = DQE_x(v) \\ MTF_0(v) = MTF_x(v) \end{cases} \quad (3.8)$$

quindi, sotto queste condizioni, usando l'equazione 9 e con una semplice manipolazione possiamo scrivere:

$$N_0 NPS_0(v) = N_x NPS_x(v) \quad (3.9)$$

dove N_x e $nNPS_x(v)$ sono associati ad una simulazione.

Perciò conoscendo N_x e valutando $nNPS_0(v)$ e $nNPS_x(v)$ è possibile determinare N_0 :

$$N_0 = \frac{nNPS_x(v)}{nNPS_0(v)} N_x \quad (3.10)$$

Qui la $nNPS_0$ è il risultato dell'elaborazione di una misura sperimentale mentre $nNPS_x$ è il risultato che si ottiene da una simulazione (o da una serie di simulazioni) nelle quali il numero di fotoni utilizzato per unità di area è N_x .

Dunque mentre $nNPS_0(v)$ è misurata, la $nNPS_x(v)$ è valutata attraverso una simulazione Monte Carlo del sistema sorgente-rilevatore nella quale N_x è il numero di fotoni impiegato per unità di area (quindi la fluensa fotonica della simulazione).

Il metodo Monte Carlo usato per valutare la $nNPS_x(v)$ simulerà la risposta del rivelatore e farà uso di uno spettro di raggi X del tubo modellizzato come nel caso del metodo del Kerma.

La simulazione farà uso di un certo numero di fotoni, N_x , che quindi è noto e rappresenta una fluensa di fotoni. Come prima, è implicito che la simulazione dipenda dalla forma dello spettro simulato e non dal metodo particolare scelto per generarlo.

La $nNPS(v)$, sia sperimentale che simulata, è affetta da rumore (è influenzata dal SNR del sistema) per cui il suo valore sperimentale fluttua intorno a un valore medio. Questo significa che queste fluttuazioni di tipo statistico nel valore della $nNPS_x(v)$ e $nNPS_0(v)$ porteranno a differenti valori di N_0 poiché questo è il risultato del rapporto tra $nNPS_x(v)$ e $nNPS_0(v)$. Quindi N_0 ha una probabilità di distribuzione che può essere statisticamente valutata e presumibilmente sarà descritta da una curva gaussiana. Così, la fluensa totale dei fotoni può essere stimata facendo la media dei valori di N_0 ottenuti alle varie frequenze e la relativa deviazione standard (σ_{N_0}) che può fornire quindi il grado di incertezza in questa valutazione della fluensa fotonica.

Capitolo 4

Risultati sperimentali

In questo capitolo verranno presentati i risultati delle due metodologie usate per valutare la fluenza fotonica totale. Sono basati su due differenti tipi di procedure e elaborazione dei dati. Il primo è basato sull'energia rilasciata al kerma meter. Mentre il secondo è basato sulla statistica dei fotoni interagenti con il rivelatore. Anche le procedure di elaborazione dei dati sono differenti: il primo metodo è basato fondamentalmente su un modello semi-empirico dello spettro di raggi X del tubo, il secondo metodo è basato sulla simulazione Monte Carlo del sistema sorgente-rivelatore.

Perciò l'accordo dei risultati di questi due metodi fornisce un importante segnale della correttezza della stima della fluenza totale di fotoni.

E' stato preliminarmente usato il metodo proposto dalla letteratura basato sul concetto dell'approssimazione del fascio monocromatico. Questo metodo si basa sulla misura di attenuazione subita dal fascio attraverso spessori noti di materiale e sul calcolo dell'HVL. Questa prima fase è stata utile anche al fine di ottenere una migliore caratterizzazione del fascio utilizzato che si è visto presenta un rapporto di omogeneità (HVL_1/HVL_2) molto diverso da 0.5, condizione in cui sarebbe appropriato usare l'approssimazione monoenergetica.

I tre metodi di valutazione della fluenza fotonica sono stati applicati a fasci diversi variando la tensione del tubo a raggi X. Sono stati quindi considerati tre valori di tensione: 70 kV, 90 kV e 110 kV, facendo variare opportunamente la corrente del tubo, più che altro nella parte di imaging, per non saturare il rivelatore.

Per ogni acquisizione dati relativa ai diversi metodi vengono qui presentate le condizioni sperimentali (strumentazione e setup) e successivamente il procedimento eseguito.

4.0 Metodo di "approssimazione monocromatica del fascio"

In letteratura e in pratica i metodi più usati per la stima della fluenza sono i cosiddetti metodi di approssimazione monocromatica del fascio nei quali si considera che lo spettro reale del tubo a raggi X possa essere ridotto ad uno spettro monocromatico di energia pari all'energia efficace dello spettro reale ovvero un fascio monocromatico che ha lo stesso comportamento del fascio reale in termini di assorbimento attraverso materiali noti (tipicamente alluminio).

Questa caratteristica si può riassumere attraverso il calcolo dell'HVL (Half Value Layer), lo spessore di alluminio, attraverso il quale l'intensità del fascio viene ridotta del 50%.

L'energia efficace viene calcolata per mezzo della legge di Lambert che descrive l'attenuazione dei raggi X attraverso il materiale (vedi capitolo 1).

Imponendo che il rapporto tra l'intensità trasmessa e quella incidente sia pari a $\frac{1}{2}$:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu HVL} = \frac{1}{2}$$

Da cui si trova:

$$HVL = \frac{\ln(2)}{\mu}$$

Questo rappresenta il valore di spessore in mm di alluminio per il quale l'intensità si riduce della metà e viene anche chiamato HVL_1 . Quando il valore dell'intensità si riduce ulteriormente della metà:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu HVL} = \frac{1}{4}$$

si ottiene il valore dell' HVL_2 che sarà pari a:

$$HVL = \frac{\ln(4)}{\mu}$$

Per il calcolo del coefficiente di attenuazione μ basato sulla misura dell'HVL, sono state eseguite 16 misure di ionizzazione in aria (corrente), la prima in assenza di filtrazione aggiuntiva e le seguenti aggiungendo strati progressivamente più spessi di alluminio fino ad arrivare ad uno spessore di 13,9 mm, sufficiente per determinare il secondo HVL. Il valore di HVL_2 non viene in realtà usato nel calcolo della fluenza ma in realtà serve a determinare quanto il fascio si discosti da quella idealmente approssimabile ad un fascio monoenergetico per il quale il rapporto HVL_1/HVL_2 (detto fattore di inomogeneità o HF) deve essere pari a 0,5.

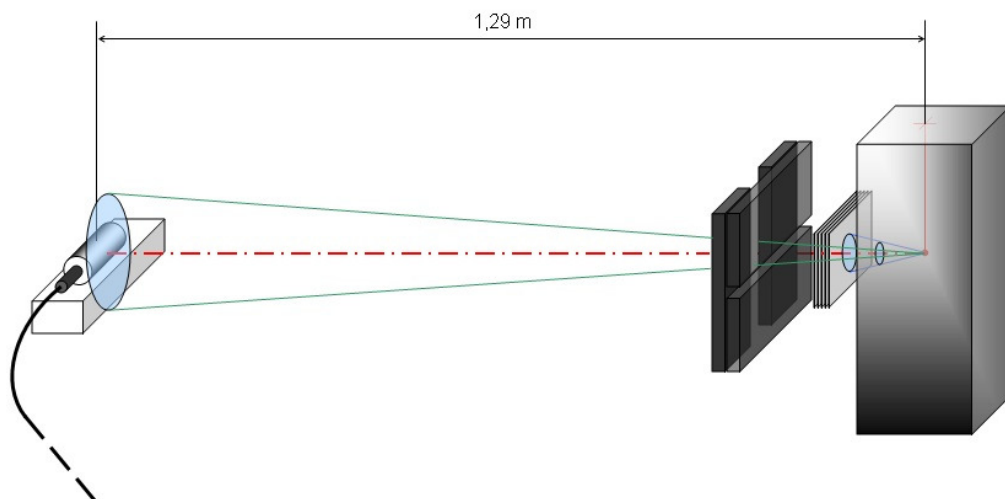


Figura 20 Schema rappresentativo della strumentazione e del setup usato nel metodo della letteratura

Spessore Al (mm)	I (nC)			I _i /I ₀		
	70kV	90kV	110kV	70kV	90kV	110kV
0	6,23	9,495	13,075	1	1	1
0,1	5,985	9,085	12,58	0,960674	0,956819	0,962141
0,2	5,605	8,67	12,045	0,899679	0,913112	0,921224
0,3	5,285	8,25	11,57	0,848315	0,868878	0,884895
0,4	5,03	7,92	11,15	0,807384	0,834123	0,852772
0,5	4,78	7,575	10,735	0,767255	0,797788	0,821033
0,7	4,345	6,955	9,975	0,697432	0,732491	0,762906
0,9	3,985	6,485	9,36	0,639647	0,682991	0,71587
1,4	3,29	5,51	8,135	0,52809	0,580305	0,62218
1,9	2,76	4,755	7,16	0,443018	0,50079	0,54761
2,9	2,045	3,69	5,75	0,32825	0,388626	0,439771
3,9	1,57	2,97	4,765	0,252006	0,312796	0,364436
4,9	1,25	2,47	4,08	0,200642	0,260137	0,312046
6,9	0,82	1,75	3,045	0,131621	0,184308	0,232887
8,9	0,57	1,305	2,365	0,091493	0,137441	0,18088
13,9	0,255	0,695	1,39	0,040931	0,073196	0,10631

Tabella 1 Misure ionizzazione in aria (ovvero esposizione) in funzione dello spessore.

In seguito si è calcolata la trasmissione eseguendo il rapporto I_i/I_0 graficandone il risultato in funzione dello spessore, assicurandosi che per lo spessore zero la trasmissione fosse 1.

E' stata così ottenuta una curva vicina a un'esponenziale, rappresentata in scala semi logaritmica sulle ordinate per maggiore leggibilità. Qui vengono mostrati i tre grafici ottenuti alle diverse tensioni. E' evidente come all'aumentare della tensione la trasmissione dei raggi X aumenti.

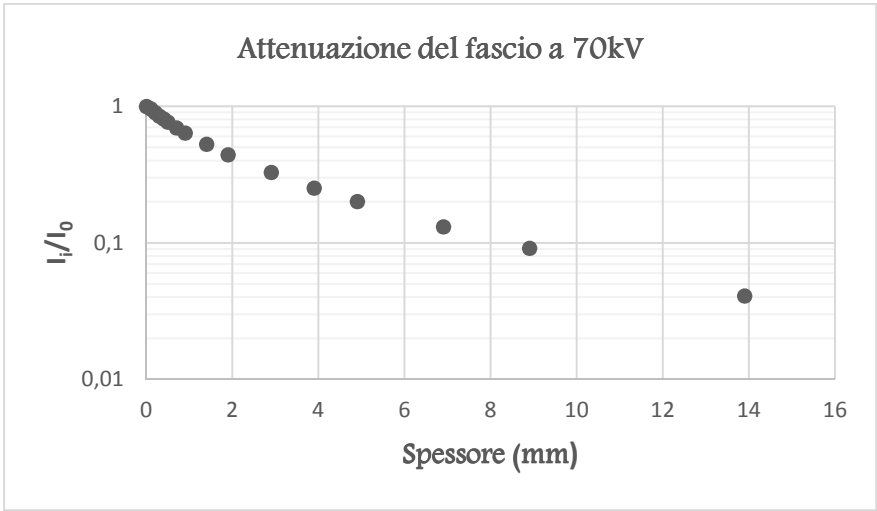


Grafico 1 Attenuazione del fascio a 70 kV

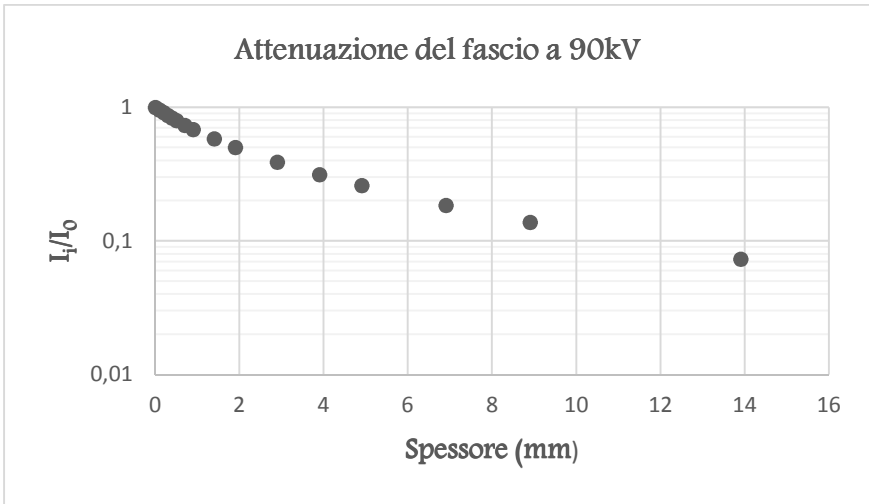


Grafico 2 Attenuazione del fascio a 90 kV

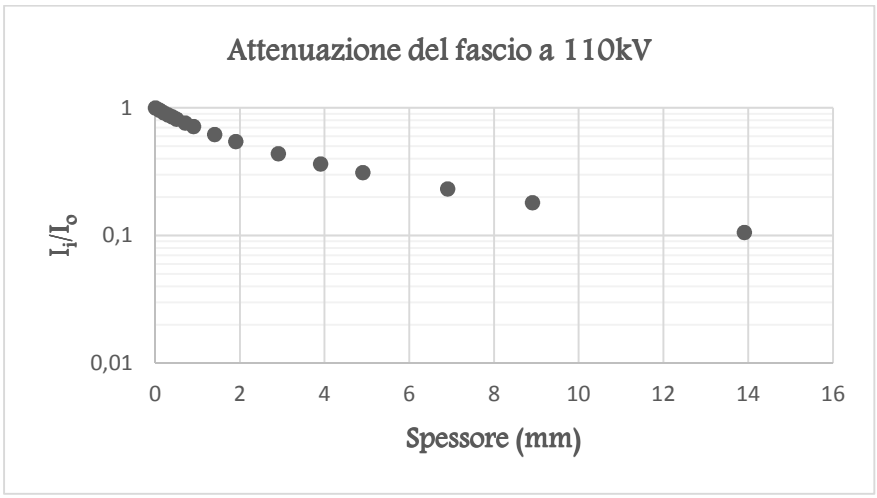


Grafico 3 Attenuazione del fascio a 110 kV

Per il calcolo dell'HVL₁ si è ricavato il valore dello spessore di alluminio per il quale il rapporto I_i/I₀ diventa pari a 1/2 ovvero un valore di trasmissione di 0.5. Per l'HVL₂ si è invece ricavato lo spessore di alluminio tale che il rapporto I/I₀ è pari a 1/4 ovvero 0,25.

E' stato quindi eseguito un fit lineare della curva di attenuazione nell'intorno dei valori di interesse (1/2 e 1/4). Dall'equazione dell'esponenziale che interpola i dati si sono poi ricavati gli spessori di alluminio relativi. Ricordiamo dal capitolo 1 che l'attenuazione subita dal fascio è $I(x) = I_0 e^{-\mu x}$ che nel caso della nostra interpolazione diventa: $F(x) = ae^{-bx}$.

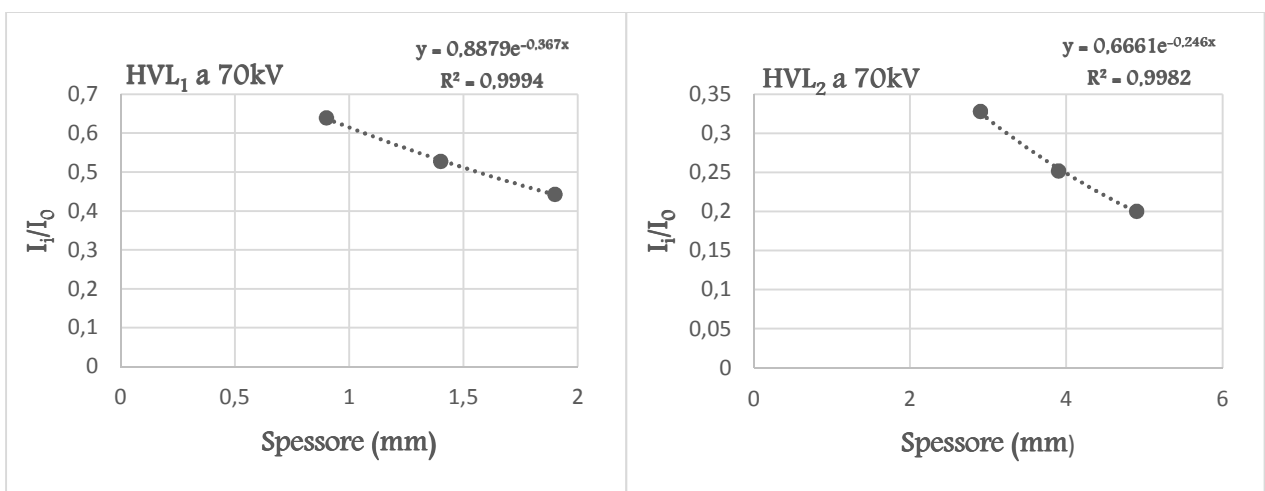


Grafico 4 Interpolazione dati per il calcolo dell'HVL₁ e dell'HVL₂

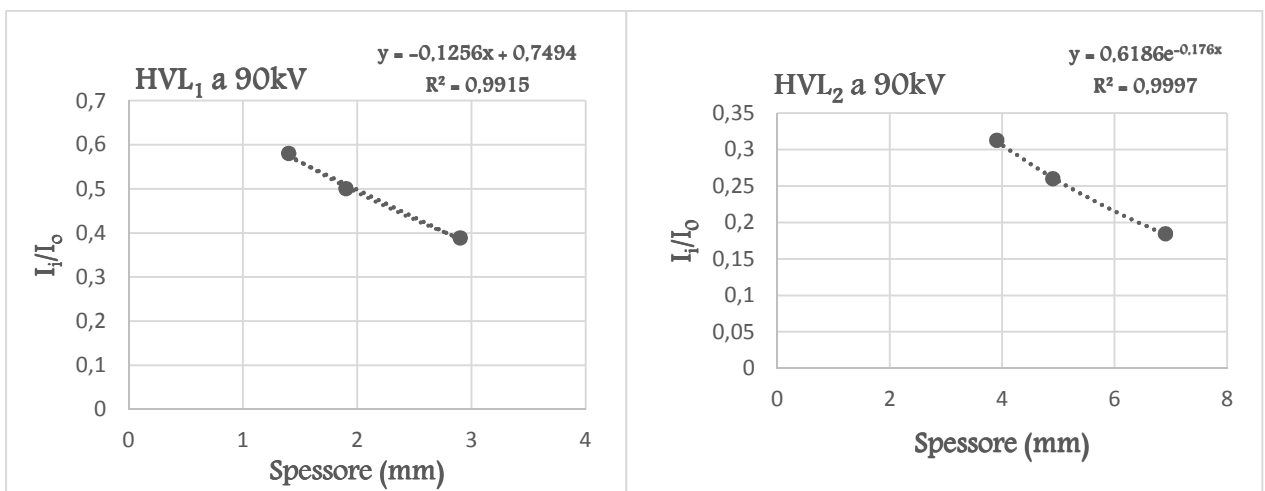


Grafico 5 Interpolazione dati per il calcolo dell'HVL₁ e dell'HVL₂

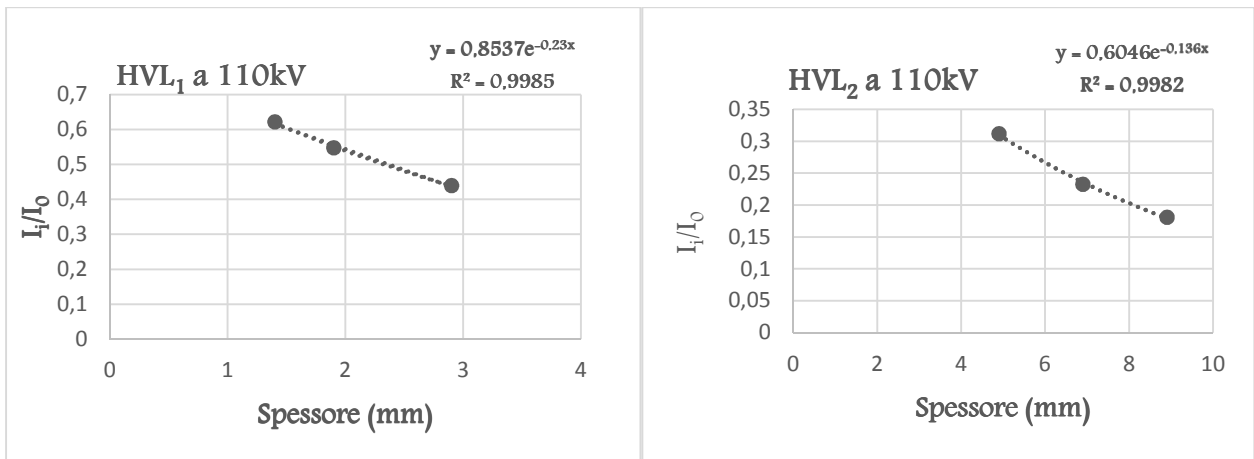


Grafico 6 Interpolazione dati per il calcolo dell'HVL1 e dell'HVL2

Dalle formule seguenti si sono poi ottenuti HVL₁ e HVL₂:

$$HVL_1 = \frac{\ln(2a)}{b} \quad (4.0)$$

$$HVL_2 = \frac{\ln(4a)}{b}$$

Eseguendo infine il rapporto:

$$HF = \frac{HVL_1}{HVL_2} \quad (4.1)$$

si sono trovati i rispettivi fattori di omogeneità per le tensioni usate che come anticipato descrivono fasci con spettro molto asimmetrico e lontano dalla condizione appropriata ad una approssimazione monoenergetica del fascio. Tuttavia questi tipi di fascio sono in realtà quelli più usati in diagnostica.

	70kV	90kV	110kV
HVL1 (mm)	1,565	1,9	2,326
HVL2 (mm)	3,984	5,15	6,49
HF	0,39	0,37	0,36

Tabella 2 Risultati HVL₁ e HVL₂ a 70 kV, 90 kV e a 110 kV

Successivamente, ricavando il coefficiente di attenuazione lineare μ dall'HVL:

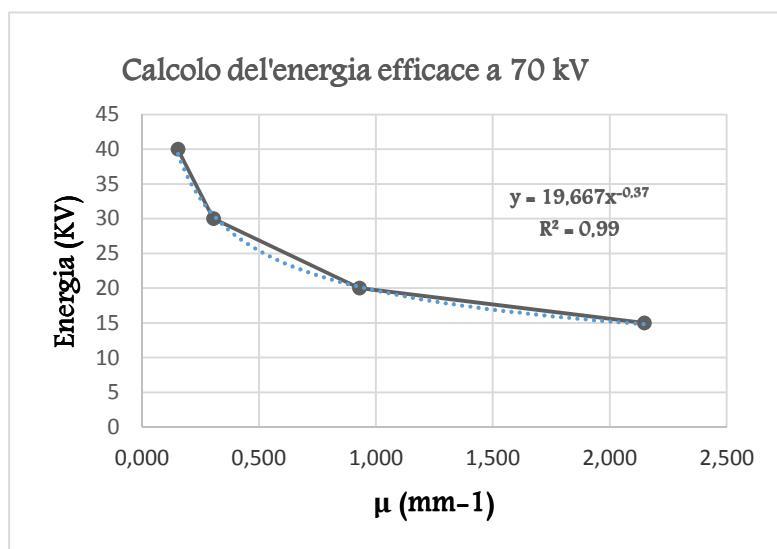
$$\mu = \frac{\ln(2)}{\text{HVL}_1} \quad (4.2)$$

siamo risaliti al valore dell'energia efficace del fascio tramite la tabella sottostante (sono stati riportati solo i valori utili).

Energy (KeV)	μ/ρ (cm ² /g)	μ (cm ⁻¹)	μ (mm ⁻¹)
15	7,955	21,471	2,147
20	3,4410	9,287	0,929
30	1,1280	3,044	0,304
40	0,5685	1,534	0,153
50	0,3681	0,994	0,099
60	0,2778	0,750	0,075

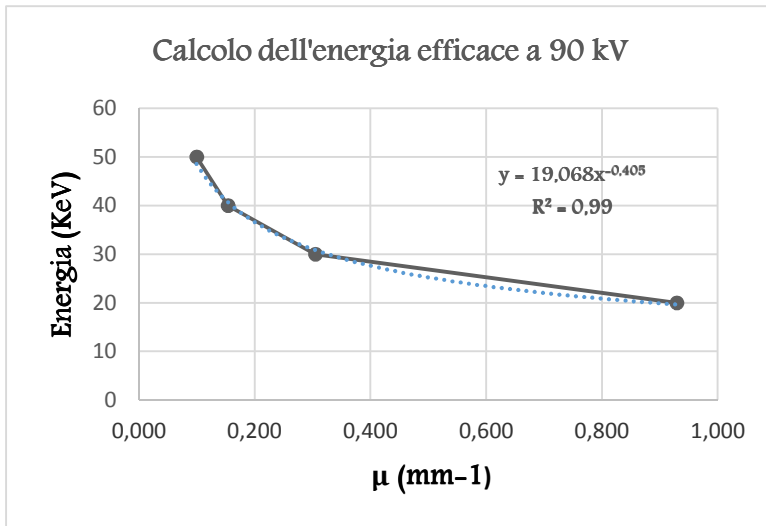
Tabella 3 Coefficiente di attenuazione lineare dell'alluminio in funzione dell'energia (NIST National Institute of Standard)

Anche qui, similmente a come era stato fatto per l'HVL, è stata eseguita un'interpolazione tra i dati che si avvicinavano di più al valore del coefficiente d'attenuazione lineare μ trovato e sono stati così ottenuti i seguenti risultati, di cui si riportano anche i grafici relativi all'interpolazione eseguita.



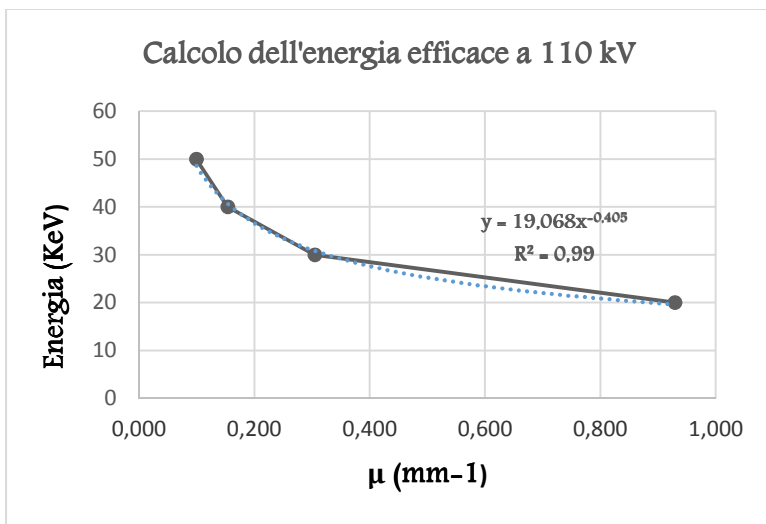
μ (mm ⁻¹)	E (KeV)
2,147	15
0,929	20
0,304	30
0,153	40

Grafico 7 Interpolazione dati per il calcolo dell'energia efficace a 70 kV



μ (mm ⁻¹)	E (KeV)
0,929	20
0,304	30
0,153	40
0,099	50

Grafico 8 Interpolazione dati per il calcolo dell'energia efficace a 90 kV



μ (mm ⁻¹)	E (KeV)
0,929	20
0,304	30
0,153	40
0,099	50

Grafico 9 Interpolazione dati per il calcolo dell'energia efficace a 110 kV

I risultati del calcolo dell'energia efficace del fascio di raggi X alle tre tensioni considerate sono riportate nella tabella sottostante.

Tensione (kV)	μ (mm ⁻¹)	E_{eff} (KeV)
70	0,443	26,58
90	0,3648	26,680
110	0,2978	31,143

Tabella 4 Risultati dell'energia efficace in funzione di μ per i valori di tensione 70 kV, 90 kV e 110 kV

ICRU (International Commission on Radiation Units and Measurements) nel suo Report 57 [3] riporta una tabella dei coefficienti di conversione Kerma/Fluenza in funzione dell'energia dei fotoni (vedi tabella sottostante). Questi valori sono stati utilizzati per il calcolo della fluenza sulla base delle misure di Kerma effettuate sui fasci alle tre tensioni considerate.

Energy (keV)	Kair/φ (pGy cm²)	Kair/φ (pGy/cm²)
10	7,6	7,43
15	3,21	3,12
20	1,73	1,68
30	0,739	0,721
40	0,438	0,429
50	0,328	0,323
60	0,292	0,269
80	0,308	0,307
100	0,372	0,371
150	0,6	0,599
200	0,856	0,856
300	1,38	1,38
400	1,89	1,89
500	2,38	2,38
600	2,84	2,84
800	3,69	3,69

Tabella 5 *ICRU 57 Hubbell and Seltzer 1995 (seconda Colonna)* e *ICRU 47 Hubbel 1982 (terza colonna)* messe a confronto per la valutazione dei coefficienti k/ϕ .

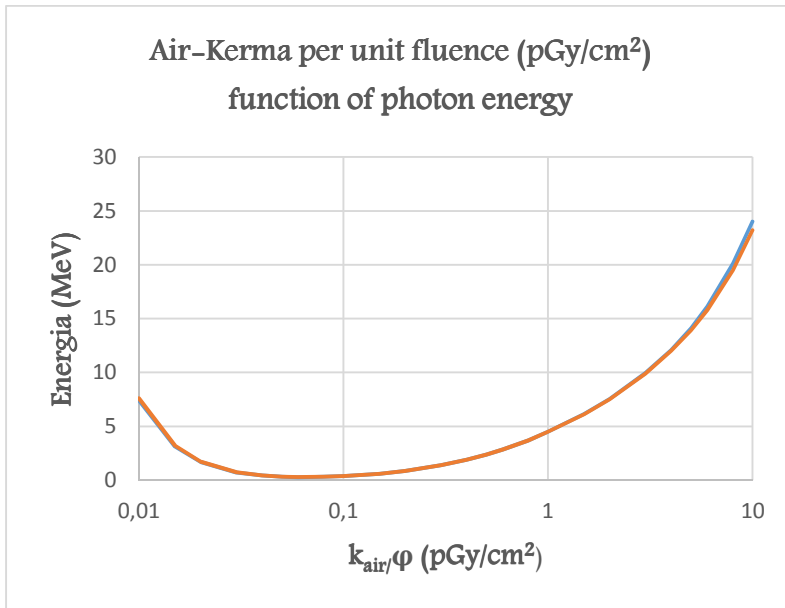
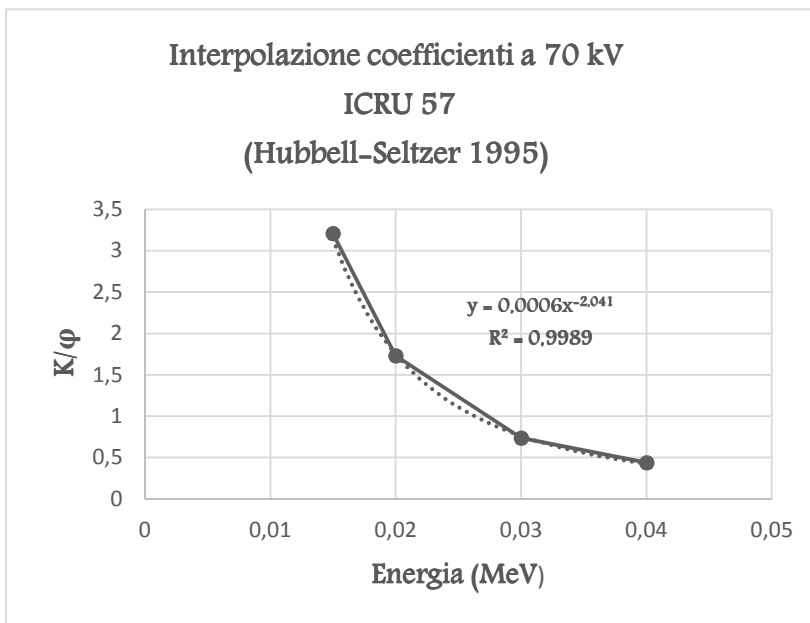


Grafico 12 ICRU 57 e ICRU 47 messe a confronto. La differenza tra le due serie di coefficienti risulta minima nel range da noi considerato.

Il procedimento è stato dunque il seguente.

Prendendo a titolo di esempio il fascio a 70 kV, sono stati interpolati i dati prossimi al valore di energia efficace ottenuto precedentemente, basandosi su entrambe le tabelle (vedi grafico e tabella sottostanti).



E (MeV)	K_{air}/ϕ (pGy/cm ²)
0,015	3,21
0,02	1,73
0,03	0,739
0,04	0,438

Grafico 13 Interpolazione dei dati per il fascio a 70 kV con la tabella ICRU 57

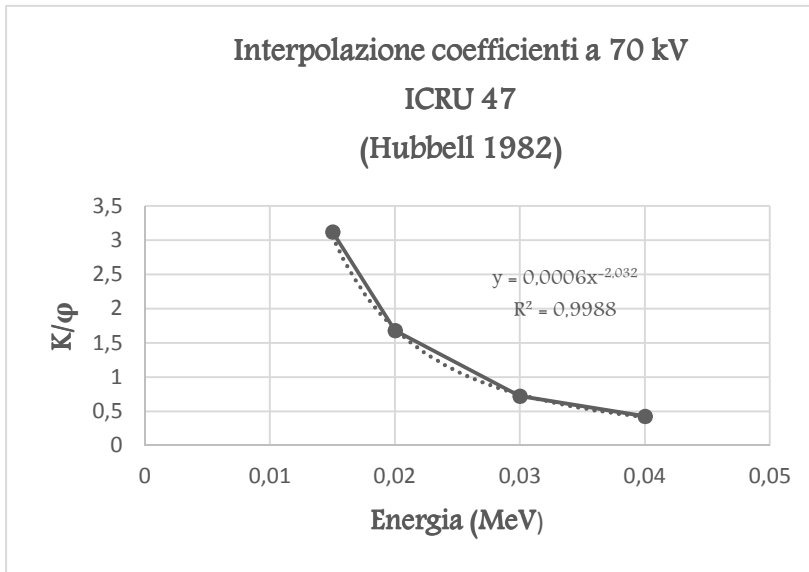


Grafico 14 Interpolazione dei dati per il fascio a 70 kV con la tabella ICRU 47

E (MeV)	K_{air}/φ (pGy/cm ²)
0,015	3,12
0,02	1,68
0,03	0,721
0,04	0,429

Per ottenere la fluenza è stato, infine, eseguito il rapporto:

$$\varphi = \frac{K}{(K_{air}/\varphi)} \quad (4.3)$$

I risultati dipendono dalle misure di Kerma effettuate che verranno descritte nel prossimo paragrafo.

Misure di Air-Kerma

La strumentazione utilizzata per la valutazione del Kerma è la seguente:

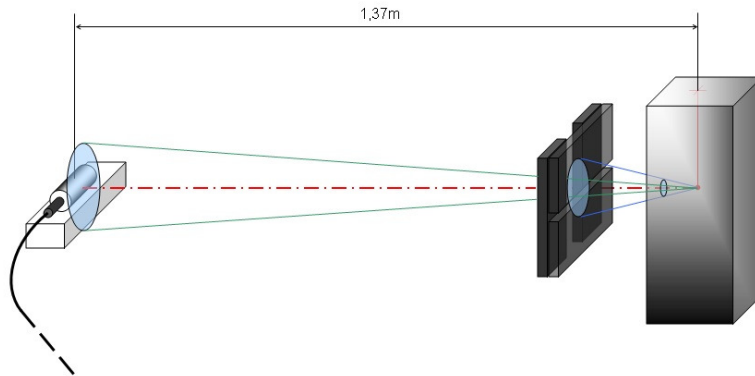


Figura 21 Schema rappresentativo della strumentazione e del setup usato nel metodo del Kerma

Tubo a raggi X

Modello: XRT-160, liquid cooled
 Generatore: XRG120IT-.50 I
 Costruttore: Bosello High Technology srl
 Materiale dell'anodo: W
 Angolo dell'anodo: 20°
 Filtrazione inerente: 2,6 mmAl
 Dimensione della macchia focale: 0,8 IEC mm

Kerma Meter FARMER

Modello: PM30
 Sonda: CAPINTEC Inc.

Tabella 7 **Strumentazione** metodo Kerma

Distanza sorgente-rivelatore (cm)	Tensione (kV)	Corrente (mA)	Tempo di esposizione (ms)
137 ± 1	70,0 ± 0,1	5,0 ± 0,1	26
137 ± 1	90,0 ± 0,1	4,5 ± 0,1	26
137 ± 1	110,0 ± 0,1	4,0 ± 0,1	26

Tabella 8 **Setup sperimentale** usato nel metodo Kerma

Il Kerma meter FARMER è stato posizionato in corrispondenza dell'asse del fascio in modo che fosse perpendicolare alla rivelazione dei raggi X.

Sono state eseguite 10 misure dell'AirKerma per tre valori nominali di tensione del tubo, calcolando per ognuna la media e la deviazione standard.

N Misura	Ionizzazione (nC)		
	70kV-5mA	90kV-4.5mA	110kV-4mA
1	6,155	8,455	10,445
2	6,155	8,455	10,46
3	6,155	8,455	10,475
4	6,15	8,465	10,48
5	6,145	8,485	10,48
6	6,13	8,5	10,47
7	6,125	8,505	10,465
8	6,125	8,495	10,455
9	6,111	8,49	10,445
10	6,11	8,48	10,43

Tabella 9 Misure ionizzazione

Si noti che le misure, eseguite con la camera a ionizzazione CAPINTEC-Elettrometro FARMER Dosemeter, restituivano una misura espressa in nC (ionizzazione totale in aria). Lo strumento è stato tarato nel centro di taratura accreditato di COMECER SpA. La taratura fornisce un coefficiente di conversione direttamente in mGy molto vicino all'unità. E' stato utilizzato quindi il fattore di taratura della COMECER che varia da valori di 1.02 mGy/nC per fasci tipo QR3 a 0.95 mGy/nC per fasci tipo QR10. Il nostro fascio è molto simile al fascio QR5 (70kV -2.5mmAl) che è quello tra i fasci standard per diagnostica che si avvicinava di più per energia e filtrazione a quello utilizzato nella prova sperimentale. Quindi il fattore di conversione è stato preso pari a 1 mGy/nC.

Codice Fascio	Fattore di taratura F	Incertezza estesa percentuale su F
QR3	1,02+00 (/mGy) / (/nC)	3,9
QR10	9,53E-01 (/mGy) / (/nC)	4,3

Tabella 12 Fattori di conversione Comecer relativi ai fasci QR3 e QR10

	70kV-5mA	90kV-4.5mA	110kV-4mA
Media (μGy)	6,14	8,48	10,46
Dev. St.(μGy)	0,02	0,02	0,02
Errore %	0,33%	0,24%	0,19%

Tabella 10 Risultati Air-Kerma

I risultati dei metodi di calcolo approssimati della fluenza sono riportati nella tabella sottostante. Per semplicità è stato fatto riferimento solo alla tabella ICRU 47 e ad altri algoritmi (Albuquerque [4], Boone).

Tensione (kV)	E_{eff} (KeV)	K_{air}/φ (pGy cm²) ICRU 47	K_{air} (μGy)	φ (x10⁶) (fotoni/cm²) ICRU 47	φ (x10⁶) (fotoni/cm²) ALBUQUERQUE [4]	φ (x10⁶) (fotoni/cm²) BOONE
70	26,58	0,9536	6,14	4,39	0,89	0,0088
90	28,68	0,8172	8,48	10,82	1,554	0,0134
110	31,14	0,7570	10,46	20,5	2,375	0,0186

Tabella 6 Risultato della fluenza totale fotonica con il metodo della letteratura

Le misure di Kerma effettuate nelle stesse condizioni che in prove precedenti risultano sovrastimate di circa un 30%, fatto dovuto probabilmente a un problema dello strumento.

Calcolo della fluenza attraverso il metodo del Kerma con spettro simulato

Successivamente è stato valutato lo spettro normalizzato $s_p(\epsilon)$ tramite un modello semi-empirico. Perciò è stata stimata la fluenza totale dei fotoni utilizzando l'equazione 3.3.

Tensione (kV)	Corrente (mA)	Tempo di esposizione (ms)	AirKerma(μGy)	Fluenza totale (N_0) (fotoni / cm^2)
70	5	26	$6,14 \pm 0,33\%$	$7,27 \cdot 10^7 \pm 0,66\%$
90	5	26	$8,48 \pm 0,24\%$	$1,332 \cdot 10^8 \pm 0,48\%$
110	5	26	$10,46 \pm 0,19\%$	$2,125 \cdot 10^8 \pm 0,38\%$

Tabella 11 Risultati fluenza fotonica con il metodo Air-Kerma

Tensione (kV)	Corrente (mA)	Tempo di esposizione (ms)	AirKerma(μGy)	Fluenza totale (N_0) fotoni / cm^2
70	5	26	$4,0 \pm 6\%$	$3,0 \cdot 10^7 \pm 12\%$
90	5	26	$7,8 \pm 6\%$	$1,1 \cdot 10^8 \pm 12\%$
110	5	26	$11,0 \pm 6\%$	$1,8 \cdot 10^8 \pm 12\%$

Tabella 12 Risultati fluenza fotonica con il metodo Air-Kerma (Misure effettuate dal Dott. Bontempi)

Per tener conto delle imprecisioni nella ricostruzione dello spettro, l'incertezza relativa della fluenza totale dei fotoni stimata con il modello semi-empirico è stata prudentemente settata come il doppio dell'incertezza relativa dell'Air-Kerma.

Metodo nNPS

Per verificare il secondo metodo il Kerma meter è stato sostituito con il rivelatore Flat Panel.

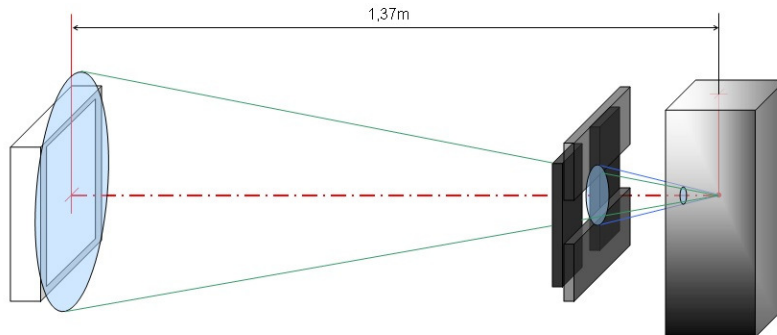


Figura 22 Schema rappresentativo della strumentazione e del setup usato nel metodo dell'nNPS

Tubo a raggi x

Modello: XRT-160, liquid cooled

Generatore: XRG120IT-.50 I

Costruttore: Bosello High Technology srl

Materiale dell'anodo: W

Angolo dell'anodo: 20°

Filtrazione inerente: 2,6 mmAl

Dimensione della macchia focale: 0,8 IEC mm

Flat Panel

Modello: C10900D

Costruttore: Hamamatsu Photonics k.k

Matrice di rivelazione: CMOS

Scintillatore: 0,2 mm CsI strutturato (non sono presenti specchi posteriori)

Area di rivelazione: (12,16 x 12,32) cm²

Dimensioni dei pixel: 100µm

Dimensione dell'immagine: 1216 x 1232 pixels

Profondità livelli di grigio: 12 bit

Tabella 13 **Strumentazione** del metodo nNPS

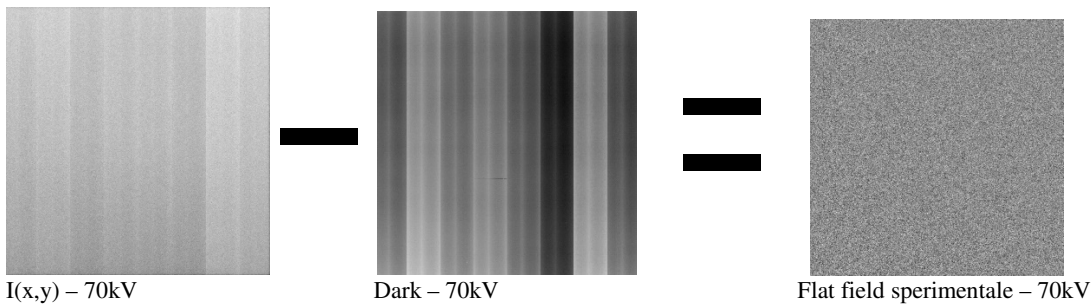
Distanza sorgente-rivelatore (cm)	Tensione (kV)	Corrente (mA)	Tempo di esposizione (ms)
137 ± 1	70,0±0,1	5,0 ± 0,1	26
137 ± 1	90,0±0,1	2,5 ± 0,1	26
137 ± 1	110,0±0,1	1,5 ± 0,1	26

Tabella 14 **Setup sperimentale** metodo nNPS

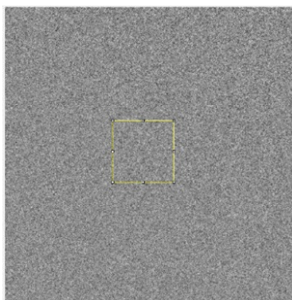
L'nNPS è stata calcolata nel seguente modo. Per ognuno dei valori di tensione è stato generato dalle acquisizioni un flat-field. Per fare questo sono state acquisite e salvate separatamente le rispettive immagini a singolo frame ($I(x,y)$), variando solo la tensione e la corrente. Tutte le altre variabili sperimentali erano le stesse. In seguito sono state acquisite e salvate le rispettive immagini ottenute come media su 32 frame ($I_0(x,y)$) (in modo da ridurre le fluttuazioni statistiche) da utilizzarsi per la normalizzazione o flat-field. Infine abbiamo acquisito la dark ($D(x,y)$), l'immagine che rappresenta la debole corrente generata nel rivelatore anche in assenza di radiazione a causa dell'agitazione degli elettroni all'interno del rivelatore.

Si esegue quindi la normalizzazione, per mezzo del programma *ImageJ*, svolgendo:

$$I_{\text{normalizzata}}(x,y) = \frac{I(x,y) - D(x,y)}{I_0(x,y) - D(x,y)} \quad (4.4)$$



Una volta conclusa l'operazione di normalizzazione, per ogni immagine normalizzata, è stata definita una ROI (Region Of Interest), scelta in modo tale da contenere un numero sufficiente di pixel e da presentare livelli di grigio uniformi tra loro.



Flat field sperimentale 256 x 256 ROI - 70kV

Inoltre la dimensione della regione selezionata doveva essere uguale per tutte le immagini. Dopo queste operazioni preliminari è stato possibile, con una semplice operazione, tramite Imagej, calcolare la curva esponenziale dell'NPS.

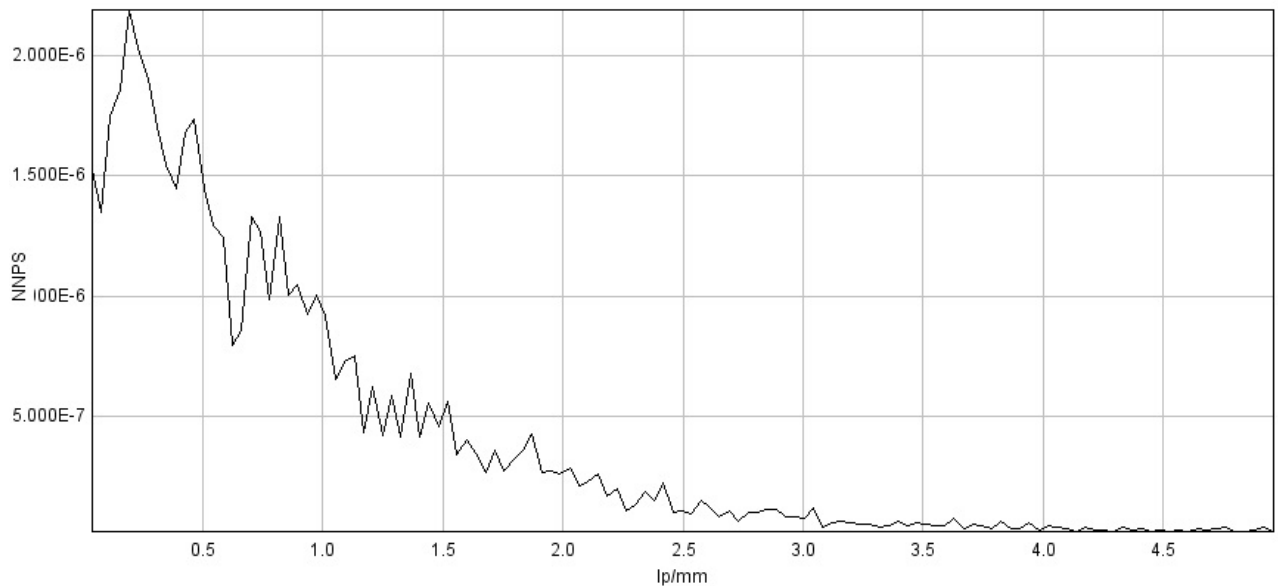


Grafico 15 Curva nNPS flat field sperimentale

Tale procedimento, come dichiarato all'inizio, è stato ottenuto per le tensioni di 70 kV, 90 kV e 110 kV, assicurandosi che la ROI fosse esattamente al centro dell'immagine.

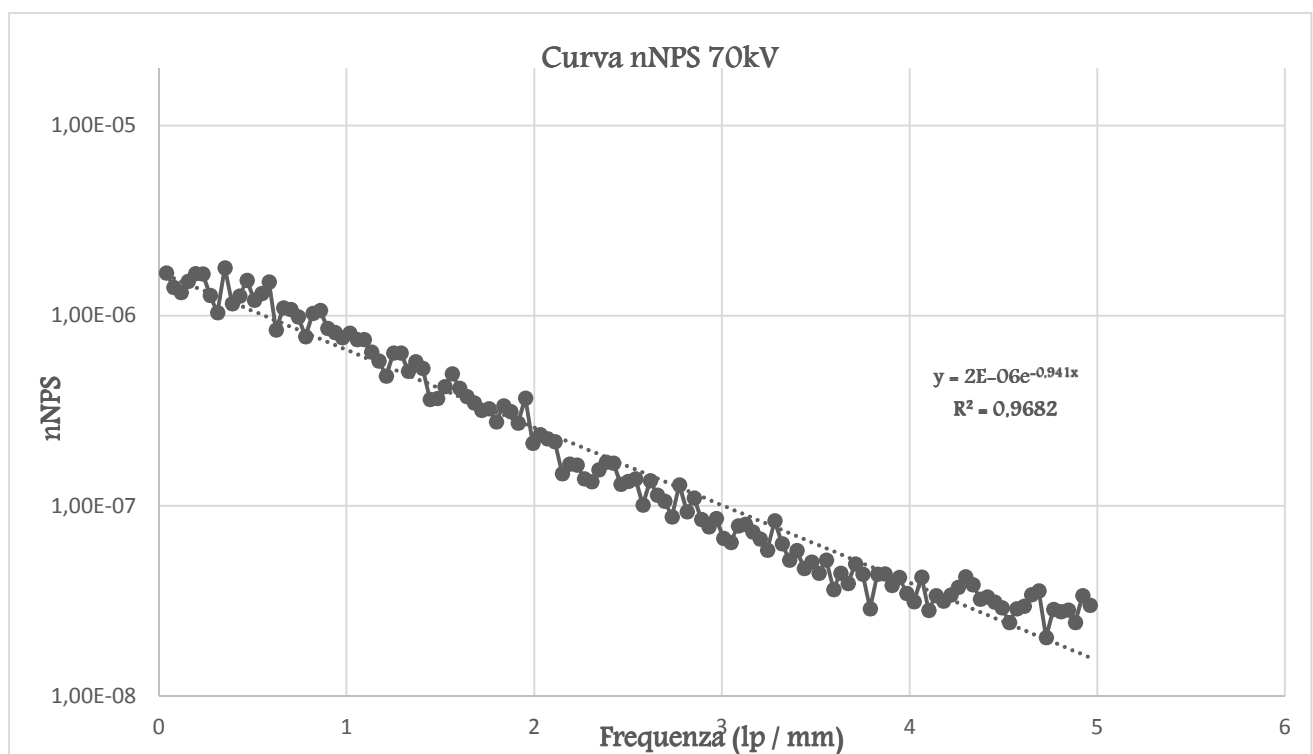


Grafico 16 Curva nNPS a 70 kV in scala semi-logaritmica

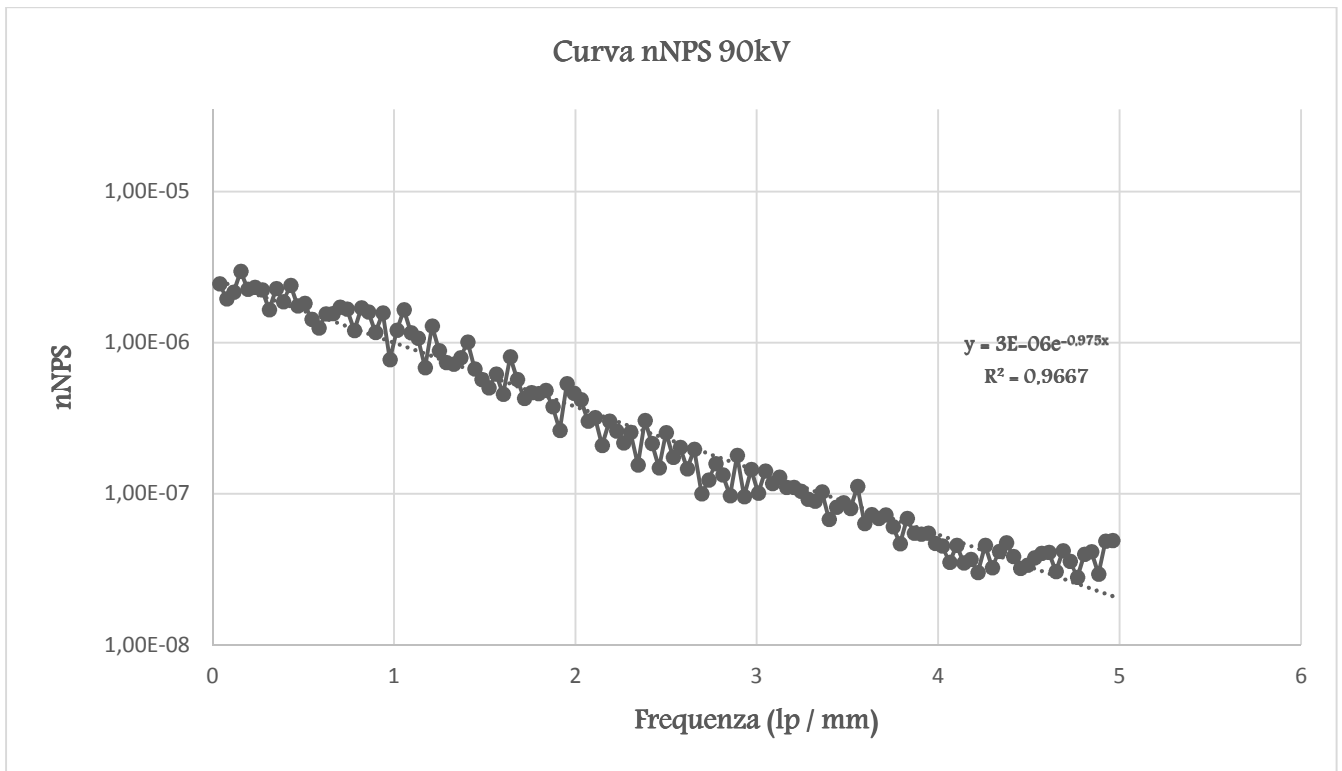


Grafico 17 Curva nNPS a 90 kV in scala semi-logaritmica

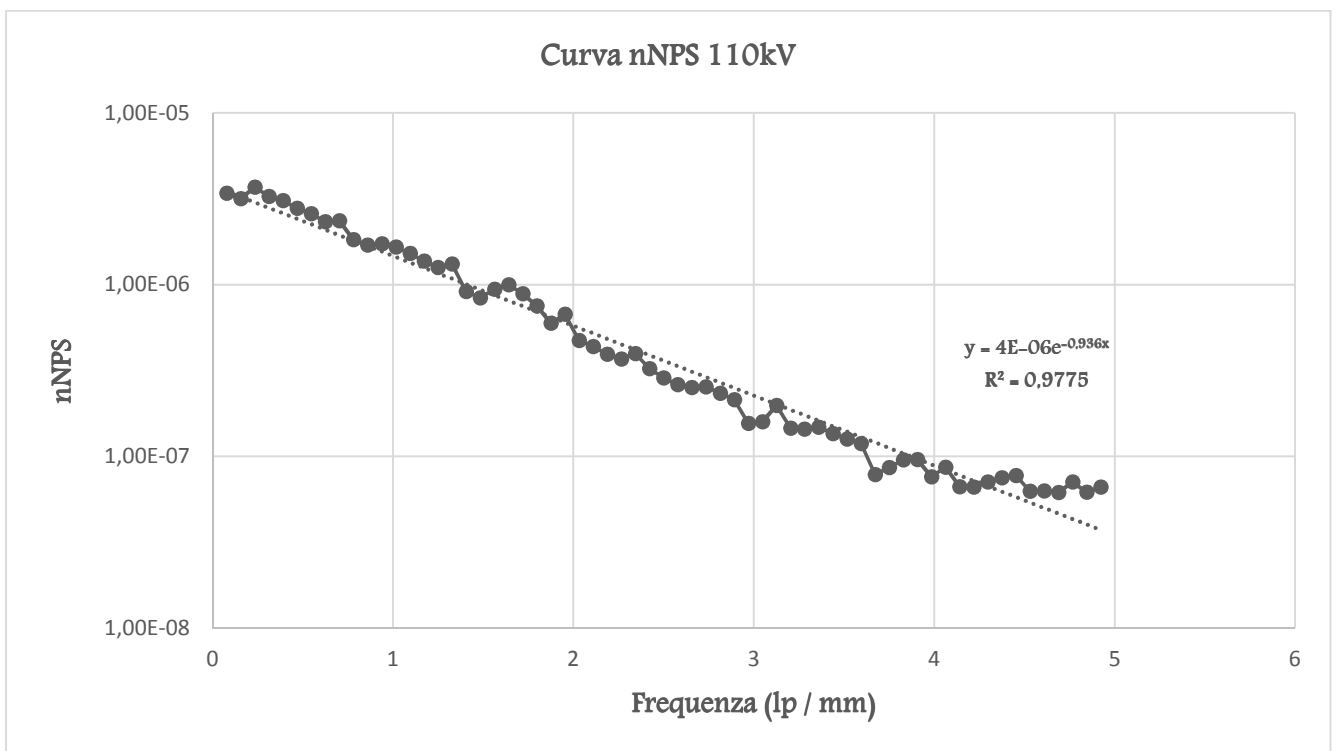


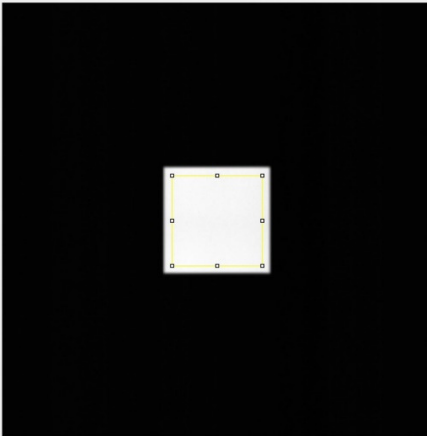
Grafico 18 Curva nNPS a 110 kV in scala semi-logaritmica

I risultati sperimentali sono stati infine confrontati con il risultato ottenuto dalla simulazione del flat panel per differenti fluenze che a 70 kV risultano essere $N_x = (5 \cdot 10^4, 5 \cdot 10^5, 5 \cdot 10^6, 5 \cdot 10^7)$ fotoni/cm² e, quindi, con le rispettive curve nNPS.

Per le fluenze relative agli altri valori di tensione vedi la tabella sottostante:

Tensione (kV)	Fluenze simulate N_x (fotoni/cm ²)			
70	$5 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^7$
90	$2,381 \cdot 10^4$	$2,381 \cdot 10^5$	$2,381 \cdot 10^6$	$2,381 \cdot 10^7$
110	$3,74 \cdot 10^4$	$3,74 \cdot 10^5$	$3,74 \cdot 10^6$	$3,74 \cdot 10^7$

Tabella 15 Fluenze simulate N_x per ogni tensione



Flat field simulato con $5 \cdot 10^7$ (fotoni/cm²) – 70kV selezione 256x256 ROI

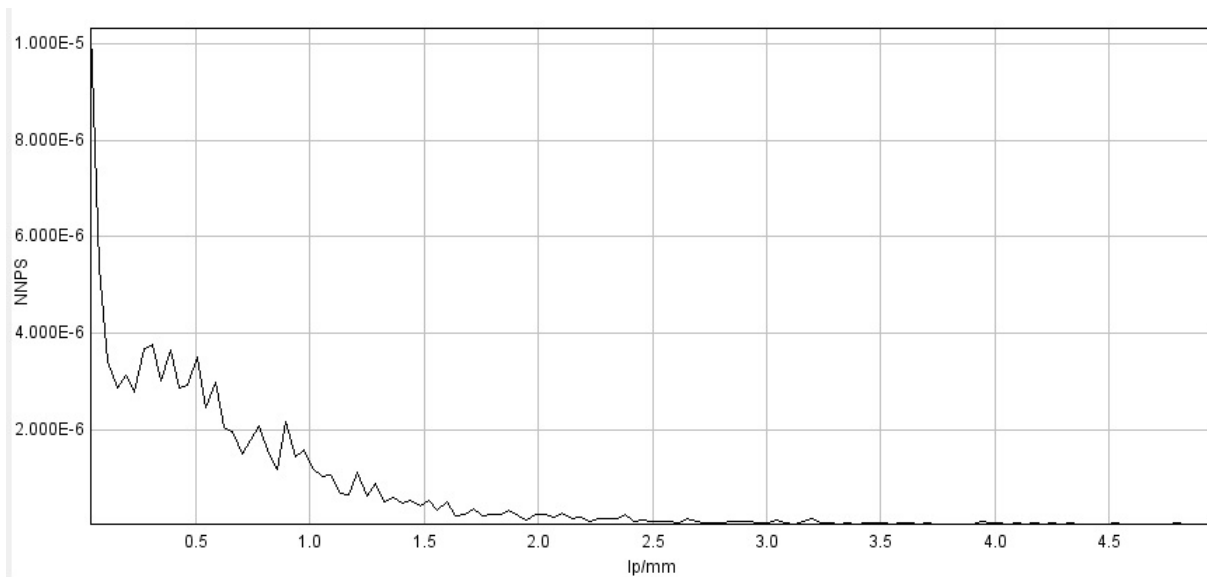


Grafico 19 Curva nNPS flat field simulata con $5 \cdot 10^7$ (fotoni/cm²) – 70kV

Per quanto riguarda l'nNPS a 70 kV, considerando la fluensa $N_x = 5 \cdot 10^7$ fotoni/cm², il confronto tra la curva sperimentale e quella simulata è riportato nel grafico sottostante.

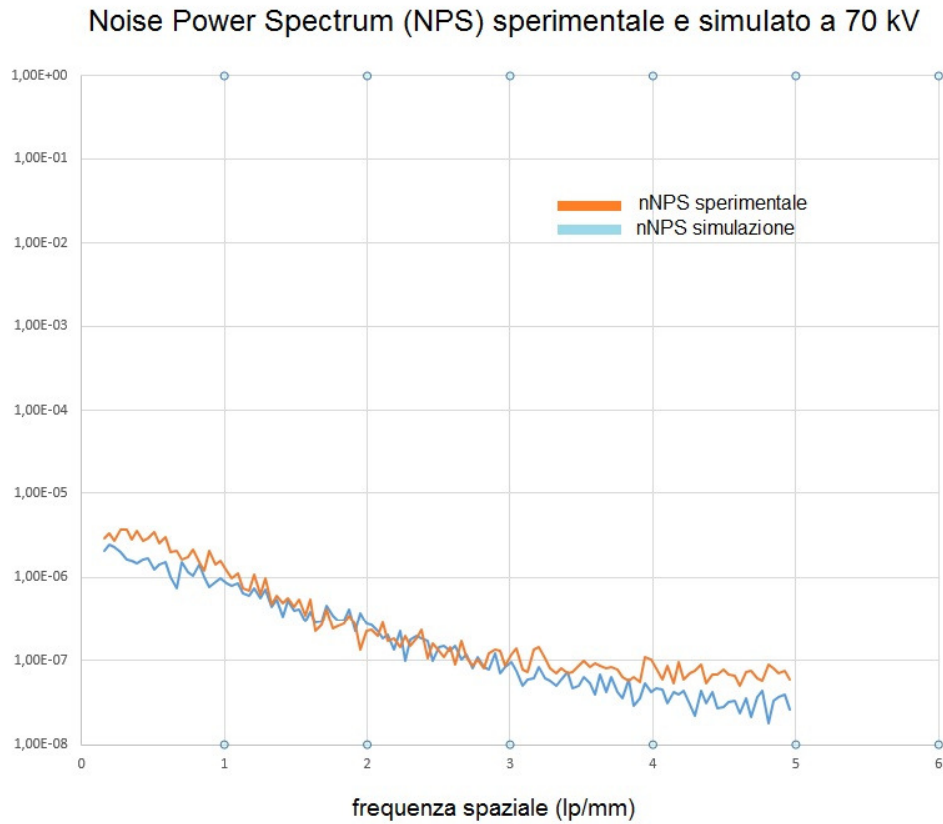


Grafico 20 Curva nNPS sperimentale e simulata per $N_x = 5 \cdot 10^7$ fotoni/cm² a 70 kV

Le misure effettuate sono coerenti con quelle fatte in precedenza dal Dott. Bontempi che sono mostrate nel grafico sottostante

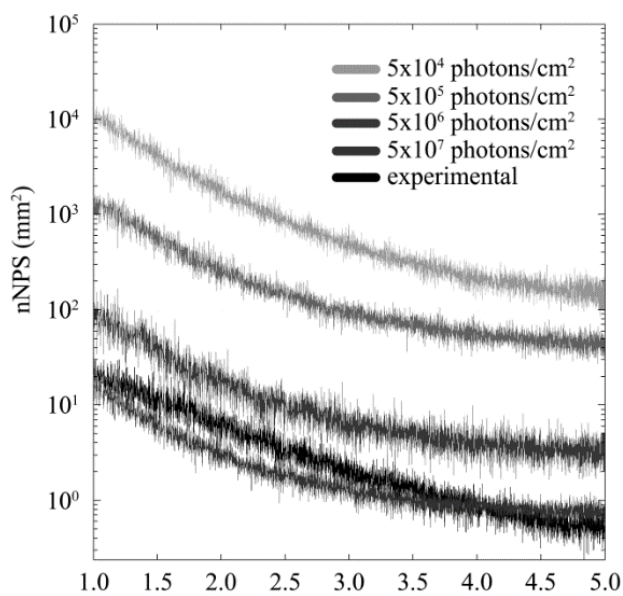


Figura 23 Grafico dell'nNPS simulato e sperimentale al voltaggio di 70 kV (compaiono tutte le fluenze)

Come è evidente, il grafico mostra che aumentando N_x , l'nNPS_x simulato si avvicina all'nNPS sperimentale.

In seguito, come da formula (3.3), è stata operata la divisione tra i vettori delle curve simulate e sperimentali così da ottenere un unico vettore N_0 con una certa distribuzione.

In seguito ne è stata calcolata la media e la deviazione standard.

N_x (fotoni / cm ²)	$\bar{N}_0 \pm \sigma_{N_0}$ (fotoni / cm ²) 70 kV
$5 \cdot 10^7$	$(8,15 \pm 4,5) \cdot 10^7$

Tabella 16 Risultati fluenza fotonica con il metodo nNPS valutata a 70 kV con $5 \cdot 10^7$ (fotoni/cm²)

N_x (fotoni / cm ²)	$\bar{N}_0 \pm \sigma_{N_0}$ (fotoni / cm ²)		
	70 kV	90 kV	110 kV
$5 \cdot 10^4$	$(23 \pm 6) \cdot 10^6$	$(60 \pm 20) \cdot 10^6$	$(210 \pm 50) \cdot 10^6$
$5 \cdot 10^5$	$(29 \pm 8) \cdot 10^6$	$(130 \pm 30) \cdot 10^6$	$(160 \pm 40) \cdot 10^6$
$5 \cdot 10^6$	$(20 \pm 7) \cdot 10^6$	$(90 \pm 20) \cdot 10^6$	$(190 \pm 50) \cdot 10^6$
$5 \cdot 10^7$	$(31 \pm 8) \cdot 10^6$	$(110 \pm 30) \cdot 10^6$	$(120 \pm 30) \cdot 10^6$

Tabella 17 Risultati fluenza fotonica (misure precedenti) con il metodo nNPS Dott.Bontempi

Discussione

Le metodologie presentate in questo lavoro forniscono risultati che sono in eccellente accordo, sia nel caso delle prove precedenti che in quelle eseguite in questo lavoro.

Il confronto tra le due tecniche mostra risultati compatibili anche se sono basati sull'analisi della fluenza totale dei fotoni usando differenti setups e strumentazioni.

Il metodo basato sulla misura del Kerma è semplice e i risultati sono forniti quasi in tempo reale usando un software di calcolo. Il secondo metodo presentato, basato sull'analisi dell'nNPS, è più semplice del primo, come procedura sperimentale ma è più lento e l'elaborazione dei dati è più complessa a causa del valore usato per l' N_x che può avere una certa variabilità nei risultati.

Questo è dovuto ai differenti SNR delle immagini che influenzano il calcolo dell'nNPS(x) e perciò la valutazione della fluenza totale dei fotoni.

Nonostante la variabilità, tutte le misure sono compatibili, un'altra indicazione della correttezza di quest'ultima metodologia è l'andamento delle curve nNPS mostrate in figura.

La figura mostra che aumentando la fluenza fotonica totale simulata (N_x), l'nNPS(x) si muove sotto il grafico, avvicinandosi alla curva sperimentale dell'nNPS. Quando arriva a $5 \cdot 10^7$ fotoni/cm²

passa leggermente sopra la curva sperimentale.

Questo significa che il valore sperimentale di N_0 cade tra $5 \cdot 10^6$ e $5 \cdot 10^7$ ed è più vicino a quest'ultimo limite, in accordo con i risultati mostrati nella tabella 7 e 8 (Risultati AirKerma e nNPS).

Le fluenze sono infatti basate sulla valutazione di un modello computazionale dello spettro dei raggi X. Perciò il corretto setup del modello ha un forte effetto sui risultati finali. L'effettiva precisione del modello sperimentale sono particolarmente evidenti guardando la figura 1.

La forma delle curve nNPS simulate e sperimentali sono leggermente differenti. Gli nNPS simulati sono infatti più curvi mentre la curva sperimentale appare quasi più lineare nel grafico.

Questa differenza può essere attribuita al modello del rivelatore e al setup dei parametri del fascio di raggi X simulato. Quest'ultimo ha anche degli effetti sul metodo del kerma. È importante settare correttamente la totale filtrazione del tubo e anche le dipendenze del voltaggio e della corrente in funzione del tempo.

Conclusioni

Le metodologie presentate per valutare la fluenza fotonica sono state sviluppate per avere una realistica stima dei fotoni emessi dal tubo a raggi X. Ma potrebbero anche facilitare la valutazione delle performance di un rivelatore e ottimizzare le dosi durante una radiografia.

Il confronto tra le due tecniche mostra risultati compatibili anche se sono basati sull'analisi della fluenza totale dei fotoni usando differenti setups e strumentazioni.

Di seguito si riportano i risultati finali a 70 kV avendo confrontato le due tecniche, svolte con le misure precedenti e con quelle ripetute in questo lavoro.

Tensione (kV)	Φ (fotoni/cm²) Metodo kerma	Φ (fotoni/cm²) Metodo nNPS
70	$8,15 \cdot 10^7$	$7,27 \cdot 10^7$

Confronto tra i due metodi a 70 kV con la fluenza simulata $N_x = 5 \cdot 10^7$ (fotoni/cm²)

Tensione (kV)	Φ (fotoni/cm²) Metodo kerma	Φ (fotoni/cm²) Metodo nNPS
70	$3,0 \cdot 10^7$	$3,1 \cdot 10^7$

Confronto tra i due metodi a 70 kV con la fluenza simulata $N_x = 5 \cdot 10^7$ (fotoni/cm²).

Misure precedenti eseguite dal Dott. Bontempi.

Nonostante la variabilità, tutte le misure sono compatibili, lo si può ulteriormente notare dall'andamento delle curve nNPS mostrate nel grafico 20.

La forma delle curve nNPS simulate e sperimentali sono leggermente differenti. Gli nNPS simulati sono infatti più curvi mentre la curva sperimentale appare quasi più lineare nel grafico.

Questa differenza può essere attribuita al modello del rivelatore e al setup dei parametri del fascio di raggi X simulato. Quest'ultimo ha anche degli effetti sul metodo del kerma.

È importante settare correttamente la totale filtrazione del tubo e anche le dipendenze del voltaggio e della corrente in funzione del tempo.

Le fluenze sono basate anche sulla valutazione di un modello computazionale dello spettro dei raggi X. Perciò il corretto setup del modello ha un forte effetto sui risultati finali.

Confrontando infine i risultati ottenuti in questo lavoro utilizzando i metodi del Kerma e dell'nNPS che sono basati su una simulazione più realistica degli spettri (gli spettri non sono approssimati a spettri monoenergetici) con quelli derivati dall'approssimazione monoenergetica degli spettri, si vede come questi ultimi sottostimino i valori di fluenza di diversi ordini di grandezza.

Tensione (kV)	ICRU 47 (fotoni/cm²)	Albuquerque (fotoni/cm²)	Boone (fotoni/cm²)
70	$4,39 \cdot 10^6$	$8,9 \cdot 10^5$	$8,8 \cdot 10^3$

Nella miglior delle ipotesi nel caso dell'ICRU 47 il valore di fluenza è sottostimato di un fattore 10 rispetto a quelli calcolati nel presente lavoro e in quello del Dott. Bontempi.

Se questa differenza verrà confermata da ulteriori misure, i valori di DQE, basati sui metodi approssimati, risulteranno essere molto lontani da quelli reali fornendo quindi una caratterizzazione non corretta dei rivelatori per Imaging per i quali sono stati calcolati.

Bibliografia

[1] Maurizio Pelliccioni “Fondamenti fisici della radioprotezione“

[2] Marco Bontempi, Lucia Andreani, Pier Luca Rossi, and Andrea Visani, “Monte Carlo simulator of realistic x-ray beam for diagnostic applications,” *Med. Phys.* 37, 4201–4209 (2010)

[3] ICRU, “Conversion coefficients for use in radiological protection against external radiation,” ICRU 57 (1998)

[4] J.A.G. Albuquerque, E.T. Costa, and F.N. B´oscolo, “Practical method for photon fluency evaluation of digital x-ray image system,” in *Proc. IEEE EMBS, D*, edited by IEEE (IEEE,311 Cancun, Mexico, 2003) pp. 3056–3059, ISBN 0780377893312

[5] Marco Bontempi, Matteo Bettuzzi, and Andrea Visani, “Semiempirical simulation of x-ray detectors for imaging applications,” *Medical Physics* 39, 7677–7685 (2012),

<http://link.347 aip.org/link/MPHYA6/v39/i12/p7677/s1\&Agg=doi348>

[6] David Bradley, Dudley Creagh “Physical Techniques in the study of art, aechnaeology and cultural heritage”

RINGRAZIAMENTI

Ringrazio la Prof.ssa Mariapia Morigi per avermi dato l'opportunità di svolgere la tesi triennale nel suo gruppo di ricerca e ringrazio tutti coloro che mi hanno sostenuta in questo periodo di tesi.
Ringrazio in particolare modo i Dottori Matteo Bettuzzi e Marco Bontempi per la loro disponibilità e per la passione e la competenza dimostrate durante il lavoro.