

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea Magistrale in Fisica

**SVILUPPO DI UN SISTEMA INNOVATIVO
PER RADIOTERAPIA BASATO SU LENTI DI LAUE**

Relatore:

Prof.ssa Maria Pia Morigi

Presentata da:

Giacomo Legnani

Correlatori:

Prof. Giuseppe Baldazzi

Dott. Valerio Bellucci

Dott. Matteo Bettuzzi

Abstract

Negli ultimi anni ci sono stati molti avanzamenti nel campo della radioterapia che hanno permesso il trattamento efficace di diverse neoplasie; tuttavia è ancora necessaria un'ottimizzazione del rapporto fra dose al target tumorale e dose ai tessuti sani circostanti. A tal riguardo si sono sviluppate tecniche che si basano sul rilascio della dose da parte di fasci di particelle pesanti che offrono risultati di gran lunga migliori rispetto alla radioterapia convenzionale a base di elettroni e raggi X. Tuttavia tali metodi innovativi si scontrano con gli elevati costi che ne limitano la diffusione su larga scala. All'interno di questo panorama vede la nascita il progetto LAUPER (Laue Peak Radiotherapy), finanziato dall'INFN, nell'ambito del quale si inserisce questo lavoro di tesi. L'obiettivo principale di LAUPER è quello di studiare la fattibilità di un dispositivo radioterapico che si avvicini alle performance delle terapie adroniche, ma con costi notevolmente ridotti. Il progetto è incentrato, infatti, sull'utilizzo di specifiche lenti di Laue che, basandosi sulla diffrazione di Bragg, riescono a focalizzare fasci di raggi X (prodotti da un normale tubo radiogeno). Questo garantirebbe il rilascio della dose nel punto ben preciso in cui si trova il tumore, salvaguardando i tessuti sani circostanti. In questo lavoro di tesi vengono analizzati i primi prototipi di lenti di Laue realizzati, per verificare se le loro caratteristiche sono compatibili con un possibile utilizzo in radioterapia. In particolare, le misure sperimentali, volte a testare la corretta focalizzazione del fascio di raggi X, hanno messo in evidenza alcune problematiche che hanno richiesto un affinamento della tecnica costruttiva. Sull'ultimo prototipo realizzato, che ha superato i limiti precedentemente riscontrati, sono state anche effettuate delle misure dosimetriche per valutare l'ordine di grandezza della dose rilasciata e progettare quindi in maniera adeguata le lenti di futura costruzione.

Indice

Introduzione.....	6
Capitolo 1.....	8
Diffrazione nei cristalli di radiazioni ad alta energia	8
1.1 Struttura dei cristalli	8
1.2 Cenni sulla diffrazione nei cristalli	9
1.3 Diffrazione nei cristalli perfetti	11
1.4 Diffrazione nei cristalli a mosaico	13
1.5 Diffrazione nei cristalli con piani di diffrazione curvi	15
Capitolo 2	19
Scelta dei cristalli curvati per la costruzione delle Lenti di Laue e loro fabbricazione	19
2.1 Utilizzo di cristalli curvati	19
2.1.1 Tecniche di curvatura.....	19
2.1.2 Cristalli CDP e <i>quasi-mosaico</i>	20
2.2 Metodi innovativi per fabbricare cristalli curvati	22
2.2.1 Deposizione di un film in fibra di carbonio	22
2.2.2 Impiantazione ionica.....	24
2.2.3 Sabbiatura	26
2.3 Capacità di focalizzazione di un cristallo curvato	28
2.4 Conclusioni	32
Capitolo 3	33
Lenti di Laue per utilizzi in campo medico	33
3.1 Lenti di Laue per utilizzi radioterapici	33
3.2 Progettazione della lente.....	38
Capitolo 4	44
Descrizione del setup sperimentale	44
4.1 Il tubo a raggi X	44
4.2 Il sistema di movimentazione e sostegno.....	45
4.3 Il rivelatore	47
4.3.1 Scintillatore	47
4.3.2 Camera CCD	47
4.3.3 Camera CCD sostitutiva.....	49
4.4 Rappresentazione fotografica del setup sperimentale	51
Capitolo 5	52
Test dei prototipi di lenti di Laue di prima generazione	52
5.1 Il funzionamento di una lente di Laue.....	52

5.2 Progettazione ed assemblaggio del primo prototipo di lente di Laue a 4 cristalli.....	54
5.3 Test del prototipo di lente di Laue a 4 cristalli.....	56
5.4 Test prototipo lente a 21 cristalli.....	64
5.4.1 Analisi dati prototipo di lente a 21 cristalli: anello interno (111)	65
5.4.2 Analisi dati prototipo lente a 21 cristalli: anello esterno (311)	68
5.4.3 Analisi dati prototipo lente a 21 cristalli: anelli (111) e (311).....	70
5.5 Test prototipo lente a 48 cristalli	71
5.5.1 Analisi dati prototipo lente a 48 cristalli: anello interno (111).....	72
5.5.2 Analisi dati prototipo lente a 48 cristalli: anello esterno (311)	73
Capitolo 6	75
Test prototipo di lente di Laue di seconda generazione	75
6.1 – Prototipo lente di Laue a 24 cristalli QM su supporto di vetro.....	75
6.2 – Test del prototipo di seconda generazione a 24 cristalli	76
6.2.1 - Analisi dati prototipo lente a 24 cristalli: anello interno (111).....	77
6.2.2 - Analisi dati prototipo lente a 24 cristalli: anello esterno (311).....	78
6.2.3 - Analisi dati prototipo lente a 24 cristalli: anelli (111) e (311).....	79
6.3 Spettrometria del fascio diffratto dalla lente.....	81
Capitolo 7	84
Valutazioni dosimetriche con la lente di seconda generazione	84
7.1 Camera a ionizzazione utilizzata per misure dosimetriche con lente di Laue.....	84
7.2 Dosimetro a diodi di Silicio utilizzato per misure dosimetriche con la lente di Laue.....	87
7.3 Prime misure dosimetriche.....	89
7.3.1 Verifica dell'HVL del tubo a raggi X: fascio con energia media efficace di 50 e 72 keV in Al e Cu.	89
7.3.2 Calcolo della dose per il fascio diretto	92
7.3.3 Calcolo della dose dovuta al fascio diffratto per un'energia efficace di circa 71 keV e 50 keV	93
Conclusioni	98
Appendice A.....	101
A.1 Le grandezze dosimetriche	101
A.1.1 La dose assorbita	101
A.1.2 Kerma.....	102
A.1.3 L'esposizione.....	105
A.2 Caratterizzazione della qualità della radiazione	107
A.2.1 Indicatori della qualità per i fasci di radiazione collimati	108
A.2.2 Fasci di fotoni da macchine a raggi X, HVL.....	109
A.3 Strumenti di misura per la dosimetria in radioterapia e in radiodiagnostica.....	113
A.3.1 I rivelatori utilizzati nei dosimetri per radioterapia e radiodiagnostica	114
A.3.2 Dosimetri con camere a ionizzazione	116
A.3.3 Dosimetri con diodi al silicio	119
Bibliografia:.....	121

Introduzione

Ancora oggi le malattie neoplastiche sono la seconda causa di decessi nel mondo, con ben 8.8 milioni di morti nel 2015 [1]. Alcuni dei tipi più comuni di cancro, come quello al seno, quello cervicale, quello orale e quello del colon-retto hanno, tuttavia, un alto tasso di curabilità se trattati con le migliori cure ad oggi disponibili, fra cui la radioterapia, una tecnica che consiste nell'impartire una dose di radiazione ad un volume di riferimento per distruggere le cellule tumorali.

Ogni trattamento radioterapico si pone come obiettivo quello di massimizzare la dose al tumore, minimizzando allo stesso tempo l'irradiazione dei tessuti sani circostanti. Tra i trattamenti di radioterapia, la terapia a base di adroni utilizza fasci di particelle cariche, protoni o ioni positivi, per raggiungere l'obiettivo prefissato, risultando una delle migliori tecniche attualmente in uso. Infatti, le particelle cariche pesanti hanno un *range* di penetrazione nei tessuti ben definito e rilasciano una dose elevata verso la fine del loro percorso. Purtroppo, però la radioterapia a base di adroni non è facilmente accessibile a causa degli elevati costi delle infrastrutture e delle strumentazioni necessarie [2]. La radioterapia convenzionale risulta, invece, più facilmente accessibile dal momento che si basa sull'utilizzo di acceleratori lineari di elettroni (LINAC) che producono fasci di fotoni nell'intervallo energetico dei MeV. Tuttavia, tale tecnica non è paragonabile con la terapia a base di adroni in termini di accuratezza nel rilascio della dose sul target tumorale, soprattutto nel caso vi siano organi a rischio vicini. Per questo motivo si stanno studiando nuove tecniche di radioterapia che abbiano prestazioni comparabili a quelle delle terapie adroniche, ma che siano più facilmente accessibili.

In questo contesto nasce il progetto LAUPER (Laue Peak Radiotherapy), finanziato dalla Commissione Scientifica Nazionale 5 dell'INFN, che vede coinvolte le Sezioni INFN di Ferrara e Bologna e che ha come obiettivo lo sviluppo di un innovativo sistema basato su lenti di Laue, ossia degli strumenti ottici composti da un insieme di cristalli, tipicamente disposti in anelli concentrici, che sfruttano la diffrazione di Bragg per concentrare un numero relativamente elevato di fotoni emessi da una sorgente ad alta energia in una piccola macchia focale [3]. Un tale sistema potrebbe dunque essere utilizzato per il trattamento dei tumori, in quanto capace di focalizzare i raggi X concentrando la dose sul target tumorale. Infatti il flusso dei fotoni aumenta con la profondità di penetrazione e raggiunge il massimo nel punto focale. La combinazione di questo effetto con l'assorbimento dei fotoni da parte dei tessuti, in base a calcoli teorici e a simulazioni Monte Carlo effettuate, dovrebbe portare alla comparsa di un profilo di dose in funzione della profondità caratterizzato da un picco in corrispondenza del fuoco della lente e da un successivo rapido decremento, caratteristica molto importante per risparmiare i tessuti sani circostanti la neoplasia. La

distribuzione di dose risultante sarebbe quindi del tutto simile a quella ottenibile con la terapia a base di adroni.

In particolare sarebbe possibile utilizzare un convenzionale tubo a raggi X per diagnostica come sorgente di radiazione, con costi di gran lunga inferiori rispetto alle strutture per terapie adroniche e anche alla stessa radioterapia di tipo convenzionale.

Questo lavoro di tesi si inserisce nell'ambito del progetto LAUPER ed è focalizzato in particolare sulla caratterizzazione dei primi prototipi di lenti di Laue sviluppati dal *Sensor Semiconductor Laboratory* (SSL) di Ferrara. La tesi è divisa in 7 capitoli, più una appendice. Il primo capitolo introduce i concetti base della diffrazione di radiazione ad alta energia in vari tipi di cristalli, come i cristalli perfetti, a mosaico e a piani curvi di diffrazione. Il secondo capitolo contiene una panoramica sull'utilizzo dei cristalli a piani curvi di diffrazione nella Fisica moderna e su alcune delle tecniche utilizzate per fabbricarli. Alcuni metodi innovativi di curvatura dei cristalli sono stati sviluppati direttamente dal *Sensor Semiconductor Laboratory* (SSL) di Ferrara nell'ambito del progetto INFN-LOGOS e sono spiegati in maniera approfondita. Nel terzo capitolo verte sulla progettazione e costruzione di una lente di Laue per applicazioni in ambito medico. Il quarto capitolo è dedicato alla presentazione del setup sperimentale, messo a punto presso il Settore di Fisica Applicata del DIFA di Bologna e utilizzato per testare le lenti di Laue. Il quinto capitolo contiene la descrizione dei primi prototipi di lenti di Laue per radioterapia sviluppati presso l'SSL di Ferrara e tratta inoltre le prime misure sperimentali svolte con tali prototipi. Il sesto capitolo prende in considerazione lo sviluppo del prototipo di seconda generazione, resosi necessario per superare i problemi emersi con quelli di prima generazione e mostra anche lo spettro energetico del fascio diffratto dalla lente. L'ultimo capitolo prende in esame gli strumenti dosimetrici usati per le misure di dose sull'ultimo prototipo sviluppato e discute i risultati ottenuti, confrontandoli con i requisiti richiesti dalla radioterapia convenzionale. In Appendice A si trova infine un approfondimento sulle grandezze dosimetriche e sulla qualità dei fasci di radiazione nonché sugli strumenti comunemente utilizzati in dosimetria.

Capitolo 1

Diffrazione nei cristalli di radiazioni ad alta energia

1.1 Struttura dei cristalli

Un cristallo ideale può essere visto come un'infinita ripetizione di unità strutturali identiche chiamate *basis* (basi). La distribuzione spaziale delle basi può essere descritta attraverso un insieme di punti chiamati *lattice* (reticolo). È possibile definire il reticolo usando tre vettori, \mathbf{a}_1 , \mathbf{a}_2 , \mathbf{a}_3 , in modo che la distribuzione degli atomi nel cristallo sia la stessa quando questo viene visto dal punto r o da ogni altro punto r' ,

$$r' = r + u_1 a_1 + u_2 a_2 + u_3 a_3, \quad (1.1)$$

dove u_1, u_2, u_3 sono tre numeri interi arbitrari. I vettori \mathbf{a}_i rappresentano le costanti del reticolo. Il volume costruito su questi vettori è chiamato *cella unitaria*. Essa risulta dunque essere la più piccola unità di volume che contiene tutte le informazioni strutturali e di simmetria per costruire la struttura macroscopica del reticolo. Le posizioni degli atomi all'interno della cella unitaria sono descritte dall'insieme delle posizioni atomiche misurate a partire da un punto del reticolo. Il reticolo e la base definiscono un cristallo, la base indica le posizioni occupate nella cella da atomi differenti e il loro tipo, il reticolo provvede, invece, a fornire l'informazione sulla periodicità del cristallo. La caratteristica fondamentale dei cristalli è l'invarianza, per appropriate traslazioni e rotazioni, delle loro proprietà fisiche, come ad esempio le proprietà ottiche, chimiche, elettriche ed elastiche. Il gruppo spaziale che identifica ogni tipo di cristallo definisce questi gradi di libertà. La base ed il reticolo non sono univocamente definiti, vi sono infatti infinite combinazioni equivalenti che descrivono lo stesso cristallo. Una cella è chiamata *primitiva* se essa contiene solo un punto del reticolo.

Il silicio ed il germanio hanno una struttura cristallina tipica del diamante, la quale è basata sul legame tetraedrico tra gli atomi del cristallo. I legami sono caratterizzati dalla stessa lunghezza e dalla stessa separazione angolare e definiscono una struttura tetraedrica. Tuttavia, una struttura di questo tipo coinvolge anche alcune delle caratteristiche della simmetria cubica. Infatti, può essere descritta attraverso un reticolo cubico *face-centred* (*fcc*) con le basi bi-atomiche composte da atomi identici

posizionati nei punti di coordinate $(0,0,0)$ e $(a/4, a/4, a/4)$, dove a è il parametro reticolare (5.43 \AA per il Si) e identifica il lato di una *cella cubica convenzionale* (Fig. 1.1). Questa struttura cristallina può essere rappresentata come due reticoli fcc compenetrati e traslati l'uno rispetto all'altro del vettore $(a/4, a/4, a/4)$.

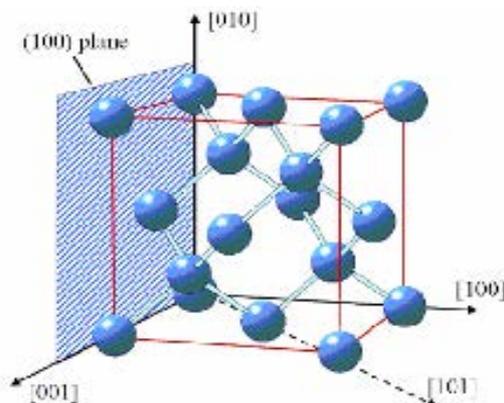


Figura 1.1: *Cella cubica convenzionale del silicio*

Le direzioni cristallografiche ed i piani sono entità fittizie che connettono gli atomi in un cristallo. Le proprietà chimico-fisiche possono cambiare lungo differenti direzioni e piani, a seconda della densità degli atomi e del tipo di legami. Le direzioni ed i piani possono essere identificati all'interno di un cristallo attraverso tre indici interi, hkl , chiamati *indici di Miller*. Essi sono un sistema di notazione utilizzato in cristallografia per descrivere i differenti piani e direzioni in un reticolo cristallino e sono proporzionali agli inversi delle intercette del piano, nella base dei vettori del reticolo. Se un piano è parallelo ad un dato asse allora la sua intercetta frazionaria su quell'asse va ad infinito ed il corrispondente indice di Miller viene posto uguale a zero. Se un'intercetta frazionaria è negativa, viene etichettata con un simbolo con una linea posta sopra di esso. Se gli indici di Miller $[hkl]$ sono mostrati in riquadro, essi danno la direzione del vettore ortogonale del piano con gli stessi indici. Per esempio, in Fig. 1.1 sono mostrati un piano del reticolo ed alcune direzioni.

1.2 Cenni sulla diffrazione nei cristalli

La diffrazione di raggi X e γ è un effetto coerente prodotto da piani atomici paralleli all'interno di un materiale cristallino. I fotoni incidenti vengono scatterati dagli elettroni del cristallo. Le onde diffuse possono interferire in maniera costruttiva per alcune direzioni nello spazio, dando origine ad un fascio diffratto. In particolare, le onde diffuse interferiscono costruttivamente se i loro percorsi attraverso il cristallo sono dei multipli interi della lunghezza d'onda. Ciò si verifica se la legge di Bragg (fig. 1.2) è soddisfatta:

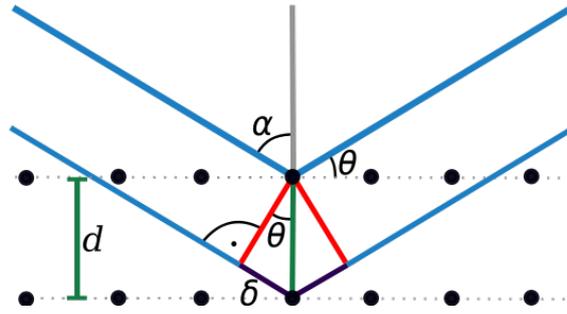


Figura 1.2: Immagine che mostra la legge di Bragg [40]

$$2d_{hkl} \sin \theta_B = \lambda \quad (1.2)$$

dove d_{hkl} è la spaziatura tra i piani atomici, θ_B è l'angolo sotteso dalla traiettoria incidente del fotone ed i piani di diffrazione del reticolo, e λ la lunghezza d'onda della radiazione. L'angolo di Bragg, θ_B , dipende dall'orientazione dei piani del reticolo. Infatti, per un cristallo che ha una cella cubica convenzionale, come il Cu, GaAs, Si o il Ge, la spaziatura tra i piani può essere espressa come

$$d_{hkl} = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \quad (1.3)$$

dove a è la costante del reticolo del cristallo e h, k, l sono gli indici di Miller dei piani. Poiché $\lambda = h_p c / E$, dove h_p è la costante di Planck, c la velocità della luce nel vuoto, ed E l'energia della radiazione, combinando le equazioni (1.2) e (1.3), segue che:

$$\sin \theta_B = \frac{ch_p \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}{2aE} \quad (1.4)$$

Risultano così possibili due geometrie di diffrazione. Nel primo caso, chiamato geometria di Bragg (riflessione) e mostrato in Fig. 1.3.a, il fascio diffratto esce dalla stessa superficie del cristallo su cui incide il fascio incidente. Al contrario, nella geometria di tipo Laue (trasmissione), mostrata in Fig. 1.3.b, il fascio diffratto esce dalla superficie opposta rispetto a quella in cui incide il fascio incidente. Per fotoni ad alta energia, come quelli emessi da un *radiotracer*, l'angolo di Bragg è molto piccolo e il cristallo deve essere grande per diffrangere anche un fascio di piccole dimensioni perché dipende dall'angolo dell'area di incidenza e dall'angolo di vista. Per questo motivo, la geometria di Laue rappresenta una scelta molto più conveniente.

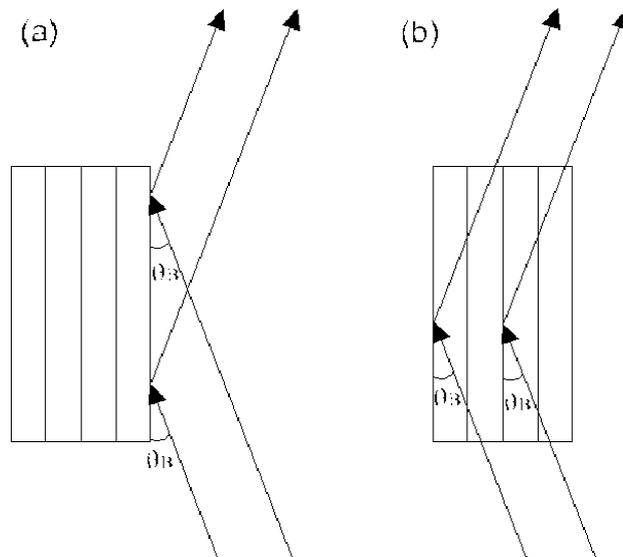


Figura 1.3: Geometrie di diffrazione: a) Geometria di tipo Bragg; il fascio diffratto esce dalla stessa superficie del cristallo sulla quale incide il fascio incidente. b) Geometria di Laue; il fascio diffratto viene fuori dalla superficie opposta a quella in cui incide il fascio incidente. [10]

1.3 Diffrazione nei cristalli perfetti

L'intensità del fascio diffratto dipende dalle caratteristiche del cristallo e può essere ottenuta dalla teoria dinamica o dalla teoria cinematica della diffrazione [4]. La teoria dinamica, sviluppata da Darwin, tiene conto dell'interazione dei raggi X con la materia risolvendo equazioni ricorrenti che descrivono il bilancio delle onde parzialmente trasmesse e parzialmente riflesse per ogni piano del reticolo [5]. Al contrario, la teoria cinematica assume che ogni fotone venga *scatterato* una sola volta. L'ampiezza totale diffratta è ottenuta semplicemente sommando le singole ampiezze diffratte da ogni centro di diffrazione, tenendo in considerazione solo le differenze geometriche di fase tra esse e non considerando l'interazione della radiazione con la materia. Anche se la teoria cinematica è meno rigorosa di quella dinamica, essa fornisce risultati corretti quando si prende in considerazione un cristallo perfetto sottile oppure un cristallo altamente distorto [6].

La *riflettività* di un cristallo è definita come il rapporto dell'intensità del fascio diffratto rispetto all'intensità del fascio incidente. Invece, l'*efficienza di diffrazione* è definita come il rapporto dell'intensità del fascio diffratto rispetto all'intensità del fascio trasmesso quando non avvengono fenomeni di diffrazione.

Per una radiazione di energia E ed un cristallo con piani reticolari (hkl) , l'equazione (1.4) fornisce l'angolo di incidenza θ per il quale avviene la diffrazione. In realtà, sia la teoria cinematica che quella

dinamica predicono un intervallo attorno all'angolo di Bragg θ_B per il quale l'intensità del fascio diffratto è diversa da zero. Se si considera un cristallo perfetto usando la geometria in simmetria di Laue, in cui l'angolo tra il piano del reticolo e la superficie del cristallo è esattamente 90° , si ottiene una *rocking curve* (RC) (es. la riflettività o l'efficienza di diffrazione sono rappresentate come funzioni di $\Delta\theta = \theta - \theta_B$) che mostra un picco stretto (Fig. 1.4). La sua *Full Width Half Maximum* (FWHM) è chiamata *larghezza di Darwin* δ

$$\delta = 2 \frac{d_{hkl}}{\Lambda_0} \quad (1.5)$$

dove Λ_0 è definito come la *lunghezza di estinzione*, cioè la lunghezza entro cui virtualmente tutto il fascio subisce diffrazione:

$$\Lambda_0 = \frac{\pi V_c \cos\theta_B}{r_e \lambda |C| |F_{hkl}|} \quad (1.6)$$

V_c risulta essere il volume della cella elementare del cristallo ($V_c = a^3$ per una cella cubica), r_e il raggio dell'elettrone classico, λ la lunghezza d'onda della radiazione, C il fattore di polarizzazione ed infine F_{hkl} il fattore di struttura. Per un fascio non polarizzato, il fattore di polarizzazione è $C = (1 + \cos^2\theta_B)/2$. Il fattore di struttura quantifica l'efficienza di *scattering* di una cella elementare del cristallo, tenendo presente la ripartizione degli elettroni nello spazio e la vibrazione degli ioni del reticolo.

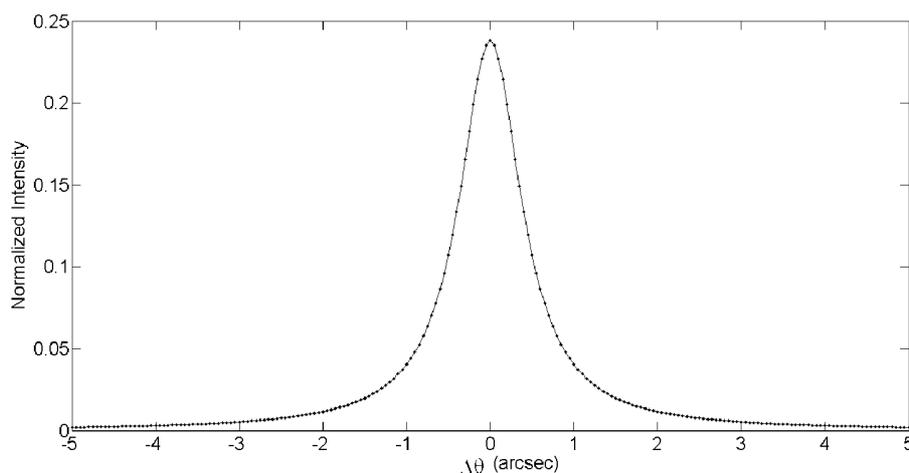


Figura 1.4: *Rocking curves* (RCs) per un cristallo piatto di Ge con uno spessore di 1 mm e usando i piani (111) del reticolo per diffrangere fotoni con 140.5 keV di energia. [10]

La larghezza di Darwin definisce l'accettazione angolare per un cristallo piatto. In caso di approssimazione per piccoli angoli, si può ricavare la larghezza di banda in energia attraverso la legge di Bragg, ottenendo una proporzionalità inversa tra l'angolo di diffrazione e l'energia del fotone. Per valori di energia consoni per applicazioni mediche (50 – 250 keV), i valori tipici di δ risultano essere nell'ordine di 1 arcsec. Inoltre, un fascio che attraversa un cristallo ha la stessa probabilità di essere diffratto un numero pari o dispari di volte (re-diffrazione), quindi di uscire dal cristallo lungo la stessa direzione di entrata o nella direzione individuata dalla legge di Bragg. A causa della re-diffrazione del fascio, l'efficienza di diffrazione di cristallo piatto spesso può essere espressa come

$$\eta_D = \frac{1}{2 \left(1 + \left(\frac{2\Delta\theta}{\delta} \right)^2 \right)} \quad (1.7)$$

perciò la riflettività di un cristallo piatto spesso è sempre $\frac{1}{2}$ [4]. Un cristallo può essere considerato spesso se $T_0 \gg \Lambda_0$, dove T_0 risulta essere lo spessore del cristallo attraversato dalla radiazione. Dal momento che nel nostro caso Λ_0 è piccolo, questa condizione è quasi sempre soddisfatta. La riflettività integrata è l'integrale della riflettività sulla accettazione angolare (e larghezza di banda di energia) del cristallo. Poiché questa quantità risulta essere molto scarsa per un cristallo perfettamente piatto, sono stati presi in considerazione dalla comunità scientifica diversi tipi di cristalli per le applicazioni e in particolare per la realizzazione delle lenti di Laue. Le caratteristiche sono riassunte nelle prossime sezioni.

1.4 Diffrazione nei cristalli a mosaico

A differenza di un cristallo ideale, un cristallo reale presenta imperfezioni a causa della sua fase di crescita, e può essere modellato meglio attraverso il modello di Darwin. Questo modello, conosciuto anche come modello a mosaico, considera il cristallo come un insieme di microscopici cristalli ideali, i cristalliti, leggermente disallineati reciprocamente (vedi Fig. 1.5) secondo una distribuzione angolare che è generalmente una funzione Gaussiana

$$W(\Delta\theta) = 2 \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{1}{m} e^{-\ln 2 \left(\frac{\Delta\theta}{m/2} \right)^2} \quad (1.8)$$

La FWHM di questa distribuzione è chiamata *mosaicità* del cristallo. La riflettività per diffrazione simmetrica di Laue è:

$$R = \frac{1}{2} (1 - e^{2\sigma T_0}) e^{-\mu T_0 / \cos\theta_B}, \quad (1.9)$$

T_0 è lo spessore attraversato dal fascio, μ è il coefficiente di assorbimento lineare del cristallo, e

$$\sigma = W(\Delta\theta)Q. \quad (1.10)$$

Q è l'intensità integrata diffratta da un singolo cristallite per unità di spessore. Dalla teoria dinamica della diffrazione, Q può essere scritto come

$$Q = \frac{\pi^2 d_{hkl}}{\Lambda_0^2 \cos\theta_B} f(A). \quad (1.11)$$

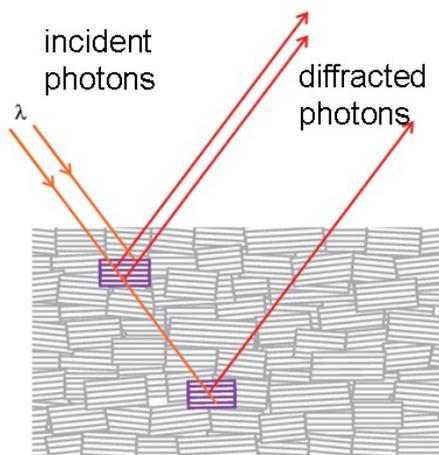


Figura 1.5: schizzo di un cristallo mosaico

In condizioni di approssimazione per piccoli angoli, che è valida sopra 100 keV, la funzione $f(A)$ può essere scritta come

$$f(A) = \frac{2I_0(2A)}{2A} \quad (1.12)$$

I_0 è l'integrale, da 0 a 2° , della funzione all'ordine zero di Bessel. A è definita come

$$A = \frac{\pi t_0}{\Lambda_0 \cos\theta_B} \quad (1.13)$$

t_0 è lo spessore dei cristalliti. $f(A)$ è approssimativamente 1, che è il suo valore massimo, quando $t_0 \ll \Lambda_0$, cioè quando la teoria dinamica tende alla teoria cinematica.

La riflettività di un cristallo a mosaico è il prodotto di due termini. Il primo è l'efficienza di diffrazione del cristallo, il secondo prende invece in considerazione l'assorbimento del fascio. Come si può vedere dall'equazione (1.9), la riflettività ha un picco per $\Delta\theta = 0$. L'altezza del picco è al massimo $\frac{1}{2}$ come nel caso di un cristallo perfetto.

La FWHM della RC, Ω , è proporzionale alla mosaicità del cristallo e può essere scritta come

$$\Omega = m \sqrt{\frac{-\ln\left(-\frac{1}{\alpha} \ln\left(\frac{1}{2}(1 + e^{-\alpha})\right)\right)}{\ln 2}} \quad (1.14)$$

dove α è un coefficiente adimensionale dato da

$$\alpha = 4\pi^2 \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi} \frac{d_{hkl} T_0}{\Lambda_0^2 m}} \quad (1.15)$$

Nonostante il picco della riflettività risulta al massimo essere pari $1/2$, un cristallo a mosaico con un'elevata mosaicità può diffrangere in un grande intervallo di angoli e può quindi mostrare una elevata riflettività integrata. Per tale ragione, questi tipi di cristalli sono stati scelti per la realizzazione dei primi prototipi di lenti di Laue per medicina nucleare [7,8].

1.5 Diffrazione nei cristalli con piani di diffrazione curvi

Un altro tipo di cristallo preso in considerazione è un cristallo con piani di diffrazione curvi (CDP). In un cristallo CDP, una sollecitazione induce una curvatura nell'intera struttura del reticolo in accordo con le proprietà elastiche del materiale. A causa della curvatura, si viene a creare una dispersione angolare dei piani del reticolo all'interno del cristallo. Il continuo cambiamento nell'orientazione dei piani del reticolo rende improbabile la re-diffrazione all'interno del cristallo e scompare il limite di riflettività del 50% (Fig. 1.6). In questo modo, i cristalli CDP risultano avere il potenziale per raggiungere una migliore performance rispetto ad entrambi i tipi di cristalli presi in considerazione in precedenza, ossia i cristalli perfetti e quelli a mosaico. [10]

Ci sono molti modi per fabbricare un cristallo CDP. La tecnica più semplice è quella che utilizza un dispositivo esterno (*holder*) che applica un momento torcente al cristallo [9]. Questo metodo è in uso da decenni per la realizzazione di monocromatori ad alta efficienza impiegati nei sincrotroni. Tuttavia, l'uso di un *holder* implica un'aggiunta di peso e un ingombro maggiore da parte della strumentazione. Questi problemi rappresentano un'importante limitazione all'uso di un tale tipo di cristallo come componente per una lente di Laue per applicazioni mediche. Risulta dunque necessario che la curvatura del cristallo sia autoportante. Sono stati perciò proposti dalla comunità scientifica vari metodi di costruzione per un cristallo di tale tipo e nel prossimo capitolo di questa tesi verranno riportati in maniera più completa.

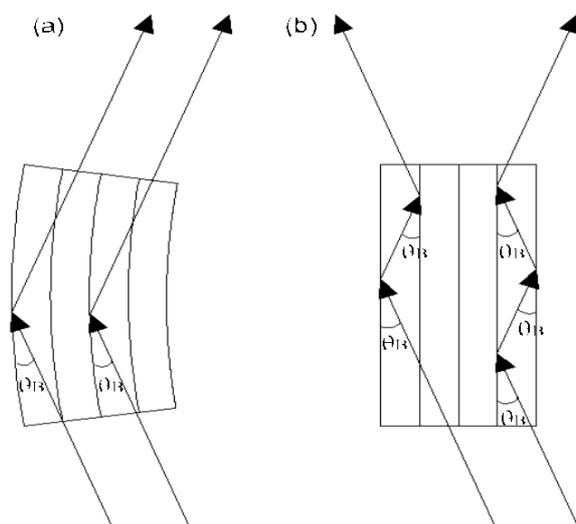


Figura 1.6: Fenomeno di diffrazione in cristalli CDP e perfetti. a) In un cristallo CDP, a causa del continuo cambiamento dell'angolo di incidenza, la re-diffrazione è improbabile. b) In un cristallo perfetto il fascio è riflesso varie volte, limitando la riflettività al 50%. [10]

La diffrazione, in un cristallo curvo, può essere studiata attraverso le equazioni di Takagi-Taupin [10]. Esse sono equazioni iperboliche derivate parziali ottenute a partire dalle equazioni di Maxwell in un mezzo periodicamente deformato. Nel caso generale, queste equazioni non possono essere risolte esplicitamente e deve essere usato un approccio numerico. Alternativamente, per cristalli leggermente curvi, può essere adottata la teoria che prende il nome PPK. Tale teoria, basata su principi geometrici ottici, è stata sviluppata indipendentemente da Penning e Polder, e da Kato [10]. Nella teoria PPK la distorsione dei piani di diffrazione è descritta dal gradiente di sollecitazione β ,

$$\beta = \frac{\Lambda_0}{\cos^2 \theta_B} \frac{\delta^2(\mathbf{h} \cdot \mathbf{u})}{\delta_{s0} \delta_{sh}} \quad (1.16)$$

dove s_o e s_b sono vettori unità, paralleli rispettivamente ai fasci incidenti e ai fasci diffratti. \mathbf{h} è il vettore reciproco del reticolo di riflessione hkl e \mathbf{u} il vettore spostamento. Se la curvatura di un cristallo è uniforme, è possibile dimostrare [11] che il gradiente di tensione assume la forma più semplice

$$\beta = \frac{\Omega}{\frac{T_0 \delta}{2}} \quad (1.17)$$

dove Ω è la distribuzione angolare dei piani del reticolo, T_0 lo spessore del cristallo, e δ la larghezza di Darwin data dall'equazione (1.5). La distribuzione angolare del piano del reticolo è direttamente proporzionale alla curvatura del cristallo. Infatti, è

$$\Omega = \frac{T_0}{R_C} \quad (1.18)$$

dove R_C è il raggio di curvatura del cristallo.

Il R_C di un cristallo curvo segue una distribuzione rettangolare con larghezza Ω . L'altezza del plateau, che corrisponde al picco di riflettività, dipende anche dalla curvatura dei piani di diffrazione. Nel caso generale, la riflettività non può essere espressa in una forma chiusa. Tuttavia, per un cristallo molto curvo esiste un'estensione della teoria PPK che fornisce la riflettività in condizione di simmetria di Laue per la diffrazione [11]. Si ottiene che

$$R = \left(1 - e^{-\frac{\pi^2 d_{hkl} T_0}{\Lambda_0^2 \Omega}} \right) e^{-\frac{\mu T_0}{\cos \theta_B}} \quad (1.19)$$

Un cristallo può essere definito altamente curvo quando è raggiunta la seguente condizione per il gradiente di tensione

$$\beta > \beta_c = \frac{\pi}{2\Lambda_0} \quad (1.20)$$

Tale condizione è soddisfatta se il raggio di curvatura dei piani di diffrazione R_C è minore del valore critico $R_C = 4\Lambda_0 / \pi\delta$.

Se $R_C > R_{C_c}$, può essere usato un modello multi lamellare per il calcolo dell'efficienza di diffrazione del cristallo. Un modello multi lamellare che prende in considerazione la re-diffrazione del fascio è

riportato in [12]. Un tale modello unisce i risultati forniti dall'equazione (1.19) per cristalli altamente curvi con i risultati forniti dalla teoria dinamica per i cristalli piani spessi.

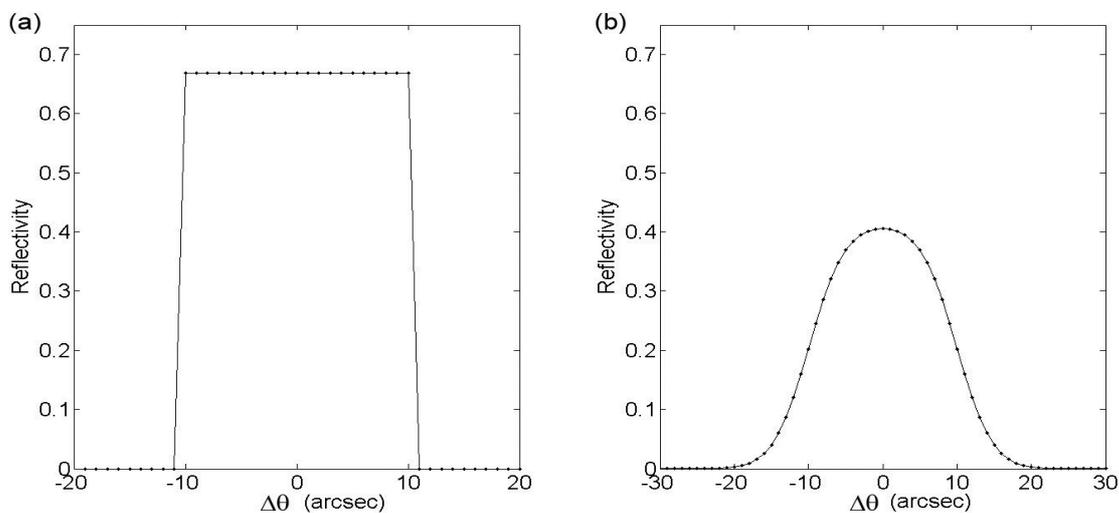


Figura 1.7: R_C teoriche per un cristallo a mosaico e un cristallo CDP di Ge con lo stesso spessore $T_0=1\text{ mm}$ e accettazione angolare $\Omega=20\text{ arcsec}$ utilizzando piani del reticolo (111) per diffrangere fotoni di energia pari a 140.5 keV . a) cristallo CDP con raggio di curvatura $R_C=10.3\text{ m}$. b) cristallo a mosaico con mosaicit  pari a $m=13.6\text{ arcsec}$. [10]

In Fig. 1.7 sono comparate le RC per un cristallo a mosaico e per uno di tipo CDP con la stessa accettazione angolare. Il picco di riflettivit  di un cristallo CDP, come calcolato dall'equazione (1.19), non soffre della limitazione del 50%. Quindi, i cristalli CDP possono avere una pi  alta riflettivit  integrata, risultando dunque ottimi candidati per la realizzazione di lenti di Laue.

Capitolo 2

Scelta dei cristalli curvati per la costruzione delle Lenti di Laue e loro fabbricazione

2.1 Utilizzo di cristalli curvati

Grazie alla produzione e allo sviluppo di cristalli curvati si stanno facendo progressi in diversi campi della Fisica. Infatti, i cristalli curvati possono essere usati sia come elementi ottici per neutroni, raggi X e raggi γ così come elementi ottici per la manipolazione di fasci di particelle cariche. Sfruttando la diffrazione di radiazione ad alta energia nei cristalli curvati, sono stati sviluppati molti strumenti moderni e varie applicazioni, ad esempio monocromatori per fasci lineari di raggi X, sistemi di focalizzazione di raggi X duri per scopi astrofisici [13] e per Medicina nucleare. Ad esempio, a causa del forte campo elettrico generato dagli atomi ordinati in un cristallo piegato, è possibile manipolare le traiettorie di particelle cariche attraverso effetti coerenti come il *channeling* e la riflessione di volume [14]. I cristalli curvati sono già stati proposti per essere usati negli acceleratori di particelle in sistemi di collimazione e di estrazione [15]. È stata studiata l'emissione di radiazione provocata dalle traiettorie curve delle particelle cariche nei cristalli curvati per ottenere la produzione di fotoni attraverso l'utilizzo del fenomeno di bremsstrahlung, radiazione di *channeling*, radiazione parametrica di raggi X (PXR) e ondulatori.

2.1.1 Tecniche di curvatura

Il grande interesse mostrato dalla comunità scientifica ha portato allo sviluppo di diverse tecniche per produrre cristalli curvati, ognuna delle quali presenta aspetti positivi e negativi. Uno dei primi metodi che sono stati usati per la piegatura consiste nell'utilizzo di un mezzo meccanico, per esempio, deformando il cristallo attraverso un dispositivo esterno [9]. Utilizzare un supporto (holder) per la piegatura potrebbe essere una soluzione ottimale salvo che non ci siano delle limitazioni dovute a vincoli di ingombro, peso o miniaturizzazione. In questi ultimi casi, risultano necessari cristalli curvati auto-portanti. Un cristallo di questo tipo può essere ottenuto applicando un gradiente termico ad un cristallo perfetto. Inoltre un cristallo auto-portante curvo può essere

ottenuto anche attraverso un danno controllato della superficie provocato da un processo meccanico eseguito su un lato di un cristallo, come ad esempio il processo di lappatura [16] e il “*metodo di scanalatura*” [17]. Queste tecniche sono adatte per una larga produzione di cristalli, ma causano danni non trascurabili nella struttura reticolare dei cristalli stessi.

Per questo motivo per realizzare i cristalli curvi, utilizzati nelle lenti di Laue costruite dal laboratorio SSL (Sensor and Semiconductor Laboratory) di Ferrara, nell’ambito del progetto LAUPER dell’INFN, sono state sviluppate nuove tecniche per produrre cristalli curvi autoportanti [10]. Le tecniche più promettenti per la realizzazione di elementi ottici per una lente di Laue si basano sulla deposizione di fibra di carbonio, impiantazione ionica e sabbiatura. Questi metodi verranno presentati più avanti in questo lavoro di tesi, ma prima di questo è opportuno introdurre il concetto di quasi-mosaicità poichè è di importanza nella fisica moderna [18].

2.1.2 Cristalli CDP e *quasi-mosaico*

I cristalli con piani curvi di diffrazione possono essere sfruttati per diffrangere un fascio di fotoni nella condizione di Laue secondo due differenti configurazioni. Nel primo caso, mostrato in Figura 2.1.a e chiamato *geometria 1*, i cristalli sono orientati con le loro facce maggiori in maniera “parallela” rispetto alla direzione dei fotoni e sono piegati direttamente lungo il lato attraversato dal fascio di fotoni. Nella seconda configurazione, mostrata in Figura 2.1.b e chiamata *geometria 2*, i campioni espongono la loro superficie maggiore al flusso dei fotoni.

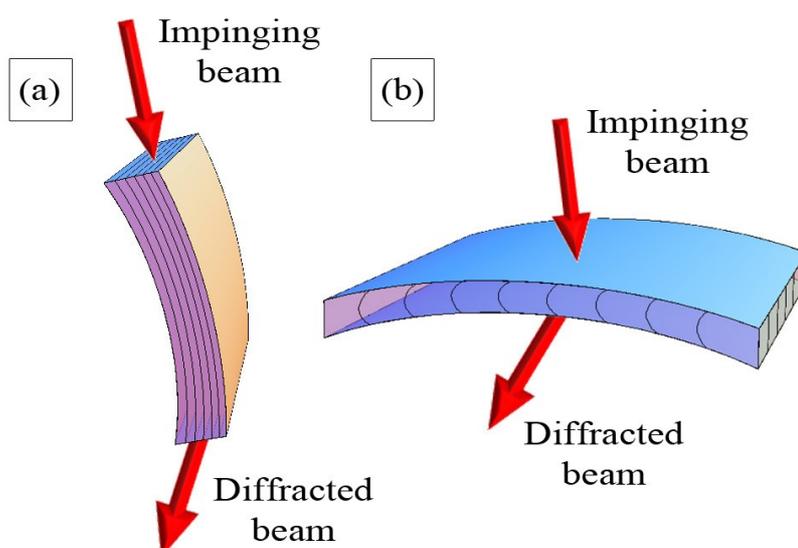


Figura 2.1: a) *geometria 1*. b) *geometria 2*. Le frecce rosse rappresentano un fascio di raggi X. [19]

In questo caso, la curvatura dei piani di diffrazione è ottenuta sfruttando l'effetto *quasi-mosaico* (QM), che è dovuto all'anisotropia elastica del cristallo. Quando un cristallo con opportuna orientazione cristallografica viene piegato con una curvatura primaria, dei piani interni al cristallo possono presentare un'altra curvatura (curvatura secondaria), per esempio la curvatura di tipo QM. Questo effetto è pienamente spiegato dalla teoria dell'elasticità lineare in un mezzo anisotropo. I cristalli che sfruttano i piani piegati dall'effetto QM per diffrangere un fascio di fotoni sono chiamati "cristalli QM" [10].

Una lente di Laue composta da cristalli QM è un insieme di cristalli curvi la cui curvatura primaria giace su una calotta sferica di raggio R_p , mentre i piani con curvatura QM vengono usati per la diffrazione. A causa della curvatura QM, i fasci diffratti da un tale cristallo convergono in un punto focale ad una distanza $f = R_p/2$ rispetto all'asse di simmetria della calotta (vedi Fig. 2.2).

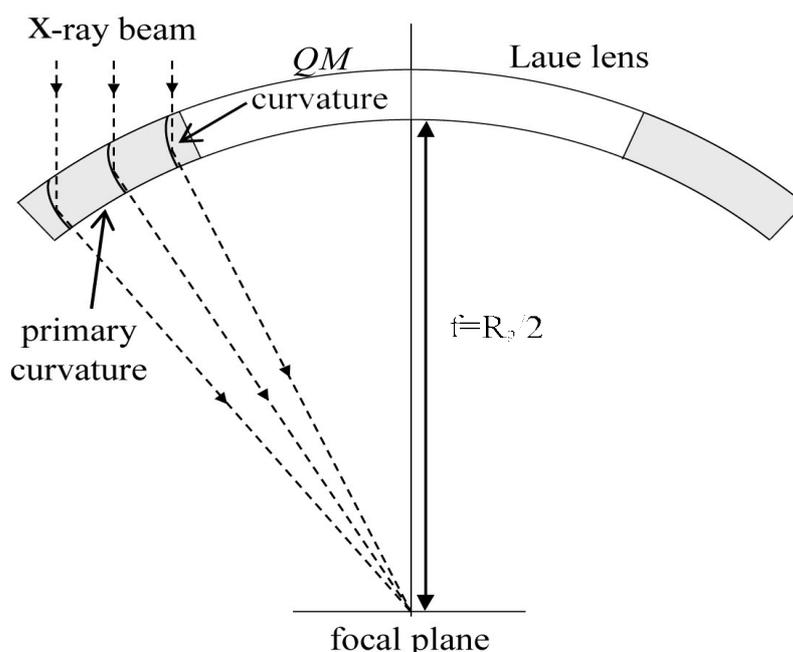


Figura 2.2: Rappresentazione schematica di una sezione trasversale di una lente di Laue basata sull'utilizzo di cristalli QM. I rettangoli grigi rappresentano i cristalli. La curvatura primaria porta ad una curvatura secondaria dei piani affetti dalla quasi-mosaicità. In questa configurazione i piani di diffrazione QM sono perpendicolari alla superficie principale delle lamine. La curvatura primaria permette di focalizzare la radiazione diffratta sul piano focale, mentre la curvatura QM accresce l'efficienza della diffrazione integrata. [19]

Questo tipo di lente è più adatto per un'applicazione di tipo astrofisico. Infatti, in questo caso, la lunghezza focale f è dell'ordine di decine di metri e il raggio esterno della lente può raggiungere alcuni metri. Di conseguenza, l'uso di cristalli CDP nella geometria 1 richiederebbe la fabbricazione di un grande numero di cristalli per coprire l'intera lente. La quasi-mosaicità permette di focalizzare

il flusso fotonico in una zona più piccola rispetto alla dimensione del cristallo. Per un cristallo QM, la curvatura primaria è responsabile della focalizzazione, mentre la curvatura secondaria accresce l'efficienza di diffrazione [20]. Così, dal momento che la curvatura secondaria può controllare la dimensione del punto focale, i cristalli QM consentono una messa a fuoco ad alta risoluzione. Di conseguenza, può essere migliorata la sensibilità di una lente di Laue dedicata a ricerche astrofisiche [21]. In applicazioni di tipo medico, la dimensione trasversale dei cristalli deve essere più piccola a causa della corta lunghezza focale.

Il primo prototipo di lente per applicazioni radioterapiche utilizza cristalli QM di Si. Questo prototipo è stato concepito come un dimostratore per fotoni a bassa energia. Perciò il numero di campioni usati erano pochi (4 cristalli) e lo spessore attraversato dal fascio di raggi X è basso.

2.2 Metodi innovativi per fabbricare cristalli curvati

In questa sezione sono presentati tre nuovi metodi per la produzione di cristalli curvati autoportanti. Essi sono basati rispettivamente sulla deposizione di fibra di carbonio, impiantazione ionica e sabbiatura. Tutte queste tecniche innovative sono state sviluppate dal SSL di Ferrara all'interno del progetto INFN.

2.2.1 Deposizione di un film in fibra di carbonio

La deposizione di film sottili può risultare una tecnica praticabile per ottenere cristalli curvati autoportanti con una curvatura controllata ed uniforme [22]. La curvatura indotta dalla deposizione di film è già conosciuta in microelettronica come uno svantaggio per la produzione dei dispositivi. Lo stress indotto dalla deposizione è già stato misurato per la maggior parte dei materiali comuni, e viene minimizzato durante la produzione dei dispositivi bilanciando gli strati per evitare sollecitazioni interne non volute che possono piegare il substrato come effetto collaterale. Per il nostro scopo, invece, si cerca di massimizzare questo effetto utilizzando vari metodi durante la produzione standard del composito poiché la sollecitazione provocata dalla deposizione induce una curvatura ampia ed uniforme nei cristalli.

Le tecniche di microlavorazione del silicio forniscono un'ampia gamma di processi per depositare film sottili e spessi su substrati di silicio. Le tecniche di deposizione sono divise in due grandi aree: deposizioni chimiche e fisiche. La deposizione chimica coinvolge un precursore fluido o gassoso che subisce una trasformazione chimica sulla superficie solida, lasciando uno strato solido. La deposizione fisica, invece, utilizza mezzi termodinamici, meccanici e elettromeccanici per produrre

un sottile film solido. La maggior parte delle tecniche di deposizione sono eseguite ad elevate temperature. Per esempio, la dissociazione dei precursori usati nelle deposizioni chimiche è tipicamente raggiunta posizionando il campione in una camera di reazione riscaldata. Nella deposizione fisica, invece, il materiale che deve essere depositato è posto in un ambiente energetico ed entropico, in questo modo alcune particelle del materiale lasciano la sua superficie. Di fronte a questa sorgente c'è una superficie più fredda che sottrae energia dalle particelle non appena queste arrivano, permettendo ad esse di formare uno strato solido. Per fare in modo che le particelle possano viaggiare in maniera quanto più libera possibile, tutto il sistema è mantenuto in una camera di deposizione in condizioni di vuoto. Come risultato del raffreddamento del campione dalla temperatura di deposizione alla temperatura ambiente della stanza, si genera uno stress termico nel film e nel substrato che causa una deformazione permanente del campione [10].

Questo si verifica a condizione che la sollecitazione indotta nel substrato e nel film depositato non sia troppo elevata al punto da causare la delaminazione del film a partire dal substrato, fratture del film o del substrato stesso. La deposizione di film sottili o spessi permette la realizzazione di una struttura autoportante piegata, eliminando così la necessità di una piegatrice meccanica, assicurando in tal modo campioni più piccoli e di peso ridotto eliminandone i problemi noti.

Un cristallo di silicio può essere infatti piegato attraverso la deposizione di un film spesso di fibra di carbonio sfruttando principalmente la sequenza di impilamento dei tessuti incrociati, la cui rigidità ed il restringimento differenziale lungo due direzioni perpendicolari causa il piegamento del laminato durante il ciclo di polimerizzazione.

La caratterizzazione dei campioni effettuata in laboratorio ha messo in luce come l'efficienza di diffrazione risulta essere del $63.3 \pm 6.0\%$, che è un valore non raggiungibile tramite l'utilizzo di cristalli a mosaico standard [10].

La deposizione di un film di fibra di carbonio può essere dunque un metodo efficace per piegare i cristalli spessi. Possono essere prodotti monocristalli autoportanti fino a 5 mm di spessore a causa dell'elevato valore di rigidità della fibra di carbonio. Questo metodo dovrebbe funzionare con differenti tipi di cristalli, come il silicio, germanio, arseniuro di gallio, rame e altri. Inoltre, questo metodo è pienamente compatibile con la produzione di massa. Infatti, un lotto di centinaia di piastrelle di cristalli richiede circa un'ora di deposizione di fibra in autoclave. Tuttavia occorre segnalare che questa tecnica non permette la costruzione di cristalli piegati con dimensione inferiore a qualche mm, e quindi non è adatta per le applicazioni dove è richiesta un'elevata miniaturizzazione dei campioni [10].

2.2.2 Impiantazione ionica

L'impiantazione ionica può essere sfruttata per produrre cristalli piegati autoportanti. Questa tecnica è stata usata nell'industria dei semiconduttori per diverse decadi. Il formarsi di sollecitazioni nel materiale impiantato risultava essere uno svantaggio di questo processo per la produzione di semiconduttori. Questo svantaggio iniziale è stato poi successivamente trasformato in una tecnologia per la correzione delle tensioni nei film sottili e nei substrati. Impiantando ioni ad alta energia in un substrato si impartiscono sollecitazioni compressive che causano una deformazione controllabile del substrato. Per esempio, l'impiantazione ionica è stata usata per la correzione di errori di forma nelle *stepper masks* a raggi X, specchi a raggi X e in specchi deformabili MEMS [23].

Il silicio monocristallino può essere uniformemente piegato dalla impiantazione ionica sino ad assumere una curvatura propria autoportante. Il campione preso in esame ha queste dimensioni: larghezza pari a 10x10 mm ed è spesso 0.2 mm. Il silicio è un materiale anisotropo, in tal modo la deformazione causata dalla impiantazione ionica può dar vita ad una curvatura non uniforme anche se il campo di sollecitazione indotto risulta uniforme. Tuttavia, i piani (111) del reticolo di Si hanno costanti elastiche isotrope. Per questa ragione è opportuno scegliere un wafer orientato lungo la direzione (111) per la produzione del campione [10].

È possibile impiantare il campione usando He^+ in laboratorio. Gli ioni di elio vengono accelerati ad un'energia di 150 keV e diretti normalmente verso la superficie del campione. La densità di corrente del fascio ionico è di $1 \mu\text{A}/\text{cm}^2$. Il flusso del fascio risulta essere temporalmente e spazialmente uniforme entro il 5% su di un'area di 150 mm di diametro. Ciò porta ad una dose impiantata nel campione di 2×10^{16} atomi/ cm^2 [10].

È consigliata la scelta dell' He^+ , o di ioni leggeri, perché essi interagiscono con i nuclei del substrato solo vicino il punto di arresto, minimizzando in tal modo il danneggiamento del reticolo. Infatti, considerando la massa e l'energia iniziale degli ioni, il meccanismo principale attraverso cui gli ioni perdono energia è quello della interazione con gli elettroni. Durante il processo di rallentamento, gli ioni non vengono deviati molto e si muovono quasi lungo una linea dritta, causando poche dislocazioni nel reticolo cristallino. La perdita di energia, per unità di cammino, è descritta dalla curva di Bragg, la quale ha un picco vicino il punto finale della traiettoria dove la velocità degli ioni è bassa ed è massimo il momento trasferito. A questo punto, le interazioni degli ioni impiantati con i nuclei del substrato diventano significative e cresce il numero di dislocazioni nel reticolo. Una volta fermati, gli ioni causano l'amorfizzazione del substrato e quindi il suo rigonfiamento [24]. Di conseguenza, il processo di impiantazione è capace di impartire una sollecitazione al di sotto della superficie creando in tal modo uno strato di stress sepolto nella struttura del substrato.

Lo strato sepolto di materiale amorfo si estende sotto la superficie del campione entro $\pm 3\sigma = 0.84 \mu\text{m}$. Questo strato rappresenta lo 0.42% del volume totale del cristallo, in pratica è uno strato molto sottile. Per questa ragione i cristalli possono essere considerati “senza difetti” per le applicazioni che richiedono un’alta qualità del reticolo dell’interno del cristallo.

La Figura 2.3.a mostra la deformazione di un campione che è stata misurata utilizzando un profilometro ottico (VEECO NT1100). Il campione è risultato uniformemente piegato con un raggio di curvatura di 10.5 ± 1.0 metri. Questa curvatura è la maggiore raggiunta in letteratura per un campione macroscopico di Si impiantato con ioni sotto l’energia del MeV [10].

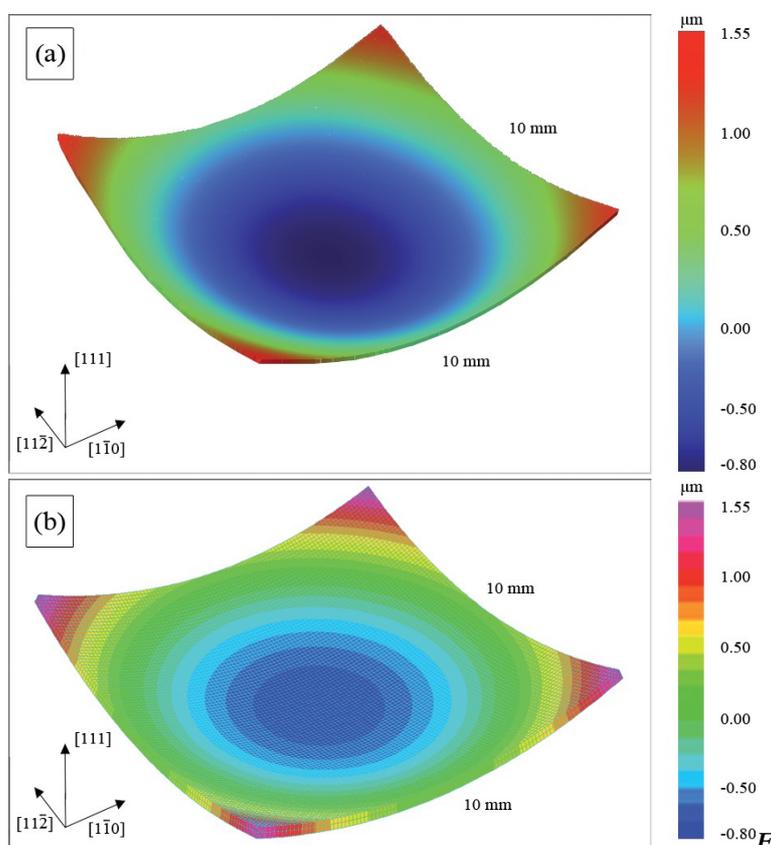


Figura 2.3: Campione quadrato piegato con curvatura sferica mediante impiantazione ionica. È mostrata la superficie che non subisce il processo di impiantazione. (a) Superficie morfologica del campione misurato attraverso profilometria interferometrica. (b) Stesso campione simulato attraverso analisi FE (Straus7 Finite Element <http://www.straus7.com/>).

La profondità di penetrazione che raggiungono gli ioni impiantati è molto piccola se comparata con lo spessore del cristallo che è di $200 \mu\text{m}$. Inoltre, i difetti e le dislocazioni non alterano il bulk del cristallo e lasciano inalterata tutta la struttura del cristallo la quale risulta uniformemente piegata tanto da preservarne la qualità cristallografica.

L'efficienza di diffrazione calcolata è molto elevata e rende l'impiantazione ionica una valida candidata per l'utilizzo in lenti di Laue per applicazioni mediche. Tale tecnica risulta infatti precisa e adatta per la miniaturizzazione dei componenti, tuttavia richiede un impiantatore ionico e non permette di piegare i cristalli più spessi di qualche centinaio di μm [10].

Pertanto come applicazione elettiva dell'impiantazione ionica per ottenere un cristallo deformato, si prevede la costruzione di un onduttore cristallino (CU). Un CU consiste in un cristallo i cui piani siano piegati periodicamente con un'ampiezza molto più grande rispetto alla distanza interplanare. Un tale onduttore può essere sfruttato come un generatore di radiazione elettromagnetica incanalando positroni ultra-relativistici nei piani ondulati dell'onduttore cristallino. Infatti, l'impiantazione ionica può essere usata per la produzione di una curvatura precisa in cristalli perfetti, lasciando sostanzialmente senza difetti il bulk, che è una condizione necessaria per gli esperimenti di canalizzazione di particelle cariche. Inoltre, l'impiantazione ionica può essere combinata a tecniche fotolitografiche per produrre un modello micrometrico delle regioni impiantate. Il team di Ferrara responsabile del progetto che ha studiato queste nuove tecniche di curvatura dei cristalli [26], ha simulato numericamente un CU al Si di lunghezza 5 mm, spessore 0.2 mm e di larghezza 1 mm, ottenendo un periodo di oscillazione pari a 1 mm. Lo stesso CU è stato realizzato attraverso il metodo a scanalatura e testato con successo usando un fascio di protoni [27]. Questi parametri soddisfano la condizione per un onduttore ottimale nel caso di positroni da 15 GeV [10].

2.2.3 Sabbiatura

In questa sezione si prende in considerazione un'ulteriore nuova tecnica per la produzione di cristalli da applicare poi in geometria di Laue. In questo caso si analizza un processo meccanico basato sulla sabbiatura per produrre cristalli curvi autoportanti. Questa tecnica è adatta alla produzione di massa perché veloce ed economica. Inoltre, non richiede l'aggiunta di altri materiali al cristallo e permette la piegatura di cristalli sia spessi che sottili in un intervallo di molti mm. Lo svantaggio che caratterizza questa tecnica è che un sottile strato di materiale risulta danneggiato dal processo stesso. In particolare, questo tipo di cristallo autoportante curvato dovrebbe essere un'ottima soluzione se usato come un elemento ottico di una lente di Laue per scopi medici o come elemento ottico per la manipolazione di particelle cariche nei casi in cui non siano permessi materiali contaminanti.

Per questo scopo sono stati preparati e lavorati molti cristalli nei laboratori SSL di Ferrara. I campioni sono stati modellati, attraverso una sega diamantata ad alta precisione (DISCO™ DAD3320), in piastrelle quadrate con area di 10x10 mm, con tre differenti spessori, pari a 0.5, 1.0 e 2.0 mm. In particolare sono stati prodotti tre campioni per ogni spessore considerato. Le orientazioni cristallografiche dei nove campioni sono mostrate in Fig.2.4.

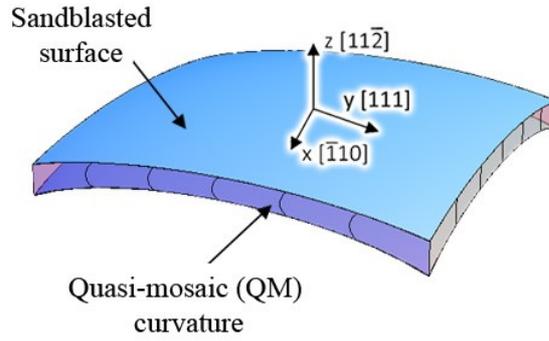


Figura 2.4: Rappresentazione schematica dei campioni di Si prodotti

La deformazione dei campioni è stata ottenuta con la sabbiatura di una delle superfici più grandi delle piastrelle. In seguito è stata misurata la curvatura dei campioni usando un profilometro ottico (VEECO™ NT1100) con una risoluzione laterale di 1 μm ed una verticale di 1 nm. Poiché la superficie lavorata viene danneggiata, la caratterizzazione profilometrica è stata effettuata sulla faccia posteriore dei campioni.

Il processo di sabbiatura ha prodotto delle dislocazioni e delle amorfizzazioni sulla superficie lavorata dei campioni, lo spessore dello strato danneggiato è dipendente dal processo di sabbiatura. Questo strato ha determinato un sottile film amorfizzato che ha piegato il cristallo. Come in altri contesti dove giace uno strato amorfizzato sulla superficie di un cristallo, è possibile modellare lo strato come una sottile pellicola sotto stress. Infatti, lo strato amorfizzato è capace di trasferire forze coattive al bulk del cristallo, producendo in tal modo una piccola deformazione elastica all'interno del cristallo. Inoltre può essere adottato il formalismo di Stoney per un piano sottoposto a sollecitazioni. Per tener conto del comportamento anisotropo del cristallo di Si, la formula di Stoney può essere scritta come:

$$\sigma_f = \frac{h_s^2}{6(S_{11} + S_{12})h_f} \frac{1}{R} \quad (2.3)$$

dove h_s e h_f sono, rispettivamente, lo spessore del substrato e della pellicola sotto stress, σ_f la sollecitazione della pellicola, R il raggio di curvatura del campione e S_{ij} sono le componenti del tensore di conformità per un materiale anisotropo riferito al sistema cartesiano (x, y, z) .

Lo spessore del film non è direttamente misurabile ma è stimato essere circa 5 μm . Fittando i dati sperimentali con l'equazione 2.3, σ_f è risultato 374 ± 8 MPa. Sono state poi eseguite delle simulazioni

a riguardo e, dal momento che esse sono risultate essere in buono accordo con i dati sperimentali, lo strato sottile del materiale danneggiato può essere considerato in maniera appropriata come un film sottile sotto stress.

Il metodo della sabbiatura dunque danneggia la superficie ma non ne compromette la qualità del bulk del cristallo. I campioni prodotti usando il metodo della sabbiatura possono perciò essere usati in maniera redditizia come elementi ottici a raggi X e come curvatori dei fasci di particelle cariche [10].

2.3 Capacità di focalizzazione di un cristallo curvato

In questa sezione vengono mostrate le capacità di focalizzazione di un cristallo piegato con l'obiettivo di essere poi usato in una lente di Laue. In modo particolare si prende in considerazione un campione QM di Ge prodotto attraverso il metodo a scanalatura [28] e caratterizzato attraverso la diffrazione a raggi X. Sfruttando l'effetto *quasi-mosaico* è stato possibile combinare l'alta intensità di un fascio diffratto a causa della curvatura con la focalizzazione dovuta alla curvatura primaria. L'effetto di focalizzazione è stato valutato mediante la registrazione su di un rivelatore dell'immagine del campione causata dalla diffrazione di un fascio di raggi X duri policromatico e divergente.

Il laboratorio SSL di Ferrara si è occupato interamente della costruzione di questo nuovo tipo di campione di cristallo curvo al Ge finalizzato ad ottenere un elevato grado di focalizzazione da parte del cristallo stesso in modo tale che possa poi essere utilizzato in uno strumento ottico per focalizzazione di radiazione X o γ formando una lente di Laue. In Figura 2.5 si può vedere uno schizzo del campione preso in esame.

Per produrre tale campione si è utilizzato un wafer al Ge puro facilmente reperibile che è stato poi tagliato a dadini per formare una piastra di 10x30x2 mm mediante l'utilizzo di una sega diamantata ad alta precisione (DISCO™ DAD3220). È stata indotta una curvatura permanente su una delle superfici maggiori della piastra, attraverso la fabbricazione di una griglia con scanalature superficiali. La scanalatura di superficie ha prodotto una deformazione plastica permanente in uno strato sottile del cristallo sotto le scanalature, l'estensione dello strato plastificato è di circa 5 μm [17, 28]. Tale strato plastificato ha trasferito delle forze coattive al bulk del cristallo, producendo così una pellicola di deformazione elastica all'interno del cristallo stesso. La curvatura è stata misurata usando un profilometro ottico (VEECO™ NT1100) con una risoluzione di 1 μm laterale e di 1 mm verticale.

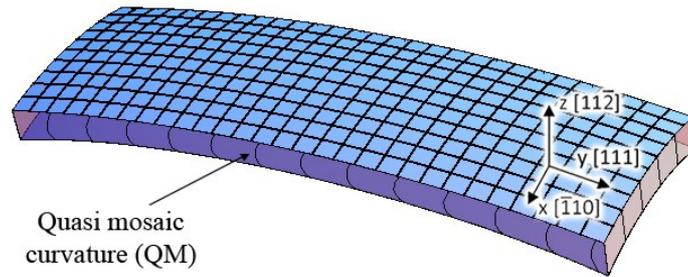


Figura 2.5 Schizzo del campione al Ge. Sono evidenziate le orientazioni cristallografiche e le scanalature attraverso il sistema di coordinate usato. [10]

Sfruttando l'effetto QM è stato possibile ottenere due curvature per due differenti famiglie di piani cristallografici. Le scanalature hanno generato una curvatura primaria sulle superfici maggiori della piastra, che sono parallele ai piani $(11\bar{2})$ del cristallo. Di conseguenza la quasi-mosaicità ha indotto una curvatura secondaria dei piani (111) all'interno del cristallo, come mostrato in Fig. 2.5. I raggi della curvatura primaria R_p e della curvatura QM (R_{QM}) sono collegati dal rapporto che dipende dal tipo di materiale e dalle orientazioni cristallografiche interessate [20]. Nel caso preso in esame si aveva $R_{QM} = 2.39R_p = 92.9 \text{ m}$ [10].

Ne è stata poi testata la riflettività mediante un fascio X monocromatico a 150 e 300 keV. Quest'ultima è risultata essere il 50% per entrambi i casi, anche se i valori aspettati erano del 100% a 150 keV e del 95% a 300 keV. Questo è dovuto al fatto che l'efficienza di diffrazione si assesta al 50% qualora essa avvenga in uno strato del materiale pieno di difetti e crepe [29,30]. Questo effetto è stato interpretato come una sorta di mosaicizzazione parziale del campione a causa del processo di scanalatura. Da un punto di vista microstrutturale, il materiale vicino alle scanalature è soggetto, nello stesso istante, al contatto con numerose particelle della lama, che causano differenti pressioni di contatto e producono diverse profondità di taglio a causa della loro forma e dimensione diversa. In questo modo possono avvenire simultaneamente i fenomeni di metallizzazione, deformazione plastica e di fragilità di frattura. La scarsa conoscenza della distribuzione delle dislocazioni, dei difetti e delle fratture nella struttura a causa del processo di scanalatura rende infattibile ogni tentativo di predire analiticamente l'efficienza di diffrazione. Tuttavia i valori registrati per l'efficienza di diffrazione sono abbastanza soddisfacenti in quanto risultano più alti di ogni altra prestazione che si basi su cristalli a mosaico [10].

Si è poi passato ad analizzare la diffrazione dei piani (111) con un fascio incidente sulla superficie del cristallo come in Fig. 2.6.a. Successivamente il cristallo è stato ruotato di 180° attorno l'asse x

(vedi Fig. 2.6.b). Considerando la configurazione geometrica, l'intervallo di energia del fascio diffratto risulta essere tra 160-227 keV.

Il cristallo si è comportato come una lente cilindrica in quanto l'effetto di focalizzazione si è verificato solo nel piano di scattering. La diffrazione di un fascio policromatico e divergente produce una linea sul detector. La FWHM dell'intensità del profilo, presa per una sezione trasversale perpendicolare alla linea, dipende da diversi parametri. Nel caso di un cristallo perfetto la distanza campione-detector L_D è uguale alla distanza sorgente-campione L_S , le dimensioni della larghezza dipendono solamente dalle dimensioni della sorgente di raggi X e dallo spessore del cristallo attraversato dal fascio. Al contrario, un cristallo curvato può concentrare i raggi X diffratti a distanze sia più piccole che più grandi. Infatti, in condizioni di approssimazione a piccoli angoli, è possibile ottenere

$$\frac{1}{L_i} = \frac{1}{L_S} + \frac{2}{R_p} \quad (2.5)$$

dove L_i è la distanza dell'immagine da un cristallo curvato con un raggio primario di curvatura uguale a R_p . La piastra divide lo spazio in una regione convessa ed in una concava. Si è assunto $R_p < 0$ quando il fascio incidente proviene dalla parte del piano topologicamente convessa (Fig. 2.6.a), mentre $R_p > 0$ nel caso opposto (Fig. 2.6.b).

Per valutare la capacità di focalizzazione del campione, è stata registrata la FWHM del profilo di diffrazione sul detector, che è

$$FWHM = \sqrt{a^2 + \left(\left| 2t\theta_B + 2L_D \frac{t}{R_{QM}} \right| + l \left| 1 - \frac{L_D}{L_i} \right| \right)^2} \quad (2.6)$$

dove a è il diametro della sorgente, t lo spessore del campione attraversato dal fascio, l la dimensione sulla superficie del cristallo e R_{QM} il raggio di curvatura dei piani di diffrazione QM. In questo caso risulta che $R_{QM} < 0$ quando il fascio incidente arriva dalla parte del piano topologicamente convesso rispetto ai piani di diffrazione QM (Fig. 2.6.a), mentre $R_{QM} > 0$ nel caso opposto (Fig. 2.6.b). Il termine $2L_D \frac{t}{R_{QM}}$ rappresenta il contributo di quasi mosaicità che può modificare le FWHM della macchia ma non la distanza L_i . Se $L_D = L_S$ è possibile ottenere la formula descritta in [31,32].

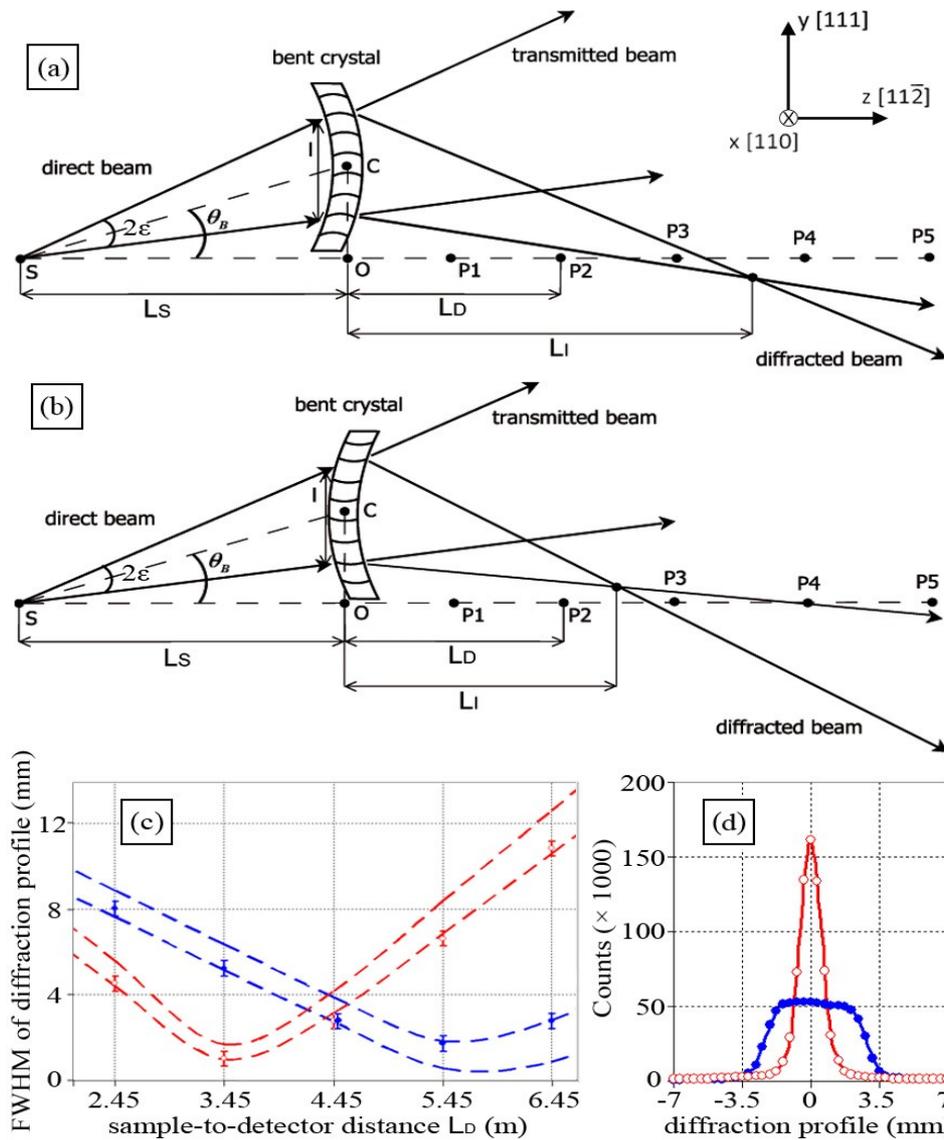


Figura 2.6: Rappresentazione schematica dell'esperimento con un fascio di raggi X policromatico e divergente e un cristallo curvo con curvatura QM nella geometria simmetrica di tipo Laue. A seconda del segno di R_p , la distanza dell'immagine cresce (a) o decresce (b). (c) LA FWHM del profilo di diffrazione tracciata come funzione della distanza L_D campione-detector. I cerchi blu pieni tracciano la larghezza misurata relativa ad (a) e i cerchi vuoti rossi mostrano invece la larghezza misurata relativa al caso (b). Le linee tratteggiate racchiudono la gamma della larghezza teorica calcolata usando l'equazione 2.6 e considerando l'incertezza sui parametri. (d) Profilo di diffrazione con il detector in posizione P2 ($L_D = 3.45$ m). I cerchi blu pieni si riferiscono ad (a), i cerchi vuoti si riferiscono al caso (b). [10]

2.4 Conclusioni

Queste nuove tecniche di curvatura dei cristalli elaborate presso il SSL di Ferrara hanno dato ottimi risultati e sono risultate idonee per la costruzione di una lente di Laue. Nel proseguo di questo lavoro di tesi verranno prese in considerazione lenti di Laue, aventi cristalli curvati, da utilizzare in tecniche mediche radioterapiche. Infatti, grazie alle nuove tecniche di curvatura dei cristalli autoportanti si possono costruire lenti abbastanza piccole da essere compatibili con l'utilizzo medico. Le lenti di Laue che verranno prese in considerazione nei capitoli successivi sono state ottenute curvando i cristalli con la tecnica della sabbiatura.

Capitolo 3

Lenti di Laue per utilizzi in campo medico

Nel corso degli ultimi anni è sorta la necessità di migliorare alcune tecniche mediche a scopo terapeutico. Ed è all'interno di questo scenario che è nato nel 2016 il progetto LAUPER (acronimo per LAUe-PEak Radiotherapy), finanziato dalla Commissione Scientifica Nazionale 5 dell'INFN. Il progetto, di durata biennale, prevede la collaborazione di ricercatori delle Sezioni INFN di Ferrara e Bologna ed ha come obiettivo lo studio di fattibilità di un prototipo di lente di Laue in grado di focalizzare fasci di raggi X con energie dell'ordine di 100 keV, per possibili applicazioni radioterapiche.

3.1 Lenti di Laue per utilizzi radioterapici

La radioterapia a fasci esterni è una tecnica comunemente usata per il trattamento dei tumori in cui si irradia la patologia con protoni, elettroni e raggi X [33]. La dose assorbita è una quantità fisica importante, che rappresenta l'energia media impartita da un fascio di radiazioni alla materia per unità di massa. La distribuzione della dose all'interno del volume irraggiato ha un'importanza fondamentale per valutare l'efficacia del trattamento. Infatti, lo scopo di ogni trattamento radioterapico è quello di massimizzare il danno alle cellule tumorali e di risparmiare invece, quanto più possibile, le cellule sane.

A tal riguardo la terapia adronica è una tecnica che garantisce un rilascio della dose molto preciso. Infatti la profondità della dose rilasciata da un fascio adronico è descritta dalla curva di Bragg (vedi Fig. 3.1), la quale è caratterizzata da un picco stretto vicino al punto di arresto della traiettoria adronica dove vi è la più alta densità di ionizzazione. In questo modo gran parte dell'energia del fascio è rilasciata vicino al punto di arresto, dove è localizzato il volume bersaglio. Ci sono 58 centri di terapia adronica in tutto il mondo, la metà dei quali è localizzato in USA ed in Giappone [34]. Queste strutture sono basate sui ciclotroni o sincrotroni il cui diametro spazia da qualche metro per i ciclotroni più piccoli sino a molte decine di metri per i sincrotroni più grandi [2] per cui occorrono spazi molto ampi per ospitare strutture di tale tipo. Un altro problema legato alla terapia adronica è

poi quello dei costi d'investimento molto elevati che arrivano sino a 100 M€ e che rendono pertanto molto difficile l'espansione su scala globale di tale tipo di terapia.

Risultano dunque molto più accessibili per la radioterapia i fasci di elettroni e raggi X poiché sono prodotti usando acceleratori lineari di elettroni compatti (LINACs) e i cui costi si aggirano tra i 2 e 5 M€. Essi hanno un utilizzo diffuso in tutto il mondo tipicamente con energie degli elettroni nell'intervallo di 4-25 MeV. In particolare, i fasci di elettroni sono molto utili per il trattamento di lesioni superficiali poiché la massima deposizione della dose avviene vicino alla superficie. La dose decresce poi rapidamente con la profondità, risparmiando i tessuti sottostanti.

Un metodo per raggiungere i tessuti più profondi consiste nell'utilizzare fasci di raggi X [33]. La curva che descrive la dose rilasciata da un fascio di raggi X in funzione della profondità nel tessuto è caratterizzata da una zona iniziale di *build-up* iniziale, dove viene raggiunta la massima dose, seguita da un lungo decremento esponenziale dovuto all'assorbimento dei tessuti, si veda Figura 3.1. L'energia dei raggi X è tipicamente dell'ordine dei MeV in modo da ridurre la dose alla pelle, poiché in questo caso la dose massima viene rilasciata ad una profondità di 2-4 cm. Fasci di fotoni a così alta energia sono prodotti tipicamente attraverso il fenomeno di *bremstrahlung*, che subiscono gli elettroni accelerati passando attraverso un materiale bersaglio ad alto Z (numero atomico), come leghe di tungsteno e di rame-tungsteno.

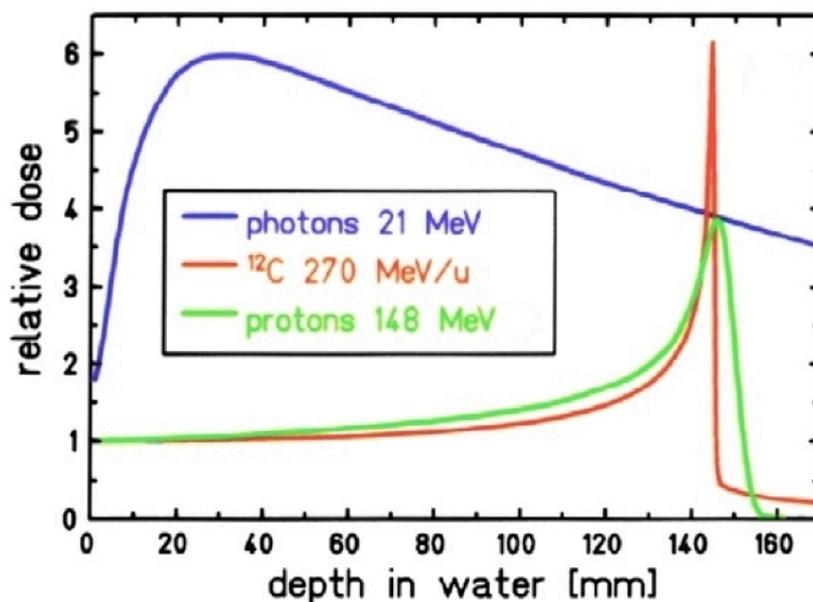


Figura 3.1: Confronto tra rilascio della dose in profondità mediante protoni e ioni ^{12}C (curve rossa e verde) e tramite raggi X (curva viola).

Con lo scopo di ridurre il danno nei confronti dei tessuti sani, sono state sviluppate tecniche sempre più sofisticate nell'utilizzo dei fasci:

- Radioterapia conformazionale 3D (3DCRT)
- Radioterapia ad intensità modulata (IMRT)
- Radioterapia stereotassica (SRT)
- Tomoterapia

Tali tecniche permettono un rilascio migliore della dose nei tessuti da colpire salvaguardando maggiormente i tessuti sani. Tuttavia non sono paragonabili ancora alle tecniche adroniche.

Per questo motivo un dispositivo capace di focalizzare un fascio di fotoni in un volume bersaglio potrebbe aprire la strada per una metodologia innovativa di radioterapia. Infatti, per un fascio focalizzato di fotoni, il flusso lungo l'asse del fascio cresce con la profondità di penetrazione, raggiungendo il suo picco nel punto focale e mostrando una rapida caduta oltre quel punto. Questo effetto può essere capito considerando il semplice caso, mostrato in Figura 3.2, che illustra la curva del flusso in funzione della profondità per un fascio monocromatico di fotoni con energia E focalizzato idealmente alla profondità z_f all'interno del tessuto. $\dot{\Phi}$ è il flusso dei fotoni e risulta essere $\dot{\Phi} = \dot{\Phi}_0 \cdot z_f^2 / (z_f - z)^2 \exp(-\mu z)$, dove $\dot{\Phi}_0$ è il valore del flusso del fotone a $z=0$ e μ è il coefficiente di attenuazione totale ad energia E . Il termine $z_f^2 / (z_f - z)^2$ prende in considerazione la variazione della sezione trasversale del fascio con la profondità di penetrazione. Il termine $\exp(-\mu z)$ tiene conto dell'attenuazione del fotone dovuta al tessuto. In condizioni di equilibrio delle particelle cariche, il rateo di dose assorbita risulta essere $\dot{D} = \dot{\Phi} E \mu_{en} / \rho$, dove μ_{en} è il coefficiente di assorbimento all'energia E e ρ è la densità del tessuto. Essendo \dot{D} proporzionale al flusso dei fotoni e quindi la curva di dose in profondità mostra lo stesso picco del flusso.

Recentemente sono stati proposti diversi metodi per produrre un fascio convergente di raggi X per applicazioni radioterapiche. Un primo metodo si basa su di un'apparecchiatura che utilizza campi elettrici e/o magnetici per variare la traiettoria di un fascio di elettroni che proviene da un LINAC [35]. Gli elettroni incidono perpendicolarmente sulla superficie di un bersaglio anodico sottile a forma di sfera e generano, tramite Bremsstrahlung, raggi X, con una distribuzione spaziale angolare non isotropa. La concentrazione dei fotoni è maggiore nella direzione focale che viene definita dalla geometria dell'anodo. Un collimatore con una curvatura opportuna è fissato alla parte posteriore dell'anodo. I raggi X raggiungono il punto di fuoco passando attraverso i piccoli buchi del collimatore. Questo metodo richiede l'utilizzo di un LINAC e può essere usato per focalizzare fotoni di energia 0.4-4 MeV.

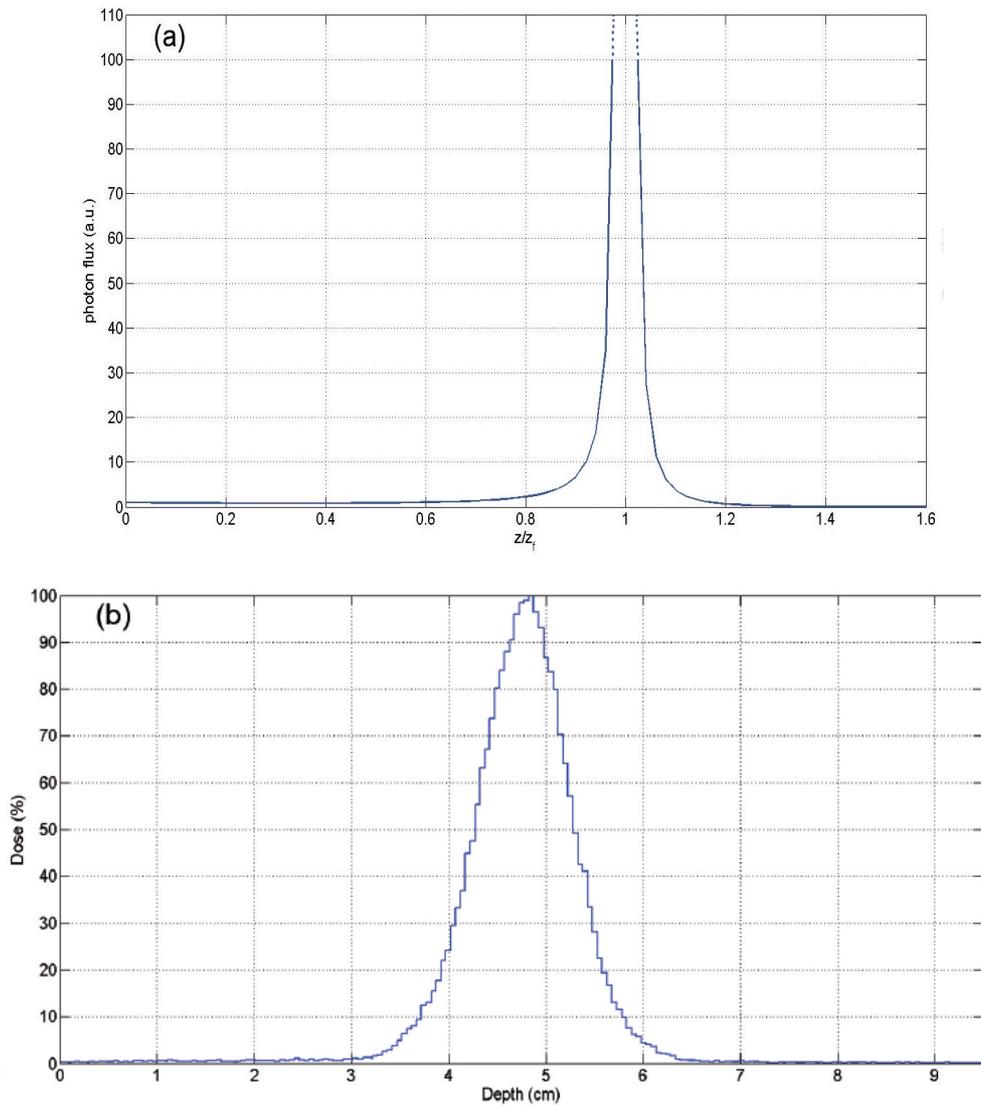


Figura 3.2: (a) curva del flusso in funzione della profondità per un fascio monocromatico di fotoni con energia E focalizzato idealmente alla profondità z_f all'interno del tessuto (b) Un'ottica reale dovrebbe produrre una macchia focale entro una dimensione finita e un forte picco nella curva di dose in profondità che rispecchi quella del flusso. [37]

Un ulteriore approccio per ottenere un fascio di raggi X convergente per applicazioni radioterapiche consiste nell'usare un tubo a raggi X e una lente policapillare come dispositivo di focalizzazione. Una lente policapillare sfrutta diverse riflessioni totali di raggi X all'interno di molti canali cavi di vetro per focalizzare il fascio di fotoni in direzione del bersaglio. Poiché l'angolo critico per la riflessione totale è inversamente proporzionale all'energia del fotone, l'efficacia di un tale tipo di approccio è limitata a fotoni con un'energia fino a 80 keV [36]. Inoltre, la profondità di irradiazione è limitata tipicamente a 5 cm. La dimensione della macchia focale risulta compresa nel range 100-200 μm di larghezza a causa del piccolo raggio dei canali. Una macchia focale così piccola implica che

anche un tumore di 1 cm^3 richiederebbe un tempo di scansione molto lungo per essere irradiato in maniera uniforme.

Una lente di Laue è uno strumento ottico potenzialmente capace di superare queste limitazioni. La Figura 3.3 mostra in modo schematico la configurazione di un sistema di radioterapia equipaggiato con una lente di Laue.

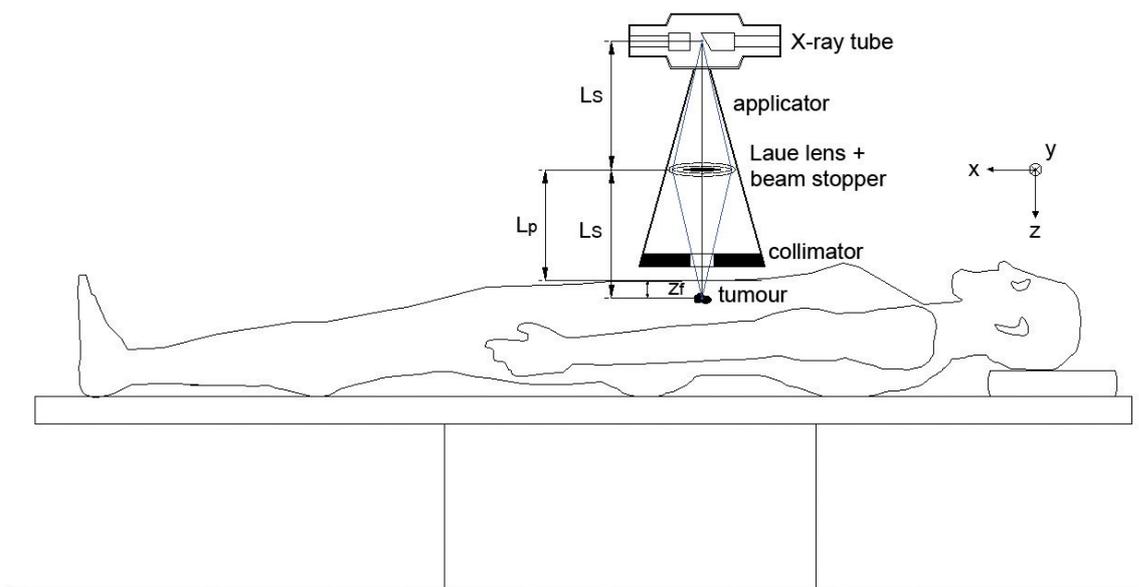


Figura 3.3: Rappresentazione schematica di un sistema radioterapico che sfrutta una lente di Laue. Una frazione dei raggi X emessi dal tubo a raggi X sono focalizzati dalla lente nel volume bersaglio che contiene la massa tumorale all'interno del corpo del paziente. I collimatori, posizionati subito prima del paziente, insieme al beam stopper collocato nella parte centrale della lente, fermano il fascio diretto e i fotoni scatterati per effetto Compton. Quindi, idealmente solo il fascio diffratto raggiunge il paziente.

In questo caso viene utilizzata come sorgente un tubo a raggi X invece che un LINAC. Il tubo a raggi X è collocato ad una distanza L_s dalla lente, che è posizionata alla stessa distanza dal fuoco. Il tumore è posizionato nel punto focale ad una profondità z_f all'interno del corpo del paziente. Un applicatore conico metallico unito con l'involucro del tubo a raggi X contiene sia la lente che il collimatore. Quest'ultimo è posizionato subito prima del paziente e ferma tutti i fotoni che passano attraverso la lente e quelli che subiscono *scattering* di tipo Compton. Inoltre, la lente è equipaggiata con un *beam stopper* che ferma il fascio diretto vicino all'asse ottico. Dunque, idealmente, solo il fascio diffratto raggiunge il corpo del paziente. Una lente di Laue rimane efficace per raggi-X di energia fino a centinaia di keV.

Lo scopo di questo lavoro di tesi è di dimostrare l'efficienza e la versatilità di un sistema per la radioterapia basato su di una lente di Laue. Un tale sistema fornirebbe curve di deposizione di dose

in profondità comparabili con quelle ottenute con tecnologie di irradiazione ad alta definizione (IMRT, Tomography e Hadrotherapy) (vedi Fig. 3.1 e 3.2) ma con degli investimenti in strutture molto meno esigenti. Per mostrare l'efficacia del sistema proposto, il team di Ferrara ha sviluppato due serie di simulazioni di tipo Monte Carlo sviluppate sia in linguaggio MATLAB (LAUETHER) che usando GAMOS basato su GEANT per trattazioni di tipo dosimetrico [10].

3.2 Progettazione della lente

Nelle parti precedenti si è detto che l'obiettivo che si vuole raggiungere mediante l'utilizzo di una lente di Laue è quello di superare i limiti della focalizzazione mediante lenti policapillari e di raggiungere così prestazioni comparabili a quelle ottenibili con l'adroterapia. Dunque lo scopo di usare una lente di Laue è quello di ottenere un fascio di raggi X quasi monocromatico focalizzato in direzione di una piccola macchia focale. In questo caso infatti si propone l'utilizzo di un tubo a raggi X, quale sorgente di radiazione ionizzante per la cura di tumori, che emette un fascio policromatico e divergente. È stato preso in considerazione un tale tipo di sorgente a raggi X fondamentalmente per due ragioni:

- i tubi a raggi X sono ampiamente disponibili, emettono alti flussi e hanno costi contenuti.
- una lente di Laue può essere progettata per focalizzare una piccola porzione dello spettro della sorgente

Nel caso di un fascio di raggi X focalizzato, la distribuzione della dose all'interno del corpo del paziente dipende dalle proprietà delle ottiche usate. Per una lente di Laue, possono essere scelte indipendentemente sia l'energia nominale del fascio diffratto E_0 che la distanza focale L_f . Una volta che questi sono stati scelti si può determinare la geometria della lente. I cristalli che compongono la lente vengono disposti in N - anelli concentrici, dove ogni anello è formato da cristalli identici che sono inizialmente assunti essere perfettamente posizionati ed allineati. Il materiale, la dimensione della struttura e l'orientazione del reticolo dei cristalli devono essere impostati per soddisfare alcuni requisiti che saranno specificati a breve.

I materiali che vengono comunemente utilizzati per la fabbricazione di elementi ottici per una lente di Laue sono monocristalli di Cu, GaAs, Si e Ge. Tali materiali sono ampiamente disponibili in natura e le loro caratteristiche sono ben conosciute. Inoltre, hanno una struttura cristallina cubica e presentano un'alta densità elettronica che assicura un'elevata efficienza di diffrazione.

Ogni anello deve soddisfare una condizione geometrica che permetta la focalizzazione di un fascio di raggi X. A tale scopo, si prende in considerazione la linea che passa attraverso la sorgente ed il

centro del cristallo. L'angolo tra questa linea e l'asse della lente deve essere uguale all'angolo di Bragg per il cristallo all'energia nominale E_0 . Per un cristallo con un reticolo cubico, questa condizione può essere espressa mediante

$$\text{ArcTan}\left(\frac{r}{L_s}\right) = \theta_{B_0} = \frac{h_p c}{2aE_0} \sqrt{h^2 + k^2 + l^2} \quad (3.1)$$

dove r è il raggio dell'anello a cui appartiene il cristallo, θ_{B_0} è l'angolo di Bragg nominale, h_p è la costante di Planck, c la velocità della luce nel vuoto, a la costante del reticolo del cristallo e h, k, l sono gli indici di Miller dei piani di diffrazione. L'equazione (3.1) rappresenta la legge di Bragg e permette di determinare il raggio dell'anello una volta che sono state scelte l'orientazione del reticolo dei cristalli e il materiale usato. I cristalli con una costante reticolare piccola (grandi indici di Miller) riempiono gli anelli più esterni [10]. La Fig. 3.4 mostra schematicamente la diffrazione che si verifica in un generico cristallo della lente: viene presa in esame una geometria simmetrica di Laue (trasmissione). I fotoni attraversano lo spessore del cristallo T_0 e sono diffratti in corrispondenza della porzione del cristallo in cui la legge di Bragg è soddisfatta. Il raggio dell'anello è $\overline{O_L C}$. La dimensione radiale del cristallo L_r è messa in evidenza nella figura. La dimensione tangenziale L_t è la dimensione del cristallo nella direzione perpendicolare al piano della figura. Dal momento che il tubo a raggi X emette fotoni con energie diverse, questi sono diffratti per diversi angoli di Bragg e la diffrazione avviene in posizioni diverse nel cristallo.

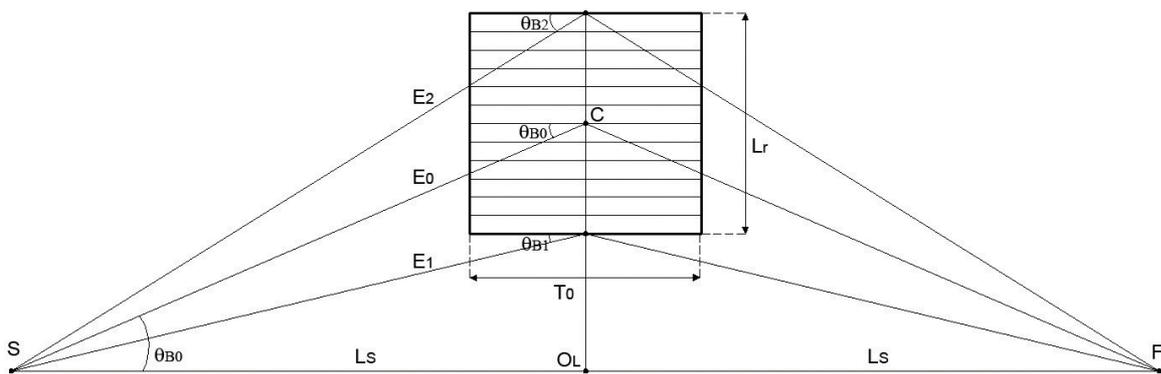


Figura 3.4: Schizzo (non in scala) di un generico cristallo in una lente. T_0 è lo spessore del cristallo attraversato dal fascio e L_r è la dimensione radiale del cristallo. $\overline{O_L C}$ è il raggio dell'anello. La sorgente di raggi X (S) è ad una distanza L_s dal centro della lente O_L , il fuoco della lente F è alla stessa distanza ma nella direzione opposta. Per una data orientazione cristallografica, sono diffratti per diversi angoli di Bragg θ_{B_j} i fotoni con diverse energie E_j . [10]

I cristalli possono essere disposti in ciascun anello secondo una disposizione poligonale che meglio approssima l'anello. In questo modo, gli anelli più esterni contengono un elevato numero di cristalli. In generale, anelli diversi possono essere composti da elementi ottici fatti di materiali diversi e sfruttare le orientazioni cristallografiche differenti per soddisfare l'equazione (3.1). La lente deve concentrare quanti più fotoni incidenti possibili in direzione del fuoco. Cioè, i cristalli dovrebbero avere un'alta riflettività integrata. Per questa ragione, i cristalli con una struttura a mosaico o con piani curvati di diffrazione (CDP) autoportanti sono la scelta migliore per la fabbricazione di una lente di Laue.

Per la selezione della dimensione e del tipo (mosaico o CDP) dei cristalli che compongono la lente, devono essere introdotte alcune figure di merito che dipendono fortemente da queste quantità. L'efficienza della lente ε è definita come il rapporto dei fotoni diffratti rispetto ai fotoni emessi dal tubo a raggi X all'interno dell'angolo solido sotteso dalla lente di Laue. L'efficienza di diffrazione della lente ε_D è definita come il rapporto dei fotoni diffratti rispetto ai fotoni che incidono sulla superficie dei cristalli. Questi parametri quantificano il processo di diffrazione che avviene in tutta la lente una volta che è stata specificata la banda di energia del fascio incidente. Essi sono collegati gli uni agli altri attraverso l'equazione

$$\varepsilon \sim \frac{A_L}{A_{oi}} \varepsilon_D, \quad (3.2)$$

dove A_L è l'area geometrica totale dei cristalli e A_{oi} è l'area dell'intersezione dell'angolo solido sotteso alla sorgente dalla lente con il piano mediano della lente stessa.

A_L risulta:

$$A_L = \sum_{j=1}^N n_j L_{rj} L_{tj}, \quad (3.3)$$

n_j è il numero dei cristalli nell'anello j-esimo. A_{oi} è esattamente:

$$A_{oi} = \pi r_{ext}^2, \quad (3.4)$$

r_{ext} è il raggio esterno della lente.

Le tre quantità fisiche importanti per l'uso terapeutico di fasci convergenti di raggi X sono:

- la dimensione della macchia focale,

- la banda passante di energia del fascio diffratto,
- il numero di fotoni diffratti per mAs del tubo tubo a raggi X N_D .

I mAs del tubo, cioè il prodotto della corrente anodica (mA) e il tempo di irradiazione (s), rappresentano la carica elettronica (nC) incidente sulla superficie anodica. Vengono usati i mAs perché, assieme al picco di voltaggio, sono un parametro che è comunemente usato per descrivere l'impostazione di un tubo a raggi X.

Può essere derivata, come segue, la larghezza di banda B di un fascio diffratto attorno al valore nominale di energia E_0 . La legge di Bragg, nell'approssimazione per piccoli angoli, mostra una proporzionalità inversa tra l'angolo di diffrazione e l'energia fotonica. Differenziando questa relazione segue che un incremento relativo nell'angolo di diffrazione è uguale al decremento relativo nell'energia fotonica [10], cioè:

$$\frac{\Delta E}{E_0} = -\frac{\Delta \theta_B}{\theta_{B_0}}. \quad (3.5)$$

Dalla Fig. 3.4, si può vedere che, per un cristallo in un dato anello, la variazione massima dell'angolo di diffrazione $\Delta \theta_B$ rispetto all'angolo nominale di Bragg θ_{B_0} è

$$\Delta \theta_B = \pm \frac{1}{2} \left(\frac{L_r}{L_s} + \Omega \right), \quad (3.6)$$

dove L_r è la dimensione radiale dei cristalli e Ω l'accettanza angolare dei cristalli dovuta alla mosaicità o alla curvatura dei piani di diffrazione. Un valore negativo di $\Delta \theta_B$ corrisponde ad un aumento nell'energia diffratta dei fotoni $\Delta E_+ = E_+ - E_0 = \frac{E_0}{\theta_{B_0}} \left(\frac{L_r}{L_s} + \Omega \right) / 2$, mentre un valore positivo di $\Delta \theta_B$ corrisponde ad un calo nell'energia diffratta dei fotoni $\Delta E_- = E_- - E_0 = -\frac{E_0}{\theta_{B_0}} \left(\frac{L_r}{L_s} + \Omega \right) / 2$.

Perciò, la larghezza di banda ΔE per l'anello considerato risulta:

$$\Delta E = E_+ - E_- = \frac{E_0}{\theta_{B_0}} \left(\frac{L_r}{L_s} + \Omega \right). \quad (3.7)$$

La larghezza di banda B della lente è il valore massimo tra i ΔE degli anelli. Una lente composta da cristalli che hanno una dimensione radiale elevata avrà un'ampia larghezza di banda. Tuttavia, per una dimensione fissa della lente, valori più grandi di L_r potrebbero implicare una diminuzione nel numero di anelli. Di conseguenza, occorre evitare l'utilizzo di tutte le possibili orientazioni del

reticolo ma deve essere fatta una scelta [10]. Vale la pena notare che la banda di cui si parla sopra è centrata attorno ad E_0 , ma anche le bande centrate attorno alle armoniche a basso e ad alto ordine da E_0 possono essere presenti nello spettro del fascio diffratto e dipendono dallo spettro della sorgente e dalle orientazioni considerate del reticolo. Tuttavia, nei casi pratici, la loro intensità è trascurabile rispetto a quella della banda nominale.

La distribuzione dei fotoni diffratti attorno alla macchia focale F risulta dalla combinazione degli effetti di messa a fuoco e di sfuocamento. L'effetto principale di focalizzazione è dovuto alle orientazioni scelte del reticolo per soddisfare l'equazione (3.1). L'effetto principale di perdita della messa a fuoco si presenta perché i cristalli non possono essere piegati sagittalmente (lungo la curvatura dell'anello) con un raggio di curvatura uguale al raggio dei loro anelli. Se i cristalli che compongono la lente sono piatti, questi sono gli unici effetti da tenere in considerazione. Al contrario, i cristalli CDP forniscono un ulteriore effetto di focalizzazione/defocalizzazione che dipende dal raggio di curvatura dei piani di diffrazione. Per un cristallo CDP, la larghezza del profilo di diffrazione alla distanza focale è uguale a $2|T_0\theta_{B0} - \Omega L_s|$ a condizione che sia considerato un punto della sorgente. Per un cristallo piatto, invece, la larghezza del profilo di diffrazione è $2T_0\theta_{B0}$. Perciò, se il raggio di curvatura dei piani di diffrazione $R_C = T_0/\Omega$ è più grande di $L_s/(2\theta_{B0})$, la larghezza del profilo di diffrazione è minore di quella che si ha per un cristallo piatto, dando vita ad un effetto di focalizzazione. Al contrario, se $R_C < L_s/(2\theta_{B0})$ si ottiene un effetto di defocalizzazione. Per un raggio di curvatura molto piccolo, questo sfuocamento può essere ancora maggiore rispetto alla perdita di fuoco dovuta alla mancanza di una curvatura sagittale. Se la lente è composta da cristalli a mosaico invece che cristalli CDP, si presenta un ulteriore effetto di defocalizzazione dovuto alla diffusione dei piani di diffrazione. Nei casi pratici l'effetto dominante è, con entrambi i tipi di cristalli, quello dello sfuocamento dovuto alla mancanza di una curvatura sagittale. Sotto questa condizione, la dimensione totale della macchia focale, cioè il diametro s di un cerchio che racchiude tutti i fotoni, è semplicemente

$$s = 2L_{t_{max}} \quad (3.8)$$

I cristalli con un'elevata dimensione tangenziale porterebbero ad una grande macchia focale, abbassando però la precisione nel rilascio della dose. D'altra parte, una macchia di pochi millimetri implicherebbe la necessità di usare diversi passi di scansione per irradiare uniformemente anche una piccola massa tumorale, causando, dunque, un aumento del tempo di irradiazione totale.

Il numero dei fotoni diffratti (N_D) per mAs del tubo a raggi X possono essere calcolati attraverso la seguente equazione

$$N_D = \varepsilon \left(\frac{L_{ref}}{L_S} \right)^2 A_{oi} \int_{E_L}^{E_H} \frac{d\Phi(E)}{dE} dE, \quad (3.10)$$

dove E_L e E_H sono rispettivamente le energie più basse e più elevate dei fotoni emessi dalla sorgente, e $d\Phi(E)/dE$ è la fluena differenziale fotonica per mAs, alla distanza di riferimento L_{ref} .

I fotoni emessi dalla sorgente che non sono focalizzati dalla lente, cioè quelli che non incidono sulla lente e quelli che la incidono ma non subiscono effetti di diffrazione, devono essere fermati da un opportuno sistema di collimazione per evitare di danneggiare il paziente. È stato previsto a tal punto un sistema di collimazione composto da un *beam stopper* posizionato poco prima la parte centrale della lente e da un collimatore posto poco prima del paziente. Dato lo spettro della sorgente, degli assorbitori di piombo di 5 mm di spessore sopprimerebbero il fascio non focalizzato che raggiungerebbe il paziente di un fattore 0.001 rispetto al fascio focalizzato.

Capitolo 4

Descrizione del setup sperimentale

Il gruppo di ricerca del Dipartimento di Fisica e Astronomia e della Sezione INFN di Bologna ha messo a disposizione del progetto LAUPER un sistema radiologico caratterizzato dai seguenti componenti:

- Tubo a raggi X e generatore HV (voltage variabile fino a 150 kV e 800 mA di corrente massima)
- Assi basculanti e lineari con precisione micrometrica costituenti il sistema di movimentazione e sostegno per i prototipi di lenti di Laue sviluppati a Ferrara e per il rivelatore digitale
- Rivelatore digitale, composto da una camera CCD ad alta sensibilità accoppiata otticamente con uno scintillatore di ioduro di Cesio attivato al Tallio.

4.1 Il tubo a raggi X

Per testare le capacità di diffrazione e di focalizzazione delle lenti di Laue è necessaria una sorgente di raggi X. A tal proposito si utilizza un tubo con anodo rotante di Tungsteno, modello RTM 101HS, prodotto dalla I.A.E. Spa di Milano e caratterizzato da elevate prestazioni in campo radiologico medico. Può infatti raggiungere un voltage massimo di 150 kV e una corrente anodica di 800 mA; tuttavia in questo lavoro di tesi non verranno mai usati i valori massimi raggiungibili dal tubo in quanto si è interessati ad una macchia focale piccola e di una determinata forma, che può essere raggiunta solo per valori di voltage e corrente non troppo elevati (max 130 kV – 160 mA circa). Infatti la grandezza dello spot focale varia da 0.6 mm a 1.3 mm a seconda dei valori di potenza impostati in uscita dal tubo. Inoltre il tubo settato vicino a valori di tensione massima non permette l'utilizzo di alte intensità di corrente, essendo limitato in potenza ad un massimo di 100 kW. Invece, la velocità angolare anodica può variare tra 3000 rpm e 10000 rpm, con un picco di potenza dissipata pari a 22 kW, quando è impostata la focale minore, e 60 kW con la macchia focale del fascio più grande. La filtrazione inerente è pari a 1,5 mm Al a 70 kV.

4.2 Il sistema di movimentazione e sostegno

Il sistema di movimentazione e sostegno dell'apparato sperimentale è composto da:

- un asse lineare M-415.xPD Physik Instrumente
- un asse lineare M-521.xPD Physik Instrumente
- due assi lineari M-413.xPD Physik Instrumente
- una piattaforma tip/tilt, costituita da due assi BGS80CC, Newport Instruments
- sostegno portante in alluminio.

L'asse lineare M-415.xPD (P.I), disposto come in Fig. 4.1, consente la traslazione del rivelatore lungo l'asse verticale Y. Gli assi lineari M-413.xPD (P. I) e l'asse lineare M-521.xPD (P.I), disposti come in Figura 4.2 e solidali con gli assi basculanti BGS80CC, consentono la traslazione della piattaforma tip/tilt e della lente lungo le tre direzioni spaziali X, Y, Z.

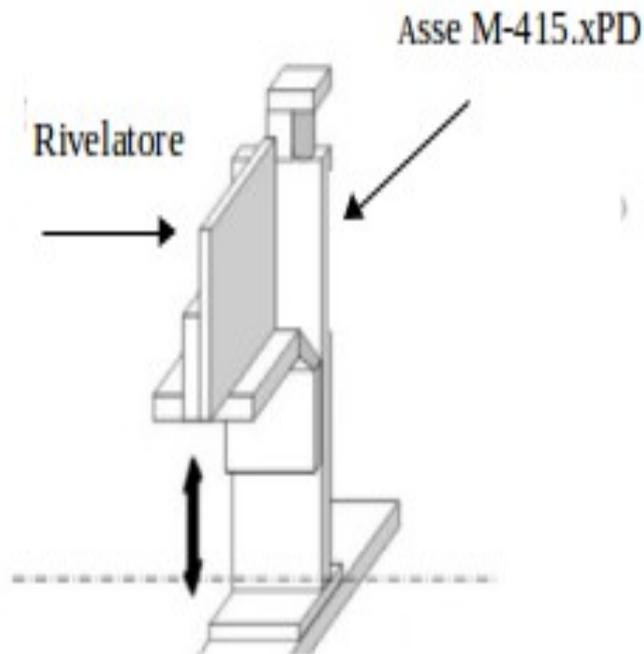


Figura 4.1: Schema asse per la traslazione verticale del rivelatore

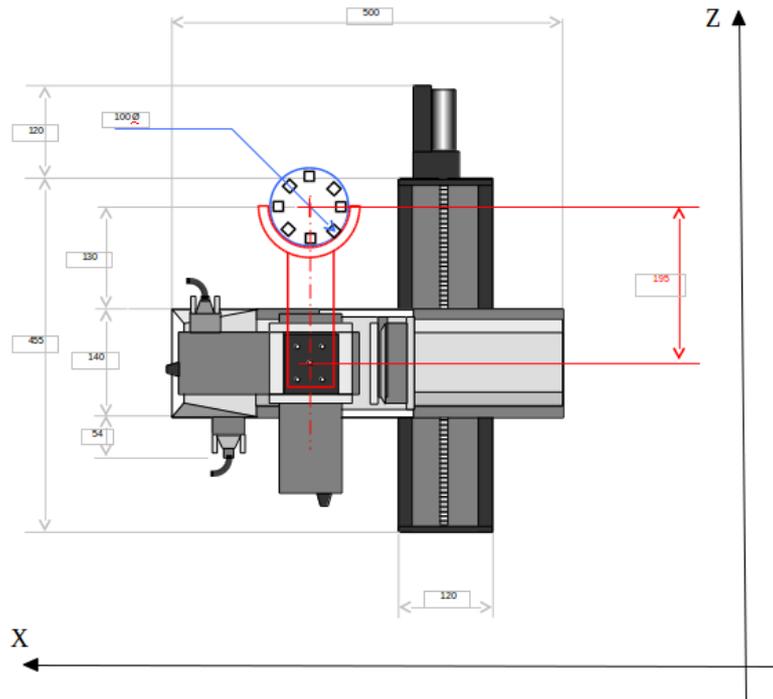


Figura 4.2: Schema assi di movimentazione della lente e della piattaforma tip/tilt



Figura 4.3: Apparato di movimentazione per la lente e la piattaforma tip/tilt

Tutti gli assi lineari, caratterizzati da differenti capacità di traslazione (corsa degli assi), sono controllati da computer mediante un apposito programma. Tali assi sono necessari per il corretto posizionamento della lente di Laue sotto il fascio di raggi X (asse di movimentazione sul piano XZ), per permettere la messa a fuoco e lo studio del fascio focalizzato dalla lente a diverse altezze (asse di movimentazione verticale del rivelatore e asse di movimentazione verticale della lente).

Gli assi BGS80CC, che rappresentano la piattaforma tip/tilt, permettono di variare l'inclinazione della lente rispetto ai piani XZ e XY, così da consentire un corretto allineamento tra il fascio di raggi X e la lente stessa. Anche questi assi sono controllati mediante un apposito software. In figura 4.3 si può apprezzare l'apparato di movimentazione per la lente e la piattaforma tip/tilt.

4.3 Il rivelatore

I rivelatori a scintillazione sfruttano la capacità di alcuni materiali di emettere fotoni quando sono sottoposti ad irraggiamento. Il rivelatore utilizzato è composto da una camera CCD (*charge coupled device*) accoppiata otticamente ad uno schermo scintillatore allo ioduro di Cesio attivato al Tallio.

4.3.1 Scintillatore

Il fascio di raggi X proveniente dal tubo radiogeno, attraversato il bersaglio rappresentato dalla lente, colpisce lo schermo scintillatore inducendo l'emissione di luce, che verrà poi riflessa da uno specchio posto a 45° rispetto al piano della camera CCD. Lo schermo utilizzato è di forma quadrata con lato di 12 cm ed i materiali che lo compongono hanno la proprietà di “convertire” i raggi X in radiazione visibile di intensità proporzionale a quella della radiazione incidente.

In particolare, per i test sui prototipi di lenti di Laue è stato utilizzato uno scintillatore inorganico, composto da cristalli di Ioduro di Cesio attivato al Tallio con struttura ad aghi e spessore di 0.5 mm.

4.3.2 Camera CCD

La camera CCD (figura 4.4) presa in considerazione per i test è il modello Alta U9000 della Apogee Instruments Inc. (Utah, USA), la quale è dotata di un sensore CCD Kodak KAF-09000 da 9 megapixel (3056x3056) con *pixel size* di 12x12 micron. In tabella 4.1 sono riportate le caratteristiche del sensore.

Numero di Pixel	3056x3056
Dimensione Pixel	12x12 micron
Area attiva del CCD	(36,7x36,7) mm ²
Raffreddamento massimo	(T _{amb} -45) K
Stabilità della temperatura	± 0.1 K
Risoluzione digitale a 1(5) MHz	16(12) bits

Tabella 4.1: Caratteristiche del sensore CCD

Il sensore è dotato di un sistema di raffreddamento a cella di Peltier, che permette di ridurre il rumore termico. La temperatura operativa del sensore CCD è stata impostata a -10 °C tramite un programma ad hoc che controlla i parametri di acquisizione. La cella di Peltier è sostanzialmente una pompa di calore a stato solido, a forma di piastra sottile.

Comunemente la cella è utilizzata per sottrarre calore per contatto con il corpo da raffreddare, per questa ragione sono stati creati opportuni ponti termici (adesivi termoconduttivi) che permettono che la conduzione operi al meglio. Il calore sottratto al corpo sul lato freddo della cella di Peltier è trasferito sul lato caldo insieme al “calore di funzionamento”, ovvero il calore sviluppato dalla camera stessa durante il suo utilizzo.

Il calore accumulatosi sulla superficie “calda” della cella viene poi trasferito all’ambiente esterno mediante l’utilizzo di ventole che velocizzano la dispersione del calore accumulato.

Lo schermo scintillatore e la camera CCD sono alloggiati in un contenitore di forma rettangolare a tenuta di luce, insieme ad uno specchio disposto a 45° rispetto al piano della camera (Fig. 4.5). L’accoppiamento ottico tra la camera CCD e lo scintillatore è realizzato tramite un obiettivo fotografico di tipo macro, con lunghezza focale di 55 mm e apertura massima di 2.8.

La telecamera è stata schermata con l’ausilio di una protezione costituita da lastre di piombo per evitare l’interazione diretta tra raggi X e sensore CCD, in quanto essa rappresenta una fonte di “rumore” nelle immagini, che si presenta sotto forma di macchie puntiformi bianche definite “*spikes*”. Questo tipo di rumore si può, comunque, eliminare successivamente nel *post processing* delle immagini, utilizzando un filtro mediano tramite un software di elaborazione di immagini, come ImageJ o Fiji.

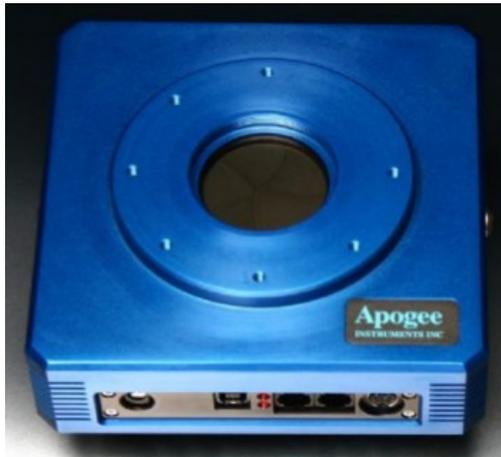


Figura 4.4: Camera CCD Apogee Alta U9000.

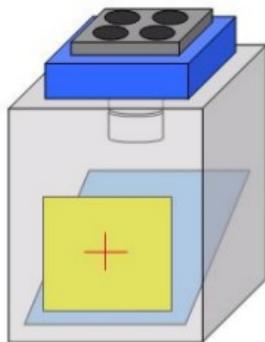


Figura 4.5: Schematizzazione del sistema di rivelazione

4.3.3 Camera CCD sostitutiva

Purtroppo durante i test svolti sui prototipi di lenti di Laue la camera CCD primaria, descritta nel paragrafo precedente, si è rotta e, pertanto, si è utilizzata una camera CCD sostitutiva, disponibile presso il Settore di Fisica Applicata del DIFA di Bologna.

La camera CCD utilizzata è il modello Alta U2 della Apogee Instruments Inc. (Utah, USA), la quale è dotata di un sensore CCD Kodak KAF-1603E/ME da 1,5 megapixel (1536 x 1024) con *pixel size* di 9 x 9 microns. In tabella 4.2 sono riportate le caratteristiche del sensore.

Numero di Pixel	1536 x 1024
Dimensione Pixel	9 x 9 microns
Area attiva del CCD	(13,82 x 9,22) mm ²
Raffreddamento massimo	(T _{amb} -50) K
Stabilità della temperatura	± 0.1 K
Risoluzione digitale a 1(5) MHz	16(12) bits

Tabella 4.2: Caratteristiche del sensore CCD

Anche questa camera CCD è dotata di un sistema di raffreddamento a cella di Peltier per la riduzione del rumore termico. In Figura 4.6 si può osservare la camera CCD utilizzata.



Figura 4.6: Camera CCD sostitutiva

Purtroppo tale camera CCD ha dimostrato di avere una sensibilità di gran lunga inferiore alla camera precedente e non si sono, pertanto, potute svolgere le misure necessarie. Infatti le immagini fornite erano poco nitide e i valori di grigio visualizzati troppo bassi e, dunque, non è stato possibile svolgere misure di assorbimento del fascio diffratto per la lente di Laue di seconda generazione, né tantomeno fornire una corretta curva di calibrazione livelli di grigio / dose.

4.4 Rappresentazione fotografica del setup sperimentale

In Figura 4.7 sono visibili due foto che rappresentano in maniera completa la strumentazione usata per i test delle lenti di Laue.



Figura 4.7: Foto di tutta la strumentazione usata per svolgere i test sulle lenti di Laue

Capitolo 5

Test dei prototipi di lenti di Laue di prima generazione

5.1 Il funzionamento di una lente di Laue

La fabbricazione di una lente di Laue è un problema ingegneristico che comprende la Fisica della diffrazione di radiazione ad alta energia nei cristalli. I campioni cristallini adatti per essere usati come elementi ottici per una lente di Laue possono essere prodotti con profitto sfruttando una delle tecniche descritte nel capitolo 2 di questa tesi. Il maggior problema che si riscontra nella costruzione di una lente di Laue riguarda il requisito stringente dell'allineamento dei cristalli.

Una lente di Laue per scopi radioterapici consente un maggior disallineamento rispetto ai casi di impiego in campo astrofisico e in medicina nucleare, dove sono accettabili solo piccolissimi angoli di disallineamento tra i cristalli. Infatti, in questo caso, non vi è la necessità di una macchia focale estremamente piccola poiché la lente non è usata per imaging.

Una lente di Laue per applicazioni mediche è posta a metà strada tra la sorgente ed il punto di fuoco, dove ognuna di queste distanze risulta essere uguale alla distanza focale. In questo caso la lunghezza focale deve essere inferiore al metro in modo da avere un sistema compatto, adatto per applicazioni cliniche. In particolare, in una possibile applicazione radioterapica la sorgente fotonica sarebbe costituita da un tubo a raggi X, mentre il tumore da trattare si troverebbe nel fuoco della lente. La Figura 5.1.a mostra lo schema di una lente di Laue per utilizzo medico. Un fascio divergente di radiazione X, emesso dalla sorgente, è soggetto a diffrazione di tipo Laue provocata dall'insieme dei piani cristallini di una serie di cristalli disposti lungo anelli concentrici (blocchi gialli), su di un substrato che funge da supporto (parte grigia). Per tenere conto della variazione dell'angolo di incidenza dei raggi X in funzione della posizione radiale lungo la lente, ogni anello è composto di cristalli con una diversa orientazione cristallina (Fig. 5.1.b). Infatti, una variazione nella spaziatura del reticolo permette di soddisfare la condizione di Bragg per ogni posizione radiale all'interno della lente. Per soddisfare i requisiti di compattezza e leggerezza imposti dalle numerose applicazioni che potrebbero trarre beneficio dall'utilizzo di una lente di Laue, la curvatura dei cristalli non può essere ottenuta meccanicamente ma deve essere di tipo autoportante. Per questo, come detto in precedenza, sono state sviluppate innovative tecniche di curvatura dei cristalli senza l'ausilio di mezzi

meccanici. Tra le varie tecniche sviluppate e precedentemente trattate si è scelto di utilizzare quella della sabbiatura.

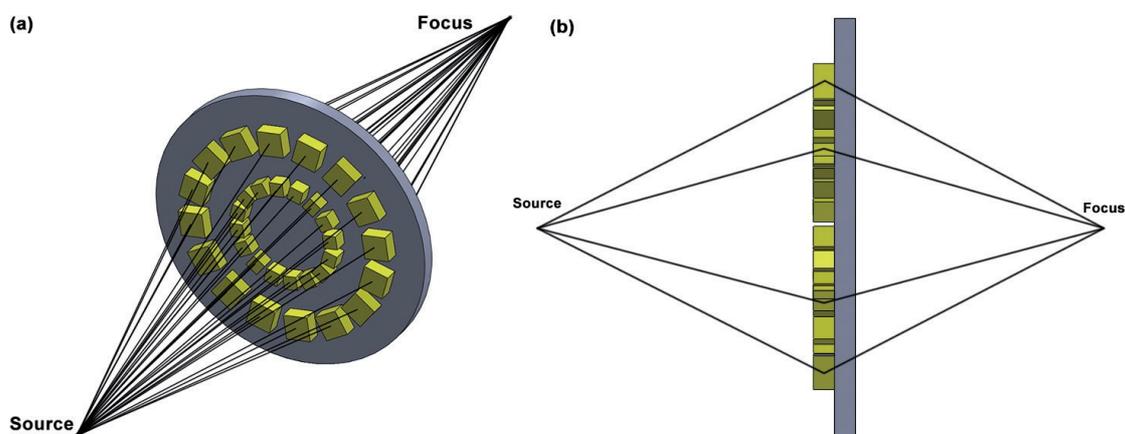


Figura 5.1: (a) Rappresentazione schematica di una lente di Laue per applicazioni mediche. Un fascio divergente di raggi X emesso da una sorgente incide sui cristalli della lente localizzata ad una distanza uguale alla sua lunghezza focale. La diffrazione nella geometria di Laue focalizza il fascio nel fuoco della lente. (b) Vista in sezione trasversale di una lente di Laue che mostra che l'angolo di incidenza tra i raggi X e i piani di diffrazione del cristallo è funzione della posizione radiale sulla lente. I cristalli sono disposti lungo anelli concentrici con diverse orientazioni cristalline (e spaziatura reticolare), in modo da soddisfare la condizione di Bragg per diverse posizioni della lente. [37]

Una lente di Laue può teoricamente focalizzare fotoni con energia fino ad alcune centinaia di keV consentendo di trattare in maniera efficace ed accurata anche i tumori radicati in profondità. Inoltre, potrebbe essere in grado di emettere un flusso di fotoni capace di irradiare un tumore dell'ordine di 1 cm^3 in un tempo comparabile alla durata dei trattamenti radioterapici attuali. La sorgente più adatta da usare in combinazione con una lente di Laue è un tubo a raggi X con una macchia focale dell'ordine di 1 mm e una potenza di alcuni kW, ovvero un comune tubo per diagnostica capace di raggiungere un voltaggio di picco di 150 kV. Infatti, un tubo impostato a questo valore di voltaggio e con una corrente anodica di diverse decine di mA emetterebbe un fascio di raggi X avente un alto flusso all'energia designata di 71-72 keV. Va inoltre precisato che è richiesto un tubo con un fuoco di circa 1 mm per non compromettere la capacità di focalizzazione della lente.

A fine 2015, presso l'SSL di Ferrara, è stato sviluppato, nell'ambito del progetto LAUPER, un primo prototipo di lente di Laue. La lente in questione, sottoposta poi a test presso la Sezione INFN di Bologna, presenta 4 cristalli QM di silicio posti su un supporto anch'esso di Si. Anche se per un eventuale impiego in radioterapia i requisiti di allineamento dei cristalli sono meno stringenti che in altri ambiti di applicazione, nella costruzione delle lenti, come già detto in precedenza, occorre prestare molta attenzione a questo aspetto, che ovviamente diventa più critico all'aumentare del numero di cristalli montati sul supporto.

Successivamente alla creazione del primo prototipo, presso il laboratorio SSL di Ferrara ne sono stati realizzati altri con un maggior numero di cristalli per aumentare le capacità di focalizzazione della lente. In questo lavoro di tesi verranno prese in esame e descritte in dettaglio le varie prove sperimentali eseguite su tali prototipi con lo scopo di testare le reali prestazioni delle lenti e verificare se esse possano, in futuro, essere utilizzate in radioterapia.

5.2 Progettazione ed assemblaggio del primo prototipo di lente di Laue a 4 cristalli

Un punto chiave nella progettazione dei prototipi è quello di testare l'abilità di allineare i cristalli attraverso un metodo meccanico, evitando il posizionamento sotto il controllo di un fascio di raggi X. Nella costruzione del primo prototipo è stato scelto un piccolo numero di cristalli (4) in modo tale da rendere più facile l'allineamento. Il primo prototipo a 4 cristalli è stato progettato per diffrangere un fascio di fotoni di circa 70/80 keV ad una distanza focale di 70/80 cm. Le caratteristiche del prototipo della lente sono elencate in tabella 5.1. La dimensione trasversale dei cristalli è pari a 10x10 mm, mentre lo spessore attraversato dal fascio di raggi X è pari a 2 mm. I campioni cristallini sfruttano piani curvi di diffrazione (111) ottenuti attraverso l'effetto QM per incrementare il flusso del fascio diffratto.

Banda di energia dei fotoni di interesse	78-82 keV
Distanza sorgente-lente L_s	80 cm
Distanza lente-detector L_D	80 cm
Numero di anelli della lente	1 (raggio $r = 22$ mm)
Numero di cristalli presenti nella lente	4 QM campioni al silicio
Piani di diffrazione	(111)
Dimensione trasversale dei cristalli	$L_t \times L_r = 10 \times 10$ mm
Spessore dei cristalli	$T_0 = 2$ mm
Raggio di curvatura dei cristalli	Primario 80 m, QM 210 m
Angolo di miscut	0,05°

Tabella 5.1: Caratteristiche del prototipo di lente di Laue a 4 cristalli

I 4 cristalli di silicio che compongono il prototipo sono stati modellati con l'utilizzo di una sega diamantata ad alta precisione (DISCO™ DAD3220) a partire da un wafer con un diametro di 100 mm e uno spessore di 2 mm. Inoltre, l'angolo di *miscut*, cioè l'angolo tra la direzione nominale della

faccia principale del wafer ($[11\bar{2}]$ in questo caso) e la direzione effettiva è inferiore a $0,05^\circ$. I cristalli sono stati piegati sfruttando il metodo della sabbatura, presentato nel capitolo 2. Di conseguenza, il substrato dei campioni è stato deformato permanentemente in accordo con le sue proprietà elastiche. Essendo 2 mm lo spessore dei campioni, il loro raggio di curvatura atteso è di circa 80 m in accordo con il modello presentato nel capitolo 2. Il raggio primario di curvatura dei campioni è stato misurato attraverso un profilometro ottico (VEECOTM NT1100) con una risoluzione laterale di $1\ \mu\text{m}$ ed una risoluzione verticale di 1 nm [10]. La Figura 5.2 mostra la caratterizzazione di uno dei campioni.

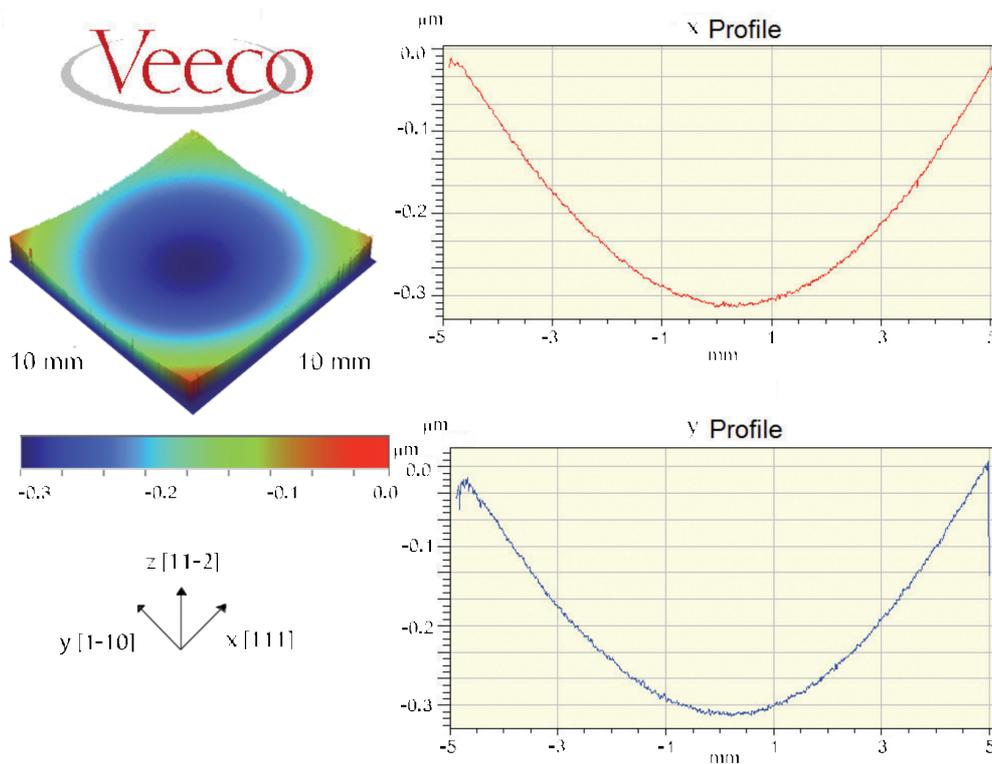


Figura 5.2: Misurazione interferometrica del retro di un campione cristallino che compone il prototipo della lente. Lato sinistro: Analisi della vista in 3D. Lato destro: Sezioni trasversali del modello di deformazione lungo le direzioni x e y , assunte nel centro del campione. Il raggio di curvatura medio lungo x è $R_x=78.6\ m$, mentre lungo y è $R_y=73.3\ m$. [10]

I raggi di curvatura misurati lungo le direzioni principali sono in accordo con le aspettative.

I campioni cristallini fabbricati sono stati disposti in una configurazione trasversale su di un adeguato supporto lavorato. I centri dei cristalli giacciono su di un cerchio di raggio 22 mm. Il supporto del prototipo è un wafer commerciale di 4 pollici di silicio con uno spessore di 5 mm e un angolo di *misct* pari a 0.05° . Sulla superficie del wafer sono state eseguite una serie di scanalature, dotate successivamente di sottili lamelle di silicio ($200\ \mu\text{m}$) che servono come guida per il posizionamento dei cristalli. Una foto di questo primo prototipo è mostrata in Figura 5.3.

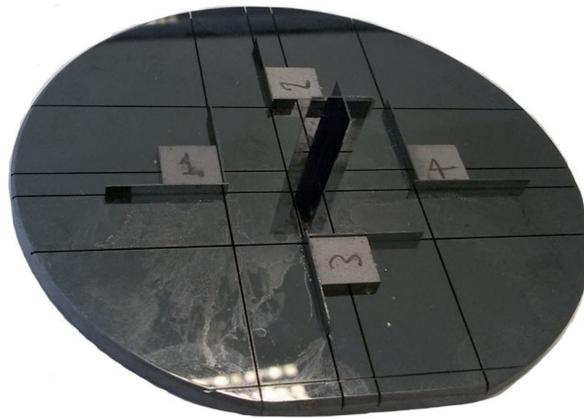


Figura 5.3: Foto del prototipo di lente assemblato

Per la creazione della lente e la deposizione dei cristalli sul substrato è necessaria una stanza pulita al livello ISO 1 in modo tale da evitare la deposizione tra il cristallo ed il substrato di particelle di polvere o altro che potrebbero compromettere la capacità di diffrazione e di focalizzazione della lente. I cristalli sono fissati poi sul substrato attraverso l'utilizzo di colle a rilascio termico. La colla selezionata deve impartire al substrato e al cristallo una sollecitazione trascurabile, altrimenti la deformazione risultante del substrato o dei cristalli ridurrebbe l'accuratezza dell'assemblato. A questo scopo sono tipicamente usate colle speciali utilizzate in processi di microlavorazione [37]. Sono stati poi realizzati altri due ulteriori prototipi di lenti di Laue con un maggior numero di cristalli disposti su due anelli concentrici, che saranno presi in esame nelle successive sezioni.

5.3 Test del prototipo di lente di Laue a 4 cristalli

Una volta costruita la lente occorre verificarne il corretto funzionamento attraverso una serie di test resi possibili con le strumentazioni – precedentemente descritte - presenti presso il Dipartimento di Fisica e Astronomia di Bologna. La lente viene pertanto posta sul supporto, appositamente costruito e collegato solidalmente con gli assi delle “culle”, in maniera tale che il centro della lente si trovi nel centro del supporto. Successivamente si procede al posizionamento della lente tramite movimentazioni degli assi in maniera tale che questa si venga a trovare nella posizione centrale tra la sorgente e il rivelatore, precisamente ad una distanza di circa 80 cm da entrambi. A questa distanza la lente focalizza raggi X aventi un'energia di circa 80 keV, i quali risultano sufficientemente energetici per coprire opportune profondità di penetrazione. Una volta settata la distanza sorgente-lente e lente-rivelatore si effettua una radiografia della lente per verificarne il corretto

posizionamento. Fatto ciò si può procedere con l'acquisire le prime immagini radiologiche del fascio diffratto cercando la corretta posizione focale della lente. Questo lo si può fare schermato il supporto con una maschera in piombo in modo tale che il fascio diretto venga oscurato e che rimanga solamente l'immagine prodotta dal fascio diffratto. Una volta trovato il corretto setup della lente, si può procedere con la fase di test vera e propria, che consiste nell'acquisire immagini del fascio di raggi X diffratto dalla lente per varie posizioni di quest'ultima rispetto al punto di fuoco. Le immagini acquisite vengono poi analizzate mediante il software "ImageJ" sviluppato dalla NIH (National Institute of Health), grazie al quale è stata valutata l'intensità massima in livelli di grigio e l'intensità media in una ROI (*Region of interest*) appositamente selezionata per ogni immagine acquisita al variare della posizione verticale del rivelatore. Per prima cosa bisogna precisare che alle immagini acquisite deve essere sottratta la *dark* cioè l'immagine registrata dal detector quando il tubo a raggi X è spento. In seguito, mediante l'utilizzo di un filtro mediano, si procede con l'eliminazione degli *outliers* o *spikes* che provocano un rumore sull'immagine e ne degradano la qualità. Per ultimo, si deve valutare il *background*, ossia la parte di fascio diretto che riesce a superare la schermatura di piombo e raggiungere il rivelatore, attraverso l'utilizzo di una ROI che ne misura l'intensità media in termini di livello di grigio, la quale è collocata in prossimità dell'immagine diffratta dalla lente, ma all'interno dell'area delimitata dal collimatore. In Figura 5.4 si mostra la ROI usata per il calcolo del background.

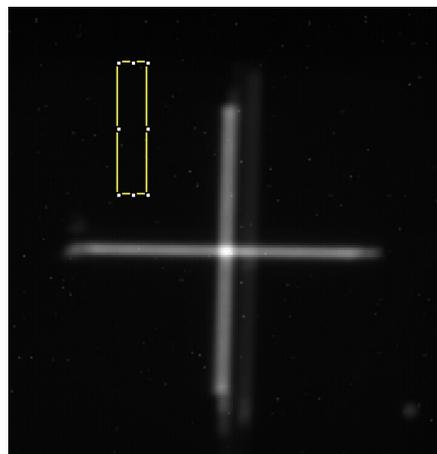


Figura 5.4: ROI usata per il calcolo del background

Una volta ricavato il valore medio del *background*, bisogna sottrarlo dai valori di intensità (massima e media) in termini di livelli di grigio ricavati dalle immagini del fascio diffratto. Se per trovare i valori dell'intensità massima basta selezionare una ROI che comprenda i punti centrali dell'immagine (quelli più luminosi), per valutare il valore medio dell'intensità occorre, invece, usare un'opportuna

ROI la cui grandezza varia da immagine ad immagine, in quanto deve contenere al suo interno solo i pixel più vicini al centro dell'immagine, in modo da limitare i contributi del background che rappresenta l'area in cui non incide il fascio diffratto (vedi Fig. 5.5).

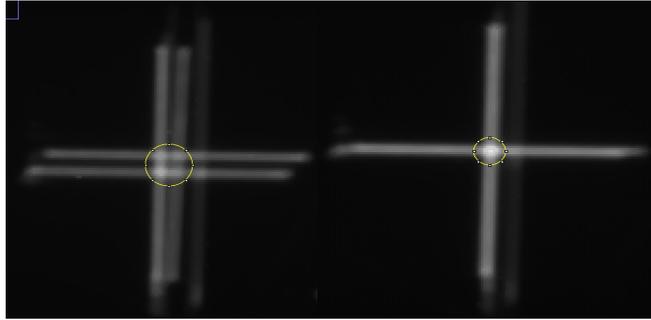


Figura 5.5: Il cerchio giallo racchiude la ROI usata per calcolare l'intensità media

Per effettuare il test, il tubo a raggi X è stato impostato ad una tensione di 100kV e una corrente di 100mA, con un tempo di erogazione del fascio RX pari a 1s. Sono state acquisite immagini per diverse posizioni del rivelatore nell'intervallo compreso tra $-46.3 \text{ mm} \leq \text{Fuoco} \leq 68.1 \text{ mm}$. Queste prime misure, effettuate in aria, hanno fornito i risultati riportati in Figura 5.6 e in Figura 5.7. In particolare, rappresentando per ogni immagine i valori dell'intensità Max (livelli di grigio) in funzione della posizione (mm) si ottiene il grafico in Fig. 5.6, in cui si osserva, come atteso, la presenza di un picco in corrispondenza della posizione del fuoco. Le misure ottenute per le posizioni dell'asse tra +14.3 mm e +34.3 mm mostrano un andamento anomalo, probabilmente dovuto ad una sovrapposizione con i raggi diffratti dal supporto della lente. Questo problema lo si nota, in minor misura, anche nel grafico di Figura 5.7, ottenuto rappresentando il livello di grigio medio della ROI in funzione della posizione (mm) dove si osserva una sorta di plateau dovuto al motivo detto sopra.

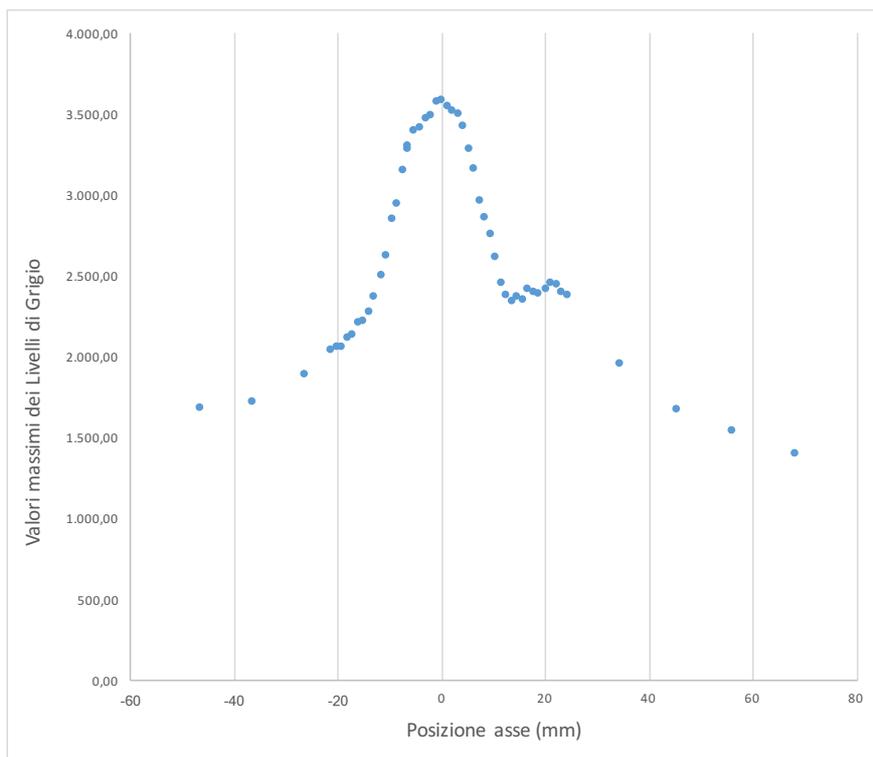


Figura 5.6: Verifica picco di focalizzazione in aria con valori di intensità massima in livelli di grigio.

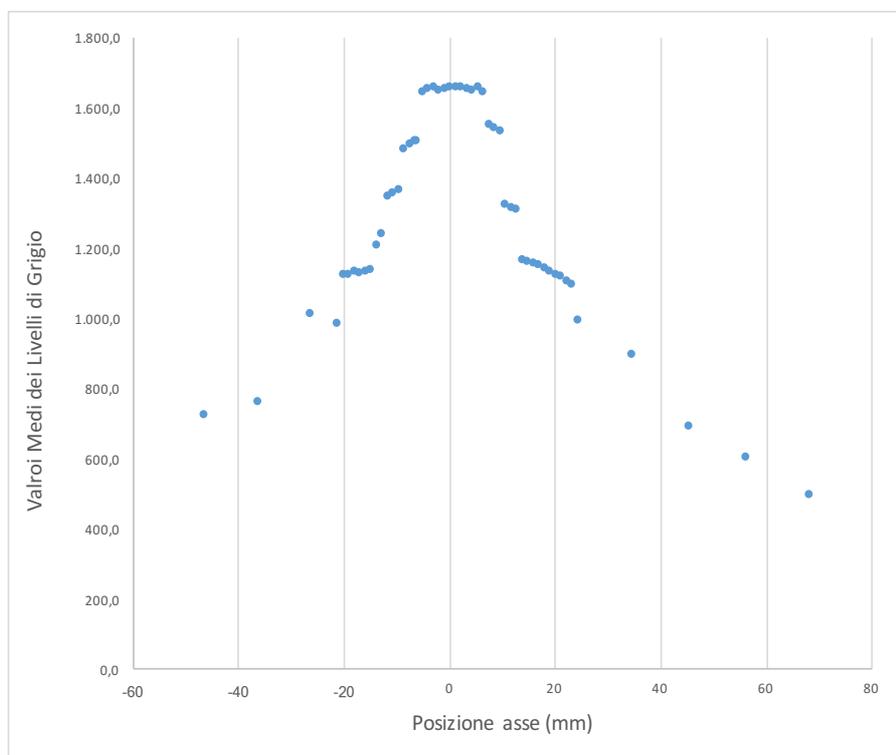


Figura 5.7: Verifica picco di focalizzazione in aria con Media ROI in livelli di grigio.

Una volta concluse le misure in aria, ne sono state fatte altre con i medesimi parametri, ma aggiungendo spessori di polimetilmetacrilato (plexiglass, PMMA) tra la lente e il rivelatore in modo tale da osservare come varia il picco di Laue in funzione dell'assorbimento dei raggi X in un materiale. I risultati ottenuti sono mostrati nel grafico di Figura 5.8 che mette in evidenza come variano i livelli di grigio in funzione dello spessore attraversato. Si nota chiaramente la presenza di un picco nell'intorno della posizione di fuoco, che deriva dalla combinazione dell'effetto di focalizzazione della lente e del naturale decremento esponenziale dell'intensità del fascio di raggi X all'aumentare degli strati di Plexiglass attraversati.

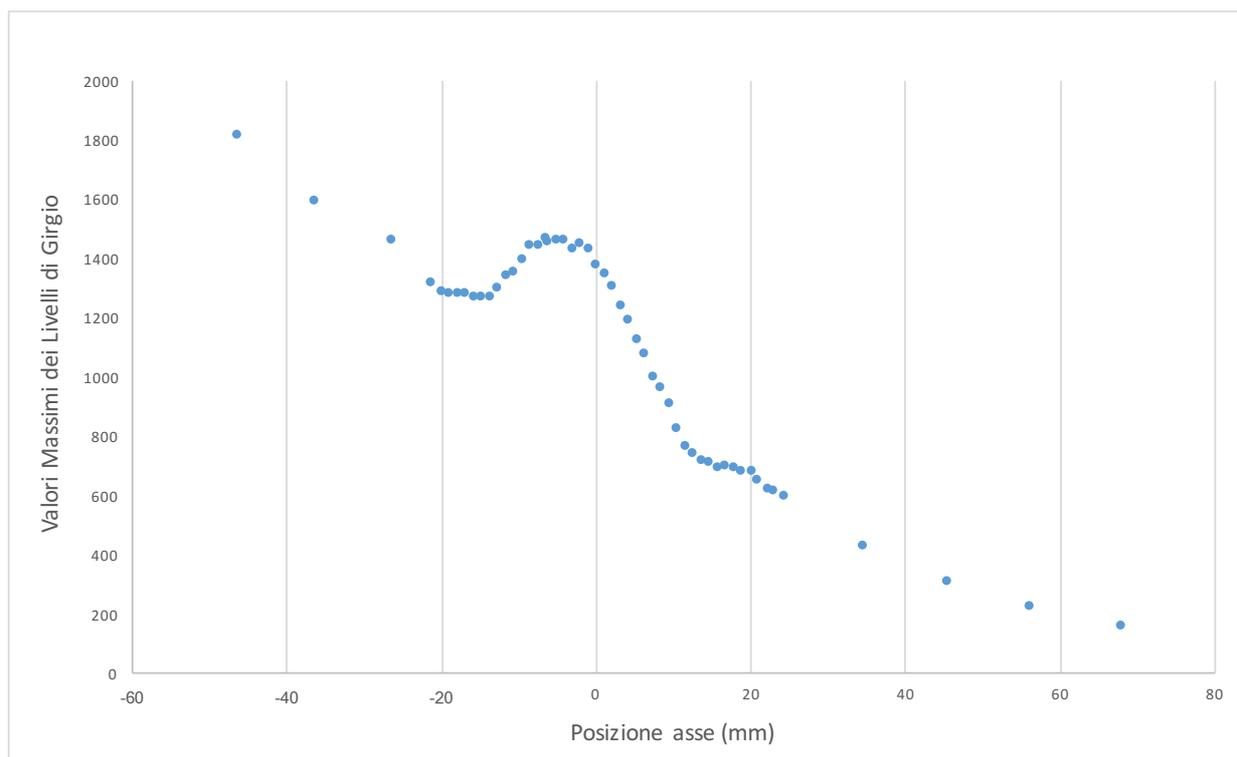


Figura 5.8: Verifica del picco di Laue all'aumentare degli spessori di PMMA

La lente di Laue sottoposta a questi test, che si è detto essere composta da un unico anello di 4 cristalli con orientazione dei piani di diffrazione (111), dà come immagine diffratta nella posizione di fuoco una croce (Fig. 5.9), formata dalla sovrapposizione delle linee verticali e di quelle orizzontali, che permette di osservare la disposizione quadrangolare dei cristalli. Spostandosi infatti verticalmente dalla posizione di fuoco, lungo entrambe le direzioni data la simmetria del sistema, ci si aspetta un disaccoppiamento delle linee di focalizzazione che tenderanno ad allargarsi sempre più all'aumentare della distanza dal fuoco sino a formare un “quadrato” luminoso.



Figura 5.9: Immagine di diffrazione dei raggi X nel fuoco della lente.

La Figura 5.10 mostra questo comportamento mettendo in luce come ad una distanza di 100 mm dalla posizione di fuoco l'immagine del fascio diffratto tende ad assumere la forma di un quadrato. Chiaramente per ottenere un quadrato perfetto occorrerebbe allontanarsi ulteriormente dal fuoco, ma purtroppo l'asse di movimentazione non ha una corsa sufficientemente lunga.



Figura 5.10: Immagine del fascio diffratto a 100 mm dal fuoco della lente.

Una peculiarità delle lenti di Laue è quella di rendere quasi monocromatico il fascio di raggi X che subisce diffrazione ad un'energia nota che varia a seconda della distanza della lente dalla sorgente. Nel nostro caso la lente è posizionata a 79 cm dalla sorgente e focalizza un fascio di raggi X monocromatizzandolo ad un'energia di circa 71-72 keV; se la lente fosse posta ad una distanza di 50 cm dalla sorgente i raggi X del fascio diffratto avrebbero un'energia di circa 50 keV. La lente è quindi in grado di isolare solo una banda di energia del fascio policromatico emesso dalla sorgente e questo ci permette di utilizzare la legge di Lambert-Beer per verificare se l'energia del fascio diffratto è in accordo con quella attesa, ricavabile dalla legge di Bragg. Per fare ciò si acquisiscono delle immagini nel punto di fuoco con l'aggiunta di spessori di PMMA sempre maggiori e si rappresentano in un

grafico, in funzione dello spessore di plexiglass, i valori dei livelli di grigio ricavati mediante l'analisi di tali immagini (Figura 5.11).

Eseguendo poi un fit esponenziale di tali valori si può notare come tutti i punti si trovino correttamente su una curva esponenziale decrescente di equazione:

$$f(x) = 3673,4 e^{(-0,203x)} \quad (5.1)$$

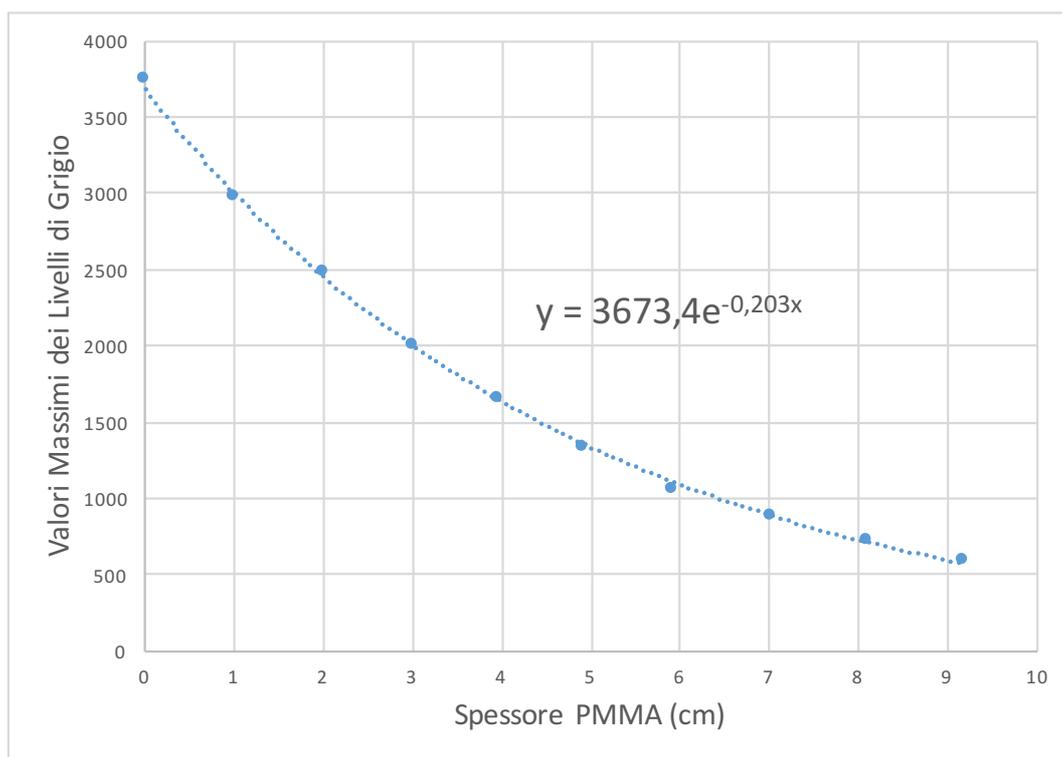


Figura 5.11: Intensità, nel fuoco della lente, del fascio di raggi X diffratto, in funzione dello spessore di PMMA attraversato.

Con riferimento alla legge di Lambert-Beer l'esponente corrisponde al valore del coefficiente di attenuazione lineare, da cui, nota la densità del PMMA pari a $\rho = 1,18 \frac{g}{cm^3}$, è possibile calcolare il valore del coefficiente di attenuazione di massa che risulta:

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{SPE} = 0,180 \frac{cm^2}{g} \quad (5.2)$$

Poiché il valore del coefficiente di attenuazione è funzione dell'energia del fascio di raggi X, confrontando il valore sopra riportato con quelli tabulati sul sito del “National Institute of Standards and Technology” (NIST) (Tab.5.2), è possibile ricavare l'energia corrispondente, che risulta compresa tra 60 e 80 keV.

Energia (keV)	μ/ρ (cm ² /g)
60.0	0.1924
80.0	0.1751

Tabella 5.2: Valori ricavati dal NIST online

Come già detto in precedenza, è possibile calcolare l'energia attesa del fascio di raggi X diffratto applicando la legge di Bragg:

$$2d\sin(\theta) = \frac{hc}{E} \quad (5.3)$$

Dato che per il setup sperimentale considerato si può fare l'approssimazione di piccoli angoli (vedi Fig. 5.12) è possibile scrivere:

$$\sin(\theta) \simeq \tan(\theta) \simeq \theta = \arctan\left(\frac{r}{f}\right) \simeq \frac{r}{f} \quad (5.4)$$

dove:

- θ è l'angolo fra la verticale e la retta congiungente lo spot focale del tubo a raggi X e i singoli cristalli della lente;
- f è la distanza fra lo spot focale del tubo a raggi X e la superficie della lente pari, nel caso considerato a 79 cm;
- d è lo spazio interplanare dato da $d_{h,k,l} = \frac{a}{\sqrt{h^2+k^2+l^2}}$ dove a è la spaziatura reticolare del silicio pari a 5,43071 Angstrom, mentre h, k, l sono gli indici di Miller dei piani considerati;
- r è la distanza fra il centro della lente ed i cristalli, che in questo caso vale 2.2 cm.

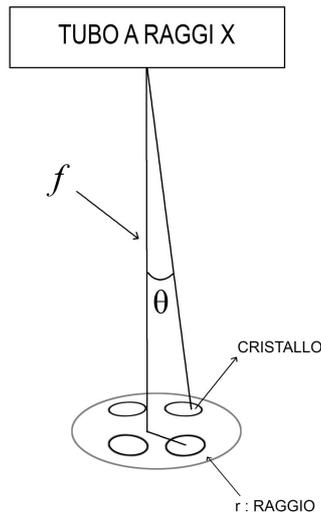


Figura 5.12: Schematizzazione del sistema (figura non in scala)

Eseguite le opportune sostituzioni si ottiene l'equazione per calcolare l'energia diffratta dalla lente:

$$E = \frac{hcf}{2dr} = \frac{2\pi hcf}{2dr} \quad (5.5)$$

Da cui si ottiene un'energia teorica del fascio considerato pari a $E_{TEO} \approx 72$ keV.

Questo valore risulta in buon accordo con quello ottenuto sperimentalmente a partire dal coefficiente di attenuazione di massa ricavato dalla legge di Lambert-Beer.

5.4 Test prototipo lente a 21 cristalli

Il secondo prototipo di lente di Laue preso in considerazione per i test sperimentali è composto da 21 cristalli, disposti su due circonferenze concentriche e collocati su di un supporto circolare di diametro 100 mm con scanalature realizzate su di un wafer di silicio avente uno spessore di 2 mm. In teoria i cristalli dovevano essere 24, ma per problemi meccanici in fase di costruzione della lente ce ne sono 3 in meno lungo l'anello esterno, come mostrato in Figura 5.13. I cristalli diffrangono raggi X tramite i loro piani reticolari (111) e (311), che compongono rispettivamente l'anello interno ed esterno. Il supporto poi funge anche da riferimento per i cristalli diffrattivi incollati al supporto e auto allineati.

Una volta che la lente viene posta sul sostegno si procede con la schermatura del supporto attraverso l'utilizzo di una maschera in piombo sagomata in maniera tale da lasciare esposti solo i cristalli diffrattivi presenti su entrambi gli anelli. Tuttavia è necessario sottolineare che non è possibile schermare completamente i sostegni dei cristalli.

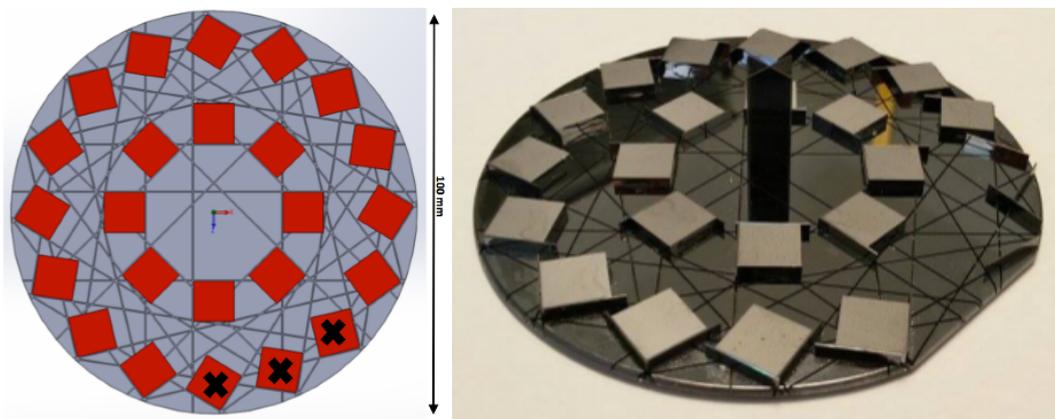


Figura 5.13: Schematizzazione del prototipo e foto dello stesso

In maniera analoga a quanto fatto con il primo prototipo, sono state effettuate varie misure sia in aria che mediante spessori di polimetilmetacrilato (PMMA o plexiglass), una volta trovata l'esatta posizione del fuoco della lente.

Dal momento che questo prototipo presenta due anelli su cui sono disposti i cristalli occorre effettuare le misure sulle immagini di diffrazione usando 3 differenti setup. Le configurazioni che si sono utilizzate sono le seguenti:

1. Schermatura dell'anello esterno e del supporto facendo sì che il fascio diffratto sia solo quello focalizzato dall'anello interno.
2. Schermatura dell'anello interno e del supporto in modo che il fascio diffratto sia solo quello focalizzato dall'anello esterno.
3. Schermatura solo del supporto lasciando liberi i cristalli diffrattivi di entrambi gli anelli.

5.4.1 Analisi dati prototipo di lente a 21 cristalli: anello interno (111)

In tale configurazione solamente i cristalli interni della lente (111) focalizzano il fascio incidente. Una volta acquisite le immagini del fascio diffratto occorre elaborarle tramite il software grafico

ImageJ per fornire misure in termini di intensità di livelli di grigio. In Figura 5.14 è mostrata la ROI utilizzata per il calcolo dell'intensità media dei livelli di grigio per l'immagine considerata.

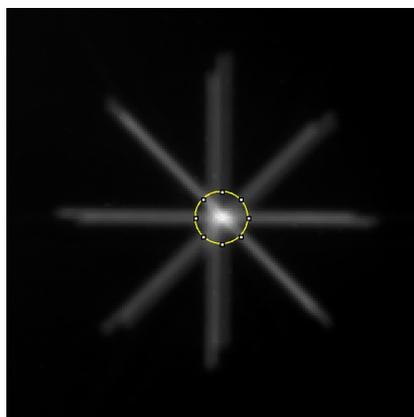


Figura 5.14: ROI usata per il calcolo del valore medio delle intensità nell'immagine considerata

Analizzando le immagini acquisite con le modalità dette in precedenza si ottengono, per questa configurazione, i grafici di Figura 5.15 e Figura 5.16, che rappresentano, rispettivamente, i valori massimi e medi dei livelli di grigio nelle immagini in funzione della posizione (mm).

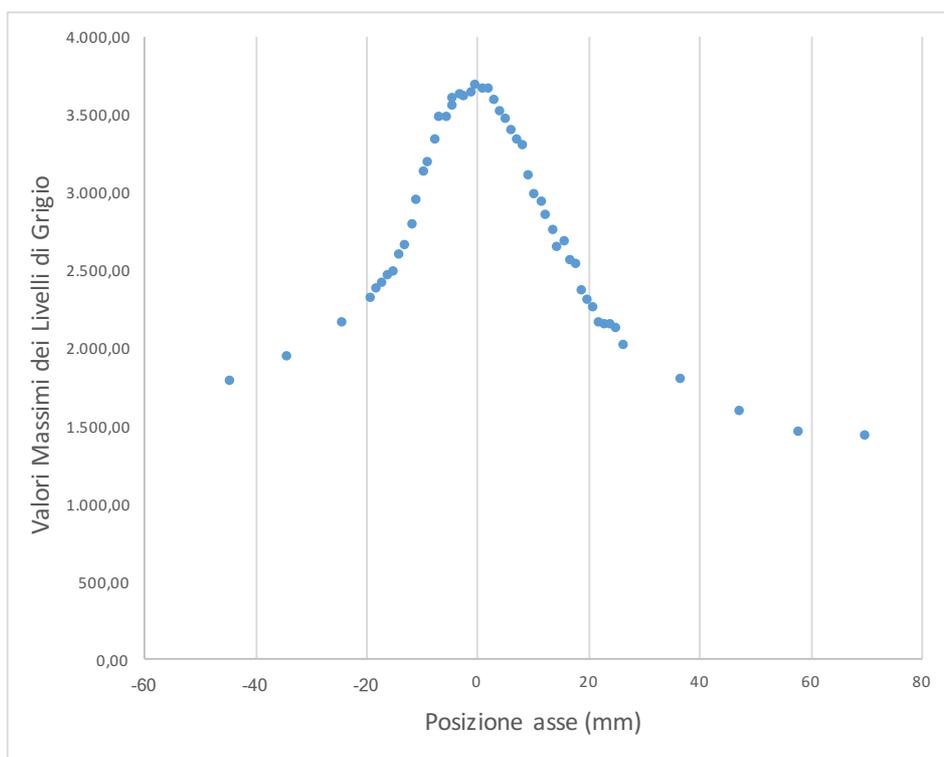


Figura 5.15: Verifica picco di focalizzazione in aria con valori di intensità massima

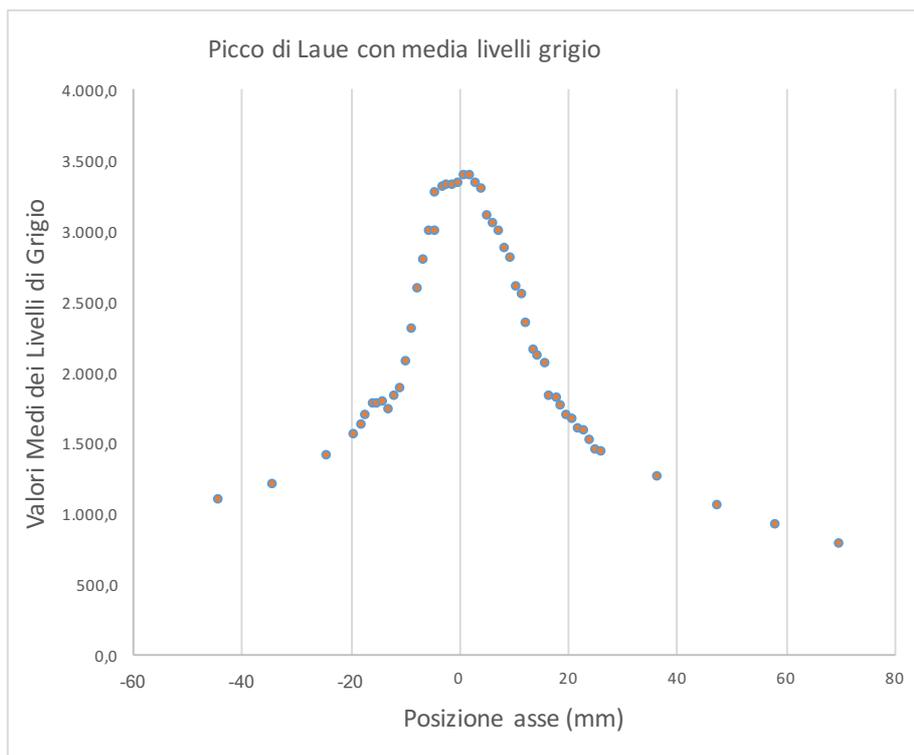


Figura 5.16: Verifica picco di focalizzazione in aria con valori medi di intensità

I grafici delle Figure 5.15 e 5.16 sono coerenti con quelli ottenuti per il primo prototipo e mostrano correttamente la presenza di un picco di focalizzazione nell'intorno della posizione focale così come atteso. In analogia con il primo prototipo anche in questa lente i cristalli di diffrazione, nella posizione del fuoco, danno luogo a linee di diffrazione che si sovrappongono a due a due sino a formare due "stelle" che si intersecano nel punto centrale rendendo evidente la disposizione ottagonale dei cristalli nell'anello interno. Naturalmente spostandosi dalla posizione del fuoco le linee di diffrazione non si sovrappongono più e smettono di convergere in un unico punto allargandosi, dando così vita ad un cerchio di minima confusione nel centro (si veda figura 5.17).

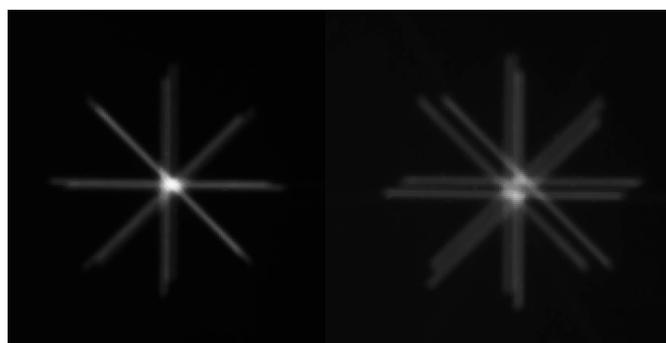


Figura 5.17: Immagine acquisita in corrispondenza del fuoco e a 22 mm dal fuoco, cristalli anello interno

Una volta concluse le misure in aria si procede, anche con questa lente, con l'acquisizione delle immagini con l'aggiunta dei medesimi spessori di PMMA utilizzati con il primo prototipo, ottenendo il grafico di figura 5.18.

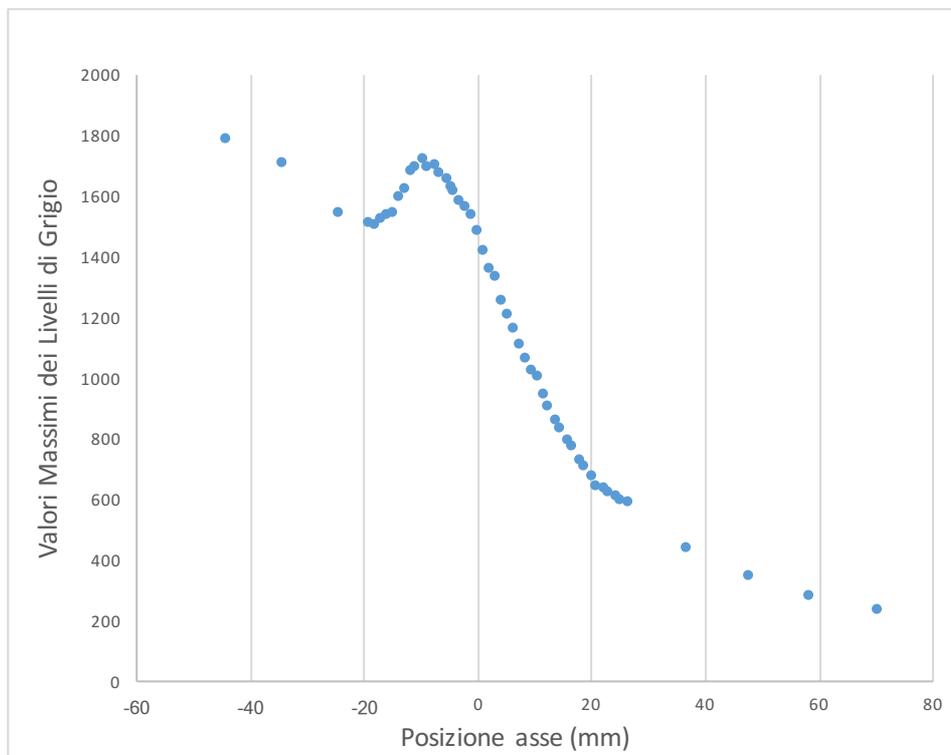


Figura 5.18: Verifica picco di Laue con spessori di PMMA

Il grafico di Fig. 5.18 presenta un andamento esponenziale decrescente dell'intensità del fascio di raggi X all'aumentare dello spessore di PMMA interposto fra la lente e rivelatore, coerente con quello atteso teoricamente. È inoltre evidente la presenza di un "picco di Laue" in corrispondenza dell'intorno della focale della lente anche questo in accordo con quanto atteso dal punto di vista teorico.

5.4.2 Analisi dati prototipo lente a 21 cristalli: anello esterno (311)

Dall'analisi delle immagini acquisite nella seconda configurazione, nella quale, come già detto, si scherma l'anello interno e si valuta la focalizzazione ad opera dell'anello esterno, si ottengono i grafici di Figura 5.19 e Figura 5.20.

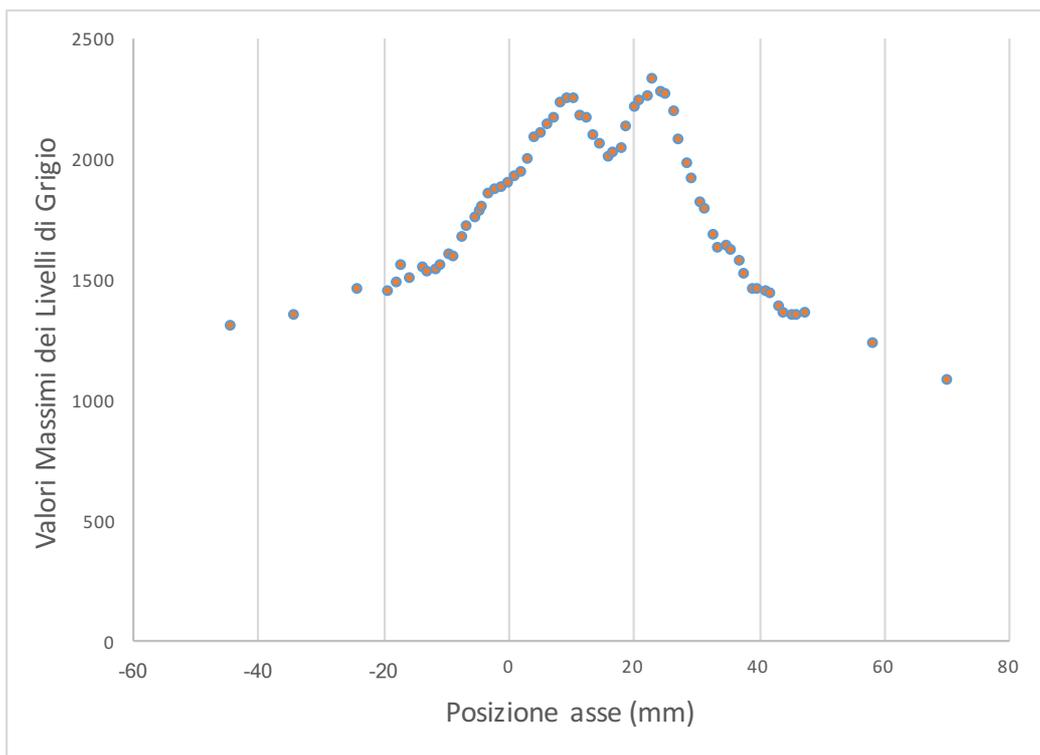


Figura 5.19: Verifica picco di focalizzazione in aria con intensità massima dei livelli di grigio

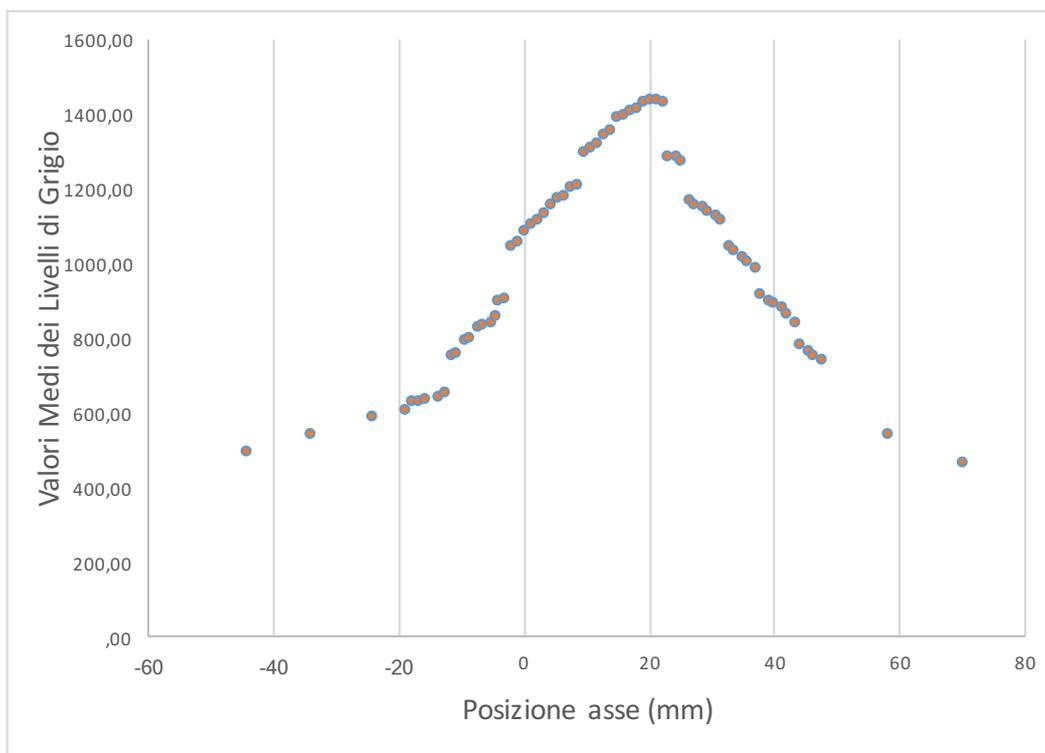


Figura 5.20: Verifica picco di focalizzazione in aria con intensità media dei livelli di grigio

Le due figure ottenute sono molto importanti perché evidenziano delle discrepanze fra quanto atteso teoricamente e quanto ottenuto invece sperimentalmente. Se si prende in considerazione, infatti, la figura 5.19 si nota immediatamente la presenza di un secondo picco ad una distanza considerevole dal fuoco ed anche il primo picco risulta non propriamente nel fuoco dell'anello interno. La presenza del secondo picco, è dovuta alla presenza nelle immagini di contributi da parte dei raggi X diffratti dal supporto che, come anticipato, non si riesce a schermare completamente.

I supporti dei cristalli sono infatti costituiti da un materiale diffrangente, il silicio monocristallino, e quando vengono colpiti dal fascio di raggi X producono a loro volta fenomeni di diffrazione indesiderati. Dal momento che non è possibile schermare completamente il supporto a causa della presenza dei cristalli, la soluzione a questo problema consiste nella produzione di supporti realizzati con materiali non diffrangenti, come ad esempio il silicio amorfo o vetro. Il prototipo di lente di nuova generazione, che verrà analizzato nel capitolo 6, è stato infatti appositamente realizzato in vetro per evitare il verificarsi di questo fenomeno.

La figura 5.20 che mostra il picco di Laue in aria ottenuto con le intensità medie in livello di grigio sembrerebbe, a prima vista, eliminare il problema del secondo picco ma risulta comunque non conforme a quanto atteso. Infatti si può notare come il picco si trovi a più di 20 mm dalla posizione del fuoco dell'anello interno, che, invece, dovrebbe coincidere con quella dell'anello esterno. Questo problema è attribuibile ad una eccessiva tolleranza nell'angolo di *misct*, pari a circa 0.05° , dei cristalli della lente, che fa sì che gli anelli focalizzino a distanze focali diverse. Nella realizzazione del prototipo di nuova generazione è stato posto quindi come requisito un angolo di *misct* inferiore a 0.01° , in modo da assicurare una corretta focalizzazione.

5.4.3 Analisi dati prototipo lente a 21 cristalli: anelli (111) e (311)

Il problema evidenziato nella precedente sezione è confermato dai risultati ottenuti nei test relativi alla terza configurazione, ossia con entrambi gli anelli liberi di diffrangere e focalizzare il fascio di raggi X. A scopo puramente illustrativo si mostra un'immagine (Fig. 5.21) della posizione focale del primo anello, presa come riferimento, dove si notano anche i raggi diffratti dal secondo anello che però non risultano focalizzati.

Anche nel caso delle misure effettuate con gli spessori di PMMA e riportate in figura 5.22, si nota la presenza di due picchi rispettivamente dovuti alla focalizzazione del primo anello e del secondo.

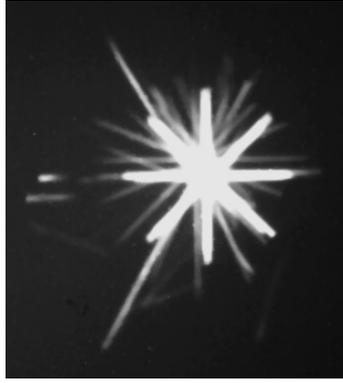


Figura 5.21: Immagine del fuoco, contributo cristalli anello interno ed esterno

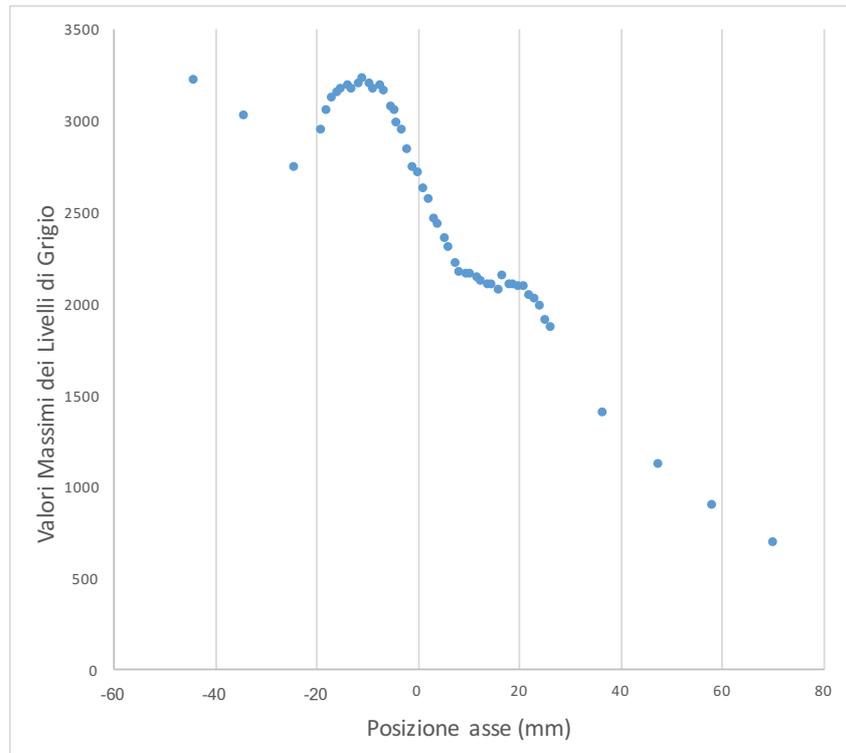


Figura 5.22: Verifica picco di Laue per spessori di PMMA attraversati in termini di intensità massima di livelli di grigio

5.5 Test prototipo lente a 48 cristalli

Nonostante i problemi evidenziati dalle prove sperimentali con il secondo prototipo, si è deciso ugualmente di effettuare dei test anche su un terzo prototipo di lente di Laue, già disponibile, sebbene questo non soddisfacesse i requisiti relativi al tipo di supporto e alla tolleranza nell'angolo

di *misct*. La terza lente di Laue presa in considerazione è composta da 48 cristalli, disposti su due circonferenze concentriche e collocati su di un supporto circolare di diametro 100 mm e spessore 2 mm, realizzato con silicio monocristallino (figura 5.23). I cristalli hanno direzione dei piani di diffrazione rispettivamente (111) per l'anello interno e (311) per quello esterno. Il supporto poi funge anche da riferimento per i cristalli diffrattivi incollati al supporto e auto allineati, aventi un'area di $5 \times 5 \text{ mm}^2$ ognuno.

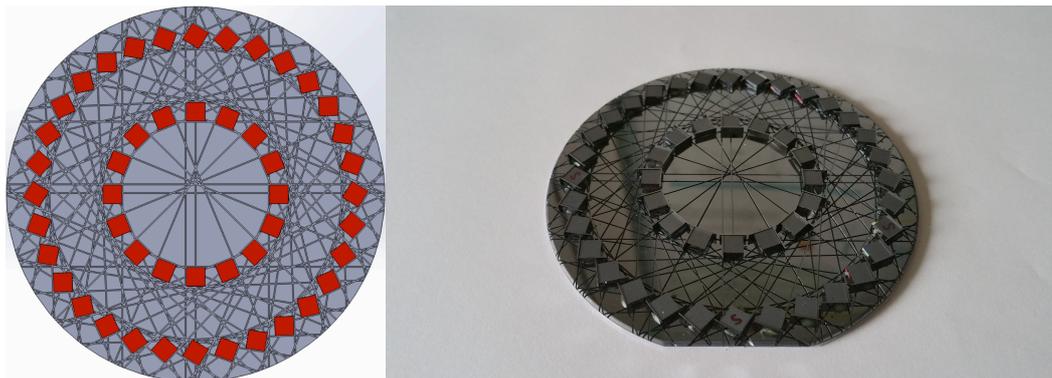


Figura 5.23: Terzo prototipo di lente di Laue con 48 cristalli

In questo caso i test sono stati realizzati solo con le seguenti due configurazioni di setup, essendo emersi problemi analoghi a quelli evidenziati dai test sul secondo prototipo:

1. Schermatura dell'anello esterno di diffrazione (311) e del supporto facendo sì che il fascio focalizzato sia solo quello diffratto dall'anello interno (111)
2. Schermatura dell'anello interno di diffrazione (111) e del supporto, in modo da caratterizzare la focalizzazione solo dell'anello esterno (311).

5.5.1 Analisi dati prototipo lente a 48 cristalli: anello interno (111)

In tale configurazione solamente i cristalli interni della lente (111) focalizzano il fascio incidente, diffrangendolo, in quanto i cristalli esterni sono schermati da un'opportuna maschera di piombo così come il supporto. I dati ottenuti danno il grafico di Figura 5.24 che mostra un picco di focalizzazione in corrispondenza del fuoco per quanto riguarda il contributo dell'anello interno:

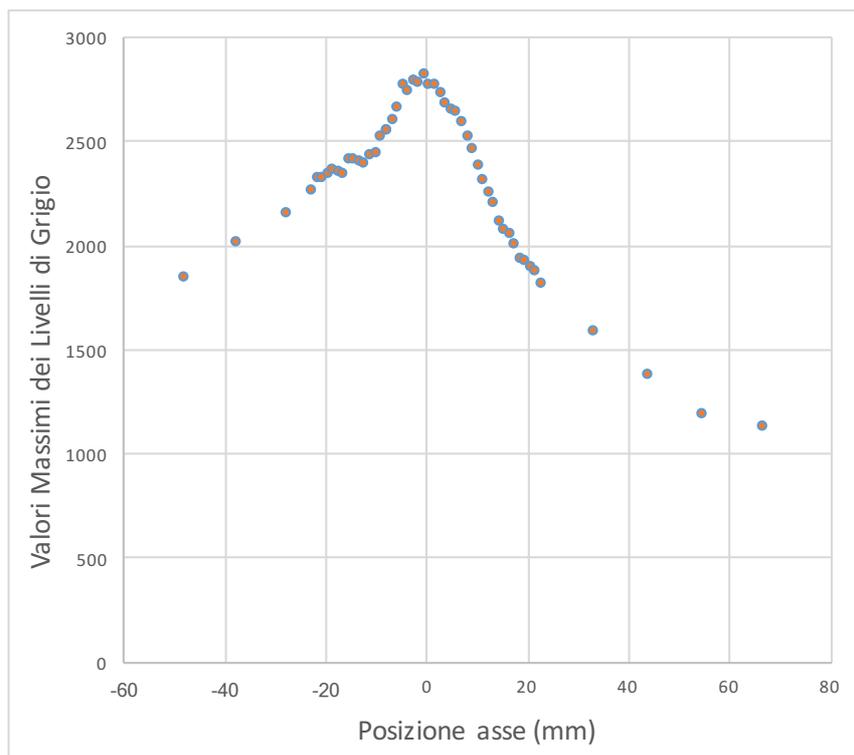


Figura 5.24: Picco di focalizzazione in aria per intensità massima di livelli di grigio prodotto dall'anello interno

Per l'anello interno, così come per il secondo prototipo, il contributo dei diffratti del supporto non è così elevato da mostrare un secondo picco di Laue e, pertanto, a prima vista, non sembra presentare difetti che possano alterare la misura, cosa che invece sarà evidenziata dalla seconda configurazione dove verrà trattata la focalizzazione dell'anello esterno.

5.5.2 Analisi dati prototipo lente a 48 cristalli: anello esterno (311)

Si passano ora ad analizzare i dati ottenuti per la lente nella seconda configurazione in cui, come già detto, si scherma l'anello interno e si valuta la focalizzazione ad opera dell'anello esterno. Dall'analisi delle immagini acquisite si ottiene il grafico di Figura 5.25, dove si vede che anche con questo prototipo, la focalizzazione dell'anello esterno dà luogo alla presenza di due picchi in posizioni diverse, dovuti sempre a problemi di diffrazione del supporto che non si riesce a schermare completamente.

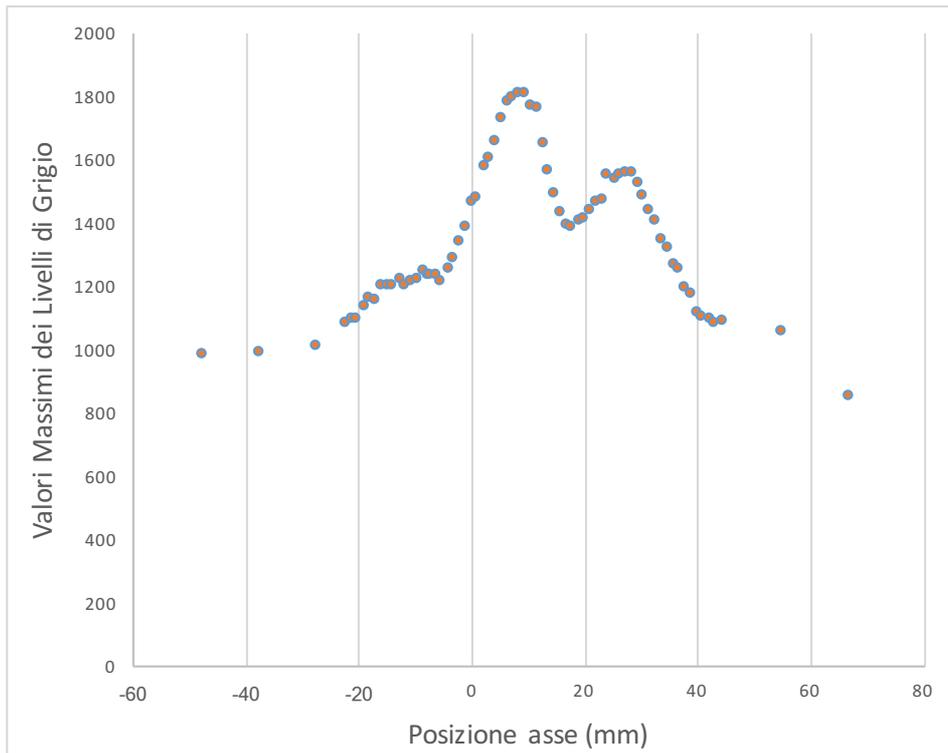


Figura 5.25: Verifica picco di focalizzazione in aria in termini di intensità massima di livelli di grigio anello esterno

È inoltre possibile notare come il picco di focalizzazione del secondo anello sia spostato rispetto alla posizione focale ottenuta con l'anello interno; ciò è causato dallo stesso motivo evidenziato nella precedente sezione, ossia un'eccessiva tolleranza nell'angolo di *misct* dei cristalli. A questo proposito nel prossimo capitolo verrà presentato ed analizzato un prototipo di nuova generazione che non dovrebbe più presentare questi problemi essendo realizzato con un supporto di vetro (quindi non diffrangente); inoltre i cristalli che lo compongono hanno angoli di *misct* inferiori a 0.001° .

Capitolo 6

Test prototipo di lente di Laue di seconda generazione

6.1 – Prototipo lente di Laue a 24 cristalli QM su supporto di vetro

Dai test effettuati sui prototipi di prima generazione, presi in esame nel capitolo precedente, si è constatato che occorre migliorare la qualità costruttiva dei prototipi per superare i problemi incontrati, quali la mancata corrispondenza della posizione focale per gli anelli cristallini interni ed esterni e la presenza di fenomeni diffrattivi dovuti al supporto delle lenti. Per questo motivo è stato sviluppato e costruito un nuovo prototipo di lente di Laue che presenta in totale 24 cristalli, di cui 8 sono distribuiti sull'anello interno, con piani diffrattivi di direzione (111), mentre i restanti 16 sono collocati sull'anello esterno con piani di direzione (311). I due anelli su cui giacciono i cristalli hanno lo stesso centro, ma raggi diversi come per i prototipi di prima generazione. Per questo nuovo prototipo però le tolleranze sugli angoli di *miscol* dei cristalli di entrambi gli anelli sono inferiori a 0.001° ; in tal modo non si dovrebbero più verificare i problemi relativi alle diverse lunghezze focali dell'anello interno e di quello esterno. Inoltre i cristalli sono adagiati su di un supporto in silicio amorfo (vetro) che non permette fenomeni diffrattivi e che, quindi, non va ad alterare le misure delle immagini ma, allo stesso tempo, non avendo riferimenti nel supporto può rendere più difficoltoso trovare il giusto posizionamento iniziale che richiede dunque una maggiore attenzione. Il prototipo in esame è visibile in Figura 6.1.

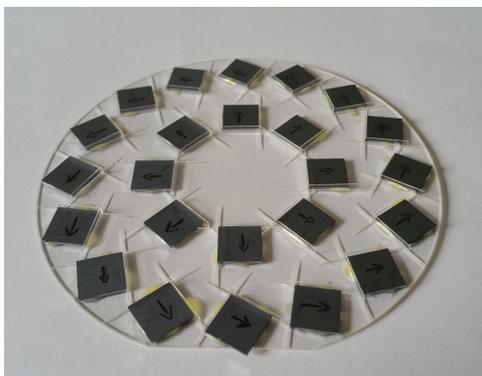


Figura 6.1: Foto del prototipo di seconda generazione a 24 cristalli QM.

Il supporto della lente presenta inoltre, in questo caso, uno spessore pari a 1 mm, ossia la metà di quello degli altri prototipi; di conseguenza la lente risulta più fragile, per cui occorre prestare molta più attenzione nel suo posizionamento sul supporto porta lente (figura 6.2).

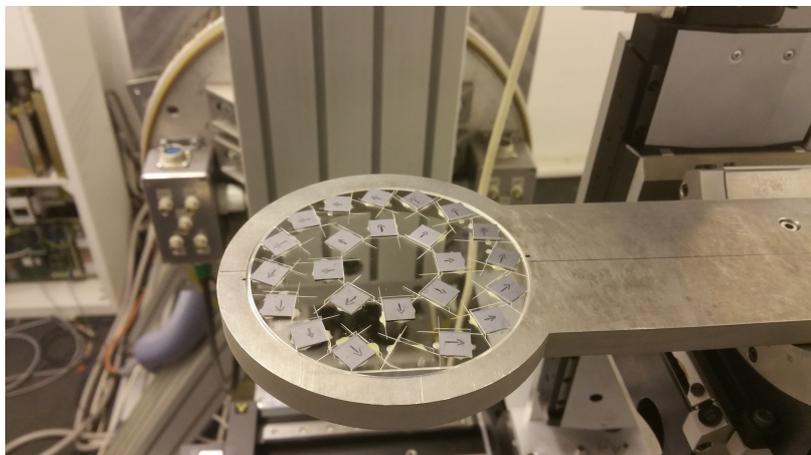


Figura 6.2: Foto del prototipo di lente di Laue a 24 cristalli, posizionata sull'apposito supporto.

I cristalli diffrattivi utilizzati in questo prototipo di seconda generazione sono analoghi a quelli utilizzati nei prototipi precedenti, ossia cristalli QM curvati attraverso il metodo della sabbatura. L'unica cosa che risulta migliorata è, come già detto, la tolleranza sull'angolo di *misct*. Le immagini acquisite sono state ottenute con i seguenti valori del tubo a raggi X:

- Valore di tensione: 110 kV
- Valore di intensità di corrente: 100 mA
- Tempo di erogazione fascio RX: 1s

6.2 – Test del prototipo di seconda generazione a 24 cristalli

Come per i test svolti sui prototipi precedenti, anche in questo caso si sono svolte tutte le procedure di corretto posizionamento della strumentazione compresa la lente e si sono seguiti i medesimi passaggi per quanto riguarda le analisi sulle immagini fornite dal detector collegato al sensore CCD. Dunque, una volta che la lente viene posta sul sostegno si procede con la schermatura del supporto attraverso l'utilizzo di una maschera in piombo sagomata in maniera tale da lasciare esposti solo i cristalli diffrattivi presenti su entrambi gli anelli. Grazie alla struttura in vetro del supporto della lente non si ottengono, in questo caso, fenomeni diffrattivi non dovuti ai cristalli e, pertanto, la schermatura attuata sul supporto serve solo per bloccare il fascio diretto in uscita dalla lente e mettere in luce esclusivamente la parte del fascio diffratto focalizzato dai cristalli.

Per questa nuova generazione di prototipi si sono potute fare misure solo in aria mentre non è stato possibile farle in assorbimento mediante spessori di polimetilmetacrilato (PMMA o plexiglass) in quanto la camera CCD primaria si è rotta durante i test e la camera sostitutiva, purtroppo, non aveva la sensibilità necessaria per poter svolgere misure con assorbimento dovuto a spessori di PMMA. I livelli di grigio apprezzati risultavano talmente bassi da non mostrare non solo alcun picco, ma anche il segnale del fascio diffratto era quasi assente.

Dal momento che questo prototipo presenta due anelli su cui sono disposti i cristalli occorre effettuare le misure delle immagini diffrattive usando 3 differenti setup. Le configurazioni che si sono utilizzate sono le seguenti:

1. Schermatura dell'anello esterno di diffrazione (311) e del supporto facendo sì che il fascio diffratto sia solo quello focalizzato dall'anello interno (111)
2. Schermatura dell'anello interno di diffrazione (111) e del supporto facendo sì che il fascio diffratto sia solo quello focalizzato dall'anello esterno (311).
3. Schermatura solo del supporto lasciando liberi i cristalli diffrattivi di entrambi gli anelli (111) e (311) che focalizzano il fascio incidente.

6.2.1 - Analisi dati prototipo lente a 24 cristalli: anello interno (111)

In tale configurazione solamente i cristalli interni della lente focalizzano il fascio incidente, diffrangendolo. Una volta acquisite le immagini del fascio diffratto dalla lente occorre elaborarle tramite il software grafico ImageJ nello stesso modo già spiegato nel precedente capitolo.

In Figura 6.3 è mostrata l'immagine della focalizzazione del fascio diffratto che si ottiene con questo nuovo prototipo, la quale risulta più ampia rispetto i precedenti prototipi per consentire l'irraggiamento di un'area maggiore:

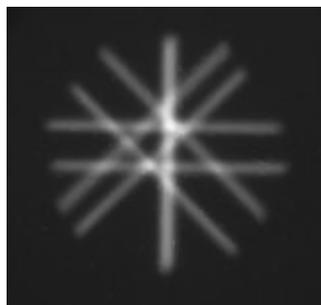


Figura 6.3: Immagine del diffratto che mostra l'area di focalizzazione della lente

Dall'analisi delle immagini dei diffratti si ottiene il grafico di Figura 6.4, che mostra i risultati ottenuti riportando le intensità massime dei livelli di grigio nella ROI presa come riferimento in funzione della posizione:

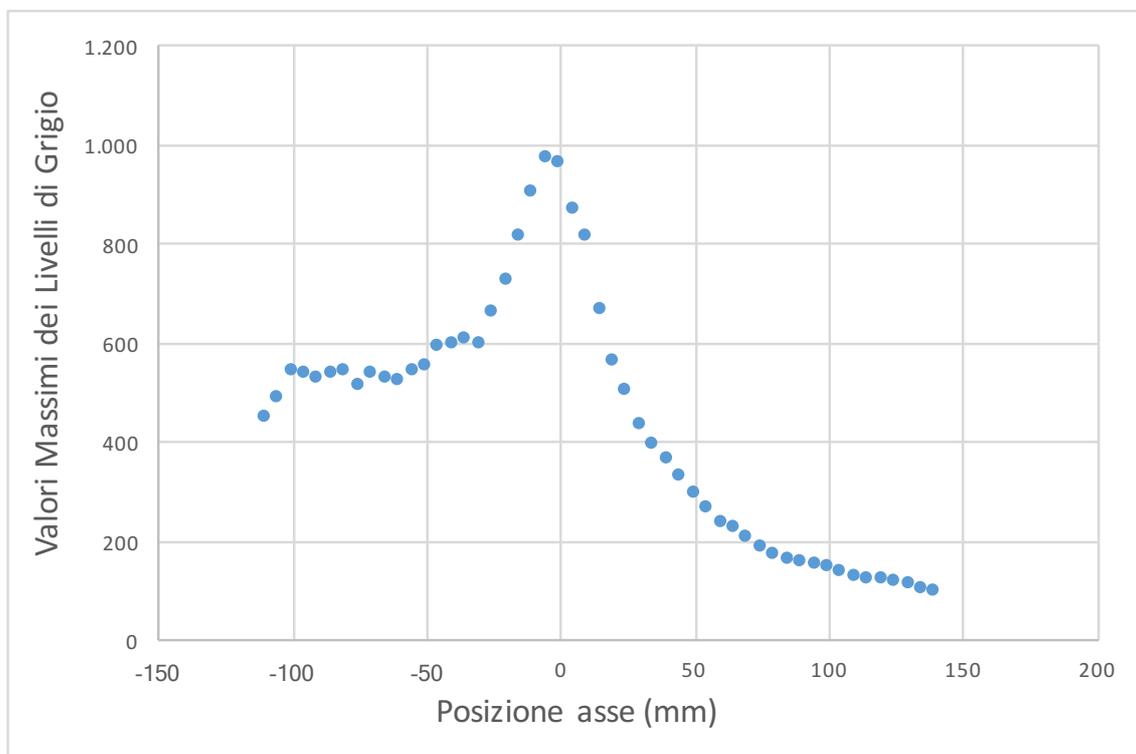


Figura 6.4: Verifica picco di focalizzazione dell'anello interno in aria in termini di intensità massima dei livelli di grigio.

Dal grafico sopra si osserva, come atteso, la presenza di un unico picco di focalizzazione che non risente dei raggi X diffratti dal supporto perché realizzato con un materiale non diffrattivo come il vetro.

6.2.2 - Analisi dati prototipo lente a 24 cristalli: anello esterno (311)

Si prendono ora in considerazione i dati ottenuti per la lente nella seconda configurazione in cui si scherma l'anello interno e si valuta la focalizzazione ad opera dell'anello esterno. Dai dati ottenuti si ottiene il grafico di Figura 6.5:

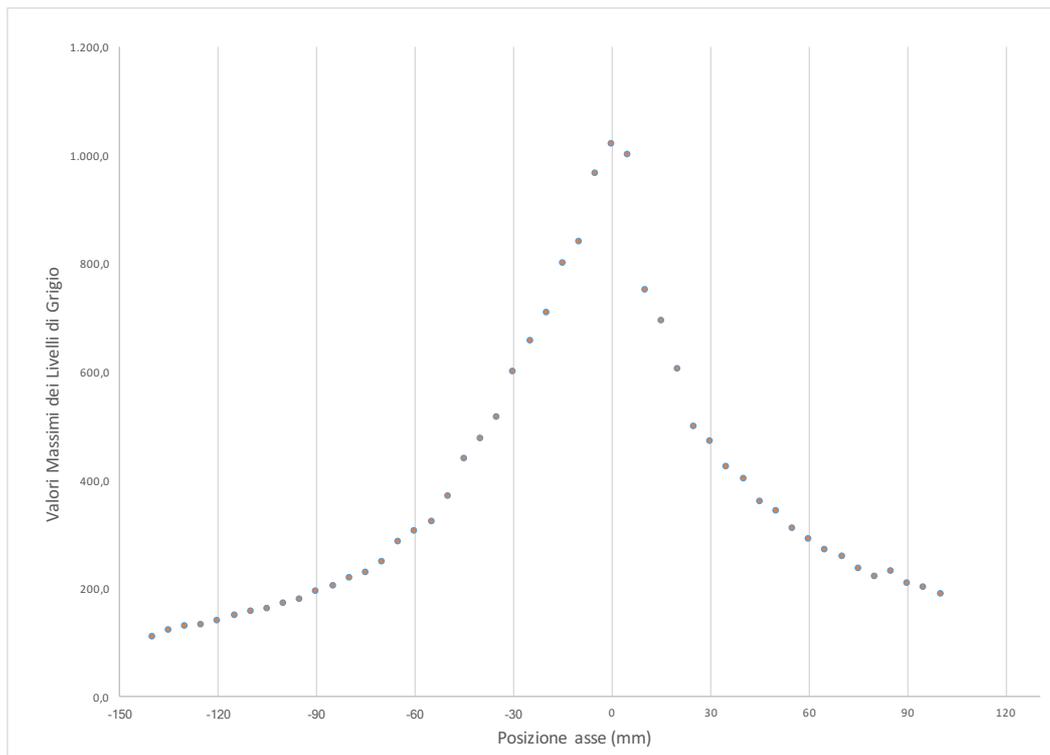


Figura 6.5: Verifica picco di focalizzazione dell'anello esterno in aria in termini di intensità massima dei livelli di grigio.

Dai grafici nelle Figure 6.4 e 6.5 risulta molto importante osservare come l'ottimizzazione delle tolleranze sugli angoli di *misct* del nuovo prototipo e la sostituzione del supporto diffrattivo abbiano risolto i problemi riscontrati con i primi prototipi. In questo caso, infatti, il picco di focalizzazione è collocato nella stessa posizione focale per entrambi gli anelli, risultando solamente più stretto per l'anello esterno a causa della geometria di costruzione del prototipo, che utilizza piani di diffrazione diversi per i due anelli. Nell'analisi relativa alla successiva configurazione, che terrà in considerazione i contributi di entrambi gli anelli, si vedrà effettivamente la presenza di un unico picco di focalizzazione.

6.2.3 - Analisi dati prototipo lente a 24 cristalli: anelli (111) e (311)

Si analizzano ora i dati ottenuti per il prototipo nella terza configurazione in cui entrambi gli anelli di cristalli diffrangono il fascio dei raggi X focalizzandolo. Anche per quest'ultima configurazione sono stati inizialmente mantenuti invariati i parametri di erogazione del fascio di raggi X, definiti nelle parti precedenti. Tuttavia si è notato che la sovrapposizione di entrambi gli anelli cristallini portava ad una saturazione, in livelli di grigio, delle immagini nelle posizioni vicino al fuoco. In Figura 6.6 se ne mostra il risultato:

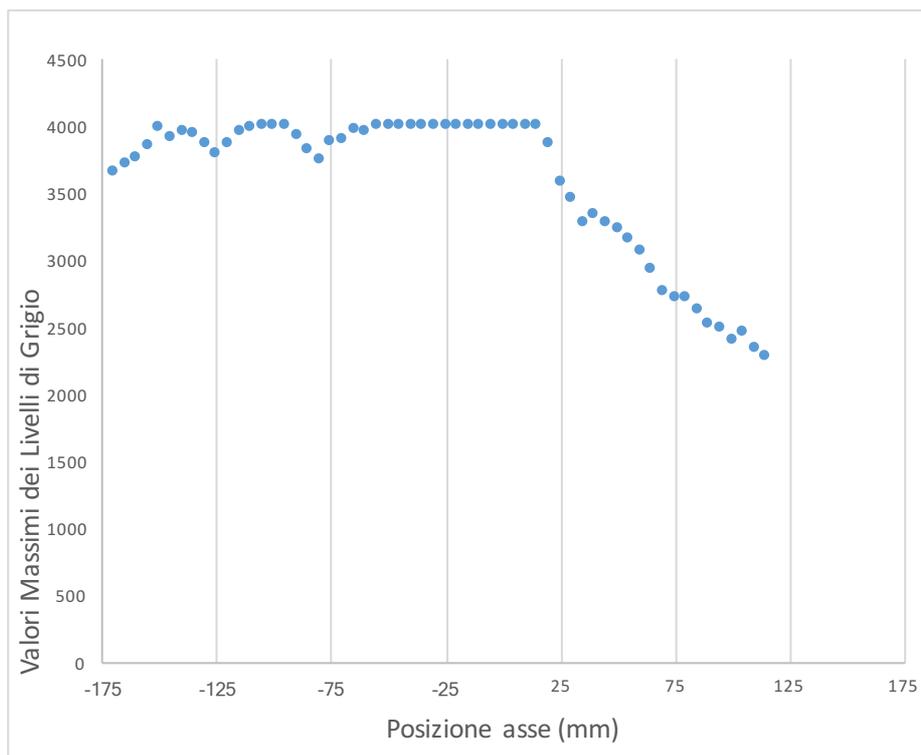


Figura 6.6: Risultato della saturazione della camera CCD ottenuta per i valori massimi con entrambi gli anelli liberi di diffrangere il fascio.

Si è cercato pertanto di svolgere ulteriori misure scegliendo valori diversi nelle impostazioni del tubo a raggi X per evitare il fenomeno della saturazione dei valori massimi dei livelli di grigio. Purtroppo però non è stato possibile effettuarle poiché la camera CCD in dotazione si è rotta e quella sostitutiva non forniva risultati soddisfacenti.

Tuttavia analizzando i risultati ottenuti nelle due precedenti configurazioni si osserva che, con questo nuovo prototipo, non si incorre più nei problemi che si erano riscontrati con la prima generazione di prototipi. Sono infatti scomparsi i doppi “picchi” dovuti alla diffrazione del supporto e alle differenti posizioni focali dei due anelli a causa degli eccessivi angoli di *misct*. Con questo nuovo prototipo, infatti, gli anelli focalizzano il fascio di raggi X alla medesima distanza, dando luogo ad un unico picco centrale.

Nel prossimo capitolo si sottoporrà questo nuovo prototipo a delle iniziali valutazioni dosimetriche in modo tale da avere un indice di massima sulla dose che si riesce a focalizzare in un’area precisa, come potrebbe essere un *target* tumorale. Quanto verificato per questo ultimo prototipo è di notevole importanza poiché conferma la validità delle scelte fatte riguardo al tipo di supporto per la lente e alla tolleranza negli angoli di *misct*.

6.3 Spettrometria del fascio diffratto dalla lente

Una volta verificata la corretta focalizzazione del fascio di raggi X da parte dell'ultimo prototipo realizzato, si è deciso di procedere con misure spettrometriche del fascio diffratto dalla lente. Questo per verificare se la lente selezionava, effettivamente, una porzione del fascio policromatico emesso dal tubo a raggi X.

Le misure spettrometriche sono state fatte utilizzando un rivelatore a semiconduttore di tipo CdTe, della ditta Amptek, modello XR-100T, che assieme all'analizzatore multicanale MCA-8000D, è in grado di fornire lo spettro del fascio di raggi X o γ che lo irradia. L'area utile del detector è di 5×5 mm². Lo spettrometro è stato calibrato mediante l'utilizzo di due sorgenti radioattive, ⁵⁷Co e ²⁴¹Am, che presentano picchi caratteristici ad energie note rispettivamente di 122 keV e 59,5 keV, che corrispondono, nel nostro caso, ai canali 845 e 412, come visibile nelle Figure 6.7 e 6.8.

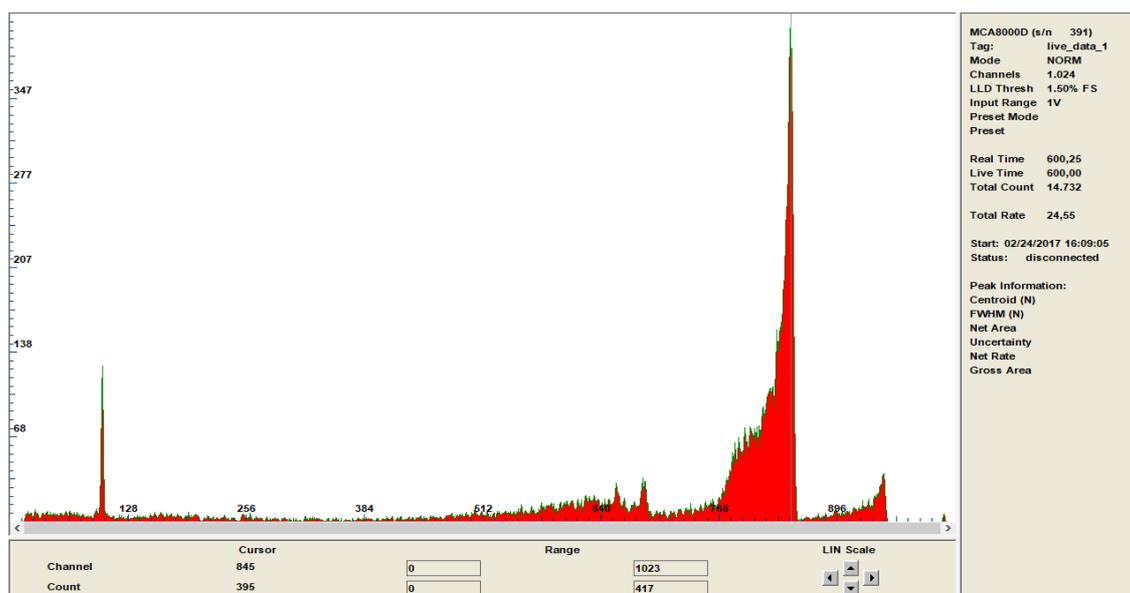


Figura 6.7: Spettro ⁵⁷Co dove si vede che il picco caratteristico a 122 keV corrisponde al canale 845.

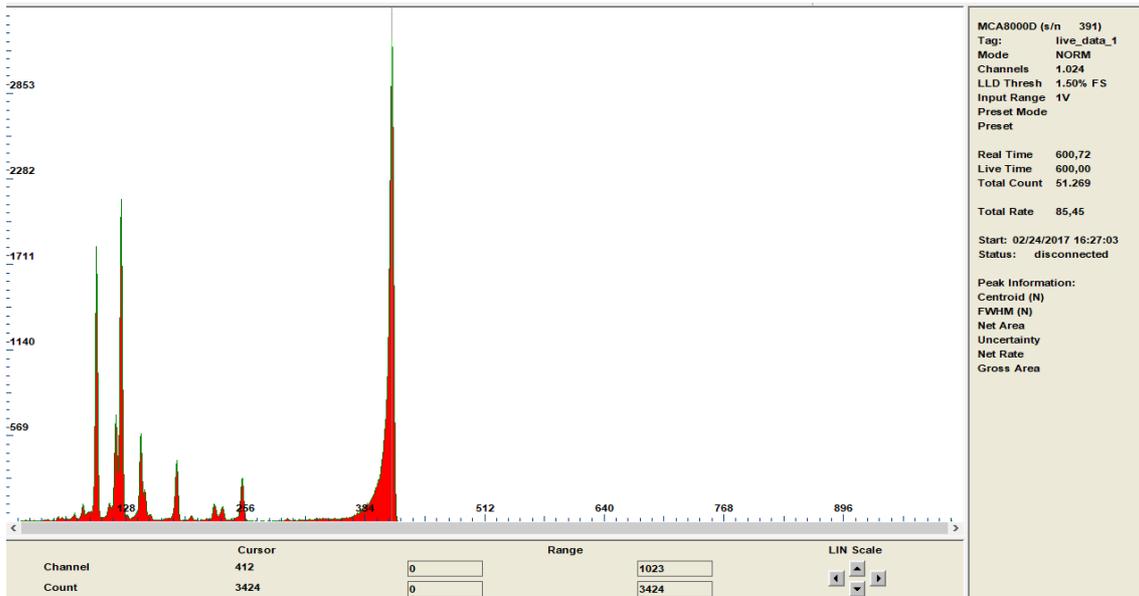


Figura 6.8: Spettro ^{241}Am dove si vede che il picco caratteristico a 59,5 keV corrisponde al canale 412.

Una volta eseguita la calibrazione, si è potuto procedere con la caratterizzazione del fascio diffratto dalla lente per verificarne lo spettro energetico. In Figura 6.9 è mostrato lo spettro del fascio diffratto da entrambi gli anelli cristallini della lente:

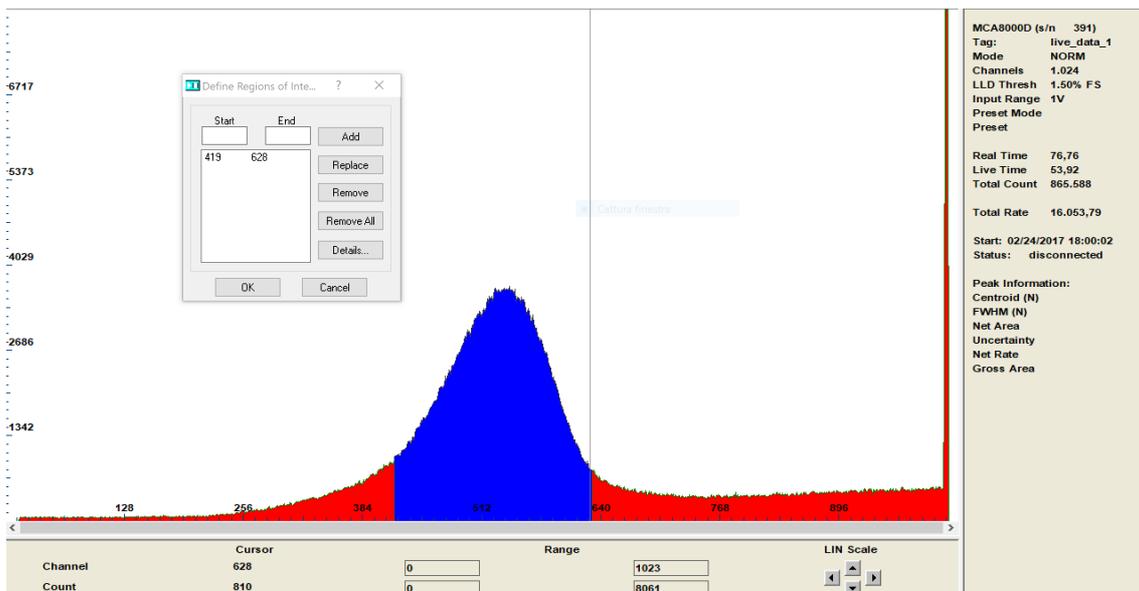


Figura 6.9: Spettro del fascio diffratto da entrambi gli anelli cristallini della lente.

La porzione di spettro evidenziata in blu in Figura 6.9 è quella compresa tra i canali 419 e 628, a cui, in base alla calibrazione effettuata, corrisponde un range di energie tra 60 e 90 keV. Al centroide del picco corrisponde un'energia di circa 76 keV, in buon accordo con quanto atteso teoricamente. Si può pertanto affermare che la lente è realmente in grado di selezionare una porzione dello spettro policromatico, che incide su di essa e di focalizzare quest'ultimo in un'area ben delimitata. In Figura 6.10 viene mostrato lo spettro del fascio diffratto già convertito in energia; sull'asse delle ascisse i valori sono espressi in keV, mentre sull'asse delle ordinate i conteggi sono stati normalizzati al valore massimo.

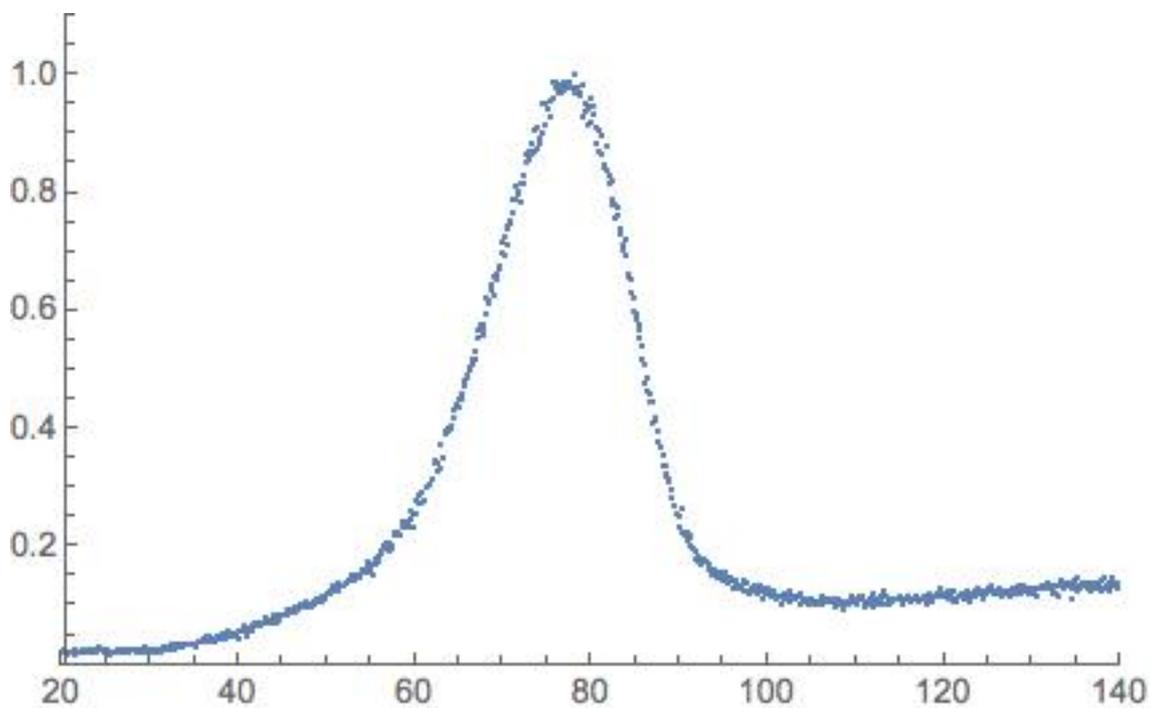


Figura 6.10: Spettro del fascio diffratto da entrambi gli anelli cristallini della lente (sull'asse delle ascisse è riportata l'energia in keV)

Capitolo 7

Valutazioni dosimetriche con la lente di seconda generazione

In questo settimo capitolo vengono presentate le prime misure dosimetriche svolte sul prototipo di lente di Laue di seconda generazione e si descrivono inoltre gli strumenti utilizzati per il calcolo della dose. Si rimanda, invece, all'appendice A per gli approfondimenti sugli argomenti dosimetrici in generale, quali le grandezze dosimetriche, i principali tipi di dosimetri e la caratterizzazione della qualità della radiazione.

7.1 Camera a ionizzazione utilizzata per misure dosimetriche con lente di Laue

Per valutare le prestazioni della lente di Laue di seconda generazione, oltre ai test di focalizzazione illustrati in precedenza, si sono svolte anche delle prime misure di dose. A questo scopo si sono utilizzati due diversi tipi di dosimetri:

1. camera a ionizzazione, che verrà analizzata in questo paragrafo;
2. dispositivo a stato solido con diodi al silicio, che verrà presentato nei paragrafi successivi.

Le caratteristiche ed il funzionamento della camera a ionizzazione sono illustrate in Appendice A, mentre qui verranno prese in considerazione le specifiche tecniche della camera utilizzata per svolgere le misure di dose.

Poichè la camera a ionizzazione sfrutta un elettrodo di raccolta per le cariche prodotte dal fascio di radiazione nel gas al suo interno, essa deve essere collegata ad un elettrometro. Quello utilizzato per questo lavoro di tesi è il “*Nuclear Enterprises Farmer 2570/1B matricola 1034*”, che, opportunamente tarato, permette di convertire la carica elettrica creata nella camera a ionizzazione, espressa in nC, in valori di dose, espressi in Gray (Gy).

La camera a ionizzazione utilizzata è di tipo *thimble chamber*, Figura 7.1, ed è il modello “CAPINTEC CII 30 PM-30matricola 8853”, di cui sono evidenziate le caratteristiche tecniche qui di seguito:

- Sensibilità: 9,2 nC/R tipicamente
- Valore massimo visualizzabile: 20 R
- Risoluzione massima: 0,01 mR, mR/min
- Risposta in energia: $\pm 3\%$
- Stabilità: entro $\pm 1\%$
- Corrente di dispersione: meno di 10^{-14} A
- Tempo richiesto per la polarizzazione: tipicamente 60 s
- Direzione del fascio: Perpendicolare all'asse della camera
- Tempo di transito degli ioni: 5 ms
- Materiale della camera: *Air Equivalent Plastic*
- Volume: 28 ml
- Diametro: 31 mm
- Lunghezza: 48 mm
- Spessore del bordo: 0,25 mm



Figura 7.1: Fotografia che ritrae la camera a ionizzazione PM-30 utilizzata

Di seguito, in figura 7.2, si può vedere il prospetto geometrico della camera utilizzata.

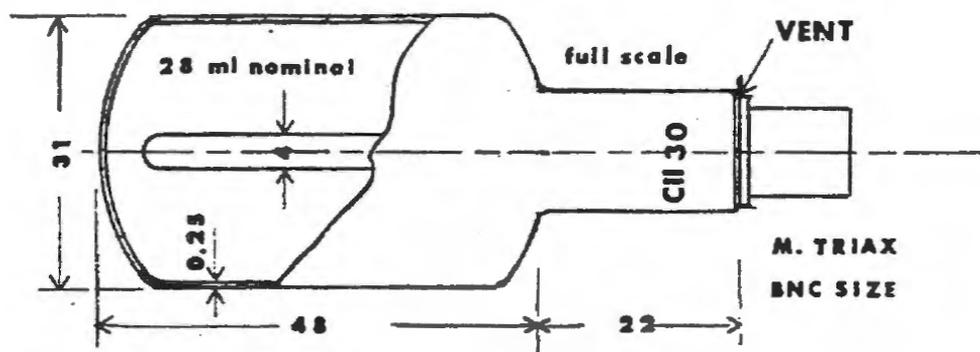


Figura 7.2: Caratteristiche geometriche della camera a ionizzazione utilizzata

Codice Fascio (1)	En. Media radiazione riferimento /keV	Valore di riferimento INTEGRALE (2)	Valore di riferimento RATEO (2)
QR3	31,9	7,33E-01/mGy	2,56E+02/mGyh ⁻¹
A5	57,4	9,71E-01/mGy	2,50E+02/mGyh ⁻¹
QR10	61,6	7,89E-01/mGy	2,84E+02/mGyh ⁻¹
Valore di lettura strumento	Fattore di taratura F (5)	Incertezza estesa su F (3)	Riga n.
7,41E-01/nC	9,89E-01 (mGy/nC) Kerma	4,8	36388
1,02E+00/nC	9,50E-01 (mGy/nC) Kerma	4,8	36391
8,22E-01/nC	9,60E-01 (mGy/nC) Kerma	4,3	36390

(1) I codici e le caratteristiche dei fasci di riferimento sono riportati in allegato

(2) Grandezza di riferimento: Condizioni ambientali di riferimento: T₀=293,15 °K P₀=101,3 kPa

(3) Incertezza estesa valutata ad un livello di confidenza del 95% applicando all'incertezza tipo composta un fattore di copertura (k=2)

(5) Fattore di taratura (Valore di riferimento/Valore lettura strumento) in termini della grandezza Kerma in aria da applicare al valore letto dallo strumento

Tabella 7.1: Specifiche tecniche di taratura camera ionizzazione/ elettrometro Farmer

La camera a ionizzazione e l'elettrometro vengono tarati opportunamente presso un centro di taratura accreditato "ACCREDIA", che è l'Ente di accreditamento italiano, riconosciuto anche a livello internazionale. Il centro presso il quale sono stati tarati gli strumenti per svolgere le misure di dose è il "Centro di Taratura LAT 065 – Laboratorio Accreditato di Taratura COMECER di Castel Bolognese", il quale ha emesso un certificato di taratura "LAT 065 16457/S/04/16" aggiornato ad aprile 2016.

Gli strumenti sono stati tarati per opportuni fasci di raggi X di cui si conoscono bene tutte le caratteristiche, come riportato in tabella 7.1 presente sopra.

Il fattore di taratura F , in termini di kerma in aria, permette di ottenere valori di dose in mGy semplicemente moltiplicandolo per il valore in nC letto dall'elettrometro. Per le misure di dose in questo lavoro di tesi si è scelto come fattore di taratura F quello per il fascio QR10, corrispondente ad un'energia di 61,6 keV in quanto è a metà tra le energie dei fasci di interesse (50-70 keV circa).

7.2 Dosimetro a diodi di Silicio utilizzato per misure dosimetriche con la lente di Laue

Il dosimetro *Multi-O-Meter 510* è in grado di misurare diversi parametri di interesse per un fascio di raggi X, che spaziano dai kVp a valori di dose vera propria. Per gli obiettivi di tale lavoro di tesi verranno trattate esclusivamente le misure di dose e pertanto il dosimetro sarà sempre impostato per fornire tali misure.

Subito dopo ogni esposizione, i valori misurati sono immagazzinati nella memoria del *Multi-O-Meter* e sono trasmessi automaticamente attraverso una connessione infrarossa. Tutti i valori salvati possono essere mostrati sullo schermo del dosimetro semplicemente premendo il tasto PARAMETER.

Per misurare la dose ci sono diversi vantaggi nell'usare dosimetri al Si rispetto alle camere a ionizzazione. I dosimetri di tipo *Multi-O-Meter* sono basati su Si sigillato e permettono di ottenere un accurato risultato di dose direttamente sul display dello strumento in poco tempo e senza bisogno di correzioni. Di seguito sono elencate le caratteristiche di tale tipo di dosimetro:

1. I rivelatori sono progettati in un'unica configurazione che minimizza i problemi di dipendenza dall'energia.
2. I rivelatori al Silicio di tipo *Multi-O-Meter* sono stati ingegnerizzati per rendere la misurazione della dose indipendente dalle correzioni di pressione e temperatura.

3. I rivelatori sono stabilizzati meccanicamente e il *Multi-O-Meter* non necessita di essere maneggiato con la stessa cura di una camera a ionizzazione.
4. I rivelatori sono schermati al piombo, il quale previene problemi di *scatter* della radiazione che potrebbero influenzare le misure in qualsiasi posizione venga collocato il rivelatore.
5. L'alta sensibilità alla radiazione del volume di Silicio fa sì che le dimensioni del rivelatore possano essere molto piccole.
6. Non è richiesta nessuna tensione di polarizzazione per i rivelatori.

Il dosimetro a diodi di silicio usato per le misure di dose svolte è l'Unfors 510, rappresentato schematicamente in Figura 7.3, dove si vedono quali sono le aree del rivelatore che misurano la dose e quali i kVp:

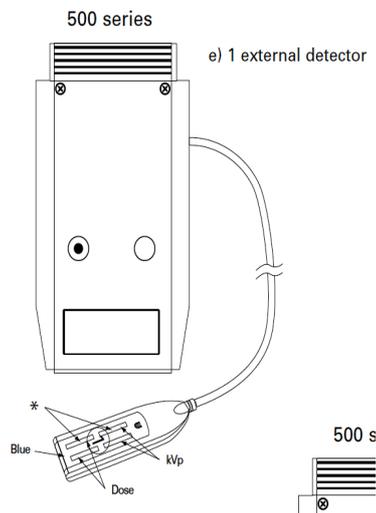


Figura 7.3: Rappresentazione schematica del dosimetro utilizzato, modello Unfors 510. Per le misure di dose si è utilizzato il rivelatore adibito a tali misure escludendo quello per i kVp

Il *Multi-O-Meter* misura, infatti, il rateo di dose attraverso uno o due rivelatori. Il valore mostrato sul display è accompagnato da un simbolo pari a “1” o “2” per indicare da quale rivelatore è stata effettuata la misura. Se entrambi i rivelatori sono irradiati simultaneamente, viene mostrato a display solamente il valore del rateo di dose corrispondente all’attuale *range* di kVp.

Per effettuare misure corrette di dose deve essere irradiata l’intera area del rivelatore. Il *Multi-O-Meter* è calibrato per una specifica filtrazione totale del tubo, che è normalmente equivalente a 2,5 mm di Al per voltaggi compresi tra 45 e 150 kV e a 30 μm di Mo per il range 24-40 kV. Se le misure vengono fatte per altre filtrazioni del tubo è consigliabile applicare un fattore di correzione, ricavabile dal grafico di figura 7.4.

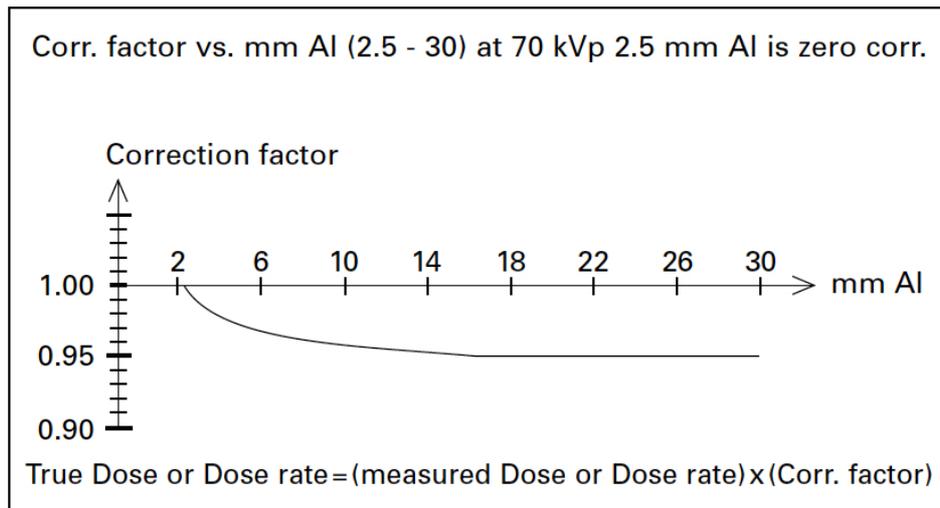


Figura 7.4: Dipendenza tipica della dose e del rateo di dose dalla filtrazione per i sensori, DENT, CONV e I.I.

7.3 Prime misure dosimetriche

Si presentano ora le prime misure dosimetriche ottenute con l'utilizzo dei due dosimetri visti in precedenza. Questo tipo di valutazione è di estrema importanza poiché, avendo come scopo primario quello dell'utilizzo in radioterapia, occorre determinare, almeno in modo approssimato, quanta dose è in grado di convogliare una lente di Laue in un punto per vedere se tale sistema può svilupparsi in tale ambito. In linea di massima è necessario convogliare, per i trattamenti radioterapici convenzionali, almeno una dose di 2 Gy in 60 secondi per un volume di 1 litro collocato sino a 15 cm di profondità.

Le misure dosimetriche sono state effettuate sia con il fascio diretto che, ovviamente, con quello focalizzato dalla lente di Laue. Per tutte le misure di dose si sono usati entrambi i dosimetri per avere così la possibilità di confrontare i valori di dose rivelata.

7.3.1 Verifica dell'HVL del tubo a raggi X: fascio con energia media efficace di 50 e 72 keV in Al e Cu

Prima di svolgere le misure di dose sul fascio diffratto dalla lente è opportuno caratterizzare la qualità del fascio di raggi X utilizzato. L'HVL è un parametro molto importante che funge da indice di qualità per la radiazione prodotta da un tubo a raggi X. Per il calcolo dell'HVL ci si è basati sull'utilizzo di lastre di Al e Cu pure al 99,99% (escluso per alcune di Al che non avevano un elevato

grado di purezza) e di dimensioni note con errore al di sotto del 10%. Il tubo a raggi X in dotazione presso il DIFA di Bologna è caratterizzato da una filtrazione intrinseca pari a 1,5 mm di Al, a cui è stata aggiunta una filtrazione addizionale in Al o Cu per svolgere opportune misure di HVL. Tramite il software di elaborazione degli spettri di energia dei fasci di raggi X, *Spekcalc*, si è trovato che filtrazione addizionale fosse necessaria per portare l'energia media efficace del fascio rispettivamente a 50 keV in Al e 72 keV in Cu partendo da una tensione del tubo pari 120 kV. Le particolari energie scelte sono dovute al fatto che la lente di Laue è stata testata per distanze focali che selezionano un *range* energetico prossimo ai valori indicati. Per ottenere un'energia media efficace in Al pari a 50 keV è stato necessario aggiungere 6 mm di Al portando, in tal modo, la filtrazione totale del tubo a 7,5 mm di Al. Mentre per raggiungere un'energia media efficace pari a circa 72 keV in Cu è stato necessario aggiungere 1 mm di Cu arrivando così ad avere come filtrazione totale 1,5 mm di Al e 1 mm di Cu.

Per trovare i valori di HVL_1 e HVL_2 ci si è sempre basati, dapprima, sull'utilizzo di *Spekcalc* e poi si sono confrontati tali valori con i risultati sperimentali. Si ricorda che i valori di HVL_1 e HVL_2 indicano rispettivamente gli spessori in mm di Al o Cu necessari per dimezzare e ridurre a 1/4 i valori iniziali di dose misurati. Gli spessori che bisogna aggiungere per vedere dimezzata la dose rilevata, ossia HVL_1 , del fascio con energia media efficace di 50 keV in Al sono rispettivamente 7 mm di Al o 0,35 mm di Cu; mentre per l' HVL_2 sono necessari ulteriori 9 mm di Al o 0,6 mm di Cu. Per il fascio con energia media efficace di circa 72 keV in Cu si sono considerati come spessori aggiuntivi per ottenere i due HVL solamente i valori di Cu in quanto non era disponibile un numero sufficiente di spessori di Al; essi sono rispettivamente 0,8 mm di Cu per HVL_1 e 1 mm ulteriore di Cu per HVL_2 .

Gli spessori suggeriti da *Spekcalc* per i vari HVL sono stati poi confrontati con i valori ottenuti sperimentalmente. A questo scopo ci si è serviti di una camera a ionizzazione per le misure della dose. Per il fascio con energia media efficace di 50 keV in Al è stato posto il dosimetro ad una distanza di 49 cm dalla sorgente e si è proceduto alla rilevazione della dose in assenza degli spessori e poi con l'aggiunta dei vari spessori. Per il fascio a 72 keV in Cu si è posto, invece, il dosimetro ad una distanza di 53,5 cm dalla sorgente per evitare problemi di saturazione allo strumento.

I parametri con cui è stato impostato il tubo a raggi X per svolgere queste misure di dose sono i seguenti: 120 kV per la tensione, 50 mA per la corrente, 500 ms per il tempo; ossia 25 mAs in totale. In tabella 7.2 sono mostrati i valori di dose e HVL ottenuti per il fascio a 50 keV in Al e in tabella 7.3 invece sono elencati quelli per il fascio a 72 keV in Cu.

Il fattore di conversione utilizzato per la camera a ionizzazione è 0,96 mGy/nC per entrambi i fasci considerati.

Fascio con energia media efficace a 50 keV in Al:

<i>Carica (nC)</i>	<i>Dose (mGy)</i>	<i>Spessore Al (mm)</i>	<i>HVL</i>	<i>HVL/HVL₀</i>
8,5 ± 0,4	8,1 ± 0,4	0	0	1
4,3 ± 0,2	4,1 ± 0,2	7,0 ± 0,7	1	0,51 ± 0,05
1,78 ± 0,09	1,69 ± 0,09	9,0 ± 0,9	2	0,21 ± 0,02
<i>Carica (nC)</i>	<i>Dose (mGy)</i>	<i>Spessore Cu (mm)</i>	<i>HVL</i>	<i>HVL/HVL₀</i>
8,5 ± 0,4	8,1 ± 0,4	0	0	1
4,2 ± 0,2	3,9 ± 0,8	0,35 ± 0,04	1	0,51 ± 0,13
2,0 ± 0,1	1,94 ± 0,19	0,60 ± 0,06	2	0,24 ± 0,04

Tabella 7.2: Verifica HVL per fascio a 50 keV in Al

Fascio con energia media efficace a 72 keV in Cu:

<i>Carica (nC)</i>	<i>Dose (mGy)</i>	<i>Spessore Cu (mm)</i>	<i>HVL</i>	<i>HVL/HVL₀</i>
2,38 ± 0,12	2,26 ± 0,11	0	0	1
1,23 ± 0,06	1,17 ± 0,07	0,80 ± 0,08	1	0,52 ± 0,06
0,61 ± 0,03	0,580 ± 0,017	1,0 ± 0,1	2	0,26 ± 0,02

Tabella 7.3: Verifica HVL per fascio a 72 keV in Cu

Dai dati ricavati sopra si può vedere come i valori precedentemente calcolati con *Speckcalc* trovino riscontro positivo con le prove sperimentali e pertanto si possono considerare validi. I valori di HVL trovati mediante gli spessori in Al sono leggermente diversi dai valori teorici ma questo può essere ricondotto al fatto che per creare tali spessori si sono dovute usare diverse lamine di Al e non tutte avevano una purezza al 99,99%, il che può comportare variazioni sul valore finale di HVL. Per quanto riguarda, invece, i valori ricavati per il Cu essi sono perfettamente corrispondenti con quelli forniti da *Speckcalc*, in quanto per il rame si sono potute utilizzare esclusivamente lastre con livelli di purezza elevati.

7.3.2 Calcolo della dose per il fascio diretto

Per il calcolo della dose dovuta al fascio diretto si sono assunti come valori fissi i seguenti parametri:

- Tensione: 110 kV
- Intensità di corrente: 100 mA
- Tempo di erogazione fascio RX: 1 s

In tabella 7.4 vengono mostrati i valori di dose rilevati per il fascio diretto mediante il dosimetro Unfors 510, mentre in tabella 7.5 quelli ricavati tramite la camera a ionizzazione, per diverse distanze dalla sorgente.

Distanza sorgente – Dosimetro Unfors 510 (cm)	Dose (mGy)
50,0 ± 0,1	94 ± 5
77,0 ± 0,1	37,5 ± 1,9
100,0 ± 0,1	21,4 ± 1,0
150,0 ± 0,1	9,1 ± 0,5

Tabella 7.4: Valori di dose forniti dal dosimetro Unfors 510 per diverse distanze dalla sorgente

Per le misure di dose svolte con la camera a ionizzazione, al fine di evitare fenomeni di saturazione, è stato necessario ridurre di un fattore 10 la corrente del tubo a raggi X (e di conseguenza i mAs) per le prime tre posizioni del dosimetro. Il fattore di conversione F per la camera a ionizzazione è stato scelto pari a 0,96 mGy/nC, come da indicazione di taratura.

Distanza sorgente – Dosimetro Camera Ionizzazione (cm)	Dose (mGy) per 10 mA	Dose (mGy) per 100 mA
50,0 ± 0,1	9,2 ± 0,5	92 ± 5*
77,0 ± 0,1	3,9 ± 0,2	38,8 ± 1,9*
100,0 ± 0,1	2,34 ± 0,12	23,4 ± 1,2*
150,0 ± 0,1	/	10,3 ± 0,5

Tabella 7.5: Valori di dose forniti dalla camera di ionizzazione per diverse distanze dalla sorgente. *valore ottenuto moltiplicando per un fattore 10 il valore di dose relativo ad una corrente di 10 mA

Come si può notare dal confronto delle due tabelle precedenti, i valori di dose misurati con i due tipi di dosimetri sono consistenti fra loro.

7.3.3 Calcolo della dose dovuta al fascio diffratto per un'energia efficace di circa 71 keV e 50 keV

Come detto nei capitoli precedenti la lente di Laue oltre a focalizzare il fascio X in un punto possiede anche la capacità di selezionare un *range* energetico di un fascio policromatico, con energia media efficace dipendente dalla distanza a cui si pone la lente dalla sorgente. Nella posizione considerata in questo paragrafo (lente posta a 74 cm dalla sorgente) essa seleziona una banda energetica centrata a circa 72 keV pur avendo valori di tensione in uscita dal tubo pari a 110 kV. Si è scelta tale posizione perché l'energia che seleziona la lente è sufficientemente elevata e riesce a penetrare in profondità nei tessuti, il che sarebbe idoneo con l'utilizzo in radioterapia. Purtroppo però non basta solo la distanza di penetrazione come parametro di valutazione ma occorre anche valutare la dose rilasciata da tale fascio focalizzato. Per fare ciò si sono svolte delle serie di misure sia mediante l'utilizzo del dosimetro a stato solido che con la camera a ionizzazione valutando il contributo in dose dei due differenti anelli cristallini della lente nonché della loro somma. Nella tabella 7.6 si possono osservare i valori di dose dovuti ai vari anelli della lente. Le misure sono state fatte con e senza fondo (porzione di dose che passa attraverso la schermatura in piombo) mediante l'utilizzo del dosimetro a camera a ionizzazione. Il fattore di conversione scelto per l'energia qui considerata del fascio che viene selezionato dalla lente è pari a 0,96 mGy/nC.

I valori usati per il tubo a raggi X sono gli stessi e pari a 110 kV per la tensione, 100 mA per l'intensità di corrente e 1 s il tempo di erogazione del fascio RX.

	Carica (nC)	Distanza sorgente (cm)	Dose (mGy)
Anello (311)	0,220 ± 0,012	148,0 ± 0,1	0,211 ± 0,011
Fondo	0,065 ± 0,004	148,0 ± 0,1	0,062 ± 0,003
(311) – Fondo	0,155 ± 0,016	148,0 ± 0,1	0,149 ± 0,014
Anello (111)	0,365 ± 0,019	148,0 ± 0,1	0,350 ± 0,018
Fondo	0,065 ± 0,004	148,0 ± 0,1	0,062 ± 0,004
(111) – Fondo	0,30 ± 0,02	148,0 ± 0,1	0,29 ± 0,02
Anello (111) + (311)	0,50 ± 0,03	148,0 ± 0,1	0,48 ± 0,03
Fondo	0,065 ± 0,004	148,0 ± 0,1	0,062 ± 0,004
(111) + (311) - Fondo	0,44 ± 0,03	148,0 ± 0,1	0,42 ± 0,03

Tabella 7.6 Valori di dose forniti dalla camera a ionizzazione per i diversi anelli della lente

La tabella 7.7 riporta la frazione di dose diffratta dai vari anelli della lente di Laue rispetto al fascio diretto.

Anello	(311) + (111)	(111)	(311)
Frazione di dose diffratta dalla lente	$0,041 \pm 0,005$	$0,028 \pm 0,003$	$0,014 \pm 0,002$

Tabella 7.7: Frazione di dose diffratta dai diversi anelli della lente

È possibile notare che la frazione di dose diffratta è solo una piccola parte di quella dovuta al fascio diretto e corrisponde a circa il 4%, che è un valore in buon accordo con l'efficienza della lente calcolata teoricamente e tramite simulazioni di tipo Monte Carlo. Il valore di dose totale che si avrebbe in un minuto sul detector dovuta al fascio diffratto da entrambi gli anelli della lente è pari a $25,2 \pm 1,8$ mGy, mentre per il solo fascio diretto corrispondeva a 618 ± 30 mGy.

Questo mostra come occorrerà avere lenti più performanti e con più anelli per avere in futuro valori più elevati di dose che si avvicinino al valore di riferimento di 2 Gy al minuto in un volume di 1 dm^3 , tipico dei trattamenti radioterapici convenzionali.

Si procede ora invece con l'analisi delle misure di dose del fascio diffratto ottenuto con il dosimetro a diodi di silicio, *Unfors 510*. Con questo tipo di dosimetro i valori letti sullo strumento sono già espressi in valori di dose; non vi è dunque necessità di alcun fattore di conversione. In tabella 7.8 sono mostrati i valori di dose ottenuti con il dosimetro *Unfors 510*.

	Distanza sorgente (cm)	Dose (μGy)
Anello (311)	$148,0 \pm 0,1$	98 ± 5
Fondo	$148,0 \pm 0,1$	$16,7 \pm 0,8$
(311) – Fondo	$148,0 \pm 0,1$	81 ± 6
Anello (111)	$148,0 \pm 0,1$	95 ± 5
Fondo	$148,0 \pm 0,1$	$16,7 \pm 0,8$
(111) – Fondo	$148,0 \pm 0,1$	78 ± 6
Anello (111) + (311)	$148,0 \pm 0,1$	185 ± 9
Fondo	$148,0 \pm 0,1$	$16,7 \pm 0,8$
(111) + (311) - Fondo	$148,0 \pm 0,1$	168 ± 10

Tabella 7.8: Valori di dose letti dal dosimetro *Unfors 510* per i vari anelli della lente

I valori ottenuti con questo tipo di dosimetro si discostano notevolmente da quelli ottenuti mediante la camera a ionizzazione e presentano inoltre un andamento anomalo. Risulta infatti che l'anello esterno (311) convogli più dose al dosimetro rispetto all'anello primario (111) cosa che non è permessa dalla geometria di costruzione scelta per la lente. Questo problema ha portato quindi ad un'attenta analisi del setup strumentale utilizzato: il fascio diffratto dalla lente è molto particolare e non ha uno spot uniforme il che non è ideale per un dosimetro di tale tipo. L'*Unfors 510* è infatti un dispositivo dosimetrico utile per testare fasci di radiazione aventi una geometria diversa rispetto a quella del fascio diffratto, la cui intensità potrebbe risultare non uniforme su tutta l'area utile del detector ($2 \times 14 \text{ mm}^2$). In realtà anche le misure con la camera a ionizzazione potrebbero non essere del tutto corrette, in quanto quest'ultima ha un volume sensibile più grande del fascio in entrata e quindi, mediando su tutto il volume, si avrebbe una sottostima del valore reale. Sarebbe pertanto opportuno trovare un dispositivo dosimetrico *ad hoc*, oppure sfruttare la risposta lineare del CCD per trasformare i livelli di grigio delle immagini in valori di dose mediante una curva di calibrazione. A tal fine occorrerebbe fare misure di dose del fascio diretto con la camera a ionizzazione ed acquisire con gli stessi parametri le immagini in livelli di grigio con il sistema di rivelazione CCD. Questo porterebbe alla creazione di una curva di calibrazione livelli di grigio/dose che permetterebbe di associare ad ogni linea di diffrazione provocata dalla lente di Laue un corrispondente valore di dose. Purtroppo, a causa della rottura della camera CCD, non è stato possibile implementare questa soluzione. Pertanto, le ulteriori misure svolte sul fascio diffratto per energie di circa 50 keV sono state svolte solamente con il dosimetro a camera a ionizzazione in dotazione.

Come anticipato sopra si è proceduto a posizionare la lente ad una distanza diversa dalla sorgente (46 cm) in modo che quest'ultima potesse selezionare una banda di energia attorno a 50 keV. La scelta di selezionare energie di circa 50 keV, che risultano meno penetranti e quindi meno adatte per utilizzi radioterapici di profondità, è stata fatta perché questa energia risulterebbe utile in un possibile impiego con le particelle Nano-Gold, come spiegato successivamente. Inoltre, l'aver ridotto la distanza dalla sorgente di circa 1/3 dovrebbe aumentare notevolmente la quantità di dose diffratta. Nella tabella 7.9 si possono vedere i valori di dose ottenuti per questo differente setup, dove il fattore di conversione per la camera a ionizzazione è sempre pari a 0,96 mGy/nC.

	Carica (nC)	Distanza sorgente (cm)	Dose (mGy)
Anello (311)	0,52 ± 0,03	92,0 ± 0,1	0,49 ± 0,03
Fondo	0,185 ± 0,010	92,0 ± 0,1	0,178 ± 0,009
(311) – Fondo	0,33 ± 0,04	92,0 ± 0,1	0,32 ± 0,04
Anello (111)	1,06 ± 0,05	92,0 ± 0,1	1,01 ± 0,05
Fondo	0,185 ± 0,010	92,0 ± 0,1	0,178 ± 0,009
(111) – Fondo	0,87 ± 0,06	92,0 ± 0,1	0,84 ± 0,06
Anello (111) + (311)	1,39 ± 0,07	92,0 ± 0,1	1,33 ± 0,07
Fondo	0,185 ± 0,010	92,0 ± 0,1	0,178 ± 0,009
(111) + (311) - Fondo	1,20 ± 0,08	92,0 ± 0,1	1,15 ± 0,08

Tabella 7.9: Valori di dose forniti dalla camera a ionizzazione per i diversi anelli della lente.

Come previsto i valori di dose rilevati sono di gran lunga superiori rispetto a quelli trovati per la distanza di 148 cm. Occorre comunque ripetere le misure di dose del fascio diretto a questa nuova distanza con la camera a ionizzazione per poi poterle confrontare con la dose diffratta e calcolare quale frazione del fascio diretto venga diffratto dalla lente. In tabella 7.10 sono riportate le misure di dose del fascio diretto, alla distanza di 92 cm dalla sorgente e a distanza 46 cm, ottenute mediante la camera a ionizzazione PM-30. I parametri utilizzati sono i seguenti:

- Per la distanza 92 cm: 110 kV di tensione, 100 mA di corrente, 0,5 s tempo di erogazione fascio.
- Per la distanza 46 cm: 110 kV di tensione, 10 mA di corrente, 1 s tempo di erogazione fascio.

Sono stati scelti questi valori per evitare che la camera a ionizzazione andasse in saturazione compromettendone le misure ed inoltre tali valori permettono una facile conversione della dose ai valori sinora utilizzati di 100 mAs per 110 kV di tensione. Il fattore di conversione della camera è, invece, sempre pari 0,96 mGy/nC.

Carica (nC)	Dose (mGy)	Distanza sorgente – dosimetro (cm)	Dose (mGy/100 mAs)
11,7 ± 0,6	11,2 ± 0,6	92 ± 0,01	22,4 ± 1,1 *
10,7 ± 0,5	10,3 ± 0,5	46 ± 0,01	103 ± 5 **

Tabella 7.10: Valori di dose letti dall'elettrometro Farmer mediante camera a ionizzazione per il fascio diretto a diverse distanze. *valore ottenuto moltiplicando per un fattore 2 il valore di dose relativo ad una corrente di 100 mA. ***valore ottenuto moltiplicando per un fattore 10 il valore di dose relativo ad una corrente di 100 mA.

Dai valori sopra riportati si possono ricavare le frazioni di dose diffratta dalla lente, si veda tabella 7.11.

Anello	(311) + (111)	(111)	(311)
Frazione di dose diffratta dalla lente	$0,051 \pm 0,006$	$0,037 \pm 0,005$	$0,014 \pm 0,002$

Tabella 7.11: *Frazione di dose diffratta dai diversi anelli della lente*

Tali risultati sono coerenti con la costruzione geometrica della lente e risultano leggermente diversi rispetto alla precedente collocazione della lente. Mostrano, infatti, una migliore efficienza della lente dovuta alla maggior vicinanza alla sorgente e ci consentono di stimare quale sia la dose che si accumula in 60 secondi sul detector sia per il fascio diretto che per il fascio diffratto:

- Fascio diretto: 1340 ± 70 mGy per 100 mA di corrente e 110 kV di tensione.
- 69 ± 5 mGy per 100 mA di corrente e 110 kV di tensione somma anelli (111) + (311).
- 50 ± 4 mGy per 100 mA di corrente e 110 kV di tensione anello (111).
- 19 ± 2 mGy per 100 mA di corrente e 110 kV di tensione anello (311).

La dose misurata è maggiore rispetto alla precedente configurazione, ma ancora lontana dal target richiesto per applicazioni radioterapiche convenzionali. Va detto, comunque, che tale prototipo di lente è ancora agli stadi iniziali e presenta solamente due anelli di cristalli, quindi, in futuro, aumentando in maniera consistente il numero degli anelli cristallini e conseguentemente anche quello dei cristalli diffrattivi, si potranno ottenere valori di gran lunga migliori. Allo stato attuale valori così bassi di dose potrebbero suggerire l'uso di tali lenti per un differente utilizzo radioterapico legato all'attivazione di particelle Nano-Gold. Tali particelle si vanno a collocare sulla massa tumorale mediante un vettore farmaceutico e per essere attivate necessitano di un fascio altamente focalizzato e penetrante come potrebbe essere quello prodotto dalle lenti di Laue. Una volta attivate poi queste particelle provocano il rilascio di elettroni di tipo Auger che interagiscono con la massa tumorale sino a distruggerla.

Conclusioni

Questo lavoro di tesi è inserito all'interno di un progetto di ricerca denominato LAUPER, acronimo per *LAUe-PEak Radiotherapy*, i cui obiettivi consistono nella realizzazione di prototipi di lenti di Laue, in grado di focalizzare fasci di raggi X con energie fino a 250 keV, per possibili applicazioni in ambito radioterapico.

Dopo le misure preliminari realizzate con raggi X a bassa energia presso i laboratori di Ferrara, si sono ottenuti risultati positivi anche con i test sperimentali effettuati nei laboratori del DIFA di Bologna. Essi hanno confermato, infatti, la possibilità di utilizzare lenti di Laue anche con tubi a raggi X caratterizzati da un voltaggio maggiore (fino a 150 kV). Sono emersi tuttavia degli aspetti inerenti la progettazione e la realizzazione delle lenti meritevoli di una ottimizzazione.

Le lenti di Laue di prima generazione si sono dimostrate un sistema ottico effettivamente in grado di focalizzare fasci di raggi X di energie confrontabili con quelle utilizzate per la diagnostica in campo medico. I dati sperimentali mostrano inoltre la presenza del picco di assorbimento desiderato e ipotizzato teoricamente e tutto ciò rende le lenti di Laue delle ottime candidate per una possibile applicazione in ambito radioterapico.

Tuttavia occorre segnalare che l'analisi dei dati per le lenti di prima generazione ha mostrato la presenza di alcune problematiche, tra cui i doppi picchi di assorbimento, che hanno portato alla necessità di perfezionare le tecniche di costruzione delle lenti, in particolare migliorando gli angoli di *misct* dei cristalli, nonché cambiando il materiale di supporto su cui essi giacciono. Infatti i dati ottenuti con il secondo e terzo prototipo di lenti di Laue hanno presentato delle incongruenze rispetto a quanto atteso da un punto di vista teorico. Si è capito che l'origine di queste problematiche era da associare a fenomeni di diffrazione dovuti al supporto dei cristalli presenti sulla lente e all'eccessiva tolleranza sugli angoli di *misct* dei cristalli. Infatti il materiale con cui sono stati realizzati i supporti dei primi prototipi è il silicio monocristallino che, non potendo essere schermato completamente, ha interferito nelle misure, andando a generare un secondo picco a causa dei fenomeni di diffrazione.

Alla luce dei problemi emersi si è deciso di sviluppare un nuovo prototipo di lente di Laue che superasse tali problemi. Il nuovo prototipo di lente consta di due anelli cristallini con piani di diffrazione lungo le direzioni (111) per l'anello interno e (311) per l'anello esterno, che giacciono su un supporto non più di silicio monocristallino, ma amorfo (vetro) che quindi non diffrange il fascio X incidente. Inoltre sono state migliorate notevolmente le tolleranze sugli angoli di *misct* dei cristalli passando da $0,05^\circ$ dei prototipi di prima generazione a non più di $0,001^\circ$ per il prototipo di seconda generazione. Ciò ha comportato che questa seconda generazione di lenti non presentasse più i problemi emersi con i precedenti prototipi ed ha quindi migliorato notevolmente l'efficienza di

diffrazione del sistema. Infatti nelle analisi svolte sul nuovo prototipo non si sono più verificati doppi picchi di assorbimento causati dal supporto della lente né a causa di diverse distanze di focalizzazione dei due anelli provocati da eccessivi angoli di *misct* tra i cristalli.

Questo ha fatto sì che si potessero effettuare, parallelamente alle analisi in livelli di grigio sulle figure di diffrazione, anche delle prime misure dosimetriche sui fasci diffratti dalla lente. L'utilità di svolgere valutazioni della dose diffratta è quella di verificare se tale sistema possa trovare riscontro in tecniche radioterapiche in quanto purtroppo non è sufficiente la focalizzazione del fascio in un determinato punto, ma serve anche un rilascio di dose abbastanza elevato in quel punto. La dose standard per svolgere radioterapia convenzionale è, infatti, molto elevata ed è pari a circa 2 Gy/min*litro.

A tal proposito si è proceduto con le prime valutazioni dosimetriche mediante l'utilizzo di due dosimetri forniti dalla Unità Specialistica di Fisica Sanitaria dell'Università di Bologna: un dosimetro a stato solido a diodi di silicio e una camera a ionizzazione. Verificato che solamente la camera a ionizzazione dava risultati coerenti con la costruzione geometrica della lente si sono svolte le misure di dose esclusivamente con quest'ultima.

In realtà il metodo migliore per la stima della dose prodotta dal fascio diffratto dalla lente sarebbe quello di trasformare i livelli di grigio letti dal CCD in livelli di dose mediante una curva di calibrazione opportunamente calcolata. Questo perché il fascio diffratto dalla lente non è uniforme, ma ha una forma molto particolare e variabile che provoca difficoltà nel determinare la stima corretta della dose con i dosimetri tradizionali. Purtroppo però tale metodo non si è riusciti ad applicarlo a causa della rottura del CCD in dotazione.

Si sono pertanto svolte le misure di dose mediante la camera a ionizzazione che ha fornito però valori non molto elevati che non possono essere comparati con utilizzi radioterapici convenzionali. Va comunque detto che queste misure sono state svolte su prototipi di lenti con pochi cristalli e con solo due anelli diffrattivi e quindi in futuro, grazie alla miniaturizzazione e all'aumento del numero di cristalli sino a circa 500, si potrebbero ottenere risultati migliori. Inoltre, si stanno cercando nuovi strumenti radiogeni che possano garantire valori di flusso più elevati in modo da incrementare la dose rilasciata dalle lenti.

Il futuro del progetto LAUPER potrebbe vedere l'impiego delle lenti diffrattive per tecniche radioterapiche di nuova generazione che richiedono un minor rilascio di dose, ma un elevato grado di focalizzazione e penetrazione del fascio X che quest'ultime sarebbero in grado di garantire. Esse risulterebbero idonee infatti all'attivazione di particelle Nano-Gold, precedentemente iniettate nel corpo del paziente e portate sulla massa tumorale mediante opportuni vettori farmaceutici, che una volta raggiunte dal fascio focalizzato si attivano e rilasciano elettroni Auger che vanno ad interagire con la neoplasia mediante effetto termico sino ad eliminarla. Per l'attivazione di tali particelle sono

infatti necessari fasci di radiazione X altamente focalizzati, con energia compresa tra 40 e 70 keV, che attualmente sono molto difficili da ottenere; per questo motivo le lenti di Laue potrebbero essere le principali candidate per svolgere questo compito.

È opportuno sottolineare comunque che, come detto sopra, sono ancora possibili diversi miglioramenti nelle tecniche di costruzione delle lenti di Laue e negli strumenti radiologici da usare che possono quindi migliorare i risultati sin qui ottenuti e garantire prestazioni in linea con le richieste per la radioterapia convenzionale.

Il progetto LAUPER è dunque un progetto ambizioso e innovativo che potrà compiere notevoli passi migliorativi nel prossimo futuro e che potrebbe portare ad un nuovo e funzionale metodo radioterapico in grado di garantire elevate efficienze di cura delle masse tumorali.

Appendice A

A.1 Le grandezze dosimetriche

L'obiettivo della dosimetria delle radiazioni ionizzanti è la determinazione dell'energia che la radiazione rilascia nel mezzo con cui essa interagisce. A questo scopo è necessario introdurre specifiche grandezze – dette appunto grandezze dosimetriche – la cui misura o il cui calcolo consentono di determinare l'energia assorbita dal mezzo irraggiato. Prima di introdurre queste grandezze è essenziale ricordare che la quantità di energia che le radiazioni ionizzanti possono perdere in un singolo evento nel mezzo da esse attraversato è variabile casualmente. In un dato evento una particella può infatti perdere una parte più o meno grande della sua energia e in alcuni casi la sua totalità. L'uso di una grandezza come, ad esempio, l'energia persa in un singolo evento, non sarebbe tuttavia conveniente per le esigenze pratiche in dosimetria. È evidente l'utilità di disporre di grandezze non stocastiche che abbiano una corrispondenza con i valori di aspettazione delle grandezze stocastiche di interesse, che siano grandezze descrivibili tramite funzioni con cui effettuare il calcolo dei loro valori medi e delle loro variazioni nello spazio e nel tempo. Queste grandezze sono la dose assorbita, il kerma e l'esposizione. La prima è la grandezza di principale interesse in dosimetria; le altre due sono importanti in quanto consentono, come si vedrà nel seguito, di determinare in modo indiretto la dose assorbita in situazioni sperimentali in cui una misura diretta della dose assorbita sarebbe di difficile esecuzione. Queste tre grandezze sono classificate, per la loro comune finalità, come grandezze dosimetriche di base [38].

A.1.1 La dose assorbita

La definizione di dose assorbita è basata sui concetti di deposito di energia e di energia depositata. Per una radiazione direttamente o indirettamente ionizzante che interagisce con un mezzo, si definisce deposito di energia relativo alla singola interazione, i , la grandezza ε_i definita come:

$$\varepsilon_i = \varepsilon_{in} - \varepsilon_{ex} + Q \quad (\text{A.1})$$

dove ε_{in} è l'energia della particella ionizzante incidente (esclusa l'energia a riposo), ε_{ex} è la somma delle energie di tutte le particelle ionizzanti cariche e neutre (esclusa l'energia a riposo) emergenti

dall'interazione e Q è la variazione dell'energia a riposo del nucleo e di tutte le particelle elementari coinvolte nell'interazione.

L'energia depositata, ε , in un volume V del mezzo considerato è la grandezza:

$$\varepsilon = \sum_i \varepsilon_i \quad (\text{A.2})$$

dove la somma è estesa a tutti i depositi di energia, ε_i , che hanno luogo in quel volume.

In base alla sua definizione l'energia depositata da una radiazione nel volume di un mezzo, rappresenta quella parte di energia persa che viene trattenuta nel medesimo volume dove la perdita di energia da parte della radiazione è avvenuta.

L'energia specifica media, $\bar{z} = \bar{\varepsilon}/m$, dipende da $\bar{\varepsilon}$ – il valor medio dell'energia depositata dalla radiazione nella massa m – che, in base alla definizione di ε , si può anche esprimere come:

$$\bar{\varepsilon} = \overline{R_{in}} - \overline{R_{ex}} + Q \quad (\text{A.3})$$

dove R_{in} è la somma media delle energie radianti di tutte le particelle (cariche e neutre) incidenti sul volume V , R_{ex} è la somma media delle energie radianti di tutte le particelle (cariche e neutre) uscenti da V , e \bar{Q} è la somma delle variazioni delle energie a riposo che possono aver luogo nei nuclei e nelle particelle coinvolti nelle interazioni nel volume considerato.

La grandezza $\bar{\varepsilon}$ è alla base della definizione della grandezza dose assorbita. La dose assorbita, D , nel punto P in un dato mezzo attraversato da una specificata radiazione ionizzante, corrisponde all'energia specifica media depositata nell'elemento di massa dm posto in P , ed è definita come:

$$D = \lim_{m \rightarrow 0} \bar{z} = \lim_{m \rightarrow 0} \frac{\bar{\varepsilon}}{m} = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dm} \quad (\text{A.4})$$

L'unità di misura della dose assorbita è espressa in J kg^{-1} cui è assegnato nel SI il nome speciale “gray” (Gy), tale che: $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J kg}^{-1}$

Ogni qualvolta si indica un valore di dose assorbita deve essere sempre specificata la natura del mezzo e il tipo di radiazione cui essa è riferita.

A.1.2 Kerma

Quando un mezzo è attraversato da radiazione indirettamente ionizzante (fotoni, neutroni) il processo di assorbimento di energia della radiazione nel mezzo avviene in due fasi:

1. la radiazione indirettamente ionizzante ha nel mezzo interazioni a seguito delle quali possono essere liberate particelle cariche,
2. le particelle cariche, a seguito dei processi di eccitazione e di ionizzazione nel mezzo, perdono la loro energia cinetica fino a quando questa energia non è più sufficiente a innescare questi processi.

La fase 2 è quella correlata alle grandezze energia depositata e dose assorbita definite dalle (A.3) e (A.4), rispettivamente. La dose assorbita, la grandezza di maggior interesse in dosimetria, è dovuta alle particelle cariche secondarie liberate dalla radiazione primaria indirettamente ionizzante. Sono infatti le particelle cariche che nelle loro molteplici interazioni (ionizzazioni, eccitazioni, ecc.) perdono la propria energia cinetica cedendola al mezzo attraversato. L'energia che le particelle cariche depositano in un elemento di volume nel mezzo non coincide necessariamente con l'energia che quelle particelle hanno perso in quell'elemento di volume. Parte di questa energia può essere persa per produrre, ad esempio, bremsstrahlung che è caratterizzata da percorsi nel mezzo molto maggiori di quelli degli elettroni che l'hanno generata. La bremsstrahlung di una particella carica può perdere la propria energia anche in regioni del mezzo lontane da quella dove essa è stata generata. La particella carica inizia invece a perdere la propria energia già nell'elemento di volume dove essa è stata liberata. [38]

Queste circostanze rendono utile introdurre, in analogia a quanto fatto per l'energia depositata, la grandezza energia trasferita il cui ruolo è correlato direttamente alla fase 1 del processo di assorbimento di energia. Data una radiazione indirettamente ionizzante che interagisce con un mezzo, si definisce energia trasferita a un volume V di quel mezzo la grandezza:

$$\varepsilon_{tr} = E_{in} - E_{ex}^* + Q \quad (A.5)$$

dove E_{in} è la somma delle energie delle radiazioni indirettamente ionizzanti entranti in V ed E_{ex} è la somma delle energie delle radiazioni indirettamente ionizzanti che escono da V , non includendo in questa somma l'energia della radiazione indirettamente ionizzante che ha origine in V a seguito di perdite radiative delle particelle cariche. Il simbolo Q denota la stessa quantità specificata per l'energia depositata, ε .

L'energia trasferita, ε_{tr} , è la grandezza per definire il coefficiente di trasferimento di energia. Come l'energia depositata, ε , anche ε_{tr} è una grandezza di natura stocastica il cui valore atteso – l'energia trasferita media, $\bar{\varepsilon}_{tr}$ – si può esprimere, in base alla (A.5) e in analogia alla (A.3), come:

$$\bar{\varepsilon}_{tr} = \bar{E}_{in} - \bar{E}_{ex}^* + \bar{Q} \quad (\text{A.6})$$

dove \bar{E}_{in} , \bar{E}_{ex}^* e \bar{Q} sono le somme medie delle energie specificate dai corrispondenti simboli nella (A.5).

Così come il concetto di energia depositata è il presupposto per la definizione della grandezza dose assorbita, l'energia trasferita è alla base della definizione del kerma, acronimo di “*kinetic energy released in matter*”. La grandezza kerma è correlata alla fase 1 del processo di assorbimento di energia. [38]

Il kerma, K , nel punto P di un mezzo è una grandezza riferita solo a radiazioni indirettamente ionizzanti ed è definita come:

$$K = \lim_{m \rightarrow 0} \frac{\bar{\varepsilon}_{tr}}{m} = \lim_{m \rightarrow 0} \frac{d\bar{\varepsilon}_{tr}}{dm} = \frac{d\bar{E}_{tr}}{dm} \quad (\text{A.7})$$

dove, in base alla (A.6), l'energia trasferita media, $d\bar{\varepsilon}_{tr}$, è uguale a $d\bar{E}_{tr}$, essendo dE_{tr} la somma media delle energie cinetiche iniziali di tutte le particelle cariche liberate nella massa dm a seguito delle interazioni che la radiazione indirettamente ionizzante ha avuto in dm .

Come per la dose assorbita l'unità di misura del kerma è J kg^{-1} e il nome speciale assegnato a questa unità di misura è il gray (Gy).

Il kerma, K , può essere espresso in funzione delle grandezze di campo della radiazione e del coefficiente di trasferimento di energia, μ_{tr} . In base alla definizione di K e di μ_{tr} , per un fascio di radiazione monoenergetica, si ha infatti:

$$K(P, E) = \Psi(P, E) \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) \quad (\text{A.8})$$

dove $\Psi(P, E)$ è la fluena di energia nel punto P nel mezzo in cui interagisce il fascio di radiazione di energia E , e la grandezza in parentesi è il coefficiente di trasferimento di energia massico per il materiale, il tipo e l'energia della radiazione considerati. [38]

Le particelle cariche perdono la loro energia cinetica tramite processi di ionizzazione e di eccitazione degli atomi del mezzo attraversato e anche a seguito di processi radiativi quali l'emissione di radiazione di frenamento (bremsstrahlung), l'annichilazione in volo di positroni e l'emissione di fotoni di fluorescenza. In base a queste due modalità di perdita di energia si può esprimere il kerma come la somma di due termini, ciascuno relativo a uno dei modi in cui l'energia cinetica delle particelle cariche secondarie viene persa nel mezzo. Si può scrivere dunque:

$$K = K_{col} + K_{rad} \quad (\text{A.9})$$

dove K_{col} , detto kerma per collisione, è la componente di K che corrisponde a quella parte dell'energia cinetica totale delle particelle cariche secondarie, che non è spesa in processi radiativi, mentre K_{rad} , detto kerma per irraggiamento, è quella componente di K corrispondente alla parte di energia cinetica delle particelle secondarie cariche spesa in processi radiativi. Il kerma per irraggiamento dovuto a radiazioni (come i neutroni) che liberano particelle cariche secondarie più pesanti degli elettroni, è praticamente sempre trascurabile per le energie di norma considerate in campo medico e in radioprotezione.

Il coefficiente di trasferimento di energia massico è legato al coefficiente di assorbimento di energia massico tramite la relazione:

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho}(1 - g) = \frac{\mu_{en}}{\rho} \quad (A.10)$$

da cui si ottiene:

$$\frac{K_{col}}{K} = 1 - g \quad (A.11)$$

La (A.11) mostra dunque che se le particelle cariche secondarie perdono la loro energia cinetica in processi di eccitazione e ionizzazione (avendosi quindi $g=0$) il kerma totale coincide con il kerma per collisione. [38]

L'utilità del kerma in dosimetria risiede nella possibilità che questa grandezza offre, come si vedrà nel seguito, di determinare indirettamente la dose assorbita in situazioni sperimentali in cui una sua misura diretta sarebbe di non immediata attuazione. A tal riguardo è necessario tener presente che la misura del kerma in aria dovuto a fotoni è limitata solo ai fotoni di energia inferiore a 1,4 MeV.

A.1.3 L'esposizione

L'esposizione, indicata con il simbolo X , è una grandezza dosimetrica definita solo per i fotoni e solo per l'aria come mezzo di interazione. Dato un volume infinitesimo di aria dV di massa dm centrato nel punto P in aria e attraversato da fotoni, si definisce l'esposizione X nel punto P il rapporto:

$$X = \frac{dq}{dm} \quad (A.12)$$

dove dq è la carica di un solo segno prodotta in aria secca dagli elettroni e dai positroni liberati o creati nella massa d'aria dm dai fotoni. Fanno parte integrante della definizione di esposizione i seguenti due corollari:

- 1) la carica dq deve essere quella e solo quella che si ottiene quando tutti gli elettroni liberati dai fotoni in dm sono arrestati completamente in aria;
- 2) la carica dq non deve includere il contributo di carica prodotta in aria dalla radiazione di frenamento (bremsstrahlung) prodotta in aria dagli elettroni liberati dai fotoni in dm .

L'unità di misura dell'esposizione è il C kg⁻¹ e, a differenza delle altre grandezze dosimetriche, a essa non è assegnato alcun nome speciale. I due corollari associati alla definizione di esposizione sono essenziali per rendere significative e utilizzabili in dosimetria le misure di questa grandezza. [38]

L'esposizione, pur essendo definita solo per l'aria, può essere correlata in determinate condizioni sperimentali non solo alla dose assorbita in aria ma anche alla dose assorbita in un mezzo diverso, quale ad esempio il tessuto biologico.

L'esposizione definita dall'equazione (A.12) può essere espressa in funzione della fluena di energia, Ψ , dei fotoni incidenti nel punto P. Dalle definizioni di coefficiente di assorbimento di energia, μ_{en}/ρ e di energia media per formare una coppia di ioni, W , si ha infatti per fotoni monoenergetici:

$$X = \Psi \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{E,aria} \left(\frac{e}{W} \right)_{aria} \quad (A.13)$$

dove gli indici E ed $aria$ indicano che le grandezze corrispondenti sono determinate all'energia E dei fotoni e nell'aria come mezzo di interazione. Nel caso più generale di fotoni con un spettro di energia, Φ_E , la (A.13) diventa:

$$X = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \Phi_E \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{E,aria} E \left(\frac{e}{W} \right)_{aria} dE \quad (A.14)$$

Le equazioni (A.13) e (A.14) sono di particolare utilità quando si voglia fare un calcolo anziché una misura dell'esposizione, a partire dalla conoscenza delle grandezze di campo e dei coefficienti di interazione coinvolti. L'esposizione, essendo definita per un unico mezzo (l'aria), può implicitamente essere considerata anche una grandezza di campo. Infatti, a differenza delle altre grandezze dosimetriche che richiedono sempre la specificazione del mezzo cui si riferiscono,

L'esposizione X determinata in un punto P denota univocamente la fluena di energia dei fotoni in P essendo il mezzo di interazione univocamente fissato. [38]

A.2 Caratterizzazione della qualità della radiazione

La misura della dose assorbita dovuta ad un campo di radiazione richiede la conoscenza del tipo e dell'energia della radiazione. Il tipo di radiazione è sempre noto poiché, sia in radioterapia che in radiodiagnostica, la sorgente di radiazione (fotoni, elettroni, protoni ecc.) viene scelta dallo stesso utilizzatore. L'energia è invece nota solo quando la radiazione proviene da un radioisotopo, mentre è conosciuta in modo approssimativo se la radiazione è prodotta da macchine. Per un'accurata dosimetria, quale è quella richiesta per la radioterapia, una conoscenza dell'energia della radiazione che sia soltanto approssimativa non è tuttavia sufficiente. La dose assorbita è infatti una funzione di diverse grandezze dipendenti dall'energia. Per i fasci di fotoni prodotti da macchine a raggi X o in acceleratori di elettroni, si conosce l'energia massima, ma non è determinabile in modo semplice e rapido il loro spettro di energia. Questo spettro dipende anche dai materiali (tipici di ciascuna macchina) con cui i fotoni prodotti nella targhetta interagiscono prima della loro uscita dall'ultimo collimatore. Anche per i fasci di particelle cariche l'energia ha una sua distribuzione tanto più ampia quanto maggiore è lo spessore dei materiali (inclusa l'aria) che le particelle devono attraversare, all'interno della testa di trattamento, dopo la loro uscita dalla struttura accelerante. Inoltre per tutti i tipi di radiazione l'energia media in un punto del fascio dipende, per effetto dei fenomeni di diffusione delle particelle da parte del mezzo attraversato, anche dall'ampiezza del campo della radiazione, ovvero dall'apertura dei collimatori di volta in volta utilizzati. Per i fasci di radiazione prodotta da radioisotopi la cui energia è rigorosamente definita all'uscita dalla sorgente, vi è sempre comunque una modificazione dell'energia iniziale a causa dei processi di diffusione nei sistemi di collimazione e nel tratto di aria che la radiazione attraversa prima di incidere sul volume di trattamento. Sia il calcolo che la determinazione sperimentale dell'energia che i fasci di radiazione hanno in regioni diverse da quella dove essi vengono generati, sono in linea di principio possibili ma non sono di immediata esecuzione. Per agevolare nella pratica ospedaliera lo svolgimento delle frequenti misure dosimetriche si ricorre in alternativa a metodi sperimentali di più rapida esecuzione che, pur non fornendo direttamente l'energia della radiazione, sono in grado di dare un'informazione a essa univocamente correlata. Con questi metodi si misura una grandezza detta "indicatore della qualità" della radiazione, dove il termine "qualità" – denotata convenzionalmente con il simbolo Q – indica in questo contesto sia il tipo di particelle da cui la radiazione è costituita (fotoni, elettroni,

protoni ecc.), sia il suo potere di penetrazione in un dato mezzo. Il potere di penetrazione di una radiazione in un mezzo è d'altra parte correlato alla sua energia massima e al suo spettro di energia. L'indicatore della qualità è dunque una grandezza:

- a) in grado di fornire un'indicazione quantitativa della capacità di penetrazione di uno specificato fascio di radiazione,
- b) correlata allo spettro di energia della radiazione di interesse,
- c) misurabile più agevolmente e rapidamente rispetto a una misura diretta dell'energia della radiazione. [38]

In base a queste proprietà l'indicatore della qualità è utilizzato al posto delle informazioni quantitative sull'energia di un fascio di radiazione. Per poter usare l'indicatore della qualità al posto dell'energia della radiazione, tutti i parametri fisici che, nell'espressione della dose assorbita, dipendono dall'energia sono espressi e tabulati in funzione del valore dell'indicatore della qualità che, per una data radiazione, viene di volta in volta misurato. I valori di questi parametri in funzione dell'indicatore della qualità della radiazione di interesse, sono riportati nei protocolli internazionali di dosimetria.

I metodi per determinare gli indicatori della qualità sono diversi a seconda del tipo di radiazione e riguardano anzitutto i fasci collimati di: radiazione X prodotta da macchine a raggi X, radiazione gamma prodotta da sorgenti di ^{60}Co , radiazione X (bremsstrahlung) prodotta in acceleratori di elettroni, elettroni, protoni e ioni pesanti prodotti in acceleratori.

Per campi di radiazione non collimati, quali quelli relativi alle sorgenti per brachiterapia, gli indicatori della qualità sono di natura diversa ma pur sempre correlati alle caratteristiche del campo di radiazione prodotto dalla sorgente.

A.2.1 Indicatori della qualità per i fasci di radiazione collimati

Tutti i metodi utilizzati per determinare gli indicatori della qualità dei fasci di radiazione collimati, pur fra loro diversi a seconda del tipo di radiazione, hanno un comune connotato: ognuno di essi è basato su misure con cui si determina il potere di penetrazione della radiazione in un mezzo specificato. Un fascio di radiazione che subisce una data attenuazione in un dato spessore di un materiale avrà evidentemente maggiore energia di un fascio di radiazione dello stesso tipo che subisca una maggiore attenuazione nel medesimo spessore di quel materiale. I metodi di misura dell'indicatore di qualità non sono tuttavia fra loro identici poiché l'indicatore della qualità ha una diversa definizione a seconda del tipo di radiazione.

A.2.2 Fasci di fotoni da macchine a raggi X, HVL

L'indicatore della qualità per i fasci di fotoni prodotti dalle macchine a raggi X è stato storicamente il primo a essere introdotto dal momento che le macchine a raggi X sono i più antichi fra gli impianti per produzione di fasci di radiazione. L'indicatore della qualità dei raggi X è costituito da una coppia di informazioni: lo spessore di dimezzamento e il valore della tensione (espressa in kV) applicata al tubo per generare il fascio di raggi X considerato.

Lo spessore di dimezzamento, denotato correntemente con l'acronimo HVL (*half-value layer*), è definito come lo spessore di un attenuatore – di un materiale specificato – che riduce del 50% il valore del kerma in aria, K_a , dovuto a quel fascio in un punto P, rispetto al valore di K_a misurato in P nelle stesse condizioni sperimentali ma in assenza dell'attenuatore. La misura dell'HVL richiede una particolare cura nelle condizioni sperimentali che devono essere anzitutto caratterizzate dalla condizione cosiddetta di “buona geometria”. Queste condizioni richiedono che il fascio di radiazione sia sufficientemente collimato in modo da minimizzare gli effetti che l'eventuale radiazione diffusa sul rivelatore usato per misura può avere sui suoi risultati. Uno schema sperimentale per la misura dell'HVL è mostrato in figura A.1. Se si effettuano quindi misure ripetute di K_a in funzione dello spessore degli attenuatori si può costruire una curva di assorbimento normalizzata rispetto al valore di K_a ottenuto senza alcun assorbitore. Una curva così ottenuta, simile a quella mostrata in figura 7.2, permette di determinare direttamente il valore dell'HVL del fascio sulla base della sua definizione. Con riferimento alla figura A.2, lo spessore, d , che riduce del 50% il kerma in aria del fascio di raggi X considerato è di 2,5 mm di alluminio, quindi l'HVL di quel fascio è: 2,5 mm Al. Nella stessa curva si può determinare lo spessore, l , che riduce di un ulteriore 50% l'intensità del fascio. La differenza: $HVL_2=(l-d)$, si definisce come secondo spessore di dimezzamento. Se lo spessore g è quello necessario per un'ulteriore riduzione del 50%, si definisce come terzo spessore di dimezzamento la differenza: $HVL_3=(g-l)$. In modo analogo si definisce lo spessore di dimezzamento i -esimo, HVL_i . Nello specificare l'HVL di un fascio di raggi X ci si riferisce sempre al primo spessore di dimezzamento HVL_1 che, in tal caso, non riporta nel simbolo l'indice 1. Nello specificare l'HVL di un fascio di raggi X è necessario specificare anche l'alta tensione che genera la radiazione poiché fasci di raggi X prodotti con tensioni diverse possono avere il medesimo HVL e viceversa. Ciò è dovuto al fatto che lo spettro dei raggi X dipende non solo dalla tensione del tubo ma anche dalla filtrazione che è specifica di ciascun impianto. [38]

Valori tipici dell'HVL delle macchine a raggi X usate per scopi medici sono compresi fra 0,01-10 mm di Al e fra 0,5-4 mm di Cu che, come si vedrà, sono concordi con quanto ottenuto dalle prove sperimentali svolte con il tubo a raggi X presente presso il dipartimento di Fisica Sanitaria di Bologna. I materiali usati come attenuatori per la determinazione dell'HVL sono, di norma,

l'alluminio per fasci di raggi X generati con tensioni inferiori a 100 kV e il rame per quelli generati con tensioni superiori.

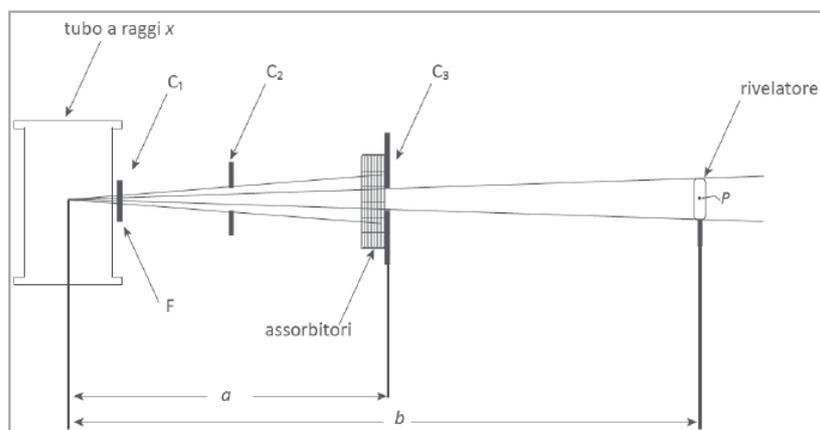


Figura A.1: Schema dell'apparato sperimentale per la misura dell'HVL di un fascio di radiazione prodotto da un tubo a raggi X. La radiazione, che ha origine nella targhetta del tubo con filtrazione addizionale F, è collimata tramite i diaframmi C_i in modo che la sezione del fascio ricopra la sezione del rivelatore ma non ne sia molto più grande. Gli assorbitori, costituiti da fogli metallici, sono inseriti in un apposito supporto posto a circa metà percorso fra targhetta e rivelatore ($b = 2a$). L'ultimo diaframma, a ridosso degli assorbitori, deve avere una sezione sufficientemente piccola e uno spessore sufficientemente grande da minimizzare la radiazione diffusa dagli assorbitori sul rivelatore. [38]

La purezza di questi materiali deve essere non inferiore al 99,99% poiché la presenza di impurità metalliche anche in piccole quantità può alterare apprezzabilmente il valore dell'HVL. Per analoghi motivi anche lo spessore degli attenuatori deve essere noto con un'incertezza non superiore a 10 μm , soprattutto per misure con raggi X di bassa energia (come quelli usati per mammografia) per i quali l'incertezza sullo spessore non dovrebbe superare i 5 μm .

Le curve di attenuazione dei fasci di fotoni prodotti dalle macchine a raggi X hanno un andamento simile a quello delle curve a) e b) riportate in figura A.3 (nonché a quello della curva in fig. A.2). [38] Queste curve non sono descritte da un esponenziale semplice come lo è invece la curva c) riportata in figura A.3 per confronto. Infatti, mentre la curva c) si riferisce a radiazione monocromatica per la quale vale la semplice legge di attenuazione esponenziale, le curve a) e b) riguardano radiazioni con una distribuzione di energia. Quando, nella misura dell'HVL di raggi X aventi uno spettro di energia, lo spessore dell'attenuatore viene incrementato, la distribuzione di energia dei fotoni – e quindi $\mu(E)$ – cambia poiché si riduce nello spettro la componente di più bassa energia. Pertanto lo spessore necessario a ottenere il primo dimezzamento dell'intensità del fascio risulta diverso da quello necessario per i dimezzamenti successivi. La variazione che si ha nello spettro di energia dei raggi X nel corso delle misure di attenuazione, richiede che il rivelatore (di norma una camera a

ionizzazione) usato per le misure di attenuazione abbia una risposta in termini di kerma in aria il più possibile indipendente dall'energia della radiazione.

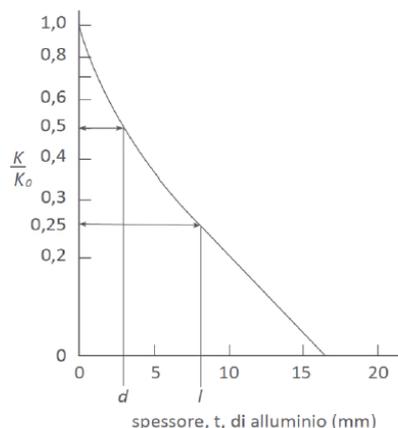


Figura A.2: Curva di assorbimento in alluminio di un fascio di raggi X con HVL di circa 3 mm Al. In ordinate è riportato il rapporto, K/K_0 , fra il kerma in aria $K(t)$ misurato nel punto P (fig. 7.1) dopo uno spessore t di assorbitore e il kerma in aria, K_0 , ottenuto nel medesimo punto di misura ma in assenza di assorbitore. Nel grafico sono evidenziati gli spessori di alluminio che riducono il valore del kerma in aria al 50% (spessore d) e al 25% (spessore l) del valore massimo iniziale. Per un tipico fascio di raggi \times risulta sempre: $HVL_1 = d$, $HVL_2 = (l - d) > HVL_1$ [38]

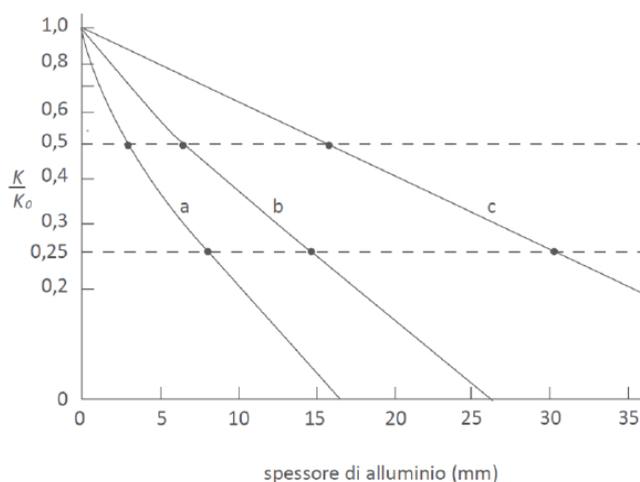


Figura A.3: Curve di assorbimento in alluminio per tre diversi fasci di fotoni. Le curve a e b si riferiscono a fasci di raggi X con differenti valori di HVL (circa 2 mm Al e 7 mm Al, rispettivamente). La curva c, riguarda un fascio di fotoni approssimativamente monoenergetici con energia $E \approx 100$ keV. In ordinate è riportato il rapporto, K/K_0 , fra il kerma in aria $K(t)$ misurato nel punto P (fig. 7.1) dopo uno spessore t di assorbitore e il kerma in aria, K_0 , ottenuto nel medesimo punto di misura ma in assenza di assorbitore. Sulle curve sono evidenziati i punti corrispondenti al primo e al secondo dimezzamento dell'intensità del fascio. Le curve a e b non sono rettilinee come la curva c poiché, a differenza di quest'ultima che riguarda radiazione monocromatica, esse descrivono l'attenuazione di fasci di radiazione X con un largo spettro di energie [38]

In definitiva per i fasci di raggi X non monocromatici si avrà di norma: $HVL_1 \neq HVL_i$ (con $i > 1$), come si può anche verificare dalle curve a) e b). Per un fascio monocromatico caratterizzato da una pura attenuazione esponenziale, curva c), sarà invece sempre: $HVL_1 = HVL_n$, come risulta evidentemente dal fatto che la curva c) ha, su scala semilogaritmica, un andamento rettilineo.

Maggiore è l'ampiezza della distribuzione di energia di un fascio di raggi X tanto più il valore di HVL_1 sarà diverso da quello di HVL_2 del medesimo fascio. Una misura della larghezza della distribuzione di energia di un fascio di raggi X è data dal "coefficiente di omogeneità", h , del fascio definito dal rapporto:

$$h = \frac{HVL_1}{HVL_2} \quad (A. 15)$$

Il coefficiente h , che vale evidentemente 1 per radiazione monocromatica, è in genere sempre minore di 1 per i fasci di radiazione prodotti da macchine a raggi X e il suo valore diminuisce quanto più lo spettro di energia dei raggi X è largo. Per i fasci di raggi X tipicamente utilizzati in diagnostica il valore di h è compreso fra 0,7 e 0,9. Per un fascio ben collimato di radiazione X monocromatica di energia E l'attenuazione del fascio in funzione dello spessore attraversato è di tipo esponenziale e, dalla definizione di HVL , si ha quindi per un tale fascio:

$$HVL_{mono} = \frac{\ln 2}{\mu(E)} \quad (A. 16)$$

dove $\mu(E)$ è il coefficiente di attenuazione lineare del materiale assorbente. La (A.16) è utile anche per poter caratterizzare indirettamente un fascio di raggi X avente un largo spettro di energie. Per un tale spettro è infatti possibile definire una "energia equivalente" intesa come l'energia, E , di quella radiazione monocromatica il cui HVL_{mono} , calcolato tramite la A.16, risulta uguale all' $HVL_{spettro}$ determinato sperimentalmente per il fascio di raggi X considerato. Il valore di E si determina calcolando prima il valore di $\mu(E)$ in funzione di $HVL_{spettro}$ a partire dall'uguaglianza:

$$HVL_{spettro} = \frac{\ln 2}{\mu(E)} = HVL_{mono} \quad (A. 17)$$

e trovando poi sulle tabulazioni dei coefficienti $\mu(E)$ il valore di E corrispondente al coefficiente $\mu(E)$ calcolato. La conoscenza dell'energia equivalente di un fascio di raggi X può essere utile per

semplificare tutti quei calcoli in cui si ritiene accettabile l'approssimazione di sostituire lo spettro vero di energia del fascio con un'energia equivalente. [38]

A.3 Strumenti di misura per la dosimetria in radioterapia e in radiodiagnostica

Gli strumenti di misura per la dosimetria in radioterapia e in radiodiagnostica (RT/RD) hanno alcune caratteristiche comuni con i dosimetri per radioprotezione, ma differiscono da questi per diverse altre.

Al pari dei dosimetri per radioprotezione (RP) anche quelli usati per RT/RD sono basati su un sistema di rivelazione delle radiazioni e su un sistema di elaborazione del segnale fornito dal rivelatore. Anche i dosimetri per RT/RD comprendono sistemi di misura di tipo “attivo” e di tipo “passivo”. Analogamente ai dosimetri per RP, anche i sistemi dosimetrici usati in RT/RD devono essere tarati affinché il valore del segnale, M , da essi prodotto fornisca il corrispondente valore della grandezza, G , di interesse. La tipologia dei rivelatori da cui sono costituiti i dosimetri per RP è in larga misura utilizzata anche nei dosimetri per RT/RD.

Le specificità dei dosimetri per RT/RD rispetto a quelli per RP sono d'altra parte non poche. I campi di radiazione di interesse nelle misure in RP sono, nella maggioranza delle situazioni, campi con intensità di diversi ordini di grandezza inferiori a quelli tipici della RT/RD. La diversità nelle grandezze di interesse e nell'intensità dei campi di radiazione nei due settori di misura si traduce in differenti caratteristiche costruttive dei dosimetri e soprattutto in differenti proprietà nei rivelatori impiegati per i dosimetri in RP rispetto a quelli usati nei dosimetri per RT/RD. La diversità che caratterizza i rivelatori impiegati nei due settori di misura riguarda in particolare le sei proprietà qui elencate:

1. la linearità,
2. l'efficienza di rivelazione e la sensibilità,
3. la risposta in energia,
4. la risposta angolare,
5. la risposta a radiazioni di diverso tipo,
6. la ripetibilità e la riproducibilità.

Le proprietà 1 e 2 sono specificate, nei dosimetri per RP e per RT/RD, per intervalli di dose notevolmente diversi fra i due tipi di dosimetri. Ad esempio, un dosimetro per RP deve essere lineare entro un intervallo di valori di dose molto diverso da quello entro cui è richiesta la linearità di un dosimetro per RT/RD. Riguardo alla sensibilità, essa deve essere in un dosimetro per RP di ordini

di grandezza superiore rispetto a quella dei dosimetri per RT/RD poiché i campi di radiazione che si hanno normalmente in RT/RD sono molto più intensi di quelli tipicamente incontrati in RP. Tutto ciò comporta quindi che uno stesso rivelatore non sempre risulti utilizzabile per entrambi i tipi di dosimetria. [38]

La proprietà 3 è molto critica nei dosimetri per RP con i quali è necessario misurare campi di radiazione di norma caratterizzati da un ampio, e spesso non ben definito, intervallo di energia e ai quali è perciò richiesta una risposta il più possibile indipendente dall'energia. I campi di radiazione tipici della RT/RD hanno invece un intervallo di energia in ogni caso ben definito. Perciò il grado di dipendenza dall'energia della risposta dei rivelatori nei campi di radiazione usati in RT/RD può essere conosciuto e tenuto in conto con sufficiente accuratezza. La dipendenza della risposta dall'energia è particolarmente importante per i campi di fotoni di più bassa energia usati nella brachiterapia e in radiodiagnostica.

La proprietà 4, importante per i dosimetri in RP, è invece meno critica nei dosimetri per RT/RD poiché sia in radioterapia che in radiodiagnostica la dosimetria si effettua prevalentemente in fasci collimati monodirezionali.

La proprietà 5 è, come la proprietà 4, importante essenzialmente nei dosimetri per RP. Non lo è invece nei dosimetri per RT/RD in quanto sia in radioterapia sia in radiodiagnostica la dosimetria riguarda campi di radiazione in cui, con l'eccezione dei rari casi in cui si utilizzano neutroni, è presente un solo tipo di radiazione primaria.

Quanto alla proprietà 6, essa è decisamente più importante nei dosimetri per RT/RD dove si richiede un grado di ripetibilità molto più elevato di quello necessario nei dosimetri per RP. Dosimetri che, caratterizzati da una ripetibilità di qualche percento, sono accettabili in molte situazioni di misura in RP, non lo sono nella dosimetria in RT/RD dove la ripetibilità deve avere di norma valori di almeno un ordine di grandezza più bassi del percento.

Vi è infine una proprietà, la risoluzione spaziale del rivelatore, che non è importante per i dispositivi di RP. Tale proprietà può essere invece molto importante in alcune misure nella dosimetria in RT/RD, in particolare nelle determinazioni delle distribuzioni di dose mediante rivelatori che forniscono l'immagine di queste distribuzioni. [38]

A.3.1 I rivelatori utilizzati nei dosimetri per radioterapia e radiodiagnostica

I dosimetri impiegati in RT/RD utilizzano svariati tipi di rivelatore in relazione alle specifiche misure di interesse. I rivelatori per la dosimetria in RT/RD con fasci di radiazione collimati devono consentire di effettuare misure in fasci di fotoni (radiazione X e gamma) con energia variabile fra circa una decina di keV e qualche decina di MeV.

I principali tipi di rivelatori per la dosimetria in RT/RD sono costituiti da:

- camere a ionizzazione,
- rivelatori a termoluminescenza (TLD),
- pellicole radiografiche,
- diodi al silicio,
- rivelatori al diamante,
- rivelatori a gel e a soluzioni di solfato ferroso,
- rivelatori a EPR (alanina),
- rivelatori a film radiocromici.

Alle camere a ionizzazione sarà dedicato in questo capitolo di tesi un approfondimento a causa della particolare importanza di questo tipo di rivelatore nella dosimetria in RT/RD e poiché è stato usato, insieme ad un rivelatore a stato solido, per effettuare misure di dosimetria concernenti il progetto di tesi. La camera a ionizzazione è stata infatti scelta, come uno degli strumenti di misura presenti nel dipartimento di Fisica Sanitaria di Bologna, per fare dosimetria sui raggi X focalizzati dalla lente di Laue. I dosimetri basati sugli altri rivelatori il cui impiego è comune sia per la dosimetria in RP che per la dosimetria in RT/RD sono solamente citati per evidenziare il loro impiego. [38]

Nella dosimetria in RT/RD la camera a ionizzazione occupa una posizione gerarchica più elevata rispetto a tutti gli altri tipi di rivelatori. Le camere a ionizzazione (in particolare le camere a cavità) sono i rivelatori di elezione per la dosimetria di base che riguarda in particolare la determinazione della dose assorbita in acqua, in determinati punti in un fantoccio d'acqua omogeneo irradiato da un fascio di radiazione con determinate caratteristiche di energia e con dimensioni di campo e angolo di incidenza prefissati. Gli altri tipi di rivelatori si utilizzano essenzialmente per misure in condizioni diverse da quelle di riferimento, le quali riguardano il tipo di radiazione e le sue caratteristiche di energia, la profondità dei punti di misura in acqua, l'angolo d'incidenza, l'ampiezza e la conformazione spaziale del campo di radiazione, e soprattutto per misure relative riguardanti le distribuzioni di dose. Questi rivelatori possono essere quindi usati anche senza essere tarati o, se impiegati per misure di dose assorbita, sono tarati rispetto a una camera a cavità. La taratura delle camere a cavità è invece di norma fatta, con una maggiore accuratezza, mediante un sistema campione presso un laboratorio metrologico.

A.3.2 Dosimetri con camere a ionizzazione

Fra i rivelatori usati per la dosimetria in radioterapia e in radiodiagnostica (RT/RD) la camera a ionizzazione è quello di maggiore importanza. Dal punto di vista costruttivo le camere a ionizzazione usate per la dosimetria in RT/RD differiscono da quelle utilizzate in Radioprotezione per le loro minori dimensioni e per i materiali di cui sono costituite le loro pareti. Le camere a ionizzazione costituiscono i rivelatori di elezione per la dosimetria di base in RT/RD poiché è con questo tipo di rivelatori che la teoria della cavità ha la sua più naturale e accurata applicazione. Le camere a ionizzazione per la dosimetria in RT/RD sono quindi prevalentemente camere a cavità per le quali sia le dimensioni sia lo spessore e il materiale delle pareti sono stabiliti in base alle condizioni dettate dalla teoria della cavità. [38]

Le camere a ionizzazione a cavità per la misura della dose assorbita in acqua sono quasi tutte di forma cilindrica e raramente di forma sferica. La forma cilindrica delle camere consente, a parità di volume rispetto a una camera di forma sferica, di minimizzare alcuni effetti di perturbazione, come ad esempio quello relativo alla perturbazione della fluenza in fasci di elettroni. Le camere a cavità sono realizzate in due possibili configurazioni: la cosiddetta camera a ditale (*thimble chamber*) e la camera a elettrodi piani e paralleli. La camera utilizzata in questo lavoro di tesi è di tipo *thimble*.

La camera a ditale ha la forma di un cilindro con la parte superiore a forma di cuspidi o di calotta sferica, come mostrato nello schema in figura A.4. Il materiale con cui sono realizzate le pareti della camera, e il loro spessore, è scelto sia in base a criteri di robustezza sia in base all'esigenza di rendere il fattore correttivo, p_{wall} , il più possibile prossimo a 1 e la risposta della camera meno dipendente dall'energia della radiazione incidente. Questa dipendenza può essere importante quando la radiazione incidente è costituita da fotoni e, a tale riguardo, si rimanda alla figura A.5, dove si può vedere l'influenza sul fattore p_{wall} di diversi materiali delle pareti di una camera a cavità esposta a un fascio di fotoni di diversa qualità. La scelta del materiale dell'elettrodo di raccolta, il cui spessore è di circa un millimetro, influenza il valore del fattore correttivo p_{cel} . L'elettrodo di raccolta della gran parte delle camere a cavità è realizzato in grafite e, in alcuni casi, in alluminio. [38]

Un dettaglio costruttivo di particolare importanza nelle camere a cavità è costituito da un piccolo foro praticato nelle pareti per consentire all'aria della cavità di assumere le stesse caratteristiche (in particolare pressione e umidità) dell'aria esterna ambientale. Questa possibilità permette di misurare i parametri ambientali dell'aria esterna e attribuirli all'aria della cavità quando è necessario tener conto delle variazioni di temperatura, pressione e umidità, per normalizzare le misure a valori di riferimento come descritto più oltre in questo paragrafo. Un altro importante dettaglio costruttivo mostrato in figura A.4 è l'elettrodo di guardia collegato a massa. La funzione dell'elettrodo di guardia è di intercettare quelle cariche che, a causa di eventuali perdite di isolamento del materiale isolante,

potrebbero generare correnti spurie fra elettrodo collettore e pareti. La presenza di questo elettrodo, consistente in un sottile anello metallico posto all'interno dell'isolante fra il cavo di raccolta delle cariche e la parete cui è applicata la tensione di polarizzazione, fa sì che queste eventuali correnti spurie siano intercettate e scaricate a terra e non fluiscano quindi nel circuito di misura.

La camera a cavità a elettrodi piani e paralleli è anch'essa di forma cilindrica ma con caratteristiche costruttive del tutto diverse dalla camera a ditale ma non vengono citate in questa tesi in quanto non sono state utilizzate camere di tale tipo.

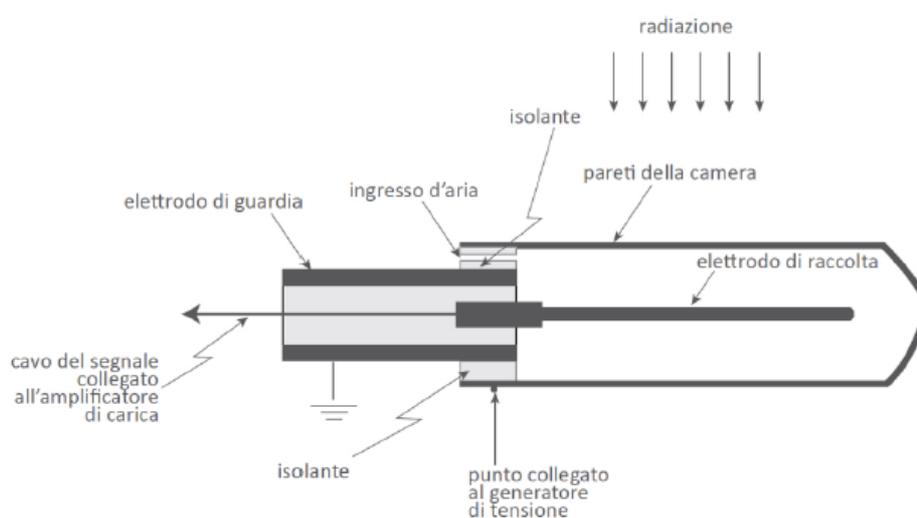


Figura A.4: Schema di camera a ionizzazione a cavità nella configurazione cosiddetta "a ditale". Il raggio di questo tipo di camere varia da 1,5 mm a 4 mm, lo spessore delle pareti della camera è tipicamente di circa 0,5 mm. Il materiale delle pareti è grafite o plastica (ad es. PMMA) la cui superficie interna è resa conduttrice mediante deposizione di un sottile strato di grafite. L'elettrodo di raccolta della carica è realizzato in grafite o, meno frequentemente, in alluminio. L'elettrodo di guardia metallico collegato a massa minimizza le correnti spurie dovute a possibili perdite di isolamento fra pareti ed elettrodo di raccolta. Il piccolo foro praticato nelle pareti permette di avere all'interno della cavità d'aria della camera la medesima pressione ambientale esterna [38].

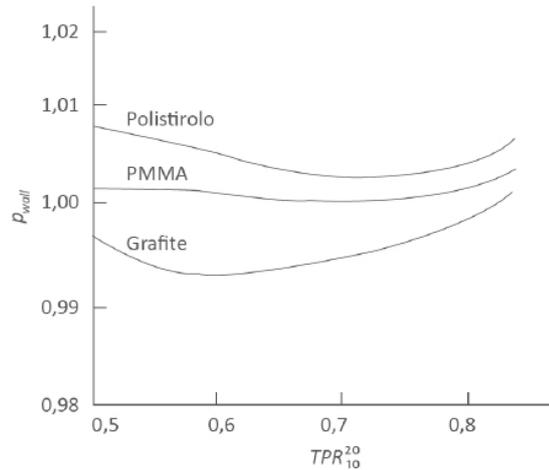


Figura A.5: Andamento del fattore correttivo p_{wall} in funzione dell'energia dei fotoni (espressa in termini dell'indicatore TPR_{10}^{20}) per alcuni materiali di cui sono costituite più frequentemente le pareti delle camere a ionizzazione a cavità per la dosimetria in radioterapia. I valori di p_{wall} si riferiscono a camere con pareti di spessore 0,5 mm. Le variazioni del parametro α dovute a spessori non molto diversi da 0,5 mm hanno una modesta influenza sul valore del fattore p_{wall} . [38].

Sia le camere a ditale che quelle a elettrodi piani e paralleli sono normalmente provviste di una guaina rigida a tenuta d'acqua, in modo che esse possano essere inserite in un fantoccio d'acqua per le misure di distribuzione di dose assorbita in acqua. Il materiale della guaina impermeabile è di tipo "acqua-equivalente" e non causa quindi effetti di perturbazione di rilievo.

Il volume di una camera a cavità (sia di tipo a ditale che a elettrodi piani e paralleli) è di norma molto piccolo. Ciò comporta che la sensibilità della camera sia molto bassa richiedendo quindi fasci di radiazione piuttosto intensi per poter rivelare una carica significativa. Questa circostanza non costituisce tuttavia una limitazione per la dosimetria in radioterapia poiché l'intensità dei fasci di radiazione usati a tale scopo è sempre sufficientemente elevata. [38]

Il gas delle camere a cavità sinora considerate è sempre l'aria. In base alla teoria della cavità la relazione di Bragg-Gray sarebbe ulteriormente semplificata se il gas della cavità fosse costituito da una sostanza equivalente (eccetto che per il suo diverso stato di aggregazione) al materiale solido delle pareti della camera. Una camera avente come gas della cavità una sostanza simile a quella delle sue pareti è detta "camera omogenea". Un esempio di camera omogenea è quello costituito da una camera a ionizzazione con pareti di polietilene e il cui gas è l'etilene. Una camera con pareti di grafite e gas costituito da aria è ragionevolmente approssimabile a una camera omogenea, essendo il numero atomico efficace dell'aria prossimo a quello della grafite. L'uso delle camere omogenee, il cui gas nella cavità è diverso dall'aria, presenta tuttavia difficoltà pratiche per il fatto che in esse è necessario

disporre di un'attrezzatura accessoria che permetta di tenere costanti la densità e la massa di gas all'interno della cavità. Tale problema è assente nelle camere "ad aria" poiché per questo tipo di camere la cavità comunica con l'aria esterna che è sempre facilmente monitorabile, come descritto in precedenza, ed è questo il caso della camera a ionizzazione utilizzata per i calcoli dosimetrici in questa tesi.

A.3.3 Dosimetri con diodi al silicio

I diodi al silicio usati per la dosimetria in radioterapia sono costituiti da una giunzione $p-n$ ottenuta a partire da un materiale di tipo p in cui una delle superfici viene fatta diventare una regione di tipo n mediante convenzionali tecniche di drogaggio. Sono più diffusi i semiconduttori di tipo p rispetto a quelli di tipo n poiché il $Si-p$ si presenta, una volta realizzata la giunzione, come un rivelatore caratterizzato da una più elevata resistenza al danno da radiazione e da una più bassa corrente di fondo.

Le caratteristiche che rendono i diodi al Si largamente utilizzati per la dosimetria in radioterapia sono diverse. Anzitutto sono da tener presenti le loro piccole dimensioni, che rendono questi dosimetri molto utili sia nella misura delle distribuzioni di dose in fantoccio anche in regioni dove sono presenti elevati gradienti di dose, sia nella dosimetria di piccoli campi di radiazione. Diodi al Si possono essere infatti realizzati con una superficie di 1 mm^2 e uno spessore anche inferiore a $0,1 \text{ mm}$. La più diffusa applicazione dosimetrica dei diodi al Si riguarda le misure di dose percentuale in profondità (PDD) in fasci di elettroni e di fotoni prodotti da acceleratori.

Per misure con fotoni di bassa energia, come quelli emessi dalle sorgenti per brachiterapia, l'uso dei diodi a Si è invece piuttosto critico poiché la dipendenza della sua risposta, $R_{E,D}$, dall'energia dei fotoni è molto pronunciata soprattutto al di sotto dei 100 keV , come mostrato in figura A.6.

Se i diodi al Si sono usati per la dosimetria in brachiterapia per misure di fotoni di bassa energia, la variabilità di $R_{E,D}$ deve essere tenuta in conto tarando il dosimetro a diverse energie comprese nell'intervallo di energia del campo di radiazione d'uso e apportando ai risultati delle misure le dovute correzioni per tener conto della diversa risposta del rivelatore alle singole componenti di energia della radiazione considerata. Anche per misure di radiazione beta la dipendenza dall'energia della risposta del Si deve essere tenuta in conto, poiché il potere frenante del Si varia, soprattutto per elettroni di bassa energia, molto diversamente da quello dell'acqua.

Un ulteriore aspetto di cui va tenuto conto nell'uso di dosimetri al Si, è la pronunciata dipendenza della loro risposta, $R_{\Omega,E}$ rispetto alla direzione di incidenza della radiazione. Per fotoni di bassa energia, come nella dosimetria in brachiterapia, la risposta $R_{\Omega,E}$ può infatti variare anche del 20%.

I dosimetri a diodi di Si sono particolarmente indicati per misure di PDD ma, fatte salve le raccomandazioni sulla variazione della loro risposta in funzione dell'energia e dell'angolo di incidenza della radiazione, possono essere usati anche per misure di dose assorbita in acqua, D_w se tarati a ciascuna qualità Q alla quale si misura D_w . La taratura dei diodi al Si viene tipicamente effettuata in fantoccio d'acqua con una camera a ionizzazione a cavità (a sua volta tarata) come dosimetro di riferimento.

Le misure di D_w con un diodo a Si danno luogo a un'incertezza su D_w maggiore di quella che si ottiene con le camere a ionizzazione a cavità. Pur tuttavia la dosimetria tramite diodi al Si è utile in molte situazioni sperimentali come, ad esempio, nel caso della dosimetria "in vivo" in tempo reale sul paziente. Infatti, la possibilità di porre il diodo direttamente sul paziente è resa più sicura, rispetto ad altri rivelatori collegati a un generatore di tensione, poiché il diodo al Si può funzionare anche senza alcuna polarizzazione e quindi in assenza di collegamenti elettrici esterni.

Qualunque sia il tipo di misure, è necessario controllare periodicamente la sensibilità di un diodo al Si poiché essa può variare nel tempo con l'uso prolungato (a causa del danno da radiazione nel rivelatore). È altresì necessario verificare di quanto varia il segnale di carica ogni qualvolta il dosimetro si espone a fasci di radiazione con rateo di dose variabile poiché la dipendenza della risposta di un diodo al Si dal rateo di dose può essere non trascurabile.

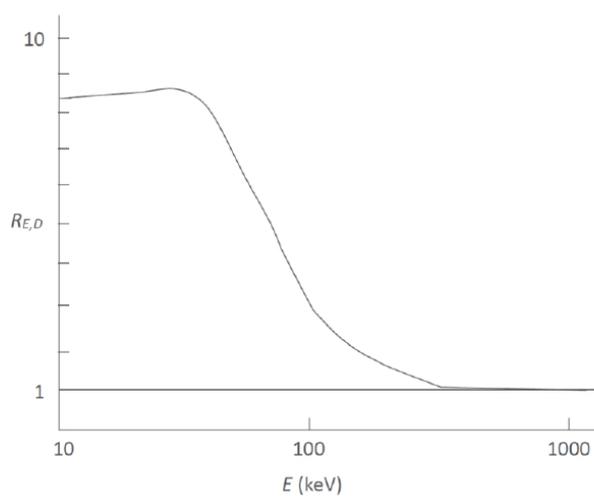


Figura A.6 - Risposta in energia, $R_{E,D}$, di un rivelatore al Si in funzione dell'energia dei fotoni, normalizzata alla risposta relativa ai fotoni del ^{60}Co ($E = 1,25 \text{ keV}$) [38]

Come detto in precedenza per le misure di dose della lente di Laue si è utilizzato anche un dosimetro a stato solido a diodi di Silicio, che verrà mostrato nel prossimo paragrafo. È stato possibile utilizzare questo tipo di dosimetro perché le energie in keV utilizzate sono consistenti con le limitazioni sopra esposte per tale tipo di dosimetro, essendo superiori o pari a 100 keV.

Bibliografia:

- [1] WHO. <http://www.who.int/mediacentre/factsheets/fs297/en/>, 2015.
- [2] H. Owen, D. Holder, J. Alonso, and R. Mackay. Technologies for delivery of proton and ion beams for radiotherapy. *Int. J. Mod. Phys. A*, 29:1441002, 2014
- [3] R. K. Smither. New method for focusing x rays and gamma rays. *Rev. Sci. Instrum.*, 53:131, 1982.
- [4] William H. Zachariasen, *Theory of X-ray diffraction in crystals*, J. Wiley and sons, inc., 1945.
- [5] C.G. Darwin. The theory of x-ray reflection. *Philosophical Magazine Series 6*, 27 (158): 315-333, 1914.
- [6] A. Authier. Dynamical theory of x-ray diffraction. *International Tables for Crystallography*, B(5.1):534-551, 2006.
- [7] R.K. Smither and D.E. Roa. Crystal diffraction lens for medical imaging. Volume 3977, 2000.
- [8] G. Paternò, V. Bellucci, R. Camattari and V. Guidi – *Design study of a Laue lens for nuclear medicine* – *Journal of Applied Crystallography* (2015)
- [9] V. Carassiti, P. Dalpiaz, V. Guidi, A. Mazzolari, and M. Melchiorri. Note: Rigid holder to host and bend a crystal for multiple volume reflection of a particle beam. *Rev. Sci. Instrum.*
- [10] G. Paternò, Ph.D. thesis.
- [11] Cécile Malgrange. X-ray propagation in distorted crystals: From dynamical to kinematical theory. *Cryst. Res. And Tech.*, 37:654-662, 2002.
- [12] V. Bellucci, R. Camattari, I. Neri, and V. Guidi. Calculation of diffraction efficiency for curved crystals with arbitrary curvature radius. *J. Appl. Cryst.*, 46:415-420, 2013.
- [13] E. Virgilli, F. Frontera, V. Valsan, V. Liccardo, V. Carassiti, S. Squerzanti, M. Statera, M. Parise, S. Chiozzi, F. Evangelisti, E. Caroli, J. B. Stephen, N. Auricchio, S. Silvestri, A. Basili, F. Cassese, L. Recanatesi, V. Guidi, V. Bellucci, R. Camattari, C. Ferrari, A. Zappettini, E. Buffagni, E. Bonnini, M. Pecora, S. Mottini, and B. Negri. The laue project and its main results. *Proc. SPIE*, 8861:886107-886107-17, 2013.
- [14] A. M. Taratin and S. A. Vorobiev. Volume reflection of high-energy charged particles in quasi-channeling states in bent crystals. *Phys. Lett. A*, 119(8):425-428, 1987.
- [15] W. Scandale, G. Arduini, R. Assmann, R. Losito, G. Cavoto, Yu-M. Ivanov, G. Hall, T. Markiewicz, A-M. Taratin, and Yu-A. Chesnokov. Lhc collimation with bent crystals – lua9. Technical Report CERN-LHCC-2011-007. LHCC-I-019, CERN, Geneva, Jun 2011.
- [16] C. Ferrari, E. Buffagni, E. Bonnini, and D. Korytar. High diffraction efficiency in crystals curved by surface damage. *J. Appl. Cryst.*, 46:1576-1581, 2013.

- [17] V. Bellucci, R. Camattari, V. Guidi, and A. Mazzolari. Bending of silicon plate crystals through super_cial grooving: modeling and experimentation. *Thin Solid Films*, 520:1069-1073, 2011.
- [18] R. Camattari, V. Guidi, V. Bellucci, and A. Mazzolari. Quasi-mosaic effect in crystals and its applications in modern physics. *J. Appl. Cryst.*, 2015.
- [19] R. Camattari. Curved crystals as optical elements for focusing x- and γ -rays in a laue lens, 2013. Ph.D. thesis.
- [20] V. Guidi, V. Bellucci, R. Camattari, and I. Neri. Proposal for a laue lens with quasi-mosaic crystalline tiles. *J. Appl. Cryst.*, 44:1255{1258, 2011.
- [21] R. Camattari, G. Patern_o, Bellucci, and V. Guidi. Quasi-mosaicity of (311) planes in silicon and its usage in a high-focusing laue lens. *Exp. Astron.*, 38:417{431, 2014.
- [22] R. Camattari, E. Dolcini, V. Bellucci, A Mazzolari, and V. Guidi. High diffraction efficiency with hard x-rays through a thick silicon crystal bent by carbon fiber deposition. *J. Appl. Cryst.*, 47:1762-1764, 2014.
- [23] T.G. Bifano, H.T. Johnson, P. Bierden, and R.K. Mali. Elimination of stress-induced curvature in thin film structures. *J. Microelectromechanical Sys.*, 11:592-597, 2002.
- [24] F. L. Vook. Low-temperature length change measurements of electron-irradiated germanium and silicon. *Phys. Rev.*, 125:855-861, 1962.
- [25] V. Bellucci, G. Patern_o, R. Camattari, V. Guidi, M. Jentschel, and P. Bastie. High-efficiency diffraction and focusing of x-rays through asymmetric bent crystalline planes. *J. Appl. Cryst.*, 48:297-300, 2015.
- [26] V. Bellucci, R. Camattari, A. Mazzolari, G. Paternò, V. Guidi, C. Scian, G. Mattei, and L. Lanzoni. Ion implantation for manufacturing bent and periodically bent crystals. *Applied Physics Letters*, 107(6), 2015.
- [27] S. Bellucci, S. Bini, V. M. Biryukov, Yu. A. Chesnokov, S. Dadagov, G. Giannini, V. Guidi, Yu. M. Ivanov, V. I. Kotov, V. A. Maishev, C. Malag_u, G. Martinelli, A. A. Petrunin, V. V. Skorobogatov, M. Stefancich, and D. Vincenzi. Experimental study for the feasibility of a crystalline undulator. *Phys. Rev. Lett.*, 90:034801, 2003.
- [28] R. Camattari, V. Guidi, L. Lanzoni, and I. Neri. Experimental analysis and modeling of self-standing curved crystals for focusing of x-rays. *Meccanica*, 48:1875-1882, 2013.
- [29] Nicolas Barrière, Vincenzo Guidi, Valerio Bellucci, Riccardo Camattari, Thomas Buslaps, Julien Rousselle, Gilles Roudil, Franois-Xavier Arnaud, Pierre Bastie, and Lorenzo Natalucci. High diffraction efficiency at hard X-ray energy in a silicon crystal bent by indentation. *J. Appl. Cryst.*, 43:1519-1521, Dec 2010.
- [30] V. Bellucci, R. Camattari, V. Guidi, I. Neri, and N. Barrière. Self-standing bent silicon crystals for very high efficiency laue lens. *Exp Astron*, 31:45-58, 2011.

- [31] I. Neri, R. Camattari, V. Bellucci, V. Guidi, and P. Bastie. Ordered stacking of crystals with adjustable curvatures for hard x- and gamma-ray broadband focusing. *J. Appl. Cryst.*, 46:953-959, 2013.
- [32] V. Guidi, V. Bellucci, R. Camattari, and I. Neri. Curved crystals for high-resolution focusing of x and gamma rays through a laue lens. *Nucl. Instrum. Meth. B*, 309:249-253, 2013.
- [33] M. Khan, F., editor. The Physics of radiation therapy. *Lippincott Williams & Wilki*, 1987.
- [34] PTCOG. <http://www.ptcog.ch/index.php/facilities-in-operation>, 2015.
- [35] R.F. Saavedra and M. Valente. Convergent photon and electron beam generator device, 2014. *US Patent App.* 14/112,429.
- [36] C. A. MacDonald. Focusing polycapillary optics and their applications. *X-Ray Optics and Instrumentation*, 2010:867049, 2010.
- [37] V. Bellucci, LAUe-PEak Radiotherapy (LAUPER), INFN, Ferrara, Italy and INFN, Bologna, Italy July 15, 2015
- [38] R. F. Laitano, Fondamenti di Dosimetria delle radiazioni ionizzanti, 4° edizione, ENEA
- [39] Manual for Mult-O-Meter
- [40] https://it.wikipedia.org/wiki/Legge_di_Bragg#/media/File:Bragg.svg