

**Università degli Studi di Roma “Tor Vergata”**

Facoltà di Ingegneria

*Dottorato di Ricerca in Elettronica Quantistica e Plasmi*

---

Tesi di Dottorato

**Simulazione della propagazione  
del pacchetto di elettroni in una  
streak-camera ultra veloce**

Tutor

***Dott. Maria Richetta***

***Dott. Andrea Lamonaca***

Candidata

***Dott. Federica Terra***

Coordinatore

***Prof. Carlo Bellecci***

XXI° Ciclo

Anno Accademico 2008/2009

---



## **Abstract**

This research study aims at providing the guidelines to design a streak camera. Through simulations, developed with the software Simion 3-D, the parameters that most influence this tool were determined. Furthermore, since the evolution of the electron bunch inside a streak camera is influenced by numerous factors, the simulations were organized in order to obtain the trend of the dimensions and characteristics of the bunch according to the function of each parameter and in each part of such tool.

The propagation of photo-electrons under the effect of the extraction mesh and later under the focusing electrostatic lens effect was simulated taking into consideration the effects of space-charge, of energy, angular and temporal initial distributions of photo-electrons and the geometrical and constructive characteristics of the photocathode-to-mesh and lens focusing systems.

Each passage of light pulse, first, and of photo-electrons, later, was analyzed and carefully investigated in order to elaborate a streak camera prototype for the FASTEST-CAM project. Such detector shall be able to measure the intensity versus time or space, of ultrafast phenomena with a temporal resolution that presumably amounts to 200fs.

Among the various uses of this streak camera, there will be the analysis of the radiation coming from the interaction of PLASMONX (PLasma Acceleration at Sparc and MONochromatic X-ray generation project) and SPARC (Sorgente Pulsata Auto-amplificata di Radiazione Coerente) projects: synchronised ultraintense laser pulses and high-quality electron bunches, might interact thus giving the opportunity to explore Thomson scattering physics and applications.



## **Introduzione**

### *Capitolo 1*

#### **La FASTEST CAM**

- 1.1. Il sistema fotocatodo-griglia acceleratrice
- 1.2. La deflessione a radiofrequenza
- 1.3. L'acquisizione del segnale
  - 1.3.1. Il rivelatore elettronico
  - 1.3.2. L'elettronica

Appendice I - Schema meccanico della cavità risonante

### *Capitolo 2*

#### **La Streak Camera**

- 2.1. Funzionamento di una streak camera
  - 2.1.1. Sistema fotocatodo-griglia acceleratrice
  - 2.1.2. La deflessione
  - 2.1.3. Il trasporto del fascio di elettroni
- 2.2. La risoluzione della streak camera

#### **La simulazione del pacchetto di elettroni**

- 2.3. Simion 3-D
  - 2.3.1. Il *Potential Array*
  - 2.3.2. Il fascio di particelle e la loro traiettoria
  - 2.3.3. La geometria del progetto

### *Capitolo 3*

#### **La propagazione del pacchetto di elettroni nella regione compresa tra fotocatodo e griglia acceleratrice**

- 3.1. Simulazioni

- 3.1.1. La carica spaziale
- 3.1.2. La carica spaziale-confronto con un modello teorico
- 3.1.3. La distribuzione iniziale di energia
- 3.1.4. La distribuzione angolare iniziale
- 3.1.5. La distribuzione temporale iniziale

Appendice II - Le distribuzioni di energia, angolare e temporale iniziali

#### *Capitolo 4*

### **La propagazione del pacchetto di elettroni nella regione di deriva**

- 4.1. La carica spaziale
  - 4.1.1. Confronto con un modello teorico
  - 4.1.2. Altri effetti della carica spaziale
    - 4.1.2.1. La dispersione di energia cinetica
    - 4.1.2.2. La divergenza angolare
- 4.2. Sistema di foccheggiamento
  - 4.2.1. La lente elettrostatica di Einzel
  - 4.2.2. Definizione del progetto in Simion
- 4.3. Simulazioni
  - 4.3.1. L'allungamento temporale-modifica al sistema
  - 4.3.2. L'allargamento spaziale
  - 4.3.3. La dispersione di energia

Appendice III - La fenditura di ingresso sul fotocatodo

#### *Capitolo 5*

### **Stima delle caratteristiche del pacchetto di elettroni per un fotocatodo S-20 e per tre possibili armoniche del laser FLAME**

- 5.1. La regione compresa tra fotocatodo e griglia acceleratrice
  - 5.1.1. Contributo di ciascun parametro
  - 5.1.2. Simulazione globale
- 5.2. La regione di deriva

5.3. Distanza tra fotocatodo e griglia di 0.1mm

5.4. Campo elettrico tra fotocatodo e griglia di 30KV/mm

## **Conclusioni e sviluppi**

## **Il sistema SPARC-FLAME**

## **Indice di figure, tabelle ed equazioni**

## **Bibliografia**

## **Introduzione**

Il lavoro contenuto in questa tesi è volto a fornire le linee guida per la progettazione e la realizzazione di una streak camera. Tramite simulazioni è stato possibile determinare quali parametri influenzino maggiormente le prestazioni di questo strumento: grafici ed andamenti, ottenuti con un gran numero di simulazioni e variando di volta in volta i parametri fondamentali, consentono di individuare alcune configurazioni ottimali. Inoltre, valutando l'effetto di ogni parametro singolarmente, è possibile dedurre il peso di ciascuno e quindi decidere su quali, tra le grandezze fondamentali, agire.

Lo spunto per lo sviluppo di tali simulazioni è stato fornito dalla progettazione della FASTEST-CAM, un rivelatore basato su streak camera capace di misurare l'andamento dell'intensità, verso il tempo oppure verso lo spazio, di fenomeni ultraveloci con una risoluzione temporale che si suppone possa essere 200fs.

In questa streak camera i fotoni, collimati da una fenditura, incideranno sulla superficie del fotocatodo, che inizialmente sarà di tipo S20, e verranno trasformati in elettroni; ogni pacchetto di elettroni sarà accelerato da una griglia catodica mantenuta a potenziale positivo e poi viaggerà nella regione di deriva. Il trasporto del fascio di elettroni all'interno del canale della streak camera avverrà tramite lenti elettrostatiche, che contrasteranno l'allargamento causato dalla carica spaziale. Durante il percorso gli elettroni verranno deviati, in direzione perpendicolare alla fenditura di ingresso, da un sistema di deflessione a radiofrequenza e poi verranno raccolti da un rivelatore elettronico. La carica non sarà inviata su fosfori (e riconvertita in luce) come si fa comunemente, ma sarà raccolta da un sistema a multi-anodi, progettato con lo scopo di registrare direttamente il profilo temporale del fenomeno. Come ultimo passo l'elettronica del sistema si occuperà del prelievo e del processamento dei dati.

Poiché gli elettroni che arrivano nelle placche deflettrici in tempi diversi saranno deviati lungo direzioni diverse, cioè con angoli diversi, essi raggiungeranno il rivelatore su posizioni diverse. In questo modo, la distribuzione temporale degli elettroni viene trasformata in una distribuzione spaziale, in altre parole, l'asse verticale diventa l'asse dei tempi. Contemporaneamente, la distribuzione spaziale dell'impulso si leggerà sull'asse orizzontale e l'intensità dei punti sul rivelatore sarà proporzionale all'intensità degli impulsi luminosi.

Ciascun passaggio dell'impulso luminoso, prima, e dei foto-elettroni, dopo, è stato analizzato e studiato a fondo per arrivare alla progettazione di un prototipo. In particolare il lavoro raccolto in questa tesi si concentra sull'analisi delle caratteristiche e dell'evoluzione del pacchetto di elettroni nella regione compresa tra fotocatodo e griglia acceleratrice e poi nella regione di deriva fino al rivelatore. Come si vedrà, ognuna delle proprietà dei foto-elettroni all'uscita dal fotocatodo influenzerà la propagazione e le dinamiche del fascio.

Grazie all'aiuto del programma **Simion 3-D**, è stato possibile simulare la propagazione degli elettroni sotto l'effetto dell'accelerazione della griglia e sotto l'effetto focalizzante delle lenti elettrostatiche. Poiché l'evoluzione del pacchetto di elettroni è influenzata da vari e molteplici fattori, le simulazioni sono organizzate per ottenere l'andamento delle dimensioni e delle caratteristiche del fascio in funzione di ciascun parametro ed in ognuna delle regioni della streak camera. Verranno così presi in considerazione l'effetto della carica spaziale, della distribuzione di energia, angolare e temporale dei foto-elettroni e le caratteristiche geometriche e costruttive del sistema fotocatodo-griglia e del sistema di focheggiamento.

Alcune possibili applicazioni della streak camera consisteranno nello studio di radiazione da sorgenti con alto tasso di conteggi (*bunch* di macchina) e da laser; tra queste, in particolare, si potrà studiare la radiazione proveniente dall'interazione dei progetti PLASMONX (*PLasma Acceleration at Sparc and MONochromatic X-ray generation project*)<sup>1</sup> e SPARC (*Sorgente Pulsata Auto-amplificata di Radiazione Coerente*)<sup>2</sup>.

PLASMONX, nato dalla collaborazione tra l'INFN ed il CNR-IPCF, si pone come obiettivi lo sviluppo di sorgenti di radiazione X-gamma e di innovative tecniche di accelerazione basate su impulsi laser super intensi ed ultra corti. Il progetto prevede la realizzazione di un laser (FLAME: *Frascati Laser for Acceleration and Multidisciplinary Experiments*) capace di produrre impulsi da circa 8J della durata di 15-20fs, che sarà installato in un laboratorio in via di realizzazione (HILL@LNF: *High Intensity Laser Laboratory at Laboratori Nazionali di*

*Frascati*) accanto al LINAC da 200MeV di SPARC, con il quale l'interazione sarà continua. La sinergia tra FLAME ed il LINAC di SPARC costituirà una facility unica al mondo dove impulsi laser e pacchetti di elettroni di alta brillantezza, sincronizzati fra loro, potranno interagire consentendo di realizzare esperimenti di accelerazione a plasma e sorgenti X-gamma basate sullo scattering Thomson.

La struttura della tesi è la seguente: nel primo capitolo vengono descritte le caratteristiche della FASTEST-CAM. Il secondo capitolo si apre con la descrizione del funzionamento e delle caratteristiche di una streak camera, per poi mettere l'accento su quei parametri che maggiormente ne influenzano le performance ed infine concludersi con l'esposizione dei percorsi seguiti nello sviluppare le simulazioni e quindi del software utilizzato. I capitoli terzo, quarto e quinto raccolgono i risultati ottenuti: l'effetto delle proprietà dei foto-elettroni all'uscita dal fotocatodo, delle dimensioni e delle caratteristiche della regione fotocatodo-griglia acceleratrice; l'evoluzione all'interno del canale della streak camera e le possibili configurazioni del sistema di focheggiamento; e quindi il quinto capitolo dedicato ad una stima della deformazione e delle caratteristiche del fascio per tre possibili armoniche del laser FLAME, nell'ipotesi di utilizzare un fotocatodo di tipo S20. In ultimo la tesi è chiusa con commenti sui risultati ottenuti, possibili sviluppi e conclusioni, ed infine con un'appendice che descrive il sistema SPARC-FLAME.

## La FASTEST-CAM

La FASTEST-CAM è un rivelatore basato su streak camera, che si prevede possa misurare fenomeni ultraveloci con risoluzione temporale di 200fsec alla cadenza di 100KHz, fornendo informazioni circa l'andamento dell'intensità degli impulsi verso il tempo oppure verso lo spazio.

Rispetto ad una streak camera convenzionale al progetto della FASTEST-CAM sono state apportate alcune fondamentali innovazioni: verranno realizzati fotocatodi con griglia acceleratrice e fenditura incorporate nel materiale; la deflessione verrà realizzata tramite un campo elettrico trasverso a radiofrequenza; infine gli elettroni non verranno riconvertiti in luce, ma il loro profilo temporale verrà registrato direttamente tramite una sistema a multi-anodi.

Uno studio particolare è stato dedicato alla progettazione di un sistema per la sostituzione del fotocatodo: in primo luogo perché alcuni materiali hanno un'elevata reattività chimica, quindi sono stabili solo se mantenuti sotto vuoto e l'interazione con l'aria ne fa diminuire l'efficienza quantica<sup>3,4</sup>; inoltre sostituire il fotocatodo consente di utilizzare le streak camera anche con radiazioni di diverse lunghezza d'onda<sup>5</sup>. Un sistema di pompe da vuoto e controlli dovrà essere previsto anche per evitare il fenomeno di *breakdown* tra fotocatodo e griglia catodica e per il canale della streak camera.

Delicata è anche la gestione della tensione di ciascun componente della streak camera: la griglia catodica dovrà essere alimentata con tensione positiva rispetto al fotocatodo per accelerare i foto-elettroni; nell'ipotesi di dover lavorare con fotocatodi tradizionali con

tensioni molto elevate su distanze ridotte, potrebbe essere valutata anche la possibilità di utilizzare tensioni impulsive. Altre tensioni saranno utilizzate per pilotare il deflettore a radiofrequenza e per alimentare le lenti del sistema di focaggio, il rivelatore e l'elettronica di acquisizione.

Simulazioni, studi approfonditi e test in laboratorio sono stati -e debbono essere- condotti per la realizzazione del sistema che si occuperà della deflessione del pacchetto di elettroni.

Infine, lo sviluppo di simulazioni dell'evoluzione del fascio di elettroni e dei parametri che maggiormente ne influenzano la propagazione nella regione compresa tra fotocatodo e griglia acceleratrice e poi nella regione di deriva -sotto l'azione delle lenti focagiatrici- sono l'oggetto di questa tesi.

## **1.1. Il sistema fotocatodo-griglia acceleratrice**

I fotoni passeranno attraverso una fenditura, incideranno sul fotocatodo, saranno trasformati in foto-elettroni e poi accelerati grazie ad un campo elettrico, generato tra fotocatodo e griglia, che contrasta l'allargamento del fascio raddrizzando le traiettorie degli elettroni. Nelle fasi iniziali di simulazione, la distanza fotocatodo-griglia sarà posta uguale ad 1mm, ma poiché questa grandezza ed il campo elettrico tra fotocatodo e griglia catodica sono parametri che influenzano fortemente la propagazione degli elettroni e perciò le performance dello strumento, le ricerche tenderanno a produrre un sistema fotocatodo-griglia in cui si diminuirà la distanza aumentando il campo e, come elaborazione finale, una fenditura incorporata nel fotocatodo.

Nelle operazioni preliminari la FASTEST-CAM funzionerà con fotocatodi di tipo S20<sup>6,7,8,9,10,11,12,13,14,15</sup>, costituiti, cioè, da film sottili di antimonio e metalli alcalini, drogati con Cesio: NaKCsSb. L'aggiunta di Cesio sulla superficie del fotocatodo<sup>16</sup> estende la risposta spettrale del fotocatodo verso energie minori, abbassandone l'affinità elettronica da circa 1eV a circa 0.5eV e quindi il potenziale di estrazione da circa 2eV a circa 1.5eV e protegge il fotocatodo dalla degradazione dovuta all'interazione con l'aria.

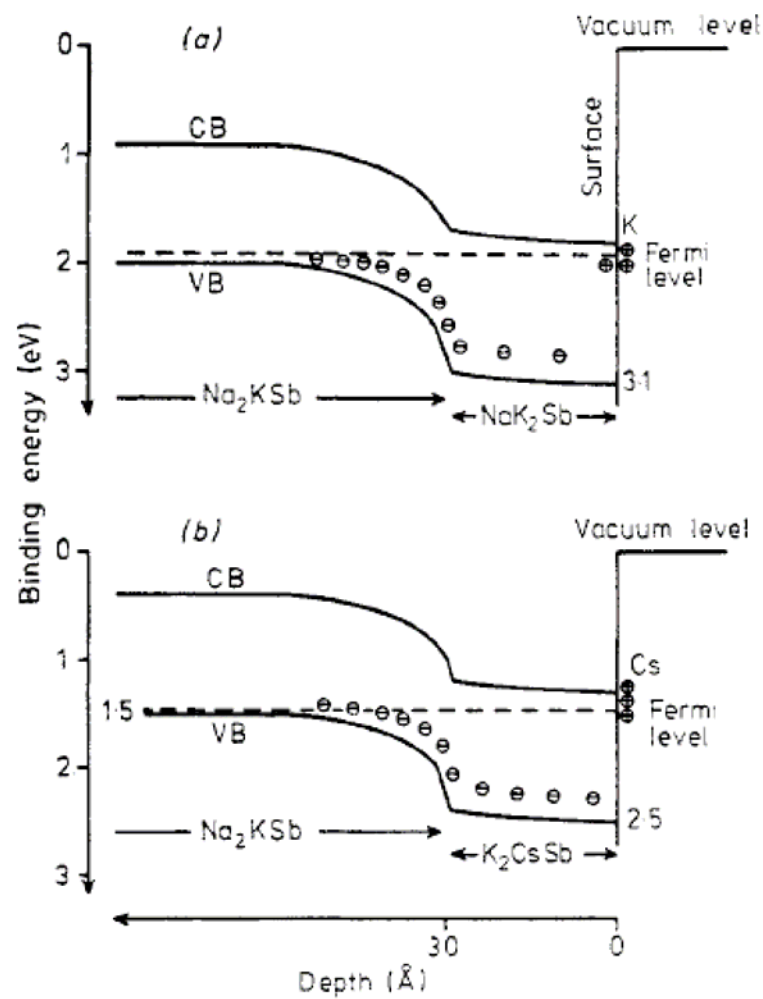


Figura 1 Livelli di energia per fotocatodi costituiti da  $\text{Na}_2\text{KSb}$  (a) e da  $\text{Na}_2\text{KSb}(\text{Cs})$ <sup>17</sup>. L'aggiunta di Cesio, che è l'elemento con il minore potenziale di estrazione (2.14eV), abbassa l'affinità elettronica del fotocatodo rendendolo sensibile anche a radiazioni di energie minori.

Type	Composition	Threshold of electron emission (nm)	Approx. work function <sup>a</sup> (eV)	$\lambda_{\text{max}}$ (nm)	$R(I)$ at $\lambda_{\text{max}}$ ( $\text{mA W}^{-1}$ )	$Q(E)$ at $\lambda_{\text{max}}$
S1	AgOCs	1100	1.1	800	~6.5	~1
S11	SbCs <sub>3</sub>	680	1.8	400	60	19
S20	SbNaKCs	850	1.4	400	70	22
Bialkali	SbKCs	630	1.9	400	85	26
Bialkali	SbRbCs	700	1.8	420	85	26

Tabella 1 Composizione e proprietà di alcuni fotocatodi, tra cui l'S20<sup>18</sup>.

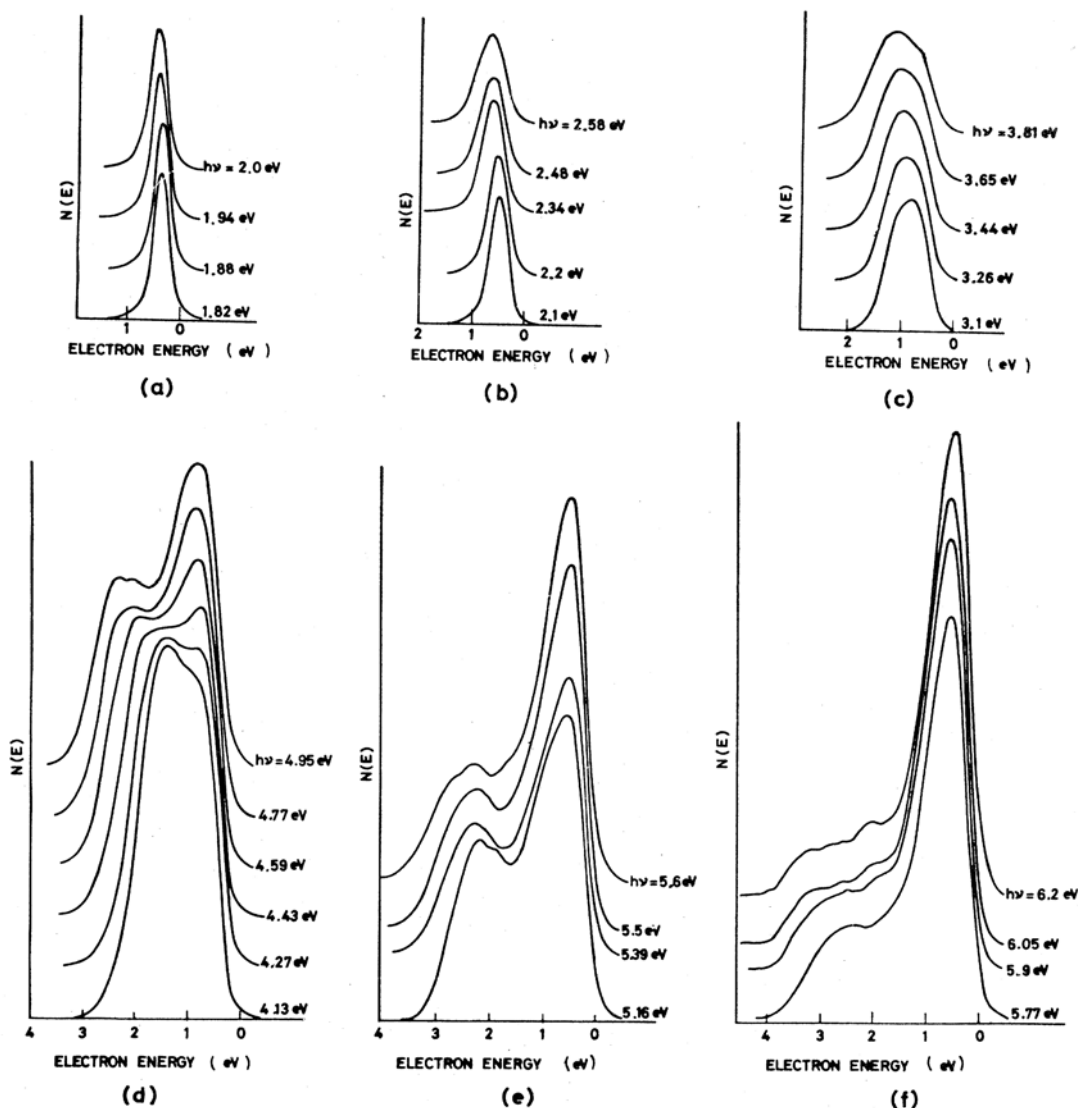


Figura 2 Distribuzione di energia cinetica dei foto-elettroni emessi da un fotocatodo S20 (a-f). Lungo ciascuna curva è indicata l'energia della radiazione incidente<sup>8</sup>.

Le proprietà che hanno gli elettroni quando vengono emessi dalla superficie del fotocatodo e che dipendono dal tipo di fotocatodo scelto (nonché dalla radiazione incidente), influiscono fortemente sulla propagazione del pacchetto fino al sistema di rivelazione, come verrà dimostrato dalle simulazioni e spiegato ampiamente nei capitoli 3, 4 e 5.

E' stato possibile ricavare il valore dell'energia residua che hanno gli elettroni emessi da un fotocatodo S20<sup>8,9</sup>, per poi calcolare le direzioni lungo cui si muovono ed inserire queste grandezze nella definizione del pacchetto di elettroni all'interno del programma di simulazione.

Per dare un taglio meno teorico alla tesi e sviluppare le simulazioni in un caso reale, sono state scelte alcune lunghezze d'onda tra le possibili armoniche del laser FLAME:  $\lambda_1=400\text{nm}$ ,  $\lambda_2=266\text{nm}$  e  $\lambda_3=200\text{nm}$  (Tabella 2).

$\lambda_\gamma$ (nm)	$E_\gamma$ (eV)	$E_{min}$ (eV)	$E_{max}$ (eV)	$FWHM$ (eV)	Divergenza iniziale massima (°)
400	3.09	0.25	1.2	0.6	49.8
266.6	4.64	0.1	3	2	65.9
200	6.18	0.1	2	0.9	60

Tabella 2 Energia massima e minima e  $FWHM$  dei foto-elettroni, stimate per un fotocatodo multialcalino di tipo S20<sup>8,9</sup>, illuminato con radiazione laser di lunghezza d'onda  $\lambda_\gamma$  ed energia  $E_\gamma$ . La divergenza massima con cui i foto-elettroni vengono emessi dalla superficie del fotocatodo è calcolata utilizzando l'Equazione 2.3 del capitolo 2.

## 1.2. La deflessione a radiofrequenza

Per ottenere elevati tassi di conteggi e sistemi di deflessione stabili, nelle streak camera si preferisce l'uso di campi elettromagnetici deflettenti sinusoidali, in cui la frequenza dell'onda dovrebbe essere un multiplo della frequenza di arrivo dei *bunch* di elettroni. In questo caso si dice che la streak camera opera in *synchroscan mode*<sup>19,20</sup>.

Il campo elettrico sinusoidale impartisce agli elettroni una deflessione trasversale al loro moto e la direzione lungo cui gli elettroni si muovono dipende dal momento di ingresso nella cavità, cioè dalla fase della radiofrequenza che sperimentano.

La figura 3 mostra le grandezze coinvolte nella deflessione:  $V_{max}$  è il valore di picco della tensione di deflessione,  $L$  è il braccio di deflessione, cioè la distanza tra il deflettore ed il rivelatore e  $\Delta y$  è la risoluzione spaziale sul rivelatore.

Il *bunch* di elettroni, di durata  $\Delta t$ , è centrato sullo zero dell'onda sinusoidale e, per  $\omega\Delta t=2\pi f\Delta t \ll 2\pi$ , la tensione di deflessione è:

$$V_{max} \text{sen}(\omega t) \approx V_{max}\omega\Delta t \quad \text{Equazione 1.1}$$

e l'angolo di deflessione:

$$g_{\max} = \frac{V_{\max} 2\pi f \Delta t}{U} = \frac{\Delta y}{L} \quad \text{Equazione 1.2}$$

dove  $U$  è l'energia degli elettroni.

Perciò se  $L=25\text{cm}$  e  $\Delta y=100\mu\text{m}$ , la variazione sull'angolo è  $\theta_{\max}=4 \times 10^{-4}\text{rad}$ .

Quindi, con una frequenza  $f=5200\text{MHz}$ , la tensione necessaria a deflettere di un angolo  $\theta_{\max}$  elettroni di energia  $U=20\text{KeV}$ , in modo da ottenere una risoluzione temporale  $\Delta t=200\text{fsec}$  è:

$$V_{\max} = \frac{g_{\max} U}{2\pi f \Delta t} \approx 1224\text{V} \quad \text{Equazione 1.3}$$

Dall'equazione 1.2 si vede che se si diminuisce il braccio di deflessione, si deve aumentare l'angolo e quindi la tensione  $V_{\max}$ .

La deflessione, lineare col tempo nella parte centrale dell'onda, impartisce agli elettroni una velocità costante. La porzione dell'onda sinusoidale che è lineare determina l'intervallo di tempo durante il quale un fenomeno può essere studiato. Se si suppone che tale porzione lineare sia un decimo del periodo dell'onda, l'intervallo di tempo è circa 20psec. Se si desidera un intervallo maggiore oppure una linearità maggiore, la tensione  $V_{\max}$  deve essere aumentata proporzionalmente.

La scelta di frequenze elevate favorisce la compattezza del deflettore ed il minor consumo di potenza; nella FASTEST-CAM la frequenza è stata scelta pari a 5200MHz (questo valore può essere cambiato meccanicamente), generata in una cavità risonante (i cui parametri sono nella tabella 3) ottenuta con una guida d'onda tipo *double ridge* la cui sezione è la metà della lunghezza d'onda.

Il pacchetto di elettroni entra nella cavità risonante lungo l'asse  $x$ , cioè trasversalmente all'asse longitudinale della cavità: la deflessione è dovuta principalmente al campo elettrico trasverso, che è concentrato nel gap della cavità.

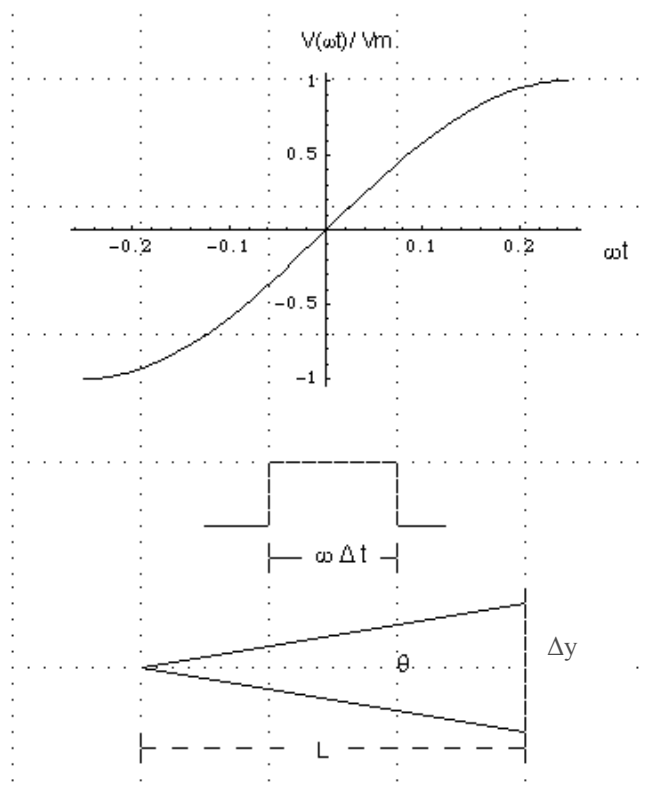


Figura 3 Un pacchetto di elettroni di durata  $\Delta t$  è deflesso di un angolo  $\theta$  su una distanza  $L$ , tramite un'onda sinusoidale di tensione di picco  $V_{max}$ . La deflessione avviene in direzione perpendicolare alla fenditura di ingresso.

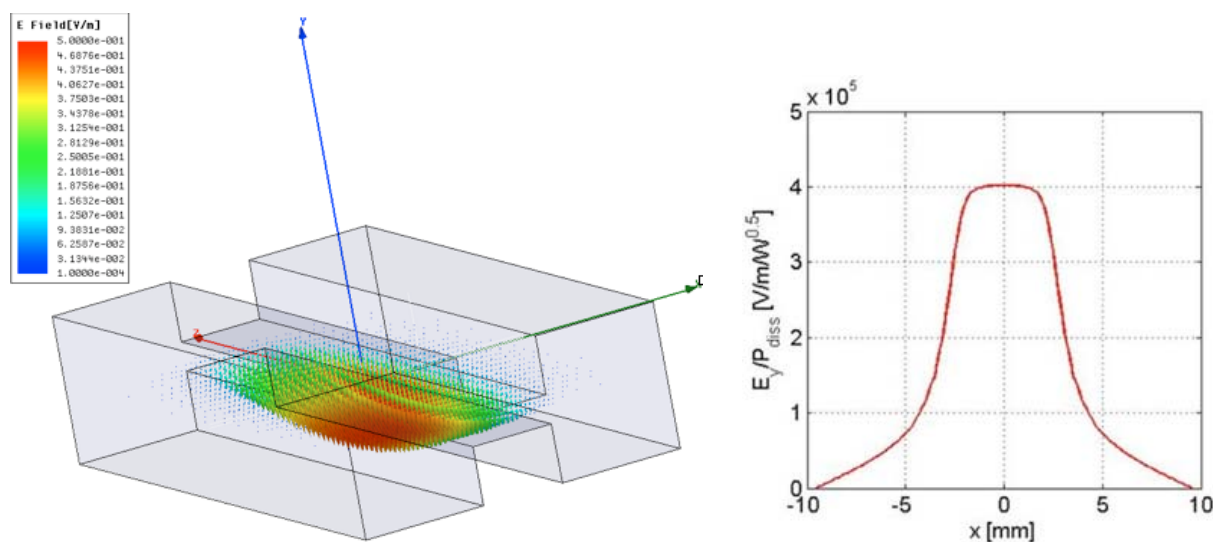


Figura 4 Distribuzione del campo elettrico (modo fondamentale) all'interno della cavità risonante (di tipo WRD-500, di cui uno schema meccanico disegnato per la realizzazione si trova nell'appendice) e lungo la traiettoria del fascio.

<i>Center frequency</i>	5200 MHz
<i>Resonance bandwidth</i>	5 MHz
<i>Tuning range</i>	$\pm 30$ MHz
<i>Deflecting voltage/power</i>	400 V/W <sup>0.5</sup>
<i>Ridge gap width mm</i>	5 mm
<i>Ridge gap height mm</i>	1.6 mm

Tabella 3 Riassunto delle principali caratteristiche della cavità risonante.

### 1.3. L'acquisizione del segnale

#### 1.3.1. Il rivelatore elettronico

Gli elettroni uscenti dal fotocatodo verranno deflessi e trasportati sul rivelatore; nel caso la streak camera venga utilizzata in modalità non *synchroscan*, cioè uni-dimensionale, il rivelatore sarà un *Micro Channel Plate*, utile se si vuole ottenere un elevato guadagno (nel caso di bassi flussi fotonici) ed una buona risoluzione temporale (il fascio non è sparpagliato, ma collimato dai MCP). La carica all'uscita dei canali del MCP non è inviata su fosfori come si fa comunemente, ma è raccolta da un sistema a multi-anodi *XY*, progettato con lo scopo di registrare direttamente il profilo temporale del fenomeno. Nella FASTEST-CAM l'area del MCP utilizzata sarà suddivisa in 1280 *pad*, organizzati in 128 canali temporali ma è possibile programmare un sistema di lettura temporale più fine disponendo tutti i 1280 *pad* organizzati in 1280 canali per una sola lunghezza d'onda. In questo caso si può raggiungere 1psec di incertezza nella variazione della traiettoria elettronica. Il *jitter* del tempo di transito degli elettroni nel MCP non influenza la risoluzione temporale, essendo la distribuzione temporale direttamente convertita nella dimensione spaziale.

Nel caso la streak camera venga utilizzata in modalità *synchroscan*, il rivelatore sarà costituito da una matrice di 256x512 pixel.

### 1.3.2. L'elettronica

L'elettronica del rivelatore a MCP, mostrata nel diagramma a blocchi di figura 7, è formata dal sistema di trigger che sincronizza la radiofrequenza della cavità risonante all'oscillatore del laser; dalla tensione di alimentazione e controllo dei MCP e dall'elettronica di prelievo e processamento analogico/digitale del segnale di carica in uscita dai *pad* degli anodi accoppiati ai MCP.

Per l'elettronica di prelievo dei segnali si utilizzano degli ASIC commerciali i cui parametri sono:

Processo di manifattura: 0.8 micron N-well CMOS
Dimensioni: 6.12 mm x 4.04 mm
Spessore: ~600 $\mu\text{m}$
Massimo <i>read-out clock</i> 10 MHz
Soglia di rivelazione 4fC per canale
128 canali completi per <i>chip</i>

Il sistema di processamento dati è basato su un'unità computazionale ad alte prestazioni di tipo DSP (*Digital Signal Processing*), originariamente sviluppata per applicazioni spaziali<sup>21</sup> che prevede:

<i>Clock rate</i> di 400 MHz o 200 MHz
4 Meg x 16 DRAM
1 Meg x 16 <i>Flash memory</i>
192 Kilobyte SRAM <i>memory</i> a tempi di accesso < 5nsec
32 Kilobyte SPI <i>Flash Memory</i> ; 3 x 100Mbit/s <i>bidirectional serial buses</i>
4x10 bit ADC <i>channels</i>

Questa risorsa DSP è affiancata da un controller FPGA (*Field Programmable Gate Array*), impiegata per l'implementazione di tutta la logica di interfacciamento al sistema dei rivelatori multianodici, ognuno dei quali è equipaggiato con un interfaccia analogica con

campionamento a doppia correlazione CDS (*Correlated Double Sampling*) e con compensazione dei guadagni.

Questo controller è gestito da un PC via USB 2.0 (480 Mb/sec) e prevede 6x14bit canali analogici indipendenti con velocità di campionamento a 15MHz oppure 6x8bit canali a 30MHz di campionamento. Un *bufferaggio* con una FIFO di 264kBytes compensa le eventuali latenze di acquisizione del PC su interfaccia USB. Nell'utilizzo in modalità *synchroscan* il sistema ottico sarà basato su sensori CMOS (eventualmente utilizzabile come monitor ottico in questa applicazione) ad alta velocità di lettura (4000FPS, con *frame* di 1280x128pixel eventualmente estendibile a 1280x1024pixel e trasferimento di dati diretto su bus PC di tipo PCI Express 16x).

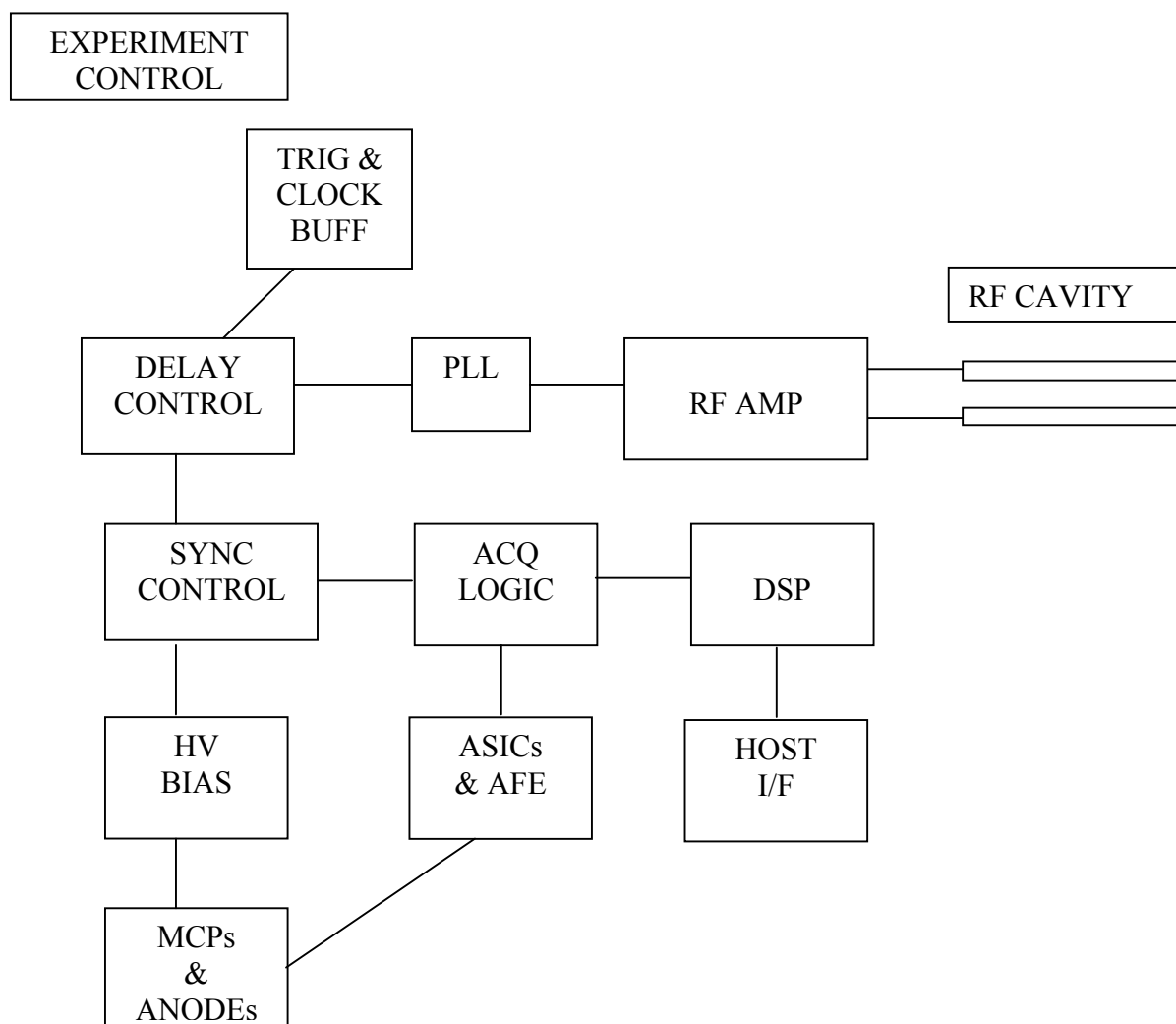


Figura 5 Diagramma a blocchi dell'elettronica di controllo del rivelatore a MCP.

# Appendice I – Schema meccanico della cavità risonante

2	CAMERA RISON.	RAME OFE	52X40X20	
1	CAMERA RISON. RAME OFE			Dimensione Note
POS. Cota Descrizione Materiale				

A mm	B mm	C mm	D mm	E mm	F mm	G mm	H mm	J mm	K mm	L mm	Ra µm
19.10	8.20	22	11	1.60	0.51	0.33	4.78				0.15
0.04	0.04			0.02	0.02	0.02	0.02	0.02	0.02	0.02	0.15

**Vista Frontale**  
Scala: 2:1

**Vista da sinistra**  
Scala: 2:1

**Vista in sezione B-B**  
Scala: 2:1

**Vista in sezione C-C**  
Scala: 2:1

**N. Pezzi 2**

**Note:**

- 1 - Remove all burrs and sharp edges
- 2 - In doubt ask
- 3 - Machining only by spark erosion (EDM)

**Vista isometrica**  
Scala: 2:1

**Vista in sezione A-A**  
Scala: 2:1

**INFN**  
ISTITUTO NAZIONALE DI RICERCA NUCLEARE  
LABORATORI NAZIONALI DI FRASCATI  
SSCCE

FAIPIROSP CALM

Corpo Camera

Proprietà	Unità	Valore	Unità	Valore	Unità	Valore	Unità	Valore	Unità	Valore	
Temperatura	°C	20	Temperatura	°C	20	Temperatura	°C	20	Temperatura	°C	20
Umidità	%	50	Umidità	%	50	Umidità	%	50	Umidità	%	50
Pressione	hPa	1013	Pressione	hPa	1013	Pressione	hPa	1013	Pressione	hPa	1013
Velocità	m/s	0	Velocità	m/s	0	Velocità	m/s	0	Velocità	m/s	0
Accelerazione	m/s²	0	Accelerazione	m/s²	0	Accelerazione	m/s²	0	Accelerazione	m/s²	0
Forza	N	0	Forza	N	0	Forza	N	0	Forza	N	0
Deformazione	mm	0	Deformazione	mm	0	Deformazione	mm	0	Deformazione	mm	0
Stress	MPa	0	Stress	MPa	0	Stress	MPa	0	Stress	MPa	0
Strain	mm/mm	0	Strain	mm/mm	0	Strain	mm/mm	0	Strain	mm/mm	0
Velocità di deformazione	mm/s	0	Velocità di deformazione	mm/s	0	Velocità di deformazione	mm/s	0	Velocità di deformazione	mm/s	0
Velocità di scorrimento	mm/s	0	Velocità di scorrimento	mm/s	0	Velocità di scorrimento	mm/s	0	Velocità di scorrimento	mm/s	0
Velocità di rotazione	rad/s	0	Velocità di rotazione	rad/s	0	Velocità di rotazione	rad/s	0	Velocità di rotazione	rad/s	0
Velocità di vibrazione	mm/s	0	Velocità di vibrazione	mm/s	0	Velocità di vibrazione	mm/s	0	Velocità di vibrazione	mm/s	0
Velocità di accelerazione	mm/s²	0	Velocità di accelerazione	mm/s²	0	Velocità di accelerazione	mm/s²	0	Velocità di accelerazione	mm/s²	0
Velocità di deformazione	mm/s	0	Velocità di deformazione	mm/s	0	Velocità di deformazione	mm/s	0	Velocità di deformazione	mm/s	0
Velocità di scorrimento	mm/s	0	Velocità di scorrimento	mm/s	0	Velocità di scorrimento	mm/s	0	Velocità di scorrimento	mm/s	0
Velocità di rotazione	rad/s	0	Velocità di rotazione	rad/s	0	Velocità di rotazione	rad/s	0	Velocità di rotazione	rad/s	0
Velocità di vibrazione	mm/s	0	Velocità di vibrazione	mm/s	0	Velocità di vibrazione	mm/s	0	Velocità di vibrazione	mm/s	0
Velocità di accelerazione	mm/s²	0	Velocità di accelerazione	mm/s²	0	Velocità di accelerazione	mm/s²	0	Velocità di accelerazione	mm/s²	0

## La Streak Camera

La streak camera<sup>22,23,24,25,26,27,28</sup> è uno strumento capace di misurare fenomeni luminosi ultraveloci, fornendo informazioni sul profilo dell'intensità in funzione del tempo oppure della posizione, in un unico *shot*. Consente di ottenere un'elevata risoluzione temporale (alcune centinaia di femtosecondi), una grande sensibilità (vicina al singolo fotone) e una buona dinamica per ogni intervallo spettrale considerato (dal vicino infrarosso ai raggi X), grazie all'applicazione di fotocatodi di tipo diverso, e la capacità di rivelare fenomeni singoli o che si presentano con un alto rate di ripetizione (fino al GHz).

Dagli anni settanta sono stati fatti enormi passi avanti nello studio di fenomeni ultraveloci nei campi della chimica, della fisica e della biologia, grazie allo sviluppo di sorgenti di impulsi luminosi ultracorti e di strumenti per misurarli. Questo ha fornito una nuova spinta nei progressi nella ricerca di streak camera con risoluzione temporale sempre migliore.

E, tuttora, grazie alle sue caratteristiche, questo strumento ha una grande diffusione in ambiti di ricerca che spaziano dalla biologia alla medicina, dalla fisica dei plasmi alle telecomunicazioni; viene utilizzato, per esempio, per misure di spettroscopia risolta nel tempo (combinata con uno spettroscopio); nel controllo di qualità nella fabbricazione di film sottili; nella misura della densità e della distribuzione del plasma prodotto nella fusione nucleare; nel monitoraggio dell'evoluzione temporale del fascio di elettroni e così via<sup>29,30</sup>.

### 2.1. Funzionamento di una streak camera

Nella figura 6 è mostrato il principio di funzionamento di una streak camera commerciale. Gli impulsi luminosi, di intensità, distribuzione temporale e spaziale diverse, passano attraverso una fenditura e poi su un fotocadoto dove, per effetto fotoelettrico, vengono convertiti in

pacchetti di elettroni della stessa durata dell'impulso luminoso ed il cui numero è proporzionale all'intensità luminosa. In quelle applicazioni in cui si intende studiare solo la dimensione longitudinale del fenomeno, cioè spazio e tempo, il fascio di fotoni incidente è troncato trasversalmente con una fenditura o un foro.

Nella streak camera convenzionali i foto-elettroni vengono accelerati da un campo elettrico statico longitudinale, applicato tra il fotocatodo ed una griglia, e poi deflessi grazie alle placche di un condensatore, dove agisce una rampa di tensione variabile (impulso di streak) sincronizzata temporalmente con la luce incidente, che li devia in direzione perpendicolare alla fenditura e li spinge sui *Micro Channel Plate*. Qui possono essere moltiplicati fino a  $10^6$  volte (nel caso di un basso flusso di fotoni), e poi inviati su di uno schermo di fosforo che li riconverte in luce. A questo punto, in generale, l'impulso luminoso viene registrato con l'uso di una CCD.

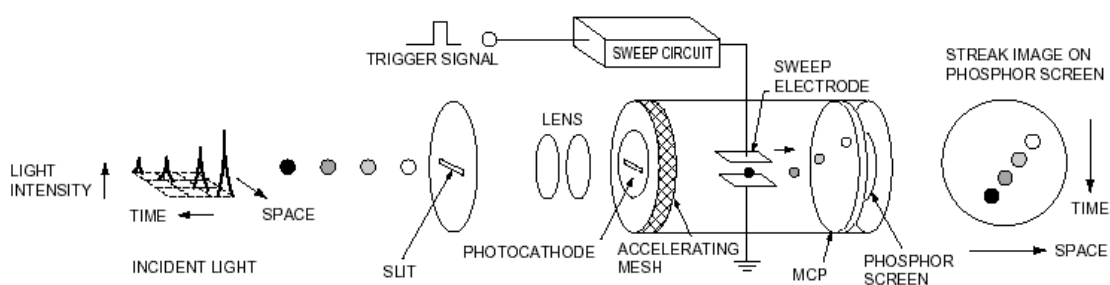


Figura 6 Principio di funzionamento di una streak camera. I quattro impulsi luminosi, diversi per intensità, tempo di arrivo e posizione, vengono convertiti in elettroni dal fotocatodo e poi accelerati verso uno schermo di fosforo<sup>31</sup>.

### 2.1.1. Sistema fotocatodo - griglia acceleratrice

La radiazione che incide sulla superficie del fotocatodo della streak camera cede energia agli elettroni e li promuove dalla banda di valenza a quella di conduzione; quegli elettroni che avranno un'energia cinetica residua maggiore del potenziale di estrazione del materiale di cui è costituito il fotocatodo, verranno emessi ed il loro numero sarà proporzionale all'intensità della radiazione incidente<sup>32,33,34</sup>.

La dispersione di energia massima dei foto-elettroni emessi sarà data dalla differenza tra l'energia  $h\nu$  dei fotoni incidenti ed il potenziale di estrazione del fotocatodo:

$$E_{\max} = h\nu - eW$$

Equazione 2.1

Poiché la larghezza di questa distribuzione di energia incide direttamente sulla risoluzione temporale di una streak camera, si dovrà scegliere un fotocatodo con un potenziale di estrazione il più vicino possibile all'energia della radiazione incidente. Come si vedrà nei capitoli sulle simulazioni, una dispersione di energia di 0.1eV (trascurando altri fattori) si traduce in un allungamento temporale dell'impulso, cioè in un peggioramento della risoluzione temporale della streak camera, di circa 30fsec (su una distanza di 1mm, con un campo elettrico tra fotocatodo e griglia di 25KV/mm).

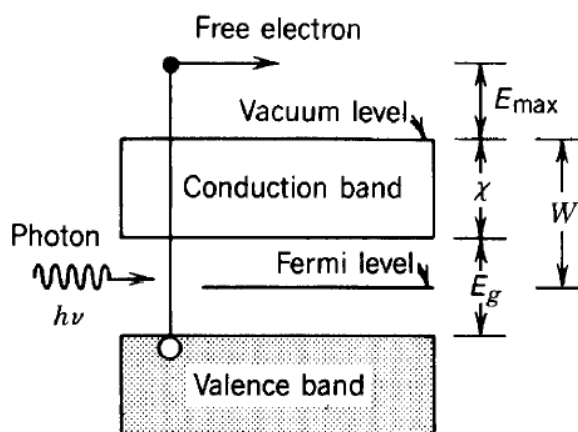


Figura 7 Schema del processo di emissione di un foto-elettrone da un semiconduttore.

Dalla seguente formula<sup>35</sup> si può dedurre su quali parametri agire per rendere minimo il  $\Delta t$  causato dalla dispersione dell'energia iniziale:

$$\Delta t_{\Delta E} = \frac{d}{qV} \sqrt{\frac{m}{2}} \frac{\Delta E_i}{\sqrt{E_i}}$$

Equazione 2.2

dove  $q$  è la carica dell'elettrone e  $d$  è la distanza percorsa dagli elettroni,  $V$  è la tensione applicata alla griglia catodica,  $E_i$  e  $\Delta E_i$  sono l'energia media e la dispersione in energia iniziali dei foto-elettroni.

Quindi, si può minimizzare l'allungamento temporale dell'impulso aumentando il campo elettrico tra griglia e fotocatodo o rendendo minimo il  $\Delta E_i$  della distribuzione di energia dei foto-elettroni.

Da queste stesse grandezze dipende anche la divergenza angolare dei foto-elettroni. Poiché riescono ad uscire dal fotocatodo solo quegli elettroni le cui direzioni formano, con la normale alla superficie del fotocatodo, angoli maggiori di  $\Phi_{max}$ , questo sarà l'angolo di emissione massimo<sup>36</sup>:

$$\Phi_{max} = \arccos \sqrt{\frac{W}{E_{cin}}} \quad \text{Equazione 2.3}$$

dove  $W$  è il potenziale di estrazione (che nei semiconduttori coincide con l'affinità elettronica) ed  $E_{cin}$  è l'energia cinetica residua degli elettroni.

Anche le direzioni lungo cui vengono emessi i foto-elettroni incidono sulla risoluzione temporale dello strumento. Per diminuire la divergenza e correggere le traiettorie si fa seguire al fotocatodo una griglia tenuta a potenziale positivo che estrae ed accelera gli elettroni. Nell'attraversamento di questa zona accelerante, gli angoli vengono diminuiti circa come la radice del rapporto dell'energia cinetica iniziale (appena emessi) e finale (alla griglia) degli elettroni:

$$\theta_f = \theta_i \sqrt{\frac{E_i}{E_f}} \quad \text{Equazione 2.4}$$

Per esempio, se la tensione accelerante è 20KV, elettroni di energia  $E_i=0.5\text{eV}$  emessi con un angolo di  $30^\circ$ , usciranno dalla griglia con un angolo massimo di  $0.15^\circ$ .

Un'altra caratteristica importante per la scelta del fotocatodo è l'efficienza di conversione dei fotoni incidenti in foto-elettroni che varia in funzione della lunghezza d'onda e definisce la risposta spettrale del fotocatodo; questa è espressa in termini di sensibilità ed efficienza quantica<sup>37,38</sup>. In generale la risposta spettrale è tale per cui solo una banda limitata di lunghezze d'onda è convertita in modo efficiente.

La sensibilità di un fotocatodo è definita come il rapporto fra la corrente foto-elettronica generata e il flusso di fotoni incidenti ad una determinata lunghezza d'onda:

$$S_c = \frac{l_c}{l_y} (A/W) \quad \text{Equazione 2.5}$$

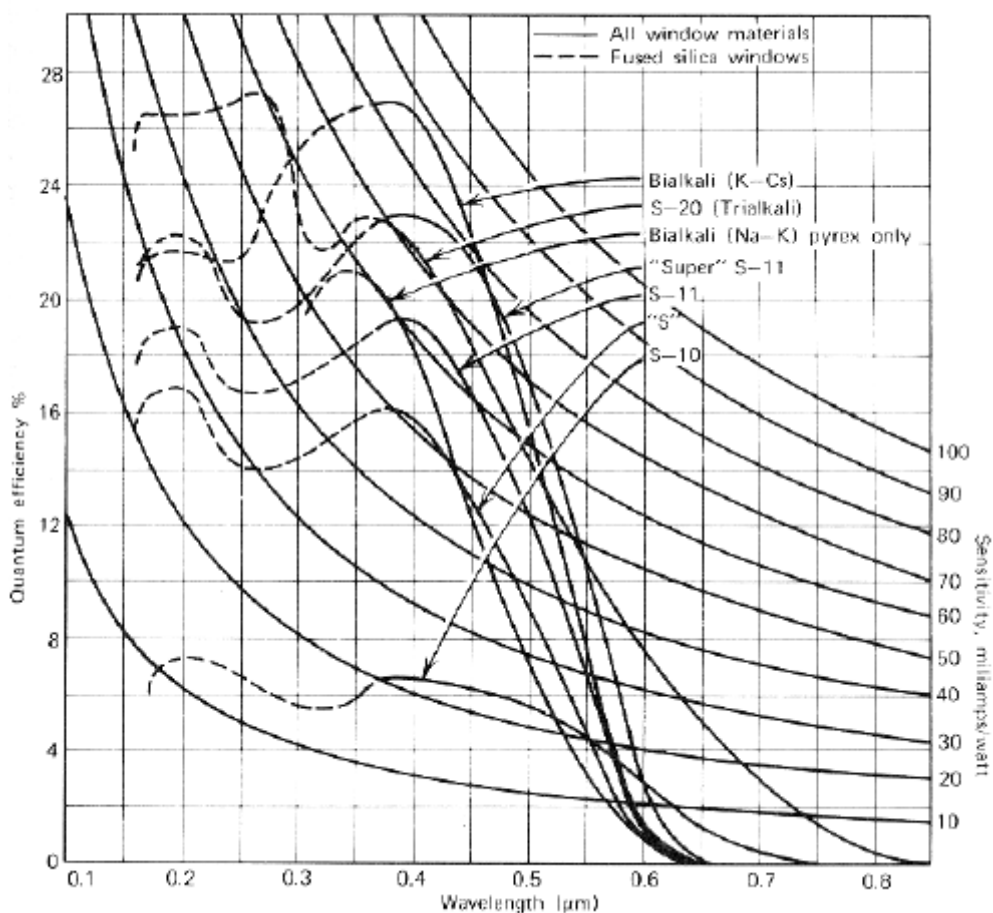


Figura 8 Efficienza quantica in funzione della lunghezza d'onda della radiazione incidente per alcuni tipi di fotocatodi<sup>39</sup>. I fotocatodi formati da composti dei metalli alcalini, come l'S20, sono stabili solo se mantenuti sotto vuoto<sup>3,4</sup>; a questo proposito, di un fotocatodo si definisce anche l'*operation lifetime*, cioè il tempo di vita. Infatti il tempo, l'uso, la densità di corrente che passa attraverso il fotocatodo e le condizioni di vuoto (alcuni hanno un'elevata reattività chimica) sono fattori che danneggiano il fotocatodo, facendone diminuire l'efficienza quantica.

Mentre l'efficienza quantica  $QE$  (figura 8) è data dal rapporto fra il numero di foto-elettroni emessi ed il numero di fotoni incidenti, espressa in %:

$$\eta = \frac{hc}{\lambda e} S_c = \frac{1240}{\lambda} S_c 100\% \quad \text{Equazione 2.6}$$

dove  $\lambda$  è la lunghezza d'onda della radiazione incidente (in nanometri),  $h=6.63 \times 10^{-34} \text{ Jsec}$ ,  $c=3 \times 10^8 \text{ m/sec}$ ,  $e=1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$ ). Essa è legata alla lunghezza d'onda ed al materiale di cui è costituito il fotocatodo, nonché al suo spessore<sup>18</sup>.

L'efficienza quantica del fotocatodo, insieme alla qualità del trasporto degli elettroni fino al sistema di rivelazione ed all'eventuale guadagno dei MCP, determina in gran parte la sensibilità dello strumento<sup>20</sup>.

### 2.1.2. La deflessione

Grazie all'azione delle placche defletttrici, la distribuzione temporale degli elettroni viene trasformata in una distribuzione spaziale: gli elettroni, che arrivano nelle placche in tempi diversi, verranno deviati di angoli diversi e incideranno sul fosforo in posizioni diverse, in altre parole, la direzione verticale del fosforo diventa l'asse dei tempi. La distribuzione spaziale dell'impulso si leggerà sull'asse orizzontale e l'intensità dei punti sul fosforo sarà proporzionale all'intensità degli impulsi luminosi.

La velocità di spazzata (*sweep*) influisce sulla risoluzione temporale dello strumento e sulla dimensione della finestra temporale di acquisizione.

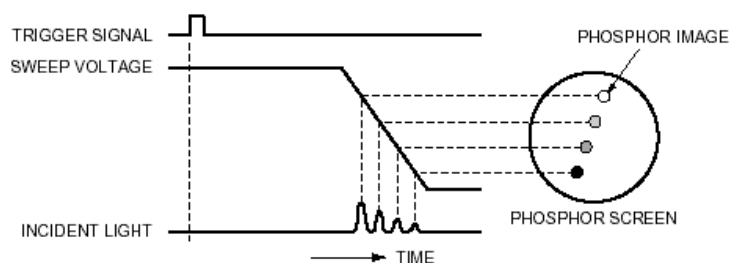


Figura 9 Temporizzazione del circuito che spazzola gli elettroni sul fosforo<sup>31</sup>.

In alcune streak camera è presente anche una seconda coppia di placche che deviano gli elettroni nella direzione orizzontale e che impartiscono una deflessione più lenta, in modo da avere due scale di tempi sull'immagine registrata dal rivelatore.

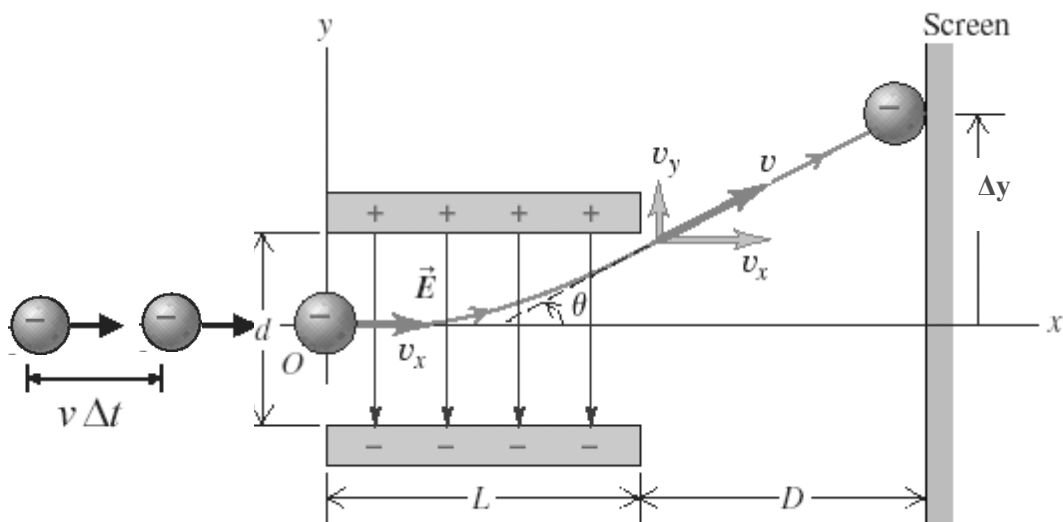


Figura 10 Disegno del sistema di deflessione. Due elettroni, separati da un intervallo di tempo  $\Delta t$  (risoluzione temporale), vengono deflessi dalle placche e raggiungono il rivelatore in due posizioni diverse, distanti tra loro  $\Delta y$  (risoluzione spaziale sullo schermo)<sup>41</sup>.

In un sistema di deflessione in cui il potenziale tra le placche varia col tempo secondo la formula<sup>40</sup>:

$$V(t) = V_0 + k_{sweep} t \tag{Equazione 2.7}$$

la velocità di streak è:

$$v_{sweep} = \frac{ek_{sweep}l}{mdv^2} \left( D + \frac{L}{2} \right) \tag{Equazione 2.8}$$

dove  $e$ ,  $m$  e  $v$  sono la carica, la massa e la velocità degli elettroni,  $k_{sweep}$  è lo *sweep rate* (V/sec),  $L$  e  $d$  sono la lunghezza e la distanza tra le placche e  $D$  è la lunghezza del braccio di deflessione (come indicato in figura 10).

Perciò la velocità di deflessione, che agisce direttamente sulla risoluzione temporale della streak camera (Equazione 2.11), aumenta se aumenta il braccio di deflessione o se diminuisce la distanza tra le placche (il campo elettrico è inversamente proporzionale a  $d$ ). E la grandezza  $\Delta y$  è direttamente proporzionale alla tensione di deflessione ed inversamente proporzionale all'energia degli elettroni<sup>41</sup>:

$$\Delta y = \left( \frac{LD}{2d} \right) \frac{V_{sweep}}{E_{e^-}} \quad \text{Equazione 2.9}$$

infatti maggiore è la tensione di deflessione, maggiore sarà l'angolo di deflessione e quindi  $\Delta y$ , cioè la dimensione dell'immagine della fenditura; mentre maggiore sarà l'energia degli elettroni, minore sarà l'effetto della deflessione.

In alternativa, la deflessione trasversale degli elettroni in una streak camera può essere realizzata anche tramite un campo elettrico a radiofrequenza<sup>42,43,44,45,46,47,48,49,50</sup>.

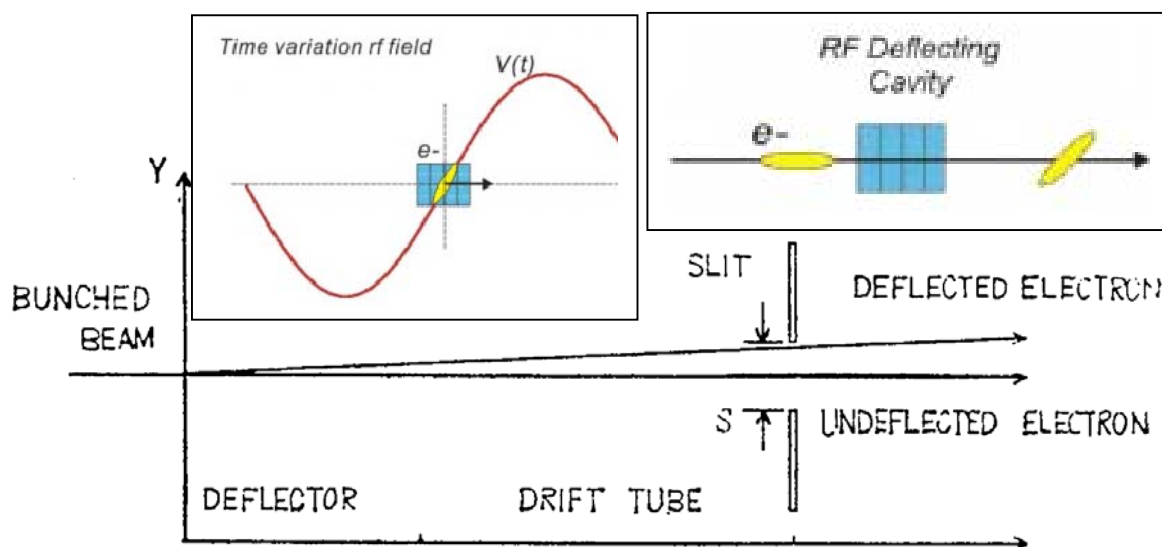


Figura 11 Deflessione del *bunch* di elettroni realizzata tramite un campo a radiofrequenza<sup>43,49</sup>.

### 2.1.3. Il trasporto del fascio di elettroni

Durante la propagazione il fascio di elettroni si deforma nella direzione longitudinale al moto, cioè sulla scala dei tempi<sup>51</sup>, e nello spazio, cioè nella direzione trasversale. La deformazione del pacchetto di elettroni è legata alla distanza percorsa, alla densità di elettroni, alle distribuzioni angolare, temporale e di energia che hanno i foto-elettroni quando vengono emessi dal fotocatodo e poi quando escono dalla griglia acceleratrice.

In particolare, l'allargamento nella direzione trasversale viene contrastato tramite un sistema focalizzante costituito da lenti elettrostatiche oppure magnetiche, che trasportano il fascio fino alle placche deflettrici. Solitamente, il sistema di focalizzazione viene posto tra la griglia acceleratrice ed il sistema di deflessione; ma per diminuire la distanza percorsa dai foto-elettroni e quindi l'effetto della carica spaziale, questa configurazione può essere variata spostando le placche deflettrici prima delle lenti<sup>52,53</sup> anche se l'effetto focalizzante delle lenti smorza la deflessione<sup>7</sup>.

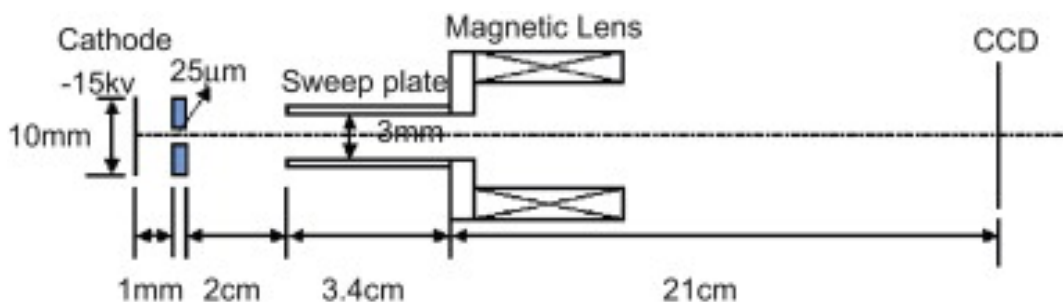


Figura 12 Schema di una streak camera con le placche deflettrici anteposte al sistema di focalizzazione: il fascio di elettroni viene deflesso e poi focalizzato<sup>54</sup>. La lente può essere posta prima del sistema di deflessione, a seconda del peso che la carica spaziale ha sull'allungamento dell'impulso.

## 2.2. La risoluzione della streak camera

La risoluzione temporale<sup>31</sup> di una streak camera se si suppone che ciascun fattore sia indipendente dagli altri, in prima approssimazione può essere espressa come:

$$\Delta t = \sqrt{\tau_{jitter}^2 + \tau_{\Delta E}^2 + \tau_Q^2 + \tau_{TOB}^2 + \tau_{sweep}^2} \quad \text{Equazione 2.10}$$

A questi termini andrebbe aggiunto anche  $\tau_{rad}^{55}$  che rappresenta l'effetto della durata dell'impulso della radiazione incidente sul fotocatodo, nonché un termine che tenga conto dell'effetto del sistema di rivelazione sulla risoluzione temporale.

Quando la streak camera è utilizzata nella modalità *multiple-shot*<sup>56,57,58</sup>, è presente il termine  $\tau_{jitter}$ . Esso è legato alle fluttuazioni della sorgente di radiazione ed alla sincronizzazione tra l'arrivo dell'impulso laser e la rampa del sistema di deflessione<sup>59,60</sup>

Il secondo termine  $\tau_{AE}$  è la dispersione temporale dell'impulso dovuta alla distribuzione di energia dei foto-elettroni e dipende dal materiale di cui è costituito il fotocatodo (tramite la funzione di lavoro), dall'energia della radiazione incidente e dalle imperfezioni della superficie del fotocatodo<sup>61,62,63</sup>; è presente sia nella regione compresa tra fotocatodo e griglia, sia nella regione di deriva. In questo termine può essere compreso anche l'effetto della distribuzione delle direzioni lungo cui vengono emessi i foto-elettroni, il quale può essere ridotto collimando il fascio con l'uso di una seconda fenditura.

$\tau_Q$  è l'allungamento temporale generato dalla repulsione reciproca tra gli elettroni: è trascurabile nella regione di accelerazione che è generalmente di dimensioni ridotte (dipende dal quadrato della distanza) e diventa importante nella regione di deriva.

Anche la distribuzione temporale, cioè il *Time Of Birth* con cui i foto-elettroni vengono emessi incide sulla dispersione temporale; nell'Equazione 2.10 è rappresentata dal termine  $\tau_{TOB}$ : maggiore è il *TOB*, maggiore è la distanza tra gli elettroni all'interno del pacchetto e minore è l'effetto della carica spaziale<sup>54</sup>.

L'ultimo termine  $\tau_{sweep}$  è la risoluzione temporale legata alla dimensione della fenditura di ingresso sul fotocatodo, alla risoluzione spaziale ed alla velocità di spazzata del sistema di deflessione:

$$\tau_{sweep} = \frac{Y\omega}{v_{sweep}} \quad \text{Equazione 2.11}$$

dove  $Y\omega$  è la *FWHM* dell'immagine della fenditura di ingresso come viene registrata in assenza di deflessione (risoluzione spaziale), quindi dipende dalla dimensione della fenditura e dalla qualità del trasporto del fascio di elettroni all'interno del canale della streak camera<sup>7</sup>.

Una formula pratica per ottenere la risoluzione temporale di una streak camera è<sup>64</sup>:

$$res = \frac{SpotSize(pixel)}{NumeroTotPixel(pixel)} \cdot VerticalScale(psec) \quad \text{Equazione 2.12}$$

Quindi, per esempio, una fenditura circolare che dà uno spot sul fosforo di 7pixel *FWHM*, con una scala di tempo di 1psec/pixel, porta ad una risoluzione temporale di 7psec.

Come si vede, aumentare la velocità di deflessione significa migliorare la risoluzione temporale del sistema.

## La simulazione del pacchetto di elettroni

Da questa panoramica sui componenti di una streak camera e sulle proprietà di ciascuno si è visto come le performance di questo strumento dipendano da molteplici e differenti fattori.

In particolare questo lavoro di tesi si concentrerà sulla simulazione dell'evoluzione del pacchetto di elettroni nella regione compresa tra fotocatodo e griglia acceleratrice e poi nella regione di deriva<sup>65,66,67,35,68,69,70,71,72,73,74,75,76,77,78,79,80,81</sup>.

Con l'uso di un software di simulazione, si potrà valutare quali parametri -e quanto ciascun parametro considerato- influenzi la propagazione ed il trasporto del fascio di elettroni. Verrà stimato l'effetto della carica spaziale (e quindi del numero di elettroni che costituiscono il pacchetto) e delle distribuzioni di energia, angolare e temporale che hanno i foto-elettroni quando sono emessi dal fotocatodo e poi quando escono dalla griglia catodica e si propagano nel canale della streak camera. Inoltre, grazie alle simulazioni, si potranno individuare alcune possibili configurazioni del sistema di lenti focalizzatrici che possano trasportare il fascio di elettroni all'interno del canale fino al piano focale che accoglierà il rivelatore.

Il prezioso aiuto delle simulazioni consente, in generale, di stimare le proprietà di uno strumento (o di un pezzo) ed i parametri fondamentali, per poi passare alla fase di realizzazione di un prototipo, ai test e poi di nuovo, con un passo indietro, a nuove simulazioni per testare le possibili modifiche, per migliorare la risposta fisica, prima della costruzione del nuovo pezzo.

Negli anni la capacità di calcolo dei computer è cresciuta velocemente e, di pari passo, è cresciuto l'uso -e lo sviluppo- di programmi per la simulazione della propagazione di fasci di particelle. Fatto fondamentale, le simulazioni riproducono il comportamento d'insieme calcolando con accuratezza il moto di ciascuna particella del fascio. Per trovare la soluzione

alle equazioni del moto nel caso di particelle cariche, il software di simulazione calcola il campo magnetico ed elettrico nel punto in cui si trova ogni particella, includendo i contributi di tutte le altre particelle. Perciò una simulazione sviluppata al computer, pur rimanendo valida solo entro i limiti posti dalle condizioni iniziali, descrive il fascio di particelle in maniera esatta, senza le semplificazioni e le approssimazioni necessarie per svolgere la stessa operazione con l'uso di formule<sup>82,83</sup>.

Premesso questo, i dati e le stime ottenuti in questa tesi con il programma di simulazione sono stati comunque confrontati con calcoli e modelli semplificati, per avere un supporto e per valutare in maniera critica i risultati raggiunti.

### 2.3. Simion 3-D

Per il lavoro di simulazione di questa tesi è stato scelto **Simion-3D**<sup>84,85,86,87</sup>, un software dell'*Idaho National Engineering and Environmental Laboratory (INEEL)* sviluppato per simulare campi elettrici o magnetici attraverso la definizione di elettrodi, determinare le forze che questi esercitano su fasci di particelle, anche cariche, e quindi simularne le traiettorie.

Simion è stato spesso utilizzato per la simulazione della propagazione di fasci di particelle cariche sotto l'azione di campi elettromagnetici<sup>85,88,65,89,90,91,92,93</sup> e la progettazione di differenti tipi di strumenti, quali cannoni elettronici<sup>94,68</sup>, *quadrupole mass filters*<sup>95</sup>, *time-of-flight mass spectrometers*<sup>96,97,98</sup>, *ion cyclotron resonance mass spectrometers*<sup>99</sup>, *quadrupolar collision cell*<sup>100</sup> ed *ion trap*<sup>101,86</sup>, lenti elettrostatiche e magnetiche<sup>102,103,104,105</sup> e complessi *ion funnels* con tensioni a radiofrequenza<sup>106</sup>.

Rispetto ad altri software con cui è possibile simulare traiettorie di particelle, Simion risulta più veloce e più flessibile nella creazione di elettrodi con geometrie definite dall'utente: questa procedura deve essere più che mai rigorosa poiché la qualità della traiettoria dipende dalla precisione con cui vengono definiti gli elettrodi<sup>107</sup>.

Un limite alla precisione dei risultati ottenuti con il programma di simulazione sta nella memoria necessaria al computer per gestire il progetto. Questo è subito evidente se si pensa che ogni punto della griglia che definisce gli elementi del progetto richiede circa 10 byte di memoria e per un sistema tridimensionale con 100 punti, cioè 100mm (se 1 *grid unit* = 1mm), la memoria necessaria sarà 100x100x100x8~10MB. Inoltre occorre memoria per conservare le informazioni sulle proprietà di ciascuna particella e per calcolare le interazioni reciproche e

l'andamento del campo elettromagnetico nelle zone definite nel progetto. Sulla durata della simulazione incidono invece i parametri da simulare e la precisione richiesta nei risultati.

I passi fondamentali per la simulazione di un modello elettrostatico e, nel nostro caso dei componenti di una streak camera, sono la definizione fisica ed elettrica degli elettrodi, la descrizione delle particelle del fascio, la simulazione della traiettoria di questo fascio attraverso gli elettrodi ed, infine, la scelta delle grandezze fisiche da registrare in output.

### 2.3.1. Il *Potential Array*

Il punto di partenza di tutte le simulazioni di Simion è un elemento detto *potential array*. Tale elemento è un *array* bidimensionale o tridimensionale di punti, in cui ad ogni punto può essere attribuita una tensione. Tutti i punti dell'*array*, definiti secondo una geometria, costituiscono l'elettrodo. Ciascun *potential array* può contenere un numero qualsivoglia di elettrodi, con geometrie e caratteristiche differenti.

Una volta definita la geometria dell'*array*, è compito del software di simulazione la determinazione del potenziale elettrico in ogni punto del progetto, tramite la risoluzione dell'equazione di Laplace  $\nabla^2 = 0$ . A questo scopo, Simion utilizza il metodo delle differenze finite (FDM), definendo una griglia di punti nell'area del progetto. Con un processo iterativo, detto di *over-relaxation*, Simion stima il potenziale elettrostatico di un punto definito "non elettrodo" partendo dal potenziale dei sei punti ad esso più vicini. Il gradiente tra i punti dell'*array* è calcolato in ogni passo ed i cambiamenti rilevati si propagano nella successiva iterazione.

Questa stima viene poi raffinata con approssimazioni successive fino a che tra due iterazioni la differenza risulti minore di un certo valore fissato:  $5 \times 10^{-4}$  è quello di *default* del programma. A questo valore, ed alla densità dei punti dell'*array*, sono legate l'accuratezza della simulazione e la precisione dei risultati.

Il valore di *default* per la densità dell'*array* è di 1 punto per millimetro, aumentando tale valore anche la RAM necessaria per la simulazione aumenta. Nei progetti sviluppati in questa tesi, un giusto accordo tra precisione e dispendio di potenza di calcolo del computer, è stato trovato nel fattore di scala 1:2, cioè ciascun punto rappresenta 0.5mm.

Una volta definito il campo elettrostatico di ogni punto del progetto si può passare al calcolo della traiettoria delle particelle.

Le informazioni sulla geometria degli elettrodi e sulle proprietà di ciascun punto dell'*array*, vengono conservate in un primo file.

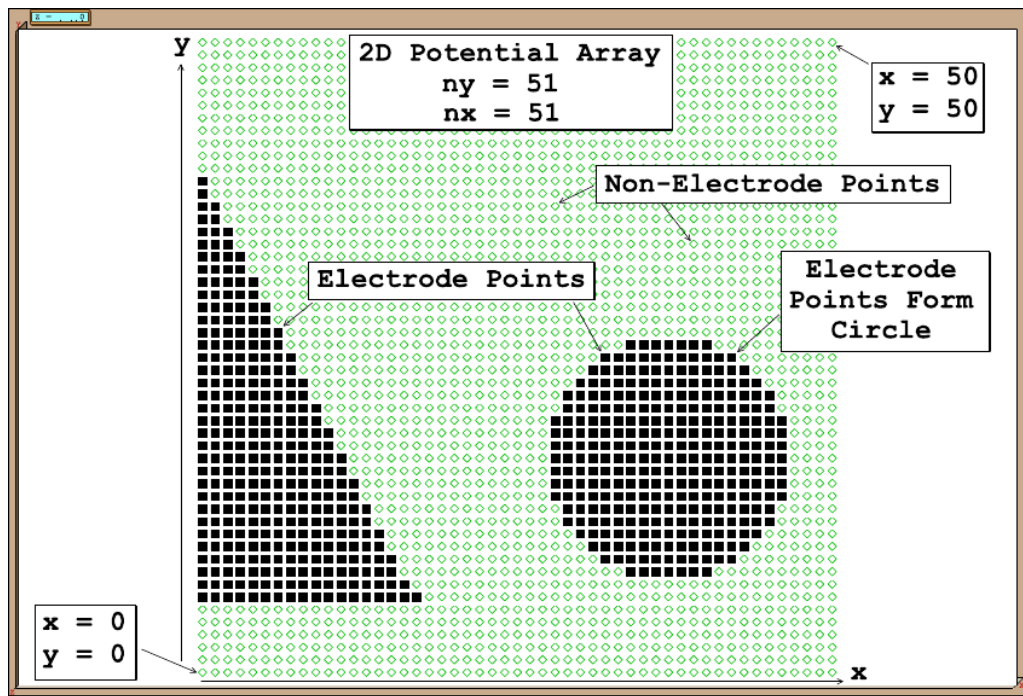


Figura 13 Esempio di *potential array* bidimensionale: in nero gli elettrodi, in verde i punti del progetto definiti non elettrodi.

### 2.3.2. Il fascio di particelle e la loro traiettoria

A ciascuna particella (singolarmente oppure come fascio) Simion può associare fino a 12 parametri, per definirne posizione, velocità, direzione, energia, carica, massa e tempo di nascita. Tutti questi parametri possono essere definiti come valori singoli, ma anche con sequenze aritmetiche oppure distribuzioni.

Anche se Simion dà una stima qualitativa e non quantitativa dell'azione della carica nella dinamica delle particelle, la possibilità simulare fasci di particelle cariche è stata fondamentale, poiché la carica spaziale influenza fortemente il tempo di volo delle particelle e quindi la risoluzione della streak camera.

La definizione della carica può avvenire in diversi modi: attraverso un fattore si può definire, con una approssimazione, una particella come una nuvola di particelle, oppure, con più precisione e naturalmente appesantendo i calcoli del computer, ogni particella definita rappresenta una particella con una propria carica.

La simulazione della traiettoria delle particelle è il risultato di tre operazioni interdipendenti. Come primo passo Simion calcola le forze elettrostatiche, magnetiche e dovute alla carica

spaziale per  $n$  particelle con una certa velocità e posizione iniziali. Queste forze sono poi utilizzate per calcolare l'accelerazione delle particelle e, successivamente, per simularne la posizione e la velocità nell'istante di tempo successivo.

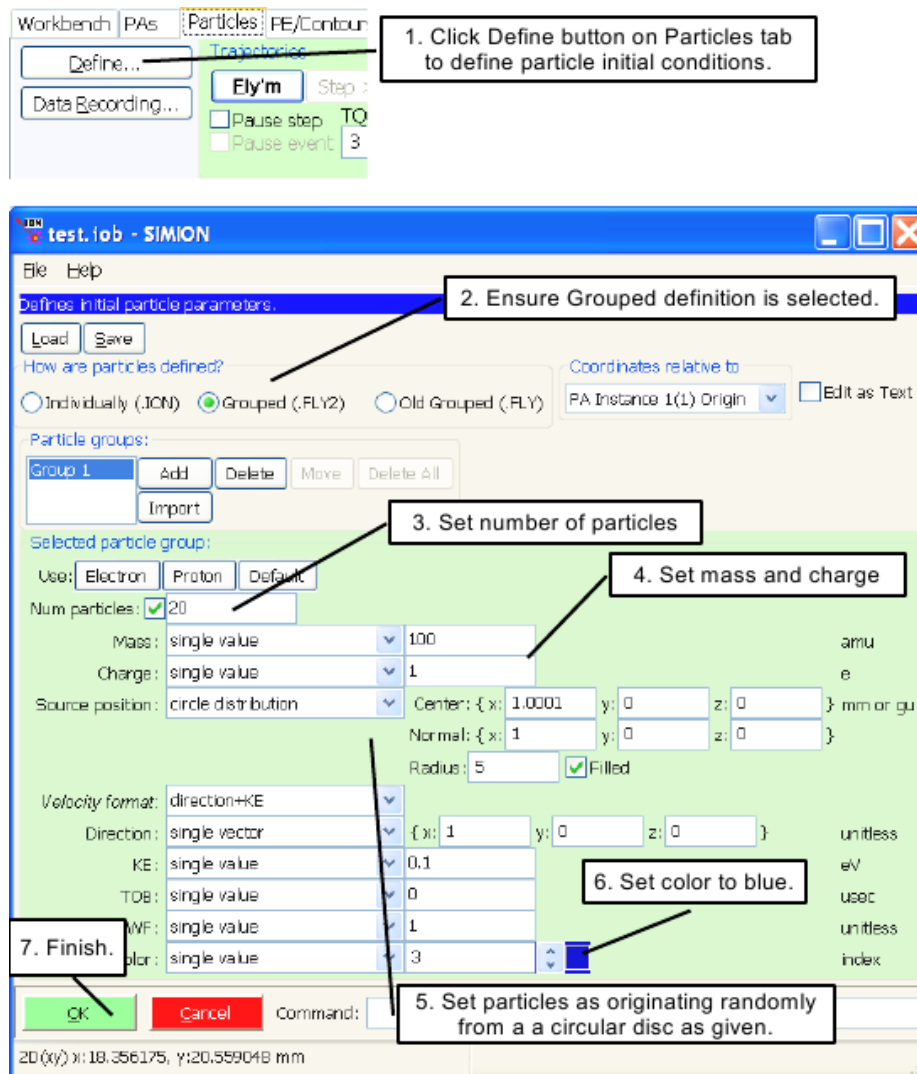


Figura 14 Vista del menù di Simion per la definizione delle particelle del fascio.

Nella terza operazione, viene utilizzato l'algoritmo di Runge-Kutta<sup>108,109</sup> al quarto ordine che è un metodo iterativo ad un passo per risolvere equazioni differenziali. In generale Simion varia il passo di tempo utilizzato, per fare in modo che una particella percorra sempre la stessa distanza in ciascun passo; è inoltre possibile modificare tale passo quando si desidera aumentare la qualità della traiettoria.

La definizione delle caratteristiche delle particelle viene salvata in un secondo file

### 2.3.3. La geometria del progetto

A contenere l'intera configurazione, si definisce un'area di lavoro nella quale Simion colloca gli elettrodi del *potential array* e nella quale simula la traiettoria degli ioni.

In questo caso viene salvato un altro file che racchiude le informazioni di tutto il progetto e che associa tra loro tutti i file finora descritti.

Una volta completata la simulazione, si può scegliere quali dati salvare ed in quale istante della simulazione salvarli e si può conservare la rappresentazione grafica della simulazione sul monitor, per studiare la traiettoria degli elettroni ed analizzare il progetto grazie all'uso dello zoom ed alla possibilità di cambiare l'orientazione degli elettrodi.

Nell'immagine di figura 15 è mostrata una *capture* del programma al termine di una simulazione. Il sistema in figura 15 è quello sviluppato in questa tesi: è stata simulata la traiettoria di un fascio di elettroni che nascono sulla fenditura del fotocatodo, passano all'interno di un deflettore (ne è rappresentato solo l'ingombro), poi in una lente elettrostatica che li focalizza, fino a raggiungere il piano del rivelatore.

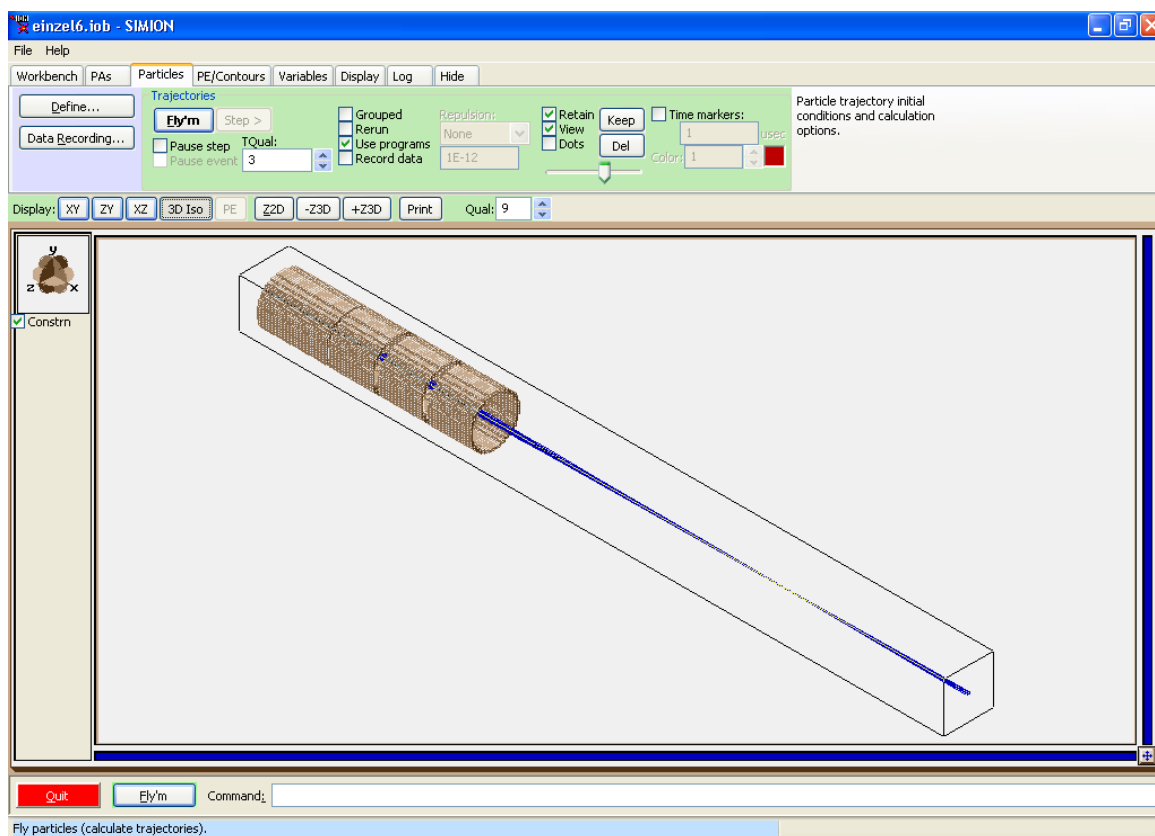


Figura 15 *Capture* dello schermo con l'interfaccia del programma. Questa è la vista dell'area di lavoro di Simion al termine di una simulazione: in alto si vedono i pulsanti di controllo delle varie funzioni ed al centro la geometria 3-D degli elettrodi con il fascio di particelle.

## La propagazione del pacchetto di elettroni nella regione compresa tra fotocatodo e griglia acceleratrice

L'emissione di elettroni da parte del fotocatodo è un processo statistico, per questo le caratteristiche dei foto-elettroni saranno descritte da distribuzioni piuttosto che da valori singoli. Quindi, all'uscita dal fotocatodo, gli elettroni avranno una certa distribuzione di energia, si muoveranno su direzioni diverse, definite da una distribuzione della divergenza angolare e saranno emessi in istanti di tempo diversi, secondo una distribuzione del *Time Of Birth*.

Durante la propagazione nella regione tra fotocatodo e griglia e poi nella regione di *drift*, questa dispersione di energia, la divergenza angolare e la distribuzione temporale iniziali degli elettroni, insieme alla repulsione dovuta alla carica, causano una deformazione del fascio, in direzione trasversale (nello spazio) e longitudinale (nel tempo) al moto, che si traduce in una perdita di risoluzione della streak camera.

Per minimizzare questo allungamento, i foto-elettroni vengono accelerati da una griglia tenuta a potenziale maggiore rispetto al fotocatodo; maggiore è il campo elettrico tra fotocatodo e griglia, minore sarà l'allungamento dell'impulso<sup>110</sup>. E, come si vedrà, per diminuire l'effetto della carica spaziale sull'allungamento, si può agire sulla distanza tra il fotocatodo e la griglia oppure sul numero degli elettroni del fascio.

### 3.1. Simulazioni

Per simulare la traiettoria delle particelle in questa regione sono stati definiti due elettrodi piani paralleli posti a distanza  $d$  l'uno dall'altro. Il primo elettrodo (piano della fenditura di ingresso) è a potenziale nullo ed il secondo (griglia acceleratrice meccanica) a potenziale positivo e da definire grazie alle simulazioni. Dal primo elettrodo partono  $n$  particelle uniformemente distribuite su un'area, le cui dimensioni sono  $z=5\text{mm}$  e  $y=0.1\text{mm}$  che si propagano lungo l'asse  $x$ .

La configurazione e le caratteristiche degli elettroni all'arrivo sulla griglia diventeranno, nel capitolo successivo, il punto di partenza per la propagazione del fascio nella regione di *drift*.

#### 3.1.1. La carica spaziale

Gli elettroni emessi dal fotocatodo, a causa della carica, tendono a respingersi reciprocamente provocando un allungamento ed un allargamento del fascio durante la propagazione fino a raggiungere la griglia acceleratrice.

Questo effetto è stato studiato sviluppando simulazioni in cui vengono fatti variare quei parametri che maggiormente incidono sulla deformazione del fascio: il numero di elettroni, il campo elettrico e la distanza tra fotocatodo e griglia.

Numero di elettroni	$n=1000$	$n=2000$	$n=1000$	$n=2000$
Distanza Fotocatodo-Griglia	$d=1\text{mm}$		$d=0.1\text{mm}$	
Campo Elettrico	Allungamento temporale $\Delta t$ (fsec)			
1KV/mm	38	65	40	68
10KV/mm	1.37	2.8	1.43	2.9
25KV/mm	0.5	0.8	0.57	0.82

Tabella 4 Allungamento temporale del fascio causato dalla repulsione tra gli elettroni, in funzione di  $n$ , della distanza e del campo elettrico tra fotocatodo e griglia.

E' stato definito un fascio di  $n$  elettroni, emessi contemporaneamente ( $TOB=0$ ), tutti con la stessa energia iniziale ( $E_i=0.1\text{eV}$ ,  $\Delta E=0$ ) e con divergenza nulla (azimuth=altezza=0); le

simulazioni sono state condotte su distanze fra fotocatodo e griglia di 1mm e 0.1mm, applicando un campo elettrico di 1KV/mm, 10KV/mm ed infine 25KV/mm.

Nella tabella 4 e nei grafici che seguono sono mostrati i risultati ottenuti con le simulazioni; nelle figure l'andamento del  $\Delta t$  è rappresentato in funzione di ciascuno dei parametri considerati.

L'effetto della carica sullo sparpagliamento in  $y$  e  $z$  degli elettroni, è risultato del tutto trascurabile anche nelle condizioni peggiori: con un gradiente di tensione fra fotocatodo e griglia di 10KV su una distanza di 1mm, per 1000 e 2000 elettroni.

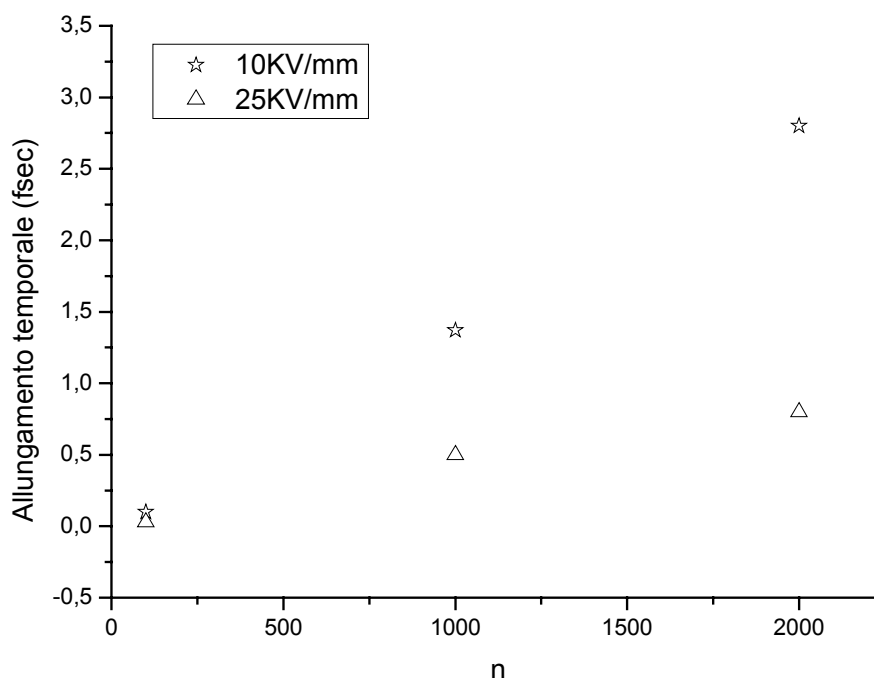


Figura 16 Andamento dell'allungamento temporale in funzione del numero di elettroni del fascio, per differenti campi applicati tra fotocatodo e griglia<sup>73</sup>. Gli elettroni hanno energia iniziale  $E_i=0.1\text{eV}$ ,  $\Delta E=0$ ,  $TOB=0$ , divergenza nulla e percorrono una distanza  $d=1\text{mm}$ .

Dalla figura 16, tenendo fisso il numero di elettroni del fascio, si comprende l'effetto che il campo elettrico fra fotocatodo e griglia ha sul  $\Delta t$ : l'allungamento temporale cresce con il numero di elettroni, ma diminuisce all'aumentare del campo. Come si vede, per un fascio formato da 2000 elettroni, l'allungamento dell'impulso rimane sotto i 5fsec in presenza di un campo elettrico di 25KV/mm ed anche di 10KV/mm.

In ogni caso, per evitare il fenomeno del breakdown<sup>111</sup> e semplificare le operazioni per l'isolamento del catodo rispetto alla griglia, 20KV/mm risultano essere il limite per il gradiente della struttura catodo-griglia, ma, per confronto, altre simulazioni verranno condotte parallelamente anche nel caso di un gradiente pari a 10KV/mm ed a 25KV/mm.

La figura 17 mostra l'andamento del  $\Delta t$  in funzione della distanza fra fotocatodo e griglia: anche da questo grafico, si deduce che per un fascio di 2000 elettroni che percorrono una distanza  $d=1\text{mm}$ , l'effetto della carica spaziale è trascurabile nel caso il campo elettrico sia 10KV/mm oppure 25KV/mm.

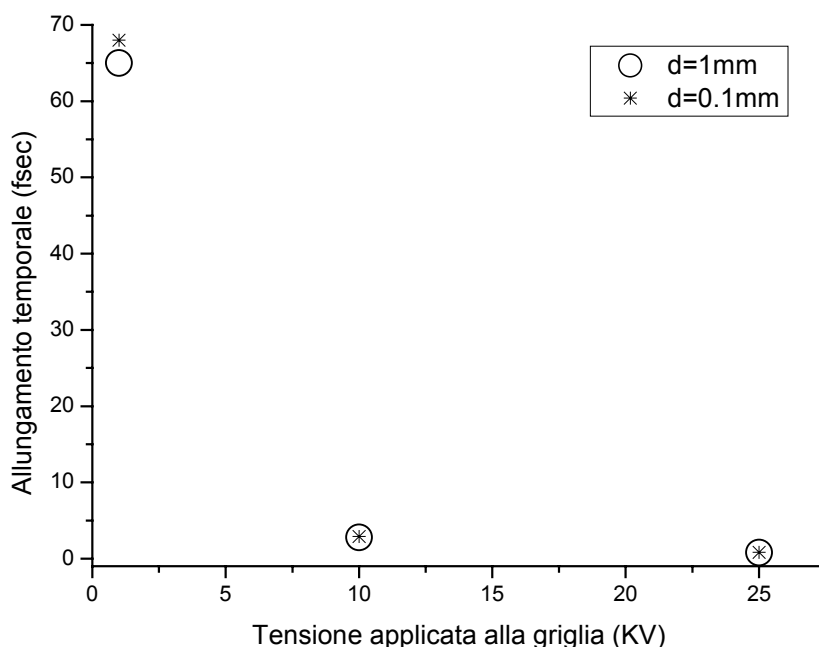


Figura 17 Allungamento temporale di un fascio formato da  $n=2000$  elettroni, in funzione della tensione applicata, nel caso la distanza tra fotocatodo e griglia sia  $d=1\text{mm}$  e  $d=0.1\text{mm}$ <sup>73</sup>.

Le simulazioni con Simion sono state sviluppate con fasci fino a 2000 elettroni; facendo un fit dei dati fin qui ottenuti, si è trovata la funzione che approssima questo andamento e, quindi, nell'ipotesi -plausibile- che le condizioni imposte nella simulazione rimangano costanti, con un'interpolazione è stato ricavato l'allungamento per un numero di elettroni maggiore. Come si vede dalla figura 18, tenendo fissi gli altri parametri, il  $\Delta t$  cresce con il numero di elettroni.

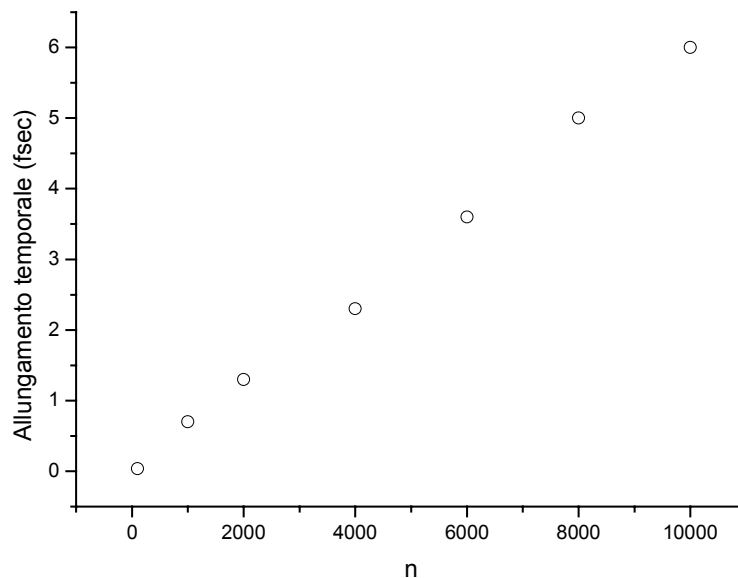


Figura 18 Andamento dell'allungamento temporale dell'impulso nella regione compresa tra il fotocatodo e la griglia, in funzione del numero di elettroni. La curva è stata ottenuta con un'interpolazione dei dati ricavati fino ad  $n=2000$ . Il campo elettrico applicato è 20KV/mm, la distanza percorsa è  $d=1$ mm, gli elettroni hanno energia iniziale  $E_i=0.1$ eV,  $\Delta E=0$ ,  $TOB=0$  e divergenza nulla.

### 3.1.2. La carica spaziale - confronto con un modello teorico

Per stimare quanto agisca la carica spaziale sull'allungamento temporale dell'impulso, mentre gli elettroni si propagano, è stato sviluppato un modello<sup>73,76</sup> che descrive il moto di un fascio di elettroni come un fluido uni-dimensionale (cioè il moto degli elettroni avviene solo lungo l'asse di propagazione) dipendente dal tempo. Tale modello può essere applicato sia nella regione tra fotocatodo e griglia, sia nella regione di *drift*.

Il fascio di elettroni è descritto come un cilindro di lunghezza  $l$  e raggio  $r_b$ , che si espande longitudinalmente (lungo l'asse di propagazione) fintantoché si propaga (figura 19).

Per ricavare una formula per l'allungamento temporale, si suppone che la durata dell'impulso laser sia molto minore del tempo che impiegano gli elettroni a percorrere la regione di interesse e che il campo elettrico considerato racchiuda sia il campo esterno che quello prodotto dagli elettroni; si suppone, inoltre, che gli elettroni vengano emessi dal fotocatodo con una certa dispersione di energia, i cui effetti sono inclusi nelle condizioni iniziali.

Quindi il  $\Delta t$  causato dalla carica durante la propagazione nella regione di deriva è:

$$\Delta t_{\varrho} = \frac{e^{1/2} m^{1/2} d^2 n}{\sqrt{2} \pi V^{3/2} \epsilon_0 r_b^2} \quad \text{Equazione 3.1}$$

dove  $e$  è la carica dell'elettrone,  $m$  la massa,  $d$  la distanza che gli elettroni percorrono,  $n$  è il numero degli elettroni,  $V$  è la tensione applicata alla griglia ed  $r_b$ , come già detto, è il raggio del fascio ( $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ C}^2/\text{m}^2\text{N}$  è la permittività elettrica nel vuoto). Inoltre il modello è sviluppato ed approssima bene casi in cui il rapporto tra la lunghezza temporale dell'impulso  $l$  ed il diametro del fascio  $2r_b$  è piccolo.

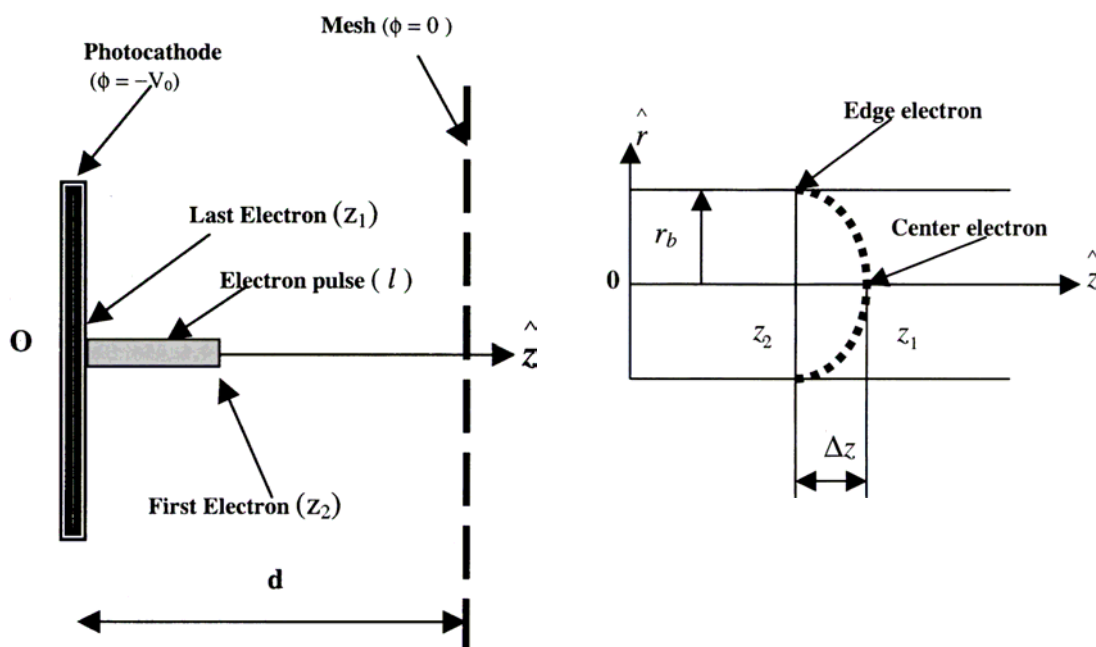


Figura 19 Rappresentazione grafica del modello<sup>89</sup> che descrive l'evoluzione del fascio di elettroni: a) impulso di elettroni, di lunghezza  $l$  e raggio  $r_b$ , (come esce dal fotocatodo); b) fronte dell'impulso che si propaga lungo l'asse  $z$ .

Come si vede, l'allungamento dell'impulso è legato al numero degli elettroni, alla distanza percorsa, al campo applicato ed alle dimensioni della fenditura di ingresso.

Per confrontare l'allungamento stimato tramite questo modello con quello ottenuto dalla simulazione, è stato considerato un impulso di raggio  $r_b = 1\text{mm}$  (e quindi una fenditura di partenza circolare) formato da  $n = 1000$  elettroni uniformemente distribuiti, che percorrono una

distanza  $d=1\text{mm}$ , accelerati da un campo di  $20\text{KV/mm}$ . Sotto queste condizioni, con la formula ricavata nel modello si ottiene un allungamento temporale:

$$\Delta t_{TH} \sim 3.43 \times 10^{-3} \text{fsec}$$

e l'allungamento temporale ottenuto con Simion è:

$$\Delta t_{SIMION} = 0.7 \text{fsec}$$

Nella figura 20 è riportato l'andamento dell'allungamento temporale al variare del numero di elettroni del fascio applicando il modello teorico e sviluppando simulazioni con Simion.

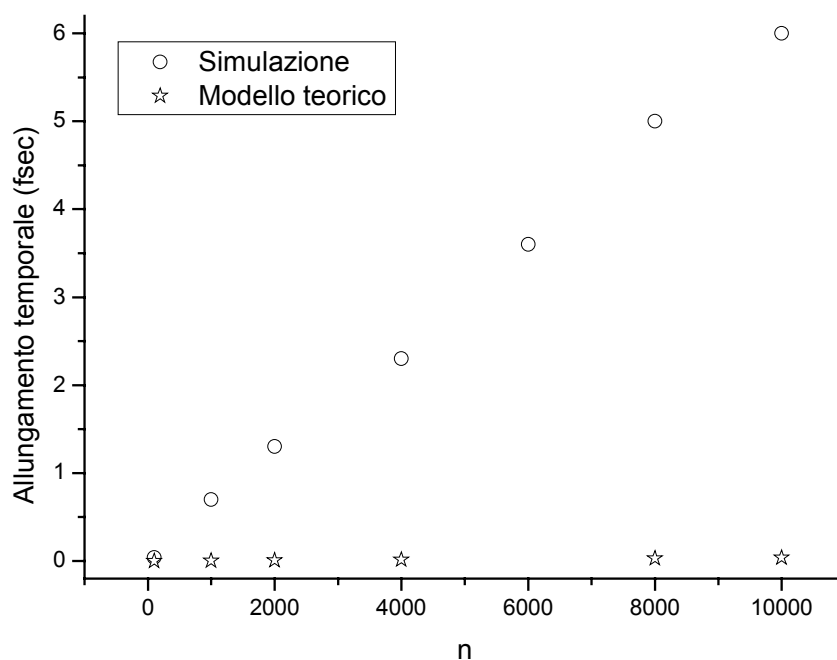


Figura 20 Allungamento temporale in funzione del numero di elettroni. La fenditura di ingresso è circolare ed ha un raggio  $r_b=1\text{mm}$ , gli elettroni percorrono una distanza  $d=1\text{mm}$ , sotto l'azione di un campo elettrico pari a  $10\text{KV/mm}$ . Le stelline rappresentano l'andamento secondo il modello teorico ed i cerchietti il risultato delle simulazioni ottenute con Simion.

La differenza fra i risultati ottenuti applicando il modello del fluido uni-dimensionale ed il codice di simulazione Simion dipende da alcune approssimazioni fatte nello sviluppare il modello.

In primis, nel modello viene trascurato l'effetto che hanno sull'allungamento temporale la divergenza angolare iniziale ed il *Time Of Birth* degli elettroni emessi dal fotocatodo.

Inoltre il modello considera gli elettroni come un pacchetto rigido, che non si deforma nel tempo, infatti, nei passaggi per arrivare alla formula del  $\Delta t$ , il raggio  $r_b$  dell'impulso si assume che rimanga costante nel tempo, cioè, come già detto, si assume che gli elettroni si muovano solo lungo un asse. Al contrario nelle simulazioni sviluppate con Simion non viene trascurato il fatto che, a causa della carica spaziale, il fascio di elettroni cambia forma e si espande, anche in direzione trasversale al moto, mentre questi si propagano. Inoltre, anche se per distanze così piccole gli effetti restano trascurabili, la carica spaziale induce un  $\Delta E$  ed un aumento della divergenza angolare che, a loro volta, si ripercuotono sul tempo impiegato dagli elettroni per raggiungere la griglia acceleratrice.

### 3.1.3. La distribuzione iniziale di energia

L'energia dei fotoni assorbiti dal fotocatodo diventa energia cinetica di foto-elettroni: questi vengono emessi se la loro energia è maggiore del potenziale di estrazione del materiale di cui è costituito il fotocatodo.

Il numero dei foto-elettroni emessi è proporzionale all'intensità della radiazione incidente e la loro dispersione d'energia massima è data da:

$$E_{max} = hv - eW$$

dove, per i semiconduttori,  $W = E_g + E_a = E_{vac}$  è il potenziale d'estrazione,  $E_g$  è l'intervallo proibito,  $E_a$  è l'affinità elettronica ed  $E_{vac}$  è il potenziale del vuoto (tutti riferiti alla sommità della banda di valenza).

Per esempio, per una radiazione laser nel visibile, con  $hv \sim 2\text{eV}$ , e per un materiale che abbia  $E_{vac} = 1.5\text{eV}$  il valore per la distribuzione dell'energia massima dei foto-elettroni è  $\Delta E = 0.5\text{eV}$ .

Perciò gli elettroni verranno emessi con una certa dispersione di energia<sup>35,76,111,112,113,114,115,116</sup>, centrata attorno al valor medio, che incide fortemente sull'allungamento temporale del fascio durante la propagazione; per avere foto-elettroni che abbiano valori di energia il più uniformi

possibile si scelgono fotocatodi con un lavoro di estrazione simile all'energia del laser utilizzato e si aumenta il potenziale di estrazione della griglia.

Per stimare l'allungamento del fascio che questa distribuzione di energia iniziale comporta, è stato definito un fascio di 1000 particelle distribuite uniformemente alla partenza, che percorrono una distanza  $d=1\text{mm}$ , emesse dal fotocatodo con divergenza nulla e tutte nello stesso istante (*Time Of Birth*=0).

Nella tabella 5 sono riportati i dati ottenuti per un fascio di 1000 elettroni di energia iniziale  $E_i=0.1\text{eV}$ , distribuita uniformemente con  $\Delta E$  compreso tra 0eV e 2.5eV. Nell'ultima colonna i risultati ottenuti con gli elettroni distribuiti uniformemente alla partenza ed uscenti da una fenditura circolare di raggio  $r=1\text{mm}$ .

$n=1000$	Allungamento temporale $\Delta t$ (fsec)				
Campo Elettrico	10KV/mm	25KV/mm	10KV/mm	25KV/mm	10KV/mm
$\Delta E$ (eV)	$d=1\text{mm}$		$d=0.1\text{mm}$		$d=1\text{mm}$ $r=1\text{mm}$
0	~0	~0	~0	~0	~0
0.5	131	52	128	50	131
1	229	92	220	89	218
1.5	303	122	299	126	290
2	366	147	350	155	360
2.5	422	170	409	171	411

Tabella 5 Allungamento temporale del fascio in funzione della distribuzione di energia iniziale degli elettroni. Il campo tra fotocatodo e griglia è 10KV/mm e 25KV/mm, la distanza  $d=1\text{mm}$  e  $d=0.1\text{mm}$ , gli elettroni hanno energia iniziale  $E_i=0.1\text{eV}$ . Nell'ultima colonna il caso di 1000 particelle uscenti da una fenditura circolare di raggio 1mm, un campo di 10KV/mm su  $d=1\text{mm}$ .

La figura 21 rappresenta l'andamento dell'allungamento temporale dell'impulso in funzione della distribuzione di energia, nel caso di 1000 elettroni che percorrono una distanza di 1mm e 0.1mm sotto l'azione di un campo elettrico di 10KV/mm e poi di 25KV/mm. Con i quadrati ed i triangoli è rappresentato l'andamento del  $\Delta t$  con un campo pari a 25KV/mm (25KV su

1mm e 2.5KV su 0.1mm) ed asterischi e cerchietti rappresentano il caso di 10KV/mm (10KV su 1mm e 1KV su 0.1mm).

Dal grafico si può vedere come incida sull'allungamento temporale dell'impulso il campo elettrico applicato: il  $\Delta t$  è più che raddoppiato passando da 25KV/mm a 10KV/mm; ma, come già citato nel paragrafo precedente, il campo elettrico può essere aumentato solo fino ad un valore massimo in modo da per evitare il fenomeno del *breakdown*.

Dalla stessa figura si comprende l'effetto della distribuzione di energia sull'allungamento temporale: il  $\Delta t$  diventa importante già quando  $\Delta E=0.5\text{eV}$ . Risulta, perciò, chiaro come la scelta del fotocatodo sia fondamentale perché la streak camera abbia una buona risoluzione: i fotoni emessi debbono avere una distribuzione di energia più stretta possibile.

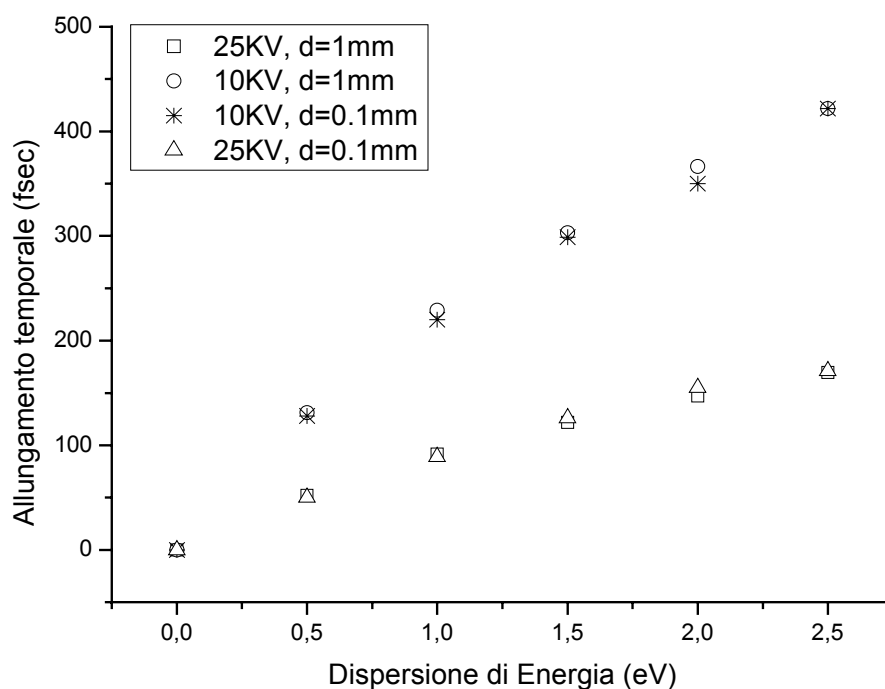


Figura 21 Allungamento temporale in funzione dello *spread* di energia iniziale degli elettroni, per diversi valori di tensione applicata alla griglia e distanza tra fotocatodo e griglia.

La figura 22 mostra l'azione sull'allungamento temporale del campo applicato tra fotocatodo e griglia. Sono messi a confronto -con un buon accordo- i dati pubblicati nella referenza<sup>131</sup> per un fotocatodo di CsI ( $E_i=1\text{eV}$ ,  $\Delta E=1.6\text{eV}$ ), con l'andamento ottenuto dalla simulazione con 1000 particelle emesse con un'energia iniziale  $E_i=0.1\text{eV}$ ,  $\Delta E=1.5\text{eV}$ .

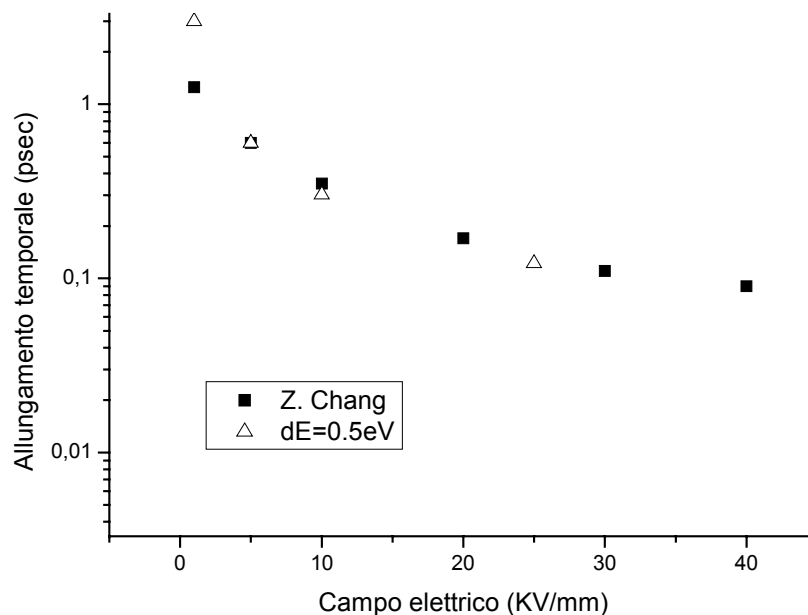


Figura 22 Andamento dell'allungamento temporale in funzione della tensione applicata tra fotocatodo e griglia. I dati ottenuti con Simion sono stati confrontati, con un buon accordo, con quelli ottenuti per un fotocatodo di CsI<sup>115</sup>.

Dalla seguente formula per il  $\Delta t$ <sup>35</sup>

$$\Delta t_{\Delta E} = \frac{d}{qV} \sqrt{\frac{m}{2}} \frac{\Delta E_i}{\sqrt{E_i}} \quad \text{Equazione 3.2}$$

(dove  $q$  è la carica dell'elettrone,  $V$  è la ddp fra fotocatodo e griglia,  $E_i$  è l'energia e  $\Delta E_i$  è la dispersione di energia iniziali e  $d$  è la distanza percorsa dagli elettroni) si possono evidenziare i parametri sui quali bisogna agire per rendere minimo l'allungamento dell'impulso legato allo *spread* di energia iniziale: minimizzare la dispersione di energia ed aumentare il campo elettrico tra griglia e fotocatodo.

L'accordo dei dati con l'Equazione 3.2, risulta subito evidente e, nella figura 23, è mostrato un confronto diretto: i cerchietti rappresentano l'andamento del  $\Delta t$  come ottenuto con Simion, gli asterischi invece lo sviluppo della formula.

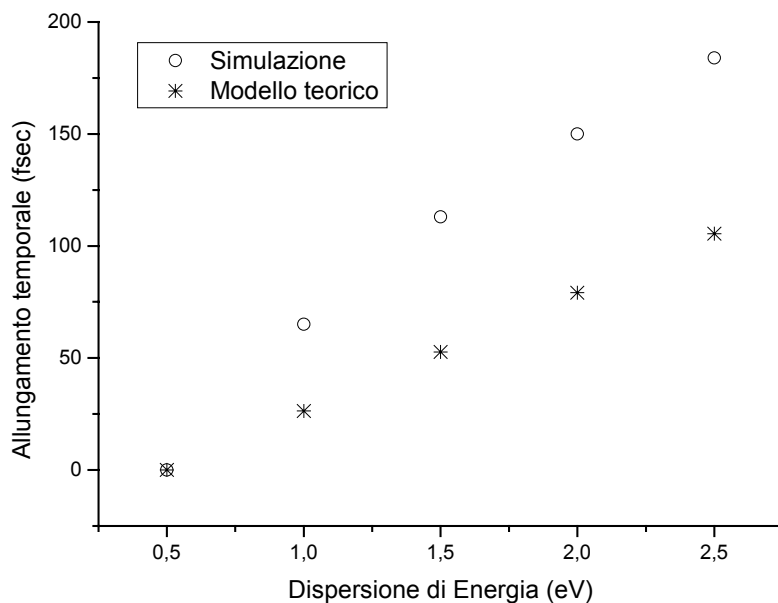


Figura 23 Allungamento temporale in funzione dello *spread* di energia iniziale degli elettroni, per un fascio di elettroni che percorrono 1mm sotto l'azione di un campo di 20KV/mm. I cerchi rappresentano il risultato della simulazione ottenuta con Simion, gli asterischi invece rappresentano l'andamento secondo il modello teorico.

La distanza fra fotocatodo e griglia non incide direttamente sull'allungamento dell'impulso, come si vede dall'Equazione 3.2 (compare il rapporto  $d/V$ ) e come risulta evidente dal grafico 21, ma diventerà un parametro importante nella regione di *drift*. Infatti, supponendo di voler lavorare con un campo di 10KV/mm, nel caso di una distanza  $d=1\text{mm}$ , la tensione sulla griglia sarebbe  $V=10\text{KV}$ , perciò l'energia iniziale degli elettroni sarebbe 10KeV; nel caso che la distanza fosse  $d=0.1\text{mm}$ , la tensione sarebbe  $V=1\text{KV}$  e gli elettroni avrebbero un'energia iniziale di 1KeV.

Ora, poiché l'allungamento temporale del fascio legato alla carica spaziale è maggiore per elettroni poco energetici, nel capitolo sul sistema di foccheggiamento verrà studiato l'effetto che questa variazione di tensione avrà sul  $\Delta t$ .

#### 3.1.4. La distribuzione angolare iniziale

Anche le direzioni lungo cui si muovono gli elettroni quando vengono emessi dal fotocatodo influenzano l'allungamento temporale (nella direzione longitudinale al moto) e l'allargamento spaziale che subisce l'impulso mentre si propaga<sup>74,112,117</sup>.

Per stimare quanto la distribuzione angolare dei foto-elettroni incida su allungamento ed allargamento del fascio fino ad arrivare alla griglia acceleratrice, sono stati considerati 1000 elettroni emessi tutti con la stessa energia  $E_i=0.1\text{eV}$  e  $\Delta E_i=0\text{eV}$  ed allo stesso istante  $Time\ Of\ Birth=0$ , che percorrono una distanza  $d=1\text{mm}$ .

Nelle simulazioni sviluppate i parametri variabili sono la divergenza angolare del fascio rispetto agli assi  $y$  e  $z$ , il campo elettrico e la distanza tra fotocatodo e griglia.

Nel caso elettroni con divergenza uniformemente distribuita entro un cono di semi apertura angolare pari a  $40^\circ$  lo sparpagliamento in  $z$  è trascurabile ed in  $y$  è di circa  $10\mu\text{m}$  su una distanza di  $1\text{mm}$  ed un campo elettrico di  $10\text{KV/mm}$  e si annulla quasi totalmente quando il campo elettrico è di  $25\text{KV/mm}$ .

Come si vede dalla tabella 6 e dalla figura 24, sull'allungamento temporale dell'impulso che nasce a causa della divergenza angolare degli elettroni, non agisce la distanza direttamente, ma il campo elettrico fra fotocatodo e griglia; infatti la direzione di propagazione degli elettroni, una volta emessi dal fotocatodo con certo angolo, è definita dalla loro velocità iniziale e dalla forza esercitata dal campo elettrico, che tende a raddrizzarli.

Campo Elettrico	25KV/mm	10KV/mm
Divergenza angolare massima azimuth=altezza (°)	Allungamento temporale $\Delta t$ (fsec)	
0	0	0
10	1	3
20	5	13
30	10	24
40	18	35

Tabella 6 Valori del  $\Delta t$  al variare dell'angolo che le direzioni di propagazione degli elettroni formano con gli assi  $y$  e  $z$ , per un campo elettrico pari a  $25\text{KV/mm}$  e  $10\text{KV/mm}$  su  $d=1\text{mm}$  e  $d=0.1\text{mm}$ .

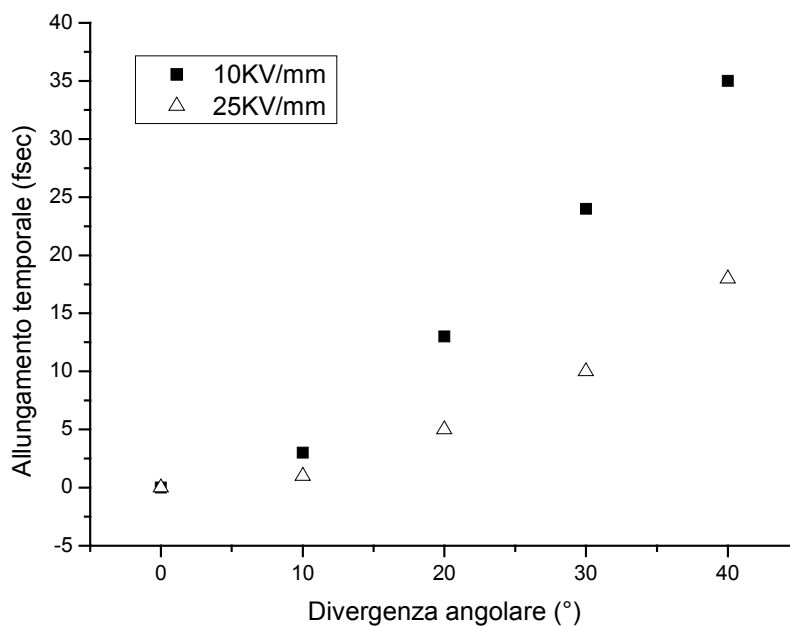


Figura 24 Andamento dell’allungamento temporale dell’impulso in funzione della divergenza angolare (valore del semicono, uguale in azimuth ed in altezza) degli elettroni emessi dal fotocatodo, per diversi valori del campo elettrico fra fotocatodo e griglia ( $d=1\text{mm}$ ).  $E_i=0.1\text{eV}$ ,  $\Delta E_i=0\text{eV}$ ,  $TOB=0$ .

L’angolo con cui vengono emessi gli elettroni dal fotocatodo diminuisce, a causa del campo accelerante, circa come la radice del rapporto dell’energia cinetica iniziale (al fotocatodo) e finale (alla griglia) degli elettroni. Questo andamento è stato verificato, con un ottimo accordo, con la simulazione in Simion.

Se  $\theta_i=30^\circ$ ,  $E_i=1\text{eV}$ ,  $E_f=10\text{KeV}$

$$\theta_f = \theta_i \sqrt{\frac{E_i}{E_f}} = 0.3^\circ$$

Equazione 3.3

con le stesse condizioni, in Simion è stato ottenuto  $\theta_f=0.28^\circ$  ed un allungamento temporale di circa 76fsec.

### 3.1.5. La distribuzione temporale iniziale

Per completezza è stata analizzata anche l'azione del *Time Of Birth*, cioè della distribuzione temporale che hanno gli elettroni quando vengono emessi dal fotocatodo, sulla propagazione del fascio; infatti maggiore è il *TOB*, maggiore è la distanza reciproca alla quale gli elettroni si trovano a viaggiare, minore è l'effetto della repulsione reciproca (la forza di Coulomb va come  $1/d^2$  ed, in questo caso, la distanza -lungo la direzione del moto- tra gli elettroni è data dalla loro distribuzione in tempo)<sup>72</sup>.

Una stima dell'allungamento del fascio legata al *TOB* è stata ottenuta definendo un fascio di 1000 elettroni con una distribuzione temporale uniforme compresa tra 0fsec ed al massimo 500fsec, trascurando la distribuzione di energia e la distribuzione angolare iniziali.

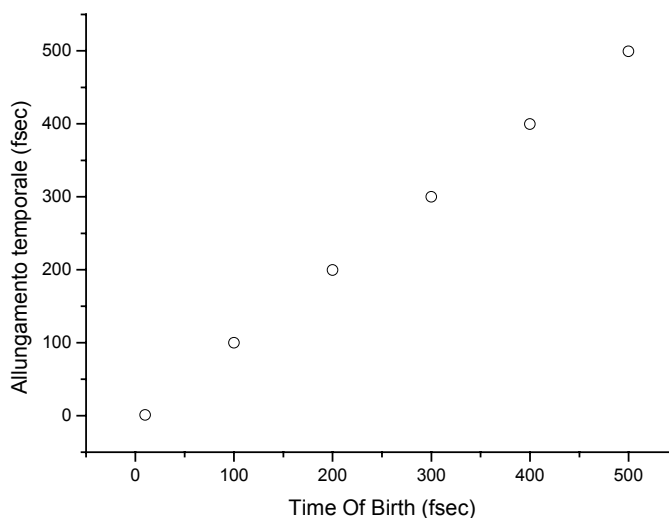


Figura 25 Andamento dell'allungamento temporale dell'impulso per 1000 elettroni, in funzione della distribuzione temporale iniziale. In questo caso il campo elettrico è pari a 10KV/mm, ma il risultato per 25KV/mm è analogo.

I risultati hanno dimostrato che la distribuzione degli elettroni lungo l'asse di propagazione non incide sul tempo di volo per raggiungere la griglia, fino a  $TOB=10\text{fsec}$ , con un campo di 10KV/mm e di 25KV/mm: infatti l'intervallo di tempo in cui gli elettroni vengono emessi dal fotocatodo coincide pressappoco con il tempo di arrivo sulla griglia acceleratrice,  $TOB=TOF$ . La distribuzione temporale iniziale degli elettroni comincia ad incidere sulla propagazione del fascio quando 1000 elettroni sono emessi da una fenditura di dimensioni  $z=5\text{mm}$  ed  $y=0.1\text{mm}$ , in un tempo minore di  $10^{-3}\text{fsec}$ , hanno energia iniziale  $E_i=0.1\text{eV}$ ,  $\Delta E=0\text{eV}$  e vengono

accelerati da un campo elettrico di 10KV/mm; in questo caso l'allungamento temporale è ancora del tutto trascurabile, dell'ordine di  $10^{-1}$ fsec.

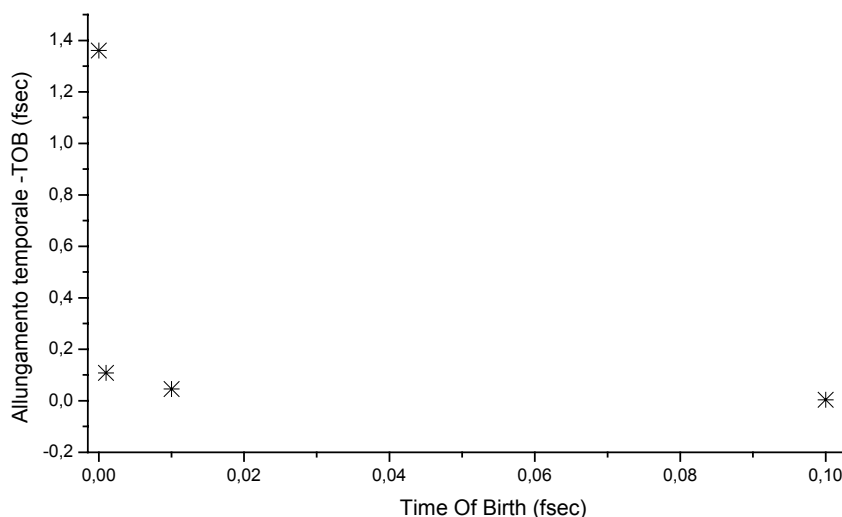


Figura 26 Andamento dell'allungamento temporale in funzione della distribuzione temporale iniziale, per 1000 elettroni,  $d=1$ mm, 10KV/mm.

Per mettere in risalto il delta che nasce nel tempo impiegato dagli elettroni per attraversare la distanza tra fotocatodo e griglia, al *Time Of Flight* si sottrae il *Time Of Birth*<sup>73</sup>. Nel grafico 26 in ascissa si legge l'allungamento temporale ed in ordinata la differenza *TOF-TOB*. L'asse delle  $x$  è stata ridotta fino a 0.1fsec per poter apprezzare gli allungamenti temporali che sono dell'ordine del femtosecondo.

## Appendice II - Le distribuzioni di energia, angolare e temporale iniziali

In un primo approccio al problema, per ottenere una stima dell'influenza, sulla propagazione, di ciascun parametro che definisce il fascio di elettroni quando vengono emessi dal fotocatodo, sono state fatte alcune ipotesi che in un secondo tempo andranno riviste per raffinare le simulazioni.

Si è supposto che gli elettroni emessi dal fotocatodo abbiano una distribuzione temporale e spaziale uniforme, rispettivamente, in un certo intervallo di tempo e nell'area che definisce la fenditura di ingresso<sup>35,118</sup>. Ipotesi non sempre accettate<sup>72,119</sup>.

Inoltre, è stato assunto che fosse uniforme<sup>118</sup> anche la distribuzione delle direzioni di propagazione degli elettroni; ma, solitamente<sup>120,18,114,112</sup>, la distribuzione angolare utilizzata è Lambertiana: il numero degli elettroni emessi con un angolo  $\theta$ , rispetto all'asse del canale, è proporzionale a  $\cos(\theta)$ .

Infine, la distribuzione di energia degli elettroni è stata definita uniforme in un intervallo compreso tra i valori  $E_{min}$  ed  $E_{max}$ , che definiscono la *FWHM* delle curve di distribuzione dell'energia<sup>7,8</sup>. Per meglio rappresentare la realtà del fenomeno fisico, nei paragrafi finali del capitolo, l'energia è stata definita utilizzando una distribuzione Gaussiana<sup>114</sup>. Va comunque accennato che, a volte, la distribuzione di energia degli elettroni emessi dalla superficie del fotocatodo è definita tramite una Poissoniana<sup>115</sup>.

## La propagazione del pacchetto di elettroni nella regione di deriva

Il pacchetto di elettroni che dalla griglia acceleratrice deve raggiungere il piano del rivelatore subisce un allargamento trasversale al moto che può essere corretto con l'uso di lenti focheggiatrici, ed un allungamento longitudinale, dovuto a parametri diversi, che è più difficile da correggere. Poiché l'allungamento del fascio durante la propagazione, si traduce in una perdita di risoluzione temporale della streak camera, è necessario intervenire su quei fattori da cui l'allungamento temporale dipende.

### 4.1. La carica spaziale

Una delle cause principali della deformazione del fascio di elettroni durante la propagazione nella regione di deriva è la repulsione causata dalla carica<sup>73,76</sup>.

L'allungamento temporale  $\Delta t$ , a partire da un impulso iniziale  $\Delta t_0$  cresce col tempo come<sup>119</sup>:

$$\Delta t = \Delta t_0 + Ct^2$$

dove  $t$  è il tempo di propagazione e  $C$  è una costante che dipende dalla densità di corrente.

Inoltre la stessa carica spaziale causa un allargamento del fascio nella direzione trasversale al moto determinando uno sparpagliamento, una dispersione di energia cinetica ed una divergenza angolare che si vanno ad aggiungere a quelle che già hanno i foto-elettroni quando vengono emessi dal fotocatodo.

Per avere una prima idea dell'effetto della carica spaziale, in Simion è stata definita un'area di lavoro, priva di elettrodi, i cui bordi rappresentano il canale della streak camera, in modo da delimitare lo spazio in cui il pacchetto di elettroni si propaga.

Nella tabella 7 e nei grafici che seguono sono riportati i dati ottenuti dalle simulazioni con fasci formati da 500 e 1000 elettroni, distribuiti uniformemente alla partenza su un'area di dimensioni  $z=5\text{mm}$  e  $y=0.1\text{mm}$ , che sono le dimensioni della fenditura. L'energia cinetica iniziale degli elettroni è  $E_i=20\text{KeV}$  (20KV è la tensione applicata alla griglia acceleratrice) mentre altri fattori quali dispersione di energia, divergenza angolare e distribuzione temporale, sono stati trascurati.

L'allungamento temporale e gli allargamenti spaziali sull'asse  $y$  e sull'asse  $z$  riportati in tabella 7 sono stati registrati in due diverse posizioni lungo il percorso degli elettroni e per un numero di elettroni  $n$  crescente, così da mettere in evidenza la dipendenza del  $\Delta t$  dalla distanza percorsa  $L$  e dal numero di elettroni del pacchetto.

Distanza percorsa (mm)	Numero di elettroni	$\Delta t$ (fsec)	$\Delta y$ ( $\mu\text{m}$ )
40	500	21	3.2
	1000	35	5.59
100	500	66	9
	1000	119	14.7

Tabella 7 Allungamento temporale ed allargamento spaziale lungo l'asse  $y$ , dovuto alla carica spaziale, stimato per 500 e 1000 elettroni su distanze dalla griglia di 40mm e 100mm.

La figura 27 mostra come il numero di elettroni del pacchetto e la distanza che questi percorrono influenzano l'allungamento temporale: un pacchetto di 1000 elettroni di durata iniziale 0fsec, dopo aver percorso 5cm ha una lunghezza nella dimensione temporale di circa 45fsec. Nella figura 28 è mostrato l'effetto della carica sull'allargamento spaziale (in  $y$  e  $z$ ) che il fascio subisce durante la propagazione dall'origine (*start*) fino al rivelatore (*splat*).

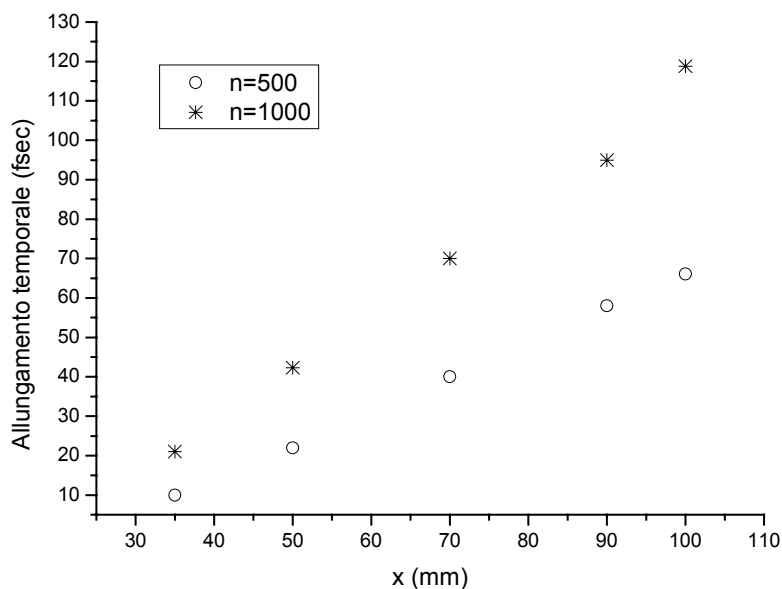


Figura 27 Allungamento temporale, dovuto alla carica spaziale, in funzione della distanza che gli elettroni percorrono ed al variare del numero di elettroni del pacchetto. Non ci sono lenti correttive. L'allungamento temporale dell'impulso aumenta all'aumentare del numero di elettroni del fascio e della distanza che questi percorrono.

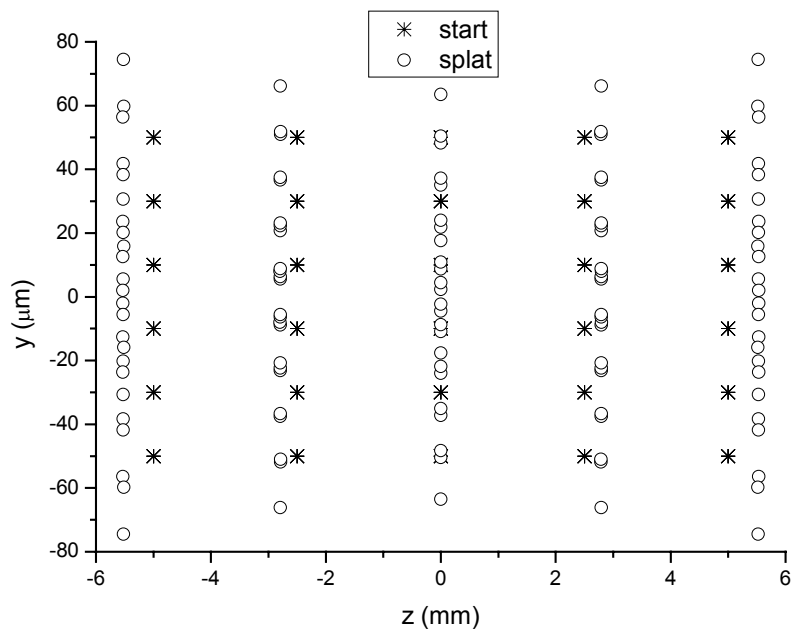


Figura 28 Allargamento spaziale dovuto alla carica di 100 elettroni; sono state registrate le coordinate y e z sul piano di partenza (*start*), fenditura  $z=0.5\text{mm}$   $y=0.1\text{mm}$ , e sul piano del

rivelatore (*splat*), dopo 340mm. I valori delle  $z$  sono in millimetri per poter apprezzare i micron delle  $y$ . In questo caso, per poter fare una stima dell'allargamento a colpo d'occhio, la distribuzione degli elettroni alla partenza non è uniforme, ma simmetrica.

Come nella regione compresa tra fotocatodo e griglia, anche in questo caso per stimare l'effetto del numero di elettroni sull'allungamento temporale del fascio, è stata fatta un'interpolazione dei dati ottenuti fino a  $n=1000$ . Assumendo che le condizioni restino invariate all'aumentare di  $n$ , nel grafico 29 è mostrato l'allungamento temporale stimato per un numero di elettroni fino a 10000.

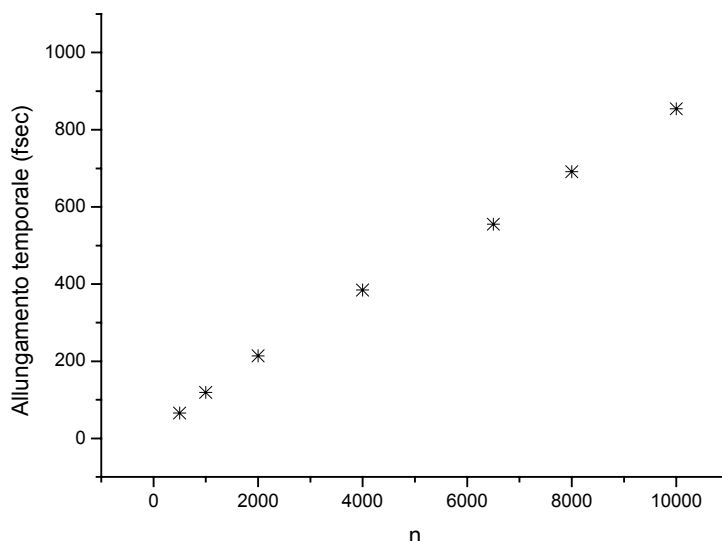


Figura 29 Allungamento temporale dell'impulso nella regione di *drift*, in funzione del numero di elettroni. L'andamento fino a 10000 elettroni è stato ottenuto con un'interpolazione dei dati ottenuti con un fascio formato da 1000 elettroni. La distanza percorsa è  $L=10\text{cm}$ , gli elettroni hanno energia iniziale  $E_i=20\text{KeV}$ ,  $\Delta E=0$ ,  $TOB=0$  e divergenza nulla.

#### 4.1.1. Confronto con un modello teorico

Il modello teorico<sup>73,76</sup> sviluppato per ottenere la stima dell'allungamento temporale causato dalla carica spaziale, utilizzato nel paragrafo sulle simulazioni nella regione fra fotocatodo e griglia, può essere adottato anche nella regione di *drift*.

Perciò sotto quelle stesse ipotesi, la formula per il  $\Delta t$  in questo caso diventa:

$$\Delta t_Q = \frac{e^{1/2} m^{1/2} L^2 n}{4\sqrt{2}\pi V^{3/2} \epsilon_0 r_b^2}$$

Equazione 4.1

con  $e$  ed  $m$  carica e massa dell'elettrone,  $L$  distanza percorsa da  $n$  elettroni,  $V$  tensione applicata alla griglia ed  $r_b$  raggio del fascio ( $\epsilon_0=8.85 \times 10^{-12} \text{ C}^2/\text{m}^2\text{N}$  è la permittività elettrica nel vuoto).

Applicando questa formula nel caso di un fascio di 1000 elettroni, uscenti da una fenditura circolare di raggio  $r_b=1\text{mm}$  con un'energia iniziale di  $E_i=20\text{KeV}$ , che percorrono una distanza  $L=10\text{cm}$ , si ottiene un allungamento temporale di circa 10fsec; mentre la simulazione ha prodotto un risultato di circa 120fsec. Nella figura 30 questi dati sono messi a confronto.

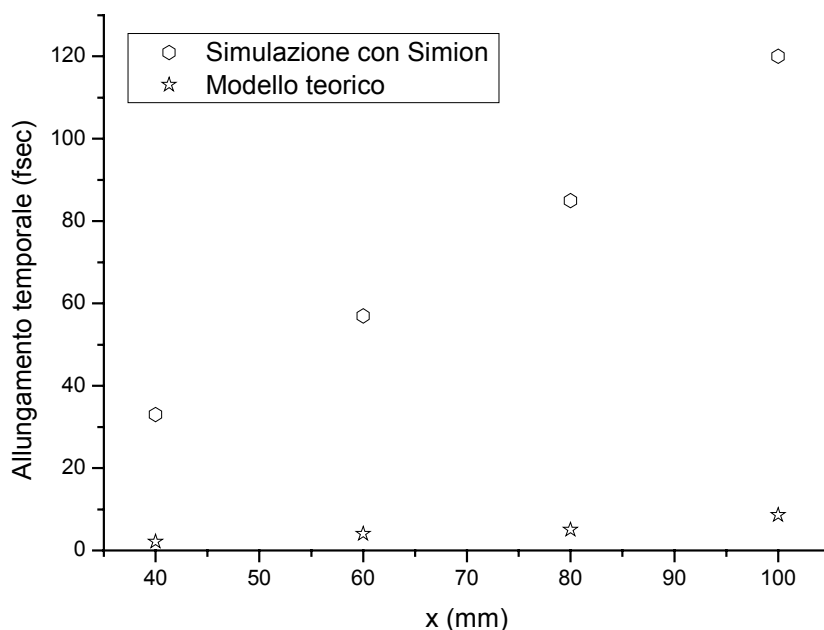


Figura 30 Allungamento temporale in funzione della distanza percorsa da un pacchetto di 1000 elettroni. La fenditura di ingresso è circolare ed ha un raggio  $r_b=1\text{mm}$ , l'energia iniziale degli elettroni è 20KeV. Le stelline rappresentano l'andamento secondo il modello teorico, mentre i cerchietti il risultato delle simulazioni ottenute con Simion.

Come era accaduto applicando questo modello alla propagazione degli elettroni nella regione tra fotocatodo e griglia, anche nella regione di *drift* l'allungamento temporale dovuto alla

carica spaziale è sottostimato. Come già detto, ciò è dovuto ad alcune approssimazioni necessarie per sviluppare il modello; si assume che gli elettroni uscenti dalla griglia non abbiano alcuna divergenza angolare e si trascurano alcuni fenomeni causati dalla carica spaziale: durante la propagazione gli elettroni si respingono ed il fascio si deforma e si allarga anche in direzione trasversale al moto, mentre il modello suppone che il raggio  $r_b$  resti invariato. Inoltre la carica spaziale induce un'ulteriore dispersione di energia ed una divergenza angolare, trascurate dal modello ed analizzate nei prossimi paragrafi.

Nel modello si suppone anche che gli elettroni vengano emessi tutti contemporaneamente, cioè viene trascurata la durata iniziale dell'impulso. Ma l'allungamento temporale dell'impulso diminuisce all'aumentare della durata iniziale; questo, in una curva che rappresenta l'allungamento nel tempo, porta ad un punto di cross-over<sup>72</sup>: ad un certo istante di tempo durante la propagazione, in un impulso di durata iniziale minore la repulsione si sente di più, perciò l'impulso diventa più lungo di quello con durata iniziale maggiore. Con questa approssimazione, all'aumentare della durata dell'impulso e del tempo di propagazione, il modello sovrastima il  $\Delta t$ .

#### 4.1.2. Altri effetti della carica spaziale

Ci sono, poi, effetti secondari che incidono minimamente sulla propagazione del pacchetto di elettroni nella regione di deriva e che vengono discussi brevemente.

##### 4.1.2.1. La dispersione di energia cinetica

Alla dispersione di energia che hanno gli elettroni emessi dal fotocatodo, legata alla lunghezza d'onda della radiazione incidente ed al materiale che costituisce il fotocatodo, si aggiunge uno spread di energia causato dalla carica spaziale durante la propagazione fino al rivelatore<sup>75,72,76,67,121,122</sup>.

Una formula per la dispersione dell'energia si può ricavare dallo stesso modello del fluido uni-dimensionale<sup>73</sup>, utilizzato per determinare l'andamento dell'allungamento temporale dovuto alla carica spaziale:

$$\Delta E_Q \approx \frac{e^2 n \Delta t_p}{8 \epsilon_0 \pi r_b^2} \sqrt{\frac{2eV}{m}} \quad \text{Equazione 4.2}$$

dove  $n$  indica il numero degli elettroni,  $V$  la tensione applicata alla griglia ed  $r_b$  il raggio del fascio ( $\epsilon_0=8.85 \times 10^{-12} \text{ C}^2/\text{m}^2\text{N}$  è la permittività elettrica nel vuoto).  $\Delta t_p$  è l'allungamento totale dell'impulso, legato alla durata dell'impulso della radiazione incidente sul fotocatodo, agli effetti della carica spaziale, della dispersione di energia e della divergenza angolare.

Quindi, per esempio, secondo il modello teorico per un impulso di raggio  $r_b=1\text{mm}$ , di durata  $\Delta t_p \sim 175\text{fsec}$  formato da 1000 elettroni emessi da una griglia tenuta a tensione  $V=20\text{KV}$ , la dispersione di energia causata dalla carica spaziale è  $\sim 10^{-5}\text{eV}$ , mentre quella ottenuta dalla simulazione dopo 200mm è 5.5eV.

Come nel caso dell'effetto della carica spaziale sull'allungamento temporale del pacchetto di elettroni, anche in questo caso, il modello sottostima l'effetto sulla dispersione di energia.

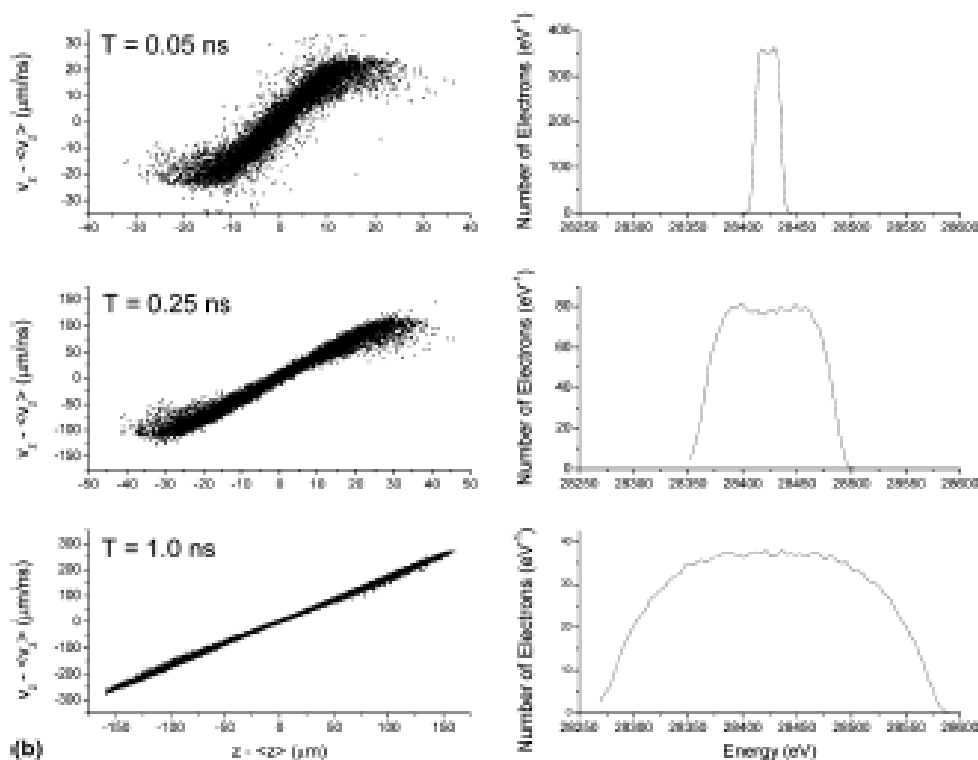


Figura 31 Allungamento del pacchetto di elettroni nella direzione del moto, *chirp* delle velocità ed allargamento della distribuzione di energia in tre istanti durante la propagazione. Il fascio, di raggio di  $0.75\mu\text{m}$ , è formato da 9000 elettroni di energia iniziale  $30\text{KeV}$ <sup>123</sup>.

Durante la propagazione, la carica spaziale causa una ridistribuzione dell'energia all'interno del pacchetto: gli elettroni con energia maggiore, più veloci, che si trovano nella parte

anteriore del pacchetto vengono spinti in avanti dagli elettroni più arretrati e, vice versa, quelli con energia minore vengono spinti ancora più indietro dagli altri.

La scala dei tempi affinché avvenga questa redistribuzione delle velocità dipende dall'energia iniziale degli elettroni ed aumenta all'aumentare di  $n$  e della distanza percorsa ed al diminuire del raggio del fascio<sup>72</sup>.

Alla ricerca della distribuzione di figura 31<sup>123</sup>, sono state sviluppate diverse simulazioni: in Simion la carica spaziale incide minimamente sulla dispersione di energia. Questo risultato può essere spiegato esaminando i risultati di alcune pubblicazioni<sup>123,72,119</sup>. Come si vede dalla figura 33, la carica spaziale causa uno *spread* di energia che arriva a 350eV dopo 1nsec di propagazione ed un allungamento del pacchetto lungo la direzione del moto di circa 300 $\mu$ m. In questo caso il fascio di raggio 0.75 $\mu$ m è formato da 9000 elettroni di energia iniziale circa 30KeV. Quindi i parametri per definire il fascio inseriti in Simion, cioè 100 elettroni in un fascio di raggio 1mm, non sono tali da mettere in evidenza deformazioni del fascio, di queste proporzioni, entro i 200mm del canale considerato.

#### 4.1.2.2. La divergenza angolare

La repulsione dovuta alla carica fa allontanare gli elettroni ed induce, lungo il percorso nel canale della streak camera, una divergenza angolare<sup>76,122</sup>. Questa divergenza si aggiunge a quella con cui i foto-elettroni vengono emessi dalla superficie del fotocatodo.

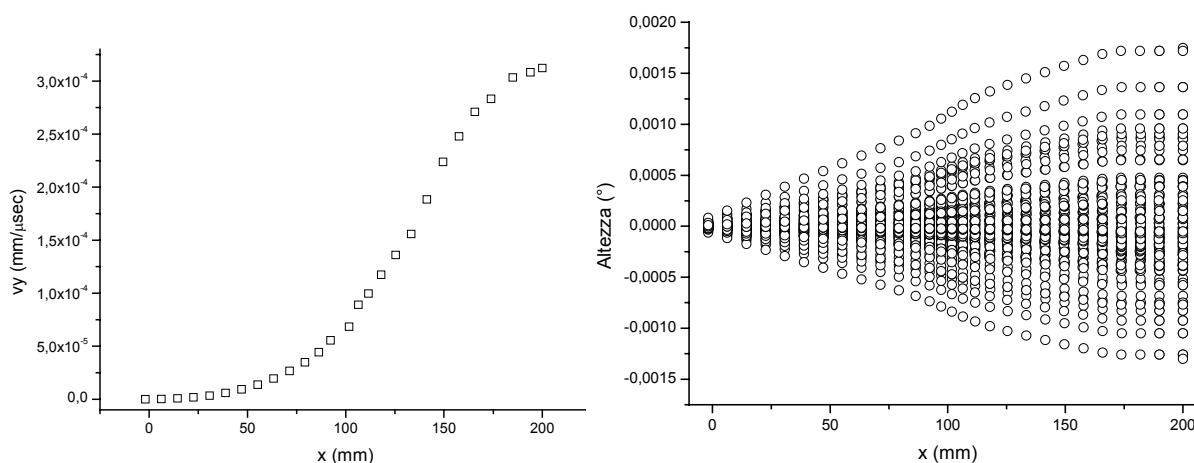


Figura 32 Componente della velocità lungo l'asse  $y$  e divergenza del fascio durante la propagazione nella regione di *drift*, fino a percorrere 200mm. L'aumento di  $V_y$  e della divergenza sono dovuti alla repulsione reciproca tra gli elettroni.

La figura 32 mostra l'effetto della carica spaziale sulla componente lungo l'asse  $y$  della velocità degli elettroni e quindi sulla divergenza del fascio durante la propagazione nel canale della streak camera. Gli elettroni che si trovano nella parte più interna del pacchetto fanno aumentare la componente radiale della velocità degli elettroni esterni, causando un allargamento del fascio.

## 4.2. Sistema di focheggiamento

Come è stato evidenziato fin qui, per controllare l'evoluzione del pacchetto di elettroni nella direzione longitudinale al moto si deve incidere direttamente su quei parametri che la influenzano, come la carica spaziale (cioè il numero di elettroni), la dispersione dell'energia cinetica e la divergenza angolare (tramite la scelta del fotocatodo e della radiazione laser). Per minimizzare, invece, l'allargamento in direzione trasversale al moto (causato di nuovo dalla carica e dalla divergenza iniziale) si può focalizzare il fascio con l'uso di lenti elettrostatiche o magnetiche, che hanno il compito di trasportare sul piano del rivelatore l'immagine della fenditura nel modo più fedele possibile.

Nella prima bozza del progetto della FASTEST-CAM il fascio di elettroni viene trasportato fino al rivelatore tramite le lenti elettrostatiche di Einzel. L'azione focalizzante di una lente elettrostatica su un fascio di particelle cariche è analoga a quella di una lente sulla luce<sup>124,125,126,127</sup>.

### 4.2.1. La lente elettrostatica di Einzel

La lente elettrostatica di Einzel<sup>128,129,127,124,125,130,131,132,133,134</sup> utilizzata in molti strumenti per focalizzare, accelerare o deflettere fasci di elettroni o ioni<sup>102,135,136,137,138</sup>, è costituita da tre set di elettrodi cilindrici oppure a sezione rettangolare disposti in serie lungo un asse e posti ad una certa distanza l'uno dall'altro. Il primo ed il terzo elettrodo hanno tensioni  $V_1$  e  $V_3$  uguali, mentre l'elettrodo centrale ha tensione  $V_2$  variabile. La lunghezza, il diametro di ciascun elettrodo e la distanza tra loro può essere variata al fine di migliorare il focheggiamento.

Il campo elettrico a simmetria assiale, generato dalle tre differenti tensioni, agisce sulla traiettoria di un fascio di particelle cariche come una lente sferica agisce su un fascio luminoso: gli elettroni che attraversano tale campo sentono una forza radiale che li deflette in proporzione al rapporto  $V_2/V_1$ <sup>103</sup>, alla loro distanza dall'asse ed alla loro energia.

Agendo sulle tensioni degli elettrodi il fascio può essere focalizzato e l'immagine rimpicciolita o ingrandita: al crescere di  $V_2$  in valore assoluto, il fuoco del sistema ottico si avvicina.

Una lente di Einzel focalizza sia per  $V_2 > V_1$  che per  $V_2 < V_1$ ; dalla figura 33 si vede che quando  $V_2 > V_1$  sulla particella carica, che si muove da sinistra verso destra, agisce una forza che la deflette verso l'asse, mentre se il moto della particella è contrario l'azione della forza è diretta verso il bordo della lente. Quindi la particella che si muove verso sinistra e che viene a trovarsi più lontano dall'asse, è deflessa maggiormente verso l'asse perché la forza che sente è maggiore (il fascio viene focalizzato prima).

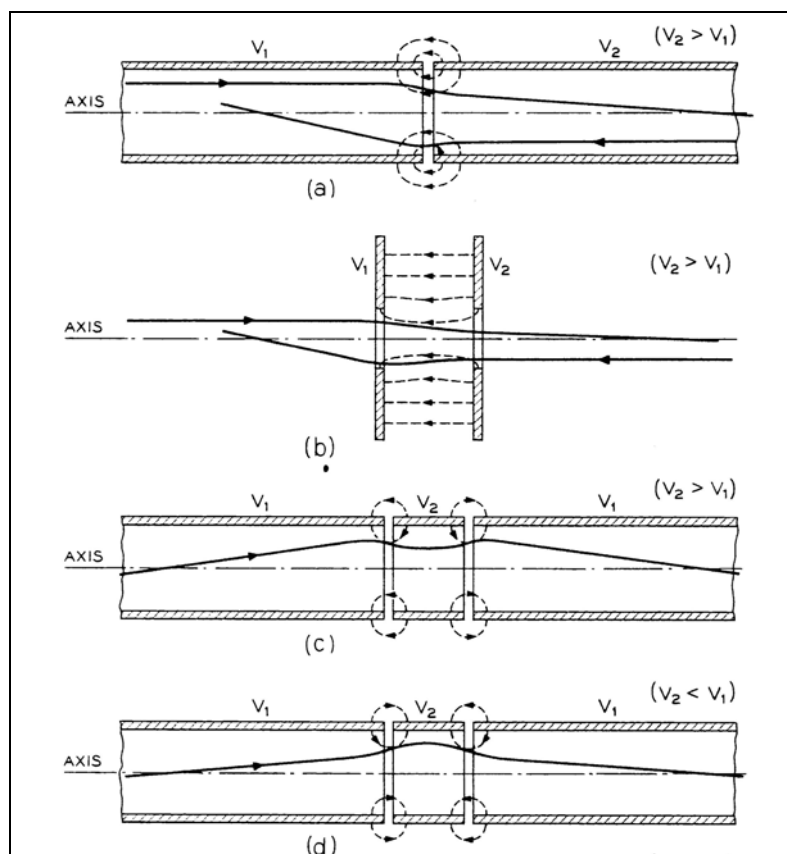


Figura 33 Azione focalizzante di alcuni tipi di lenti elettrostatiche; gli ultimi due casi rappresentano la traiettoria di un fascio di elettroni attraverso le lenti di Einzel quando  $V_2 > V_1$  e quando  $V_2 < V_1$ . Questa figura riportata in letteratura<sup>127</sup>, può essere confrontata con le traiettorie ottenute con Simion della figura 36.

Mantenendo fisse le tensioni  $V_1$  e  $V_3$  ed agendo sulla tensione dell'elettrodo centrale, la traiettoria delle particelle viene modificata senza alterarne le caratteristiche: se  $V_2 > V_1$  le particelle che passano attraverso le lenti vengono prima accelerate e poi decelerate; se  $V_2 < V_1$  le particelle vengono prima decelerate e poi accelerate; in generale nel caso in cui  $V_2 > V_1$  il sistema ottico ha meno aberrazioni, ma, rispetto al caso in cui  $V_2 < V_1$ , richiede una tensione  $V_2$  maggiore per focalizzare il fascio<sup>130</sup>.

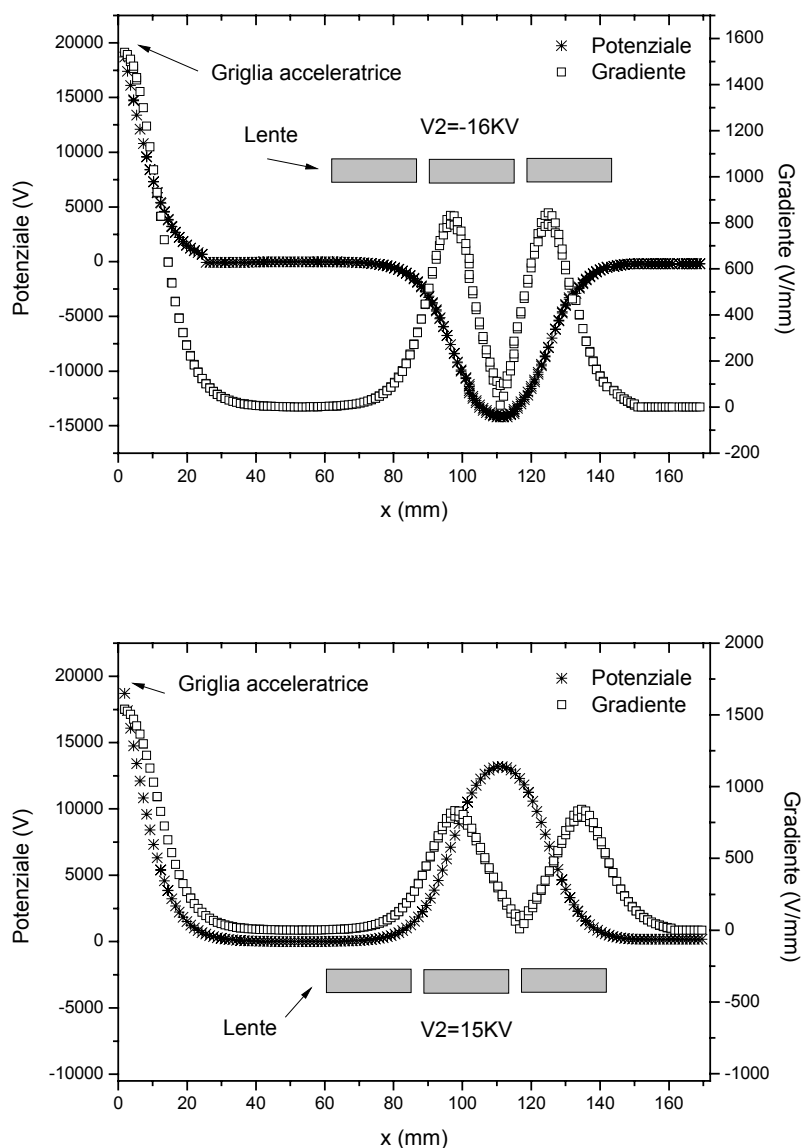


Figura 34 Distribuzione del potenziale e del campo elettrico all'interno del canale: a partire dalla griglia acceleratrice ed all'interno di una lente di Einzel; in alto il caso con  $V_2 < V_1$  ed in basso il caso con  $V_2 > V_1$ . In entrambi i casi il campo elettrico va a zero appena la lente finisce.

Per dare un'idea del funzionamento di una lente di Einzel, con Simion è stato ottenuto l'andamento del campo elettrico e del potenziale<sup>7,139</sup> all'interno della lente nel caso in cui  $V_2 < V_1$  e poi per  $V_2 > V_1$ ; come si vede dalla figura 34, appena finisce la lente il campo elettrico va a zero. Poi, nella figura successiva, vi è l'andamento della velocità e dell'accelerazione che hanno gli elettroni sotto l'azione della lente. Il primo elettrodo a  $V_1=0\text{KV}$  è compreso tra  $x=60\text{mm}$  ed  $x=85\text{mm}$ , il secondo a tensione  $V_2$  variabile si trova tra  $x=89\text{mm}$  ed  $x=113\text{mm}$  ed il terzo, tra  $x=117\text{mm}$  ed  $x=141\text{mm}$ , è anch'esso a tensione  $V_3=0\text{KV}$ . Nella figura, a  $x=1\text{mm}$ , è posta la griglia acceleratrice tenuta a  $20\text{KV}$ .

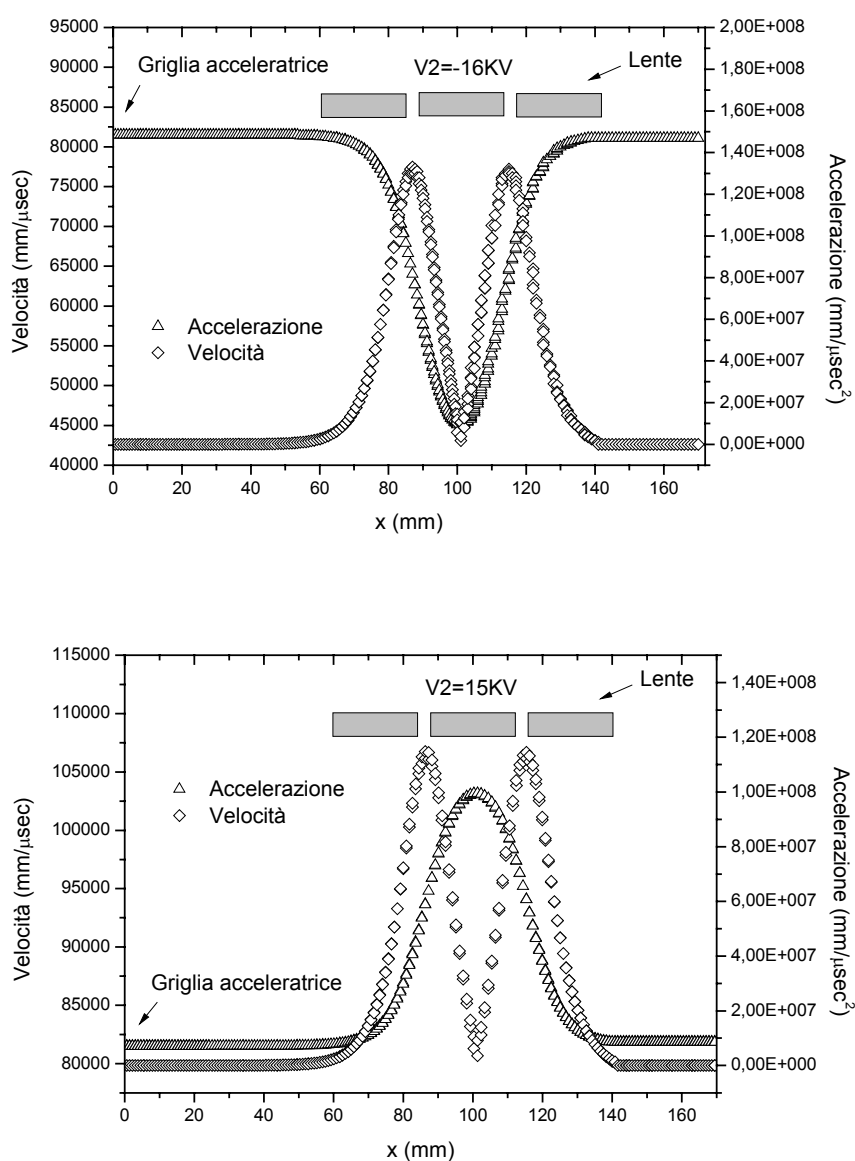


Figura 35 Andamento della velocità e dell'accelerazione di un fascio di elettroni che viaggia all'interno di una lente di Einzel con  $V_2 < V_1$  e poi con  $V_2 > V_1$ .

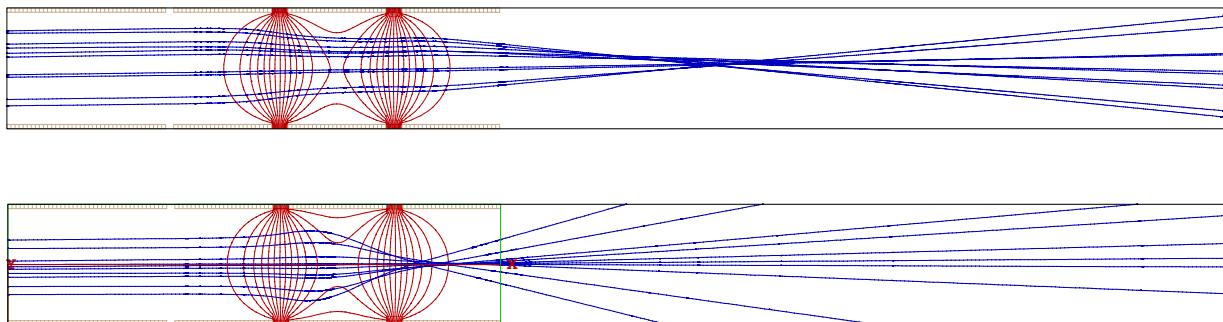


Figura 36 Superfici a potenziale elettrostatico costante e traiettoria degli elettroni all'interno delle lenti di Einzel ottenute con Simion; in alto il caso in cui la tensione dell'elettrodo centrale è maggiore di  $V_1$  ed in basso il caso  $V_2 < V_1$ .

Dal punto di vista geometrico, per la scelta delle lenti di Einzel esistono delle proporzioni tipiche: facendo riferimento alle grandezze definite nella figura 37, i valori tipici per le dimensioni relative e per le distanze tra i vari componenti sono:  $G/D \sim 0.1$  e  $A/D \sim 0.5$  oppure  $A/D \sim 1^{140}$ .

Come si vedrà nel prossimo paragrafo, queste proporzioni saranno scelte per la definizione della geometria del progetto di focalizzazione sviluppato in questa tesi.

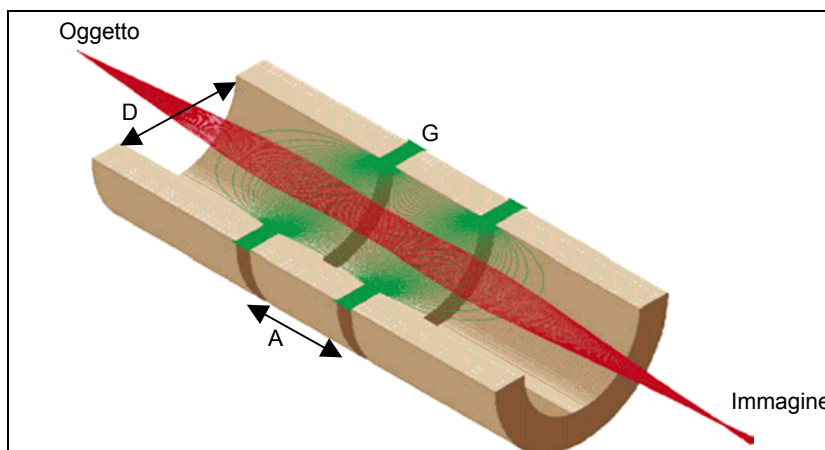


Figura 37 Simulazione della traiettoria degli elettroni attraverso una lente di Einzel<sup>140</sup>.  $D$  è il diametro interno delle lenti,  $G$  è la separazione tra due elettrodi ed  $A$  è la lunghezza dell'elettrodo centrale compreso la metà del gap  $G$  su entrambi i lati dell'elettrodo. L'efficienza di focalizzazione della lente è massima per dimensioni relative ben precise.

### 4.2.2. Definizione del progetto in Simion

Il primo sistema di foccheggiamento del fascio di elettroni progettato con Simion, è costituito da tre cilindri di diametro interno  $D=50\text{mm}$  e lunghezza  $25\text{mm}$ , distanti l'uno dall'altro  $3\text{mm}$ , definiti come elettrodi e posti ad  $1\text{mm}$  dalla griglia catodica. Il primo ed il terzo elettrodo sono tenuti a potenziale nullo ( $V_1=V_3=0$ ) e l'elettrodo centrale è tenuto ad una tensione  $V_2 \neq 0$ . Il fascio, che si propaga lungo l'asse  $x$ , è costituito da 100 particelle di energia  $E_i=20\text{KeV}$ , distribuite uniformemente alla partenza su un'area rettangolare di dimensioni  $z=5\text{mm}$  e  $y=0.1\text{mm}$ .

Sull'azione focalizzante delle lenti agiscono, tra gli altri, la tensione dell'elettrodo centrale  $V_2$  ed il diametro delle lenti<sup>141</sup>; le prime simulazioni sono state sviluppate per definire questi parametri e la lunghezza del canale, in modo da riportare fedelmente le dimensioni della fenditura sul piano dove andrà posto il rivelatore.

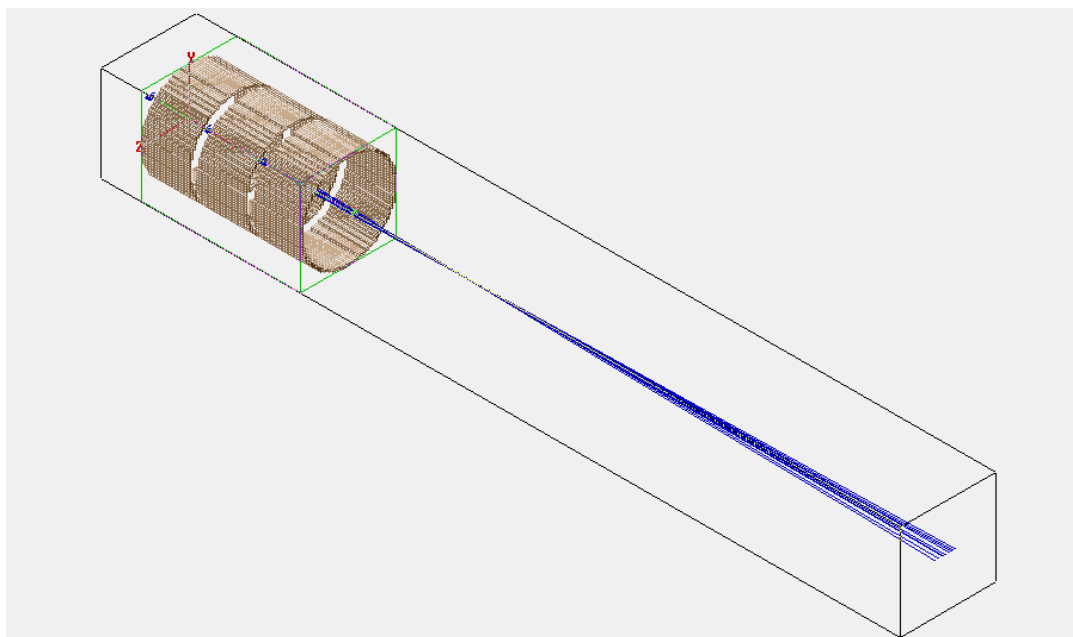


Figura 38 Simulazione sviluppata con Simion. Layout tridimensionale del fascio di particelle focalizzato da una lente di Einzel.

La figura 39 mostra il risultato ottenuto con una tensione  $V_2=25\text{KV}$  e con lenti di diametro  $D=50\text{mm}$ ; in questo caso il canale è lungo circa  $400\text{mm}$ . Come si vedrà nei prossimi paragrafi, quando sarà definito un fascio di elettroni con caratteristiche più simili a quelle reali

(in particolar modo definendo anche una divergenza angolare), non sarà possibile mantenere questa configurazione, in quanto tensioni  $V_2$  positive non riescono a focalizzare il fascio.

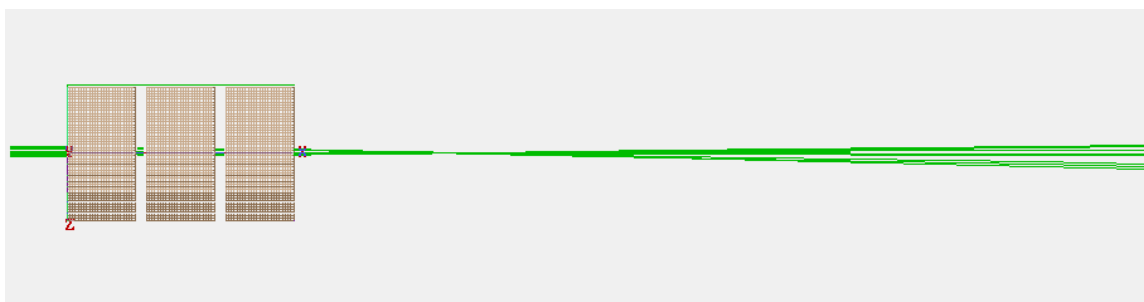


Figura 39 Sistema di focheggiamento del fascio con una lente di Einzel. La tensione dell'elettrodo centrale è  $V_2=25\text{KV}$ , il diametro delle lenti è  $D=50\text{mm}$ , la lunghezza del canale è  $400\text{mm}$ .

Si può agire sul punto di focalizzazione del fascio anche cambiando il diametro delle lenti: al diminuire del diametro, il fuoco si avvicina e viceversa, come si vede dal grafico 40.

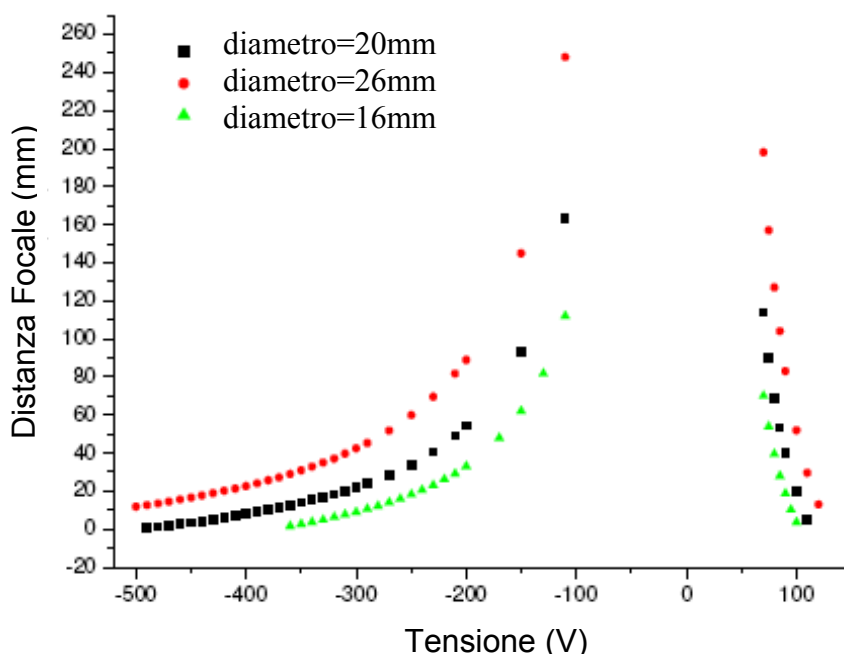


Figura 40 Andamento della distanza focale delle lenti in funzione della tensione applicata all'elettrodo centrale, per tre diversi diametri delle lenti<sup>141</sup>.

I progetti inseriti nella figura 42, sviluppati con Simion, consentono di valutare questo effetto. Dal confronto tra il caso a) ed il caso c), si può notare che, mantenendo fissa la tensione applicata sull'elettrodo centrale e diminuendo il diametro delle lenti, il potere di focalizzazione aumenta. Questa modifica permette di lavorare con tensioni minori e di diminuire la lunghezza del canale della streak camera e quindi il tempo di volo degli elettroni e, conseguentemente, anche gli effetti della carica spaziale sulla deformazione del fascio.

Il passo successivo nel lavoro di simulazione è stato quello di sperimentare l'effetto di una tensione  $V_2$  negativa, sulla focalizzazione del pacchetto di elettroni e sulla geometria del sistema.

Nel progetto della streak camera, diminuendo il diametro delle lenti da 50mm a 25mm, per focalizzare il fascio di elettroni è risultata sufficiente una tensione  $V_2=-14.5KV$ ; in questo caso il canale è risultato essere di circa 290mm, figura 41 e figura 42 casi b) e c).

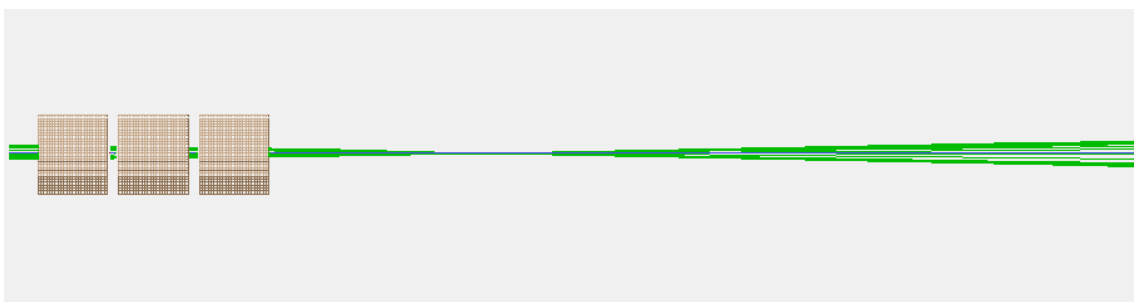


Figura 41 Sistema di foccheggio del fascio di elettroni tramite lenti di Einzel. La tensione dell'elettrodo centrale è  $V_2=-14.5KV$ , il diametro delle lenti è  $D=25mm$  e la lunghezza del canale è 290mm.

Come si vede, nella configurazione considerata in figura 41, sono rispettate le proporzioni citate nel paragrafo 4.2.1<sup>140</sup>; infatti il rapporto tra la lunghezza dell'elettrodo centrale ed il diametro della lente è  $A/D=25mm/25mm=1$  ed il rapporto tra la distanza tra gli elettrodi ed il diametro è  $G/D=3mm/25mm\sim 0.1$ . Questa configurazione del sistema di foccheggio sarà il punto di partenza delle simulazioni sviluppate per questo lavoro di tesi.

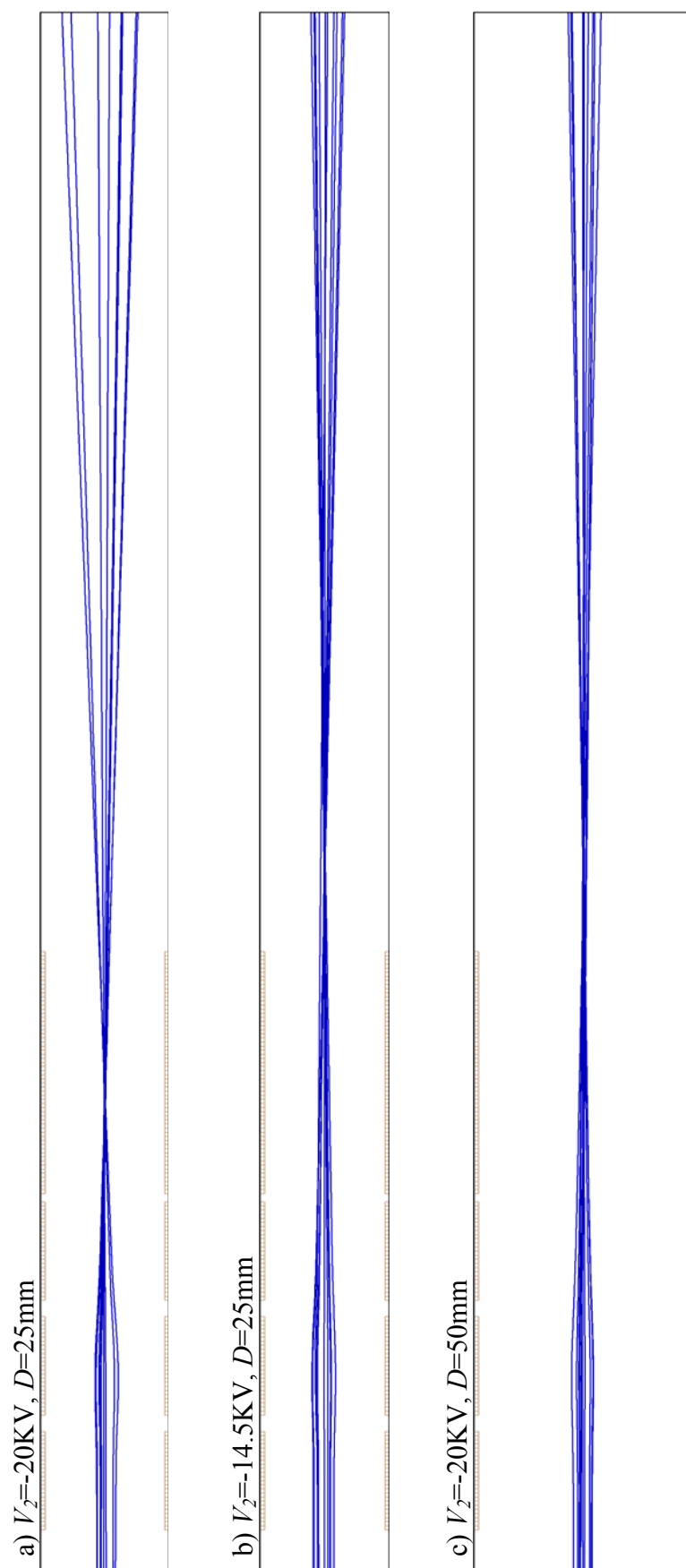


Figura 42 Sistema di foccheggiamento del fascio. La lunghezza totale del canale è circa 290mm. In a) e b) il diametro delle lenti è 25mm. Nel caso c) le lenti hanno un diametro pari a 50mm.

### 4.3. Simulazioni

Gli studi ed i risultati delle simulazioni descritti nei paragrafi precedenti hanno permesso di definire una configurazione ottimale per la progettazione di un sistema di focheggiamento per una streak camera.

Il fascio di elettroni viene focalizzato grazie ad una lente di Einzel, formata da tre cilindretti di diametro interno  $D=25\text{mm}$ , lunghezza  $25\text{mm}$ , distanti l'uno dall'altro  $3\text{mm}$  e posti ad  $1\text{mm}$  dalla griglia catodica. Il primo ed il terzo cilindro hanno  $V_1=V_3=0$ , mentre l'elettrodo centrale ha  $V_2=-14.5\text{KV}$ . Con queste proporzioni il canale è risultato essere lungo circa  $290\text{mm}$ .

#### 4.3.1. L'allungamento temporale - modifica al sistema

Più volte, nel capitolo, è stato messo in evidenza come l'allungamento temporale del pacchetto di elettroni dipenda dalla distanza percorsa. E, mentre le lenti riescono a focalizzare il fascio trasversalmente, le dinamiche longitudinali rimangono più delicate da trattare. Le simulazioni, così come il modello teorico, hanno evidenziato che per diminuire il  $\Delta t$  si può diminuire il numero degli elettroni del fascio oppure la distanza che questi percorrono.

Nel progetto iniziale gli elettroni, uscenti dalla griglia, vengono focalizzati dalla lente di Einzel e poi deflessi, percorrendo circa  $10\text{cm}$ . Scambiando, invece, le posizioni di lente e deflettore<sup>52,53</sup>, la distanza percorsa dagli elettroni diminuisce fino a circa  $4\text{cm}$ .

Come è stato visto all'inizio di questo capitolo, nella regione di *drift* il contributo maggiore all'allungamento temporale dell'impulso deriva dagli effetti della carica spaziale. Quindi, secondo l'Equazione 4.1  $\Delta t_Q \propto L^2$ , e passando da  $4\text{cm}$  a  $10\text{cm}$  l'allungamento temporale causato solo dalla carica diminuisce di un fattore 6.

Alla griglia acceleratrice				$L=10\text{cm}$	$L=4\text{cm}$
Energia del laser (eV)	$\Delta t$ (fsec)	$FWHM E$ (eV)	$\Delta y$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta t$ finale (fsec)	
3.09	149	0.59	8	519	153

Tabella 8 Parametri di un pacchetto di 1000 elettroni per una delle possibili armoniche del laser all'arrivo sulla griglia acceleratrice e poi allungamento temporale finale, dopo  $10\text{cm}$  e  $4\text{cm}$  nella regione di deriva. L'intervallo di tempo con cui i foto-elettroni arrivano alla griglia, diventa il *Time Of Birth* dei foto-elettroni che si propagano nella regione di *drift*.

Dalla tabella 8 si vede che il  $\Delta t$  che su 10cm era di circa 520fsec, è diventato circa 150fsec su una distanza di 4cm. Questo significa che, ad una velocità media  $v=8.4 \times 10^7$  m/sec (la tensione applicata è 20KV), un pacchetto di elettroni di dimensioni iniziali verticale  $y=100\mu\text{m}$  e longitudinale  $x=1.7\mu\text{m}$ , dopo 4cm di percorso ha dimensioni verticale  $y=108\mu\text{m}$  e longitudinale  $x=14.5\mu\text{m}$ .

A questo  $\Delta t$  finale ha contribuito maggiormente la carica spaziale ed in minor quantità la dispersione di energia e la divergenza angolare iniziali.

Anche la distribuzione longitudinale che hanno gli elettroni alla partenza ha un effetto sulla repulsione e quindi sul  $\Delta t$ . L'allungamento temporale di 149fsec acquisito nella regione tra fotocatodo e griglia è diventato di 153fsec dopo aver percorso 4cm nello spazio di deriva: questo  $\Delta t$  finale aumenta durante la propagazione (a causa di tutti i fenomeni fin qui descritti), ma diminuisce per *Time Of Birth* grandi perché in questo modo aumenta la distanza tra gli elettroni e quindi diminuisce la repulsione.

In questa nuova configurazione la lente di Einzel focalizza gli elettroni quando questi sono stati già deflessi, causando una perdita del potere di deflessione e quindi un aumento della tensione necessaria a deflettere gli elettroni; la stima di questa perdita si ottiene facendo il rapporto fra la distanza tra la lente e l'asse del deflettore (circa 5cm) e la lunghezza focale della lente.

#### 4.3.2. L'allargamento spaziale

Durante la propagazione del fascio di elettroni nel canale della streak camera, fino al piano del rivelatore, la carica spaziale e la divergenza angolare, con cui gli elettroni vengono emessi dalla griglia, causano un allargamento spaziale del fascio che può essere corretto con le lenti di Einzel. Lo scopo del sistema di foceggiamento è infatti quello di riportare fedelmente le dimensioni della fenditura fino al rivelatore, in quanto l'altezza ( $y$ ) dell'immagine -non deflessa- della fenditura (risoluzione spaziale) incide sulla risoluzione temporale di una streak camera (Equazione 2.11).

Grazie alle simulazioni sviluppate in Simion, sono state individuate alcune possibili configurazioni per il sistema di foceggiamento di una streak camera. Si è visto che le dimensioni relative e le proporzioni delle lenti agiscono minimamente sulla focalizzazione del fascio; ad influenzare in misura maggiore il foceggiamento sono, invece, il numero di

elettroni del pacchetto e la tensione  $V_2$  applicata all'elettrodo centrale della lente di Einzel<sup>142,143,130</sup>.

Il pacchetto di elettroni delle simulazioni ha origine sulla griglia acceleratrice con dimensioni  $z=5\text{mm}$  ed  $y=108\mu\text{m}$  e si ferma quando colpisce la superficie che rappresenta il rivelatore; in questa posizione è stato registrato il valore della coordinata  $y$  di ciascun elettrone.

Dalla figura 43, si può dedurre per quale valore di  $x$  (distanza tra griglia e rivelatore) si ottiene la dimensione  $y$  della fenditura minore (e quindi la miglior posizione per il rivelatore), per diversi valori di  $V_2$ . Per ognuna delle curve in figura, cioè per ognuna delle tensioni considerate, si ottiene un valore minimo di  $y$  che cade in un punto che si avvicina alla lente ( $x$  diminuisce) al diminuire della tensione. Per una tensione  $V_2=-14\text{KV}$  si ottiene un minimo per  $\Delta y=160\mu\text{m}$  quando la distanza tra griglia e rivelatore è circa  $330\text{mm}$ ; quando  $V_2=-14.5\text{KV}$ , il minimo, di circa  $100\mu\text{m}$ , si ha ad una distanza di  $290\text{mm}$ ; per  $V_2=-15\text{KV}$  il minimo  $\Delta y=110\mu\text{m}$  si ottiene per  $x=235\text{mm}$ ; per  $V_2=-15.5\text{KV}$  si ha  $\Delta y=120\mu\text{m}$  quando  $x=210\text{mm}$ ; infine per una tensione  $V_2=-16\text{KV}$  si ottiene  $\Delta y=80\mu\text{m}$  per  $x=200\text{mm}$ .

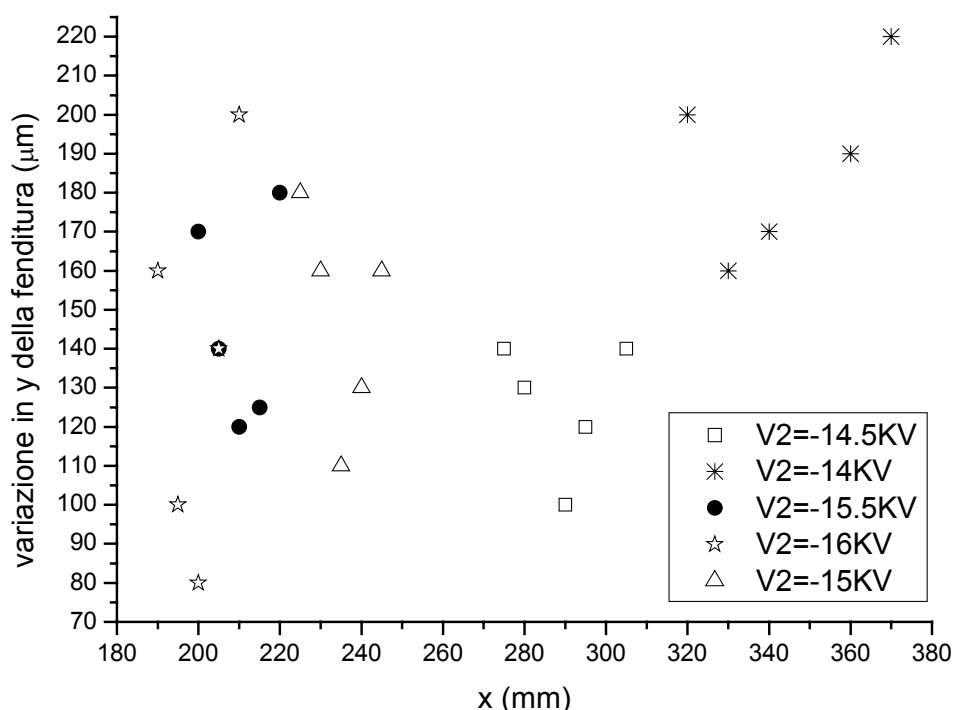


Figura 43 Variazione della dimensione in  $y$  della fenditura di ingresso al variare della distanza tra griglia e rivelatore (gli elettroni si propagano lungo l'asse  $x$ ), misurata per alcuni valori della tensione  $V_2$ .

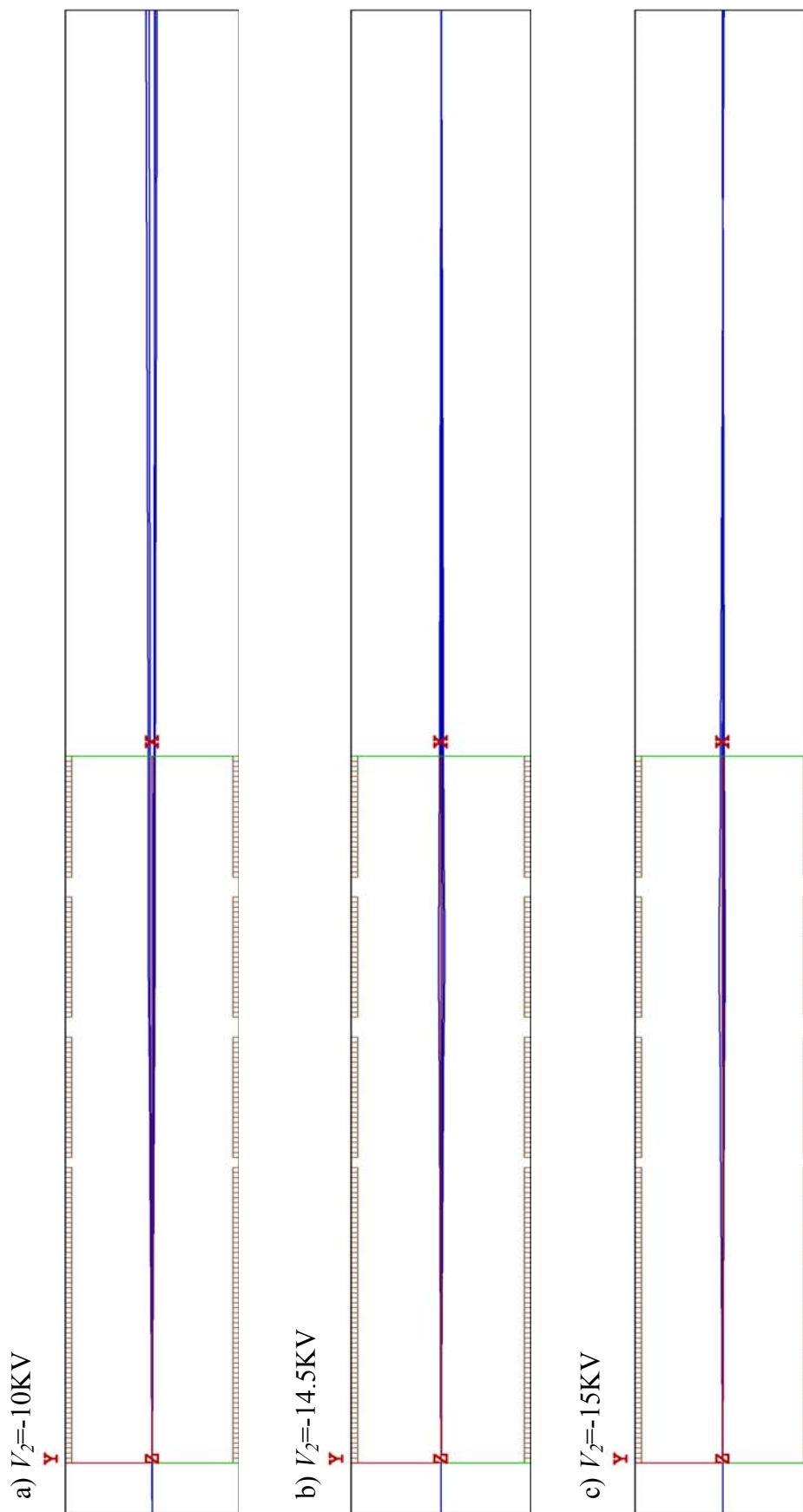


Figura 44 Layout del sistema di focheggiamento per diversi valori di  $V_2 < 0$ . Al diminuire della tensione il fuoco si avvicina e la dimensione  $y$  dell'immagine della fenditura sul piano del rivelatore ( $x=290mm$ ) aumenta.

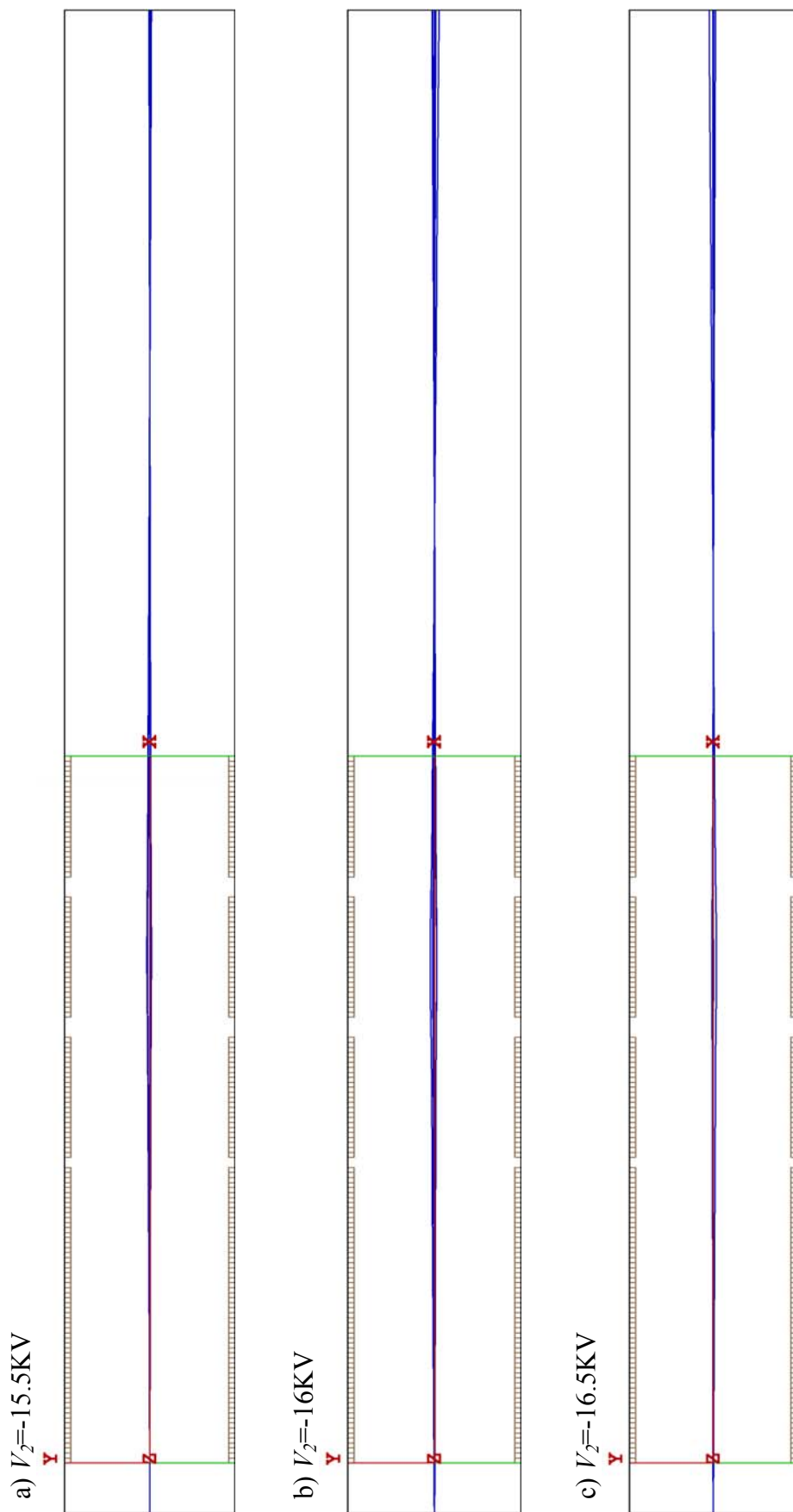


Figura 45 Layout del sistema di focheggiamento per diversi valori di  $V_2 < 0$ . Al diminuire della tensione il fuoco si avvicina e la dimensione  $y$  dell'immagine della fenditura sul piano del rivelatore ( $x=290mm$ ) aumenta.

Dal confronto tra le immagini delle figure 44 e 45 si può notare l'effetto della tensione  $V_2$  sull'evoluzione del fascio di elettroni all'interno del canale: con  $V_2=-10\text{KV}$  il fuoco è ancora lontano, oltre i 290mm del canale, poi al diminuire della tensione si avvicina verso le lenti. Se si registra il valore dell'allargamento spaziale  $\Delta y$  alla fine del canale (dove va posto il rivelatore elettronico), si può vedere che la variazione della tensione si traduce prima in una diminuzione del  $\Delta y$ , che raggiunge un minimo per  $V_2=-14.5\text{KV}$  (su 290mm), e poi in un nuovo aumento.

Infine nel grafico 46 si può vedere l'effetto del numero di elettroni del pacchetto sulla dimensione  $y$  dell'immagine della fenditura sul piano del rivelatore; in questo caso la tensione  $V_2=-16\text{KV}$  ed il canale misura 200mm dalla griglia acceleratrice al rivelatore. Mantenendo fissi  $V_2$  e la lunghezza del canale, il fascio si allarga all'aumentare del numero di elettroni, a causa della repulsione reciproca.

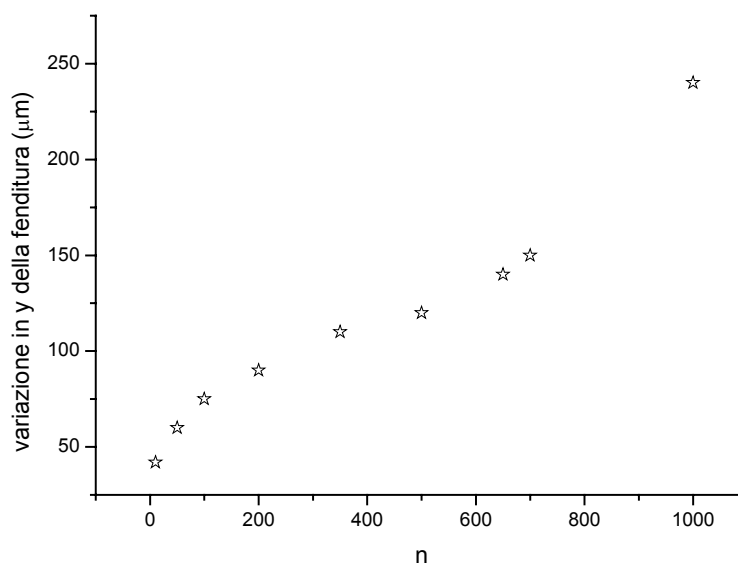


Figura 46 Dimensione  $y$  dell'immagine della fenditura sul piano del rivelatore al variare del numero di elettroni del pacchetto; la tensione dell'elettrodo centrale è  $V_2=-16\text{KV}$ , la distanza tra la griglia ed il piano del rivelatore è 200mm.

Se si trasferiscono questi risultati al progetto per una streak camera, diminuire  $n$  significa avere meno elettroni sul rivelatore e quindi un rapporto segnale/rumore minore. Il numero di

foto-elettroni necessari dipende, comunque, dalle applicazioni per cui si vuole utilizzare la streak camera.

La lunghezza del canale, cioè del braccio di deflessione, incide, invece, sulla tensione necessaria per deflettere gli elettroni: una diminuzione del braccio comporta un aumento della tensione perché deve aumentare l'angolo di deflessione (Equazione 1.2) ed un aumento della velocità di deflessione con conseguente peggioramento della risoluzione della streak camera (Equazione 2.11).

La lunghezza del canale e perciò la lunghezza focale della lente, sono parametri fondamentali nel caso si scelga di anteporre il deflettore al sistema di foceggiamento, in quanto lo smorzamento dell'effetto del deflettore ad opera della lente è dato dal rapporto tra la distanza tra la lente e l'asse del deflettore e la focale della lente.

### 4.3.3. La dispersione di energia

Nelle lenti elettrostatiche la distanza focale varia con l'energia degli elettroni, cioè la lente ha tanti fuochi quante sono le lunghezze d'onda degli elettroni che costituiscono il fascio, poiché gli elettroni di minor energia sentono maggiormente l'effetto focalizzante della lente rispetto a quelli di energia maggiore<sup>125,144,130,145,127,104,105,146,147,148,149,150</sup>. Questo fenomeno di aberrazione cromatica è analogo alla dispersione nelle lenti ottiche e comporta uno sfocamento nell'immagine. Una formula utile per l'aberrazione cromatica è<sup>151,152</sup>:

$$d_c = C_c \frac{\Delta E}{E} \text{sen} \alpha_i \quad \text{Equazione 4.3}$$

dove  $C_c$  è il coefficiente di aberrazione cromatica e dipende dalla lunghezza focale del sistema,  $\alpha_i$  è l'angolo massimo all'ingresso della lente (così come esce dalla griglia acceleratrice),  $\Delta E$  è la dispersione di energia ed  $E$  è l'energia degli elettroni.

Quindi se la divergenza del fascio è piccola (oppure se il raggio iniziale del fascio è piccolo), gli elettroni sono confinati nella parte centrale delle lenti e le aberrazioni sono piccole. E se minore è la dispersione di energia degli elettroni, oppure maggiore è la loro l'energia, minore sarà lo sfocamento dell'immagine<sup>125</sup>.

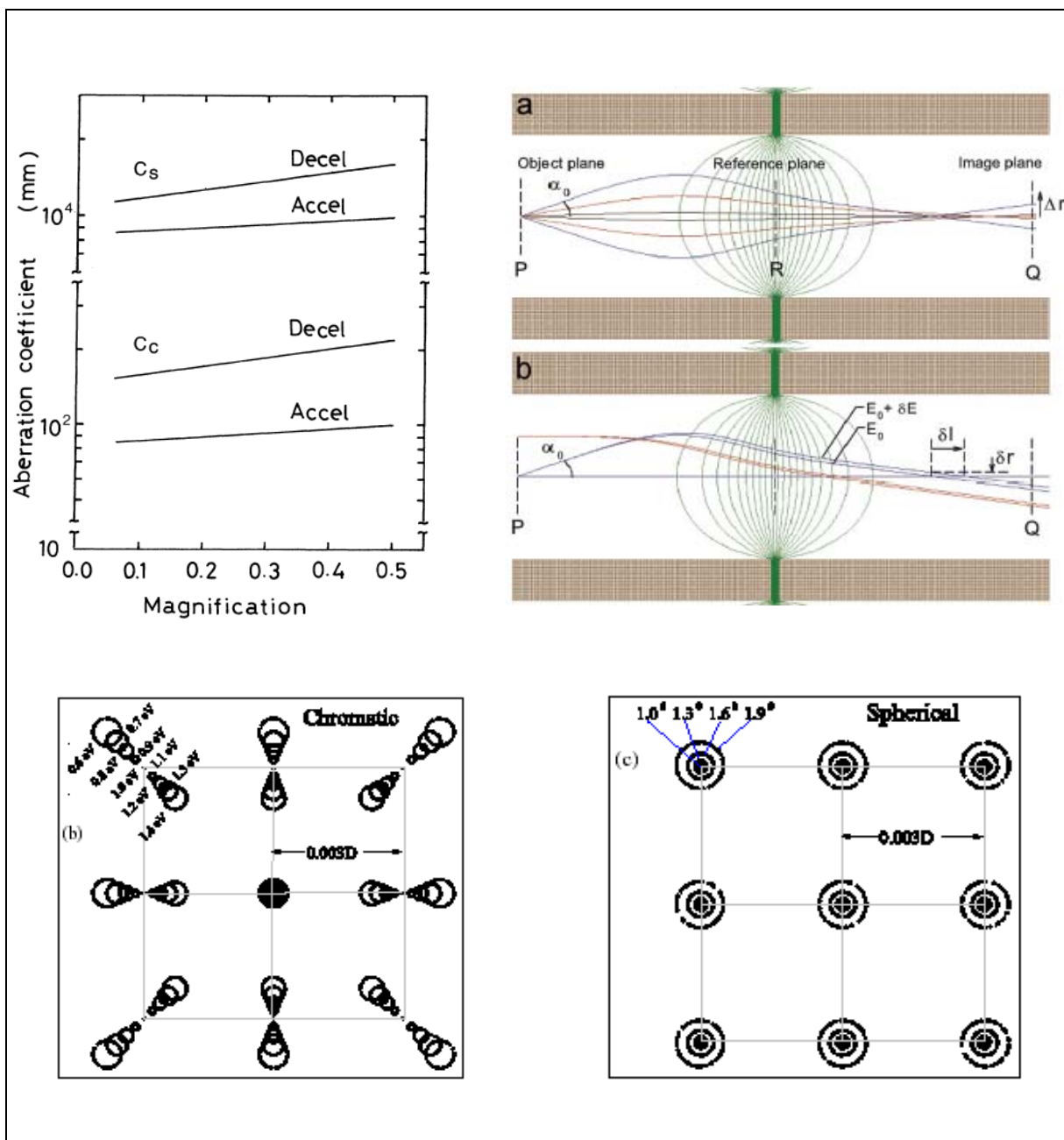


Figura 47 Le figure vanno lette da sinistra in senso orario. Coefficiente di aberrazione cromatica e sferica per lenti di Einzel nel caso di  $V_2 > V_1$  (Accel) e  $V_2 < V_1$  (Decel); le dimensioni delle lenti sono descritte nella referenza 146. Aberrazione sferica (a) e cromatica (b) rappresentata graficamente grazie a Simion nel caso di lenti costituite da due elementi<sup>105</sup>. Effetto della dispersione di energia e della divergenza sulle aberrazioni cromatica (b) e sferica (c); i fasci di elettroni partono da nove diversi punti con direzioni iniziali che descrivono coni concentrici<sup>125</sup>.

Sulle proprietà delle lenti di Einzel agiscono prevalentemente il diametro e la distanza tra gli elettrodi, ma la dipendenza delle aberrazioni dalla geometria delle lenti resta comunque

bassa<sup>130</sup>; in generale le aberrazioni aumentano all'aumentare della lunghezza focale del sistema, perciò le lenti di Einzel nelle quali  $V_2 < V_1$ , che hanno una focale minore, consentono prestazioni migliori. Comunque, i coefficienti di aberrazione risultano minori per lenti che hanno un rapporto  $V_2/V_1$  grande rispetto a quelle per le quali tale rapporto è più piccolo<sup>153</sup>.

### Appendice III - La fenditura di ingresso sul fotocatodo

La scelta delle dimensioni verticali della fenditura è dettata da considerazioni circa la risoluzione temporale della streak camera, secondo l'Equazione 2.11, infatti, la risoluzione temporale è proporzionale (se si trascurano altri effetti peggiorativi) alle dimensioni dell'immagine della fenditura in assenza di deflessione.

Nei progetti sviluppati fino ad ora, quindi, la fenditura è stata definita come parametro non variabile; ma, per completezza, va accennato che anche queste dimensioni hanno effetti sulla propagazione del pacchetto di elettroni<sup>54,76,72,73,66,155,122,67</sup>.

Infatti al diminuire della fenditura gli effetti della carica spaziale si fanno sentire maggiormente poiché la distanza tra gli elettroni nel fascio diminuisce: così aumentano sia l'allungamento temporale dell'impulso,  $\Delta t_Q \propto 1/r^2$  (Equazioni 3.1 e 4.1), e quindi l'allungamento temporale totale, sia la dispersione di energia,  $\Delta E_Q \propto 1/r^2$  (Equazione 4.2), causati dalla repulsione tra gli elettroni.

## **Stima delle caratteristiche del pacchetto di elettroni per un fotocatodo S-20 e per tre possibili armoniche del laser FLAME**

A conclusione del lavoro di simulazione, sono stati sviluppati dei casi reali per ottenere una stima dell'evoluzione del pacchetto di elettroni lungo tutto il percorso all'interno di una streak camera, dal momento in cui vengono emessi dalla superficie del fotocatodo fino a quando raggiungono il rivelatore.

Da alcune pubblicazioni<sup>156,18,114,7,8,17</sup> è stato possibile ottenere dei valori di riferimento per i parametri descritti nei paragrafi precedenti, che maggiormente influenzano la propagazione degli elettroni, nel caso di un fotocatodo di tipo S-20 (composto da SbNaKCs) che verrà utilizzato nelle prime fasi di collaudo della FASTEST-CAM.

Sono state sviluppate tre simulazioni parallele a partire da tre lunghezze d'onda della radiazione incidente e cioè considerando tre possibili armoniche del laser FLAME:  $\lambda_1=400\text{nm}$ ,  $\lambda_2=266\text{nm}$  e  $\lambda_3=200\text{nm}$ .

### **5.1. La regione compresa tra fotocatodo e griglia acceleratrice**

Nonostante la distanza tra fotocatodo e griglia sia dell'ordine del millimetro, in questa regione il tempo di propagazione dell'impulso subisce un ritardo, in alcuni casi non trascurabile<sup>157,158,76</sup>, a causa di diversi fattori.

Nella tabella 9 sono riportate le caratteristiche del pacchetto di elettroni.

$\lambda_\gamma$ (nm)	$E_\gamma$ (eV)	$E_{min}$ (eV)	$E_{max}$ (eV)	$FWHM E$ (eV)	$E$ media (eV)	Divergenza massima (°)
400	3.09	0.25	1.2	0.6	0.75	49.8
266.6	4.64	0.1	3	2	1.3	65.9
200	6.18	0.1	2	0.9	0.5	60

Tabella 9 Valori massimo, minimo e  $FWHM$  dell'energia dei foto-elettroni, stimati per un fotocatodo multialcalino di tipo S-20<sup>7,8</sup>, illuminato con radiazione laser di lunghezza d'onda  $\lambda_\gamma$  ed energia  $E_\gamma$ . La divergenza iniziale massima è stata calcolata utilizzando l'Equazione 2.3.

### 5.1.1. Contributo di ciascun parametro

Per sviluppare le simulazioni, si considera un fascio di 1000 elettroni emessi uniformemente da una fenditura di dimensioni  $z=5\text{mm}$  ed  $y=0.1\text{mm}$ , entro un tempo pari a circa la durata dell'impulso laser<sup>73</sup>,  $TOB=20\text{fsec}$ , che percorrono una distanza  $d=1\text{mm}$  sotto l'azione di un campo elettrico di  $10\text{KV/mm}$  e di  $20\text{KV/mm}$ . La distribuzione di energia dei foto-elettroni è una Gaussiana di  $FWHM$  e valore medio riportati nella tabella 9. La direzione lungo cui vengono emessi i foto-elettroni è definita dall'Equazione 2.3; la distribuzione angolare è una distribuzione uniforme entro un cono di semi angolo pari alla divergenza massima riportata in tabella 9.

Per mettere in risalto come ciascuna delle proprietà del fascio ne influenzi la propagazione, le prime simulazioni con Simion sono state condotte inserendo un parametro alla volta<sup>35,159</sup>, per arrivare poi ad un'ultima simulazione che li prende in considerazione tutti contemporaneamente e dà una stima reale dell'allungamento che il fascio subisce nell'attraversare la regione tra il fotocatodo e la griglia.

Nella tabella che segue sono riportati i valori dell'allungamento temporale dell'impulso ottenuti per le tre armoniche del laser e sviluppati con passi intermedi per determinare quanto ciascun parametro influenzi il  $\Delta t$ .

Come si vede dai dati, la repulsione esercitata tra gli elettroni incide minimamente sul tempo di transito, anche se, come visto nei capitoli precedenti, questo  $\Delta t$  aumenta con il numero di elettroni.

Campo Elettrico 10KV/mm				
q	<i>FWHM E</i> (eV)	Divergenza massima (°)	<i>Time Of Birth</i> (fsec)	$\Delta t$ (fsec)
-1	0	0	0	0.72
0	0.6	0	0	352
	2			576
	0.9			374
0	0	49.8	0	37
		65.9		63
		60		53
0	0	0	20	0

Campo Elettrico 20KV/mm				
q	<i>FWHM E</i> (eV)	Divergenza massima (°)	<i>Time Of Birth</i> (fsec)	$\Delta t$ (fsec)
-1	0	0	0	0.46
0	0.6	0	0	162
	2			307
	0.9			206
0	0	49.8	0	18
		65.9		31
		60		26
0	0	0	20	0

Tabella 10 Risultati intermedi per 1000 elettroni che percorrono una distanza  $d=1\text{mm}$ , sotto l'effetto di un campo elettrico di 10KV/mm e poi 20KV/mm. Nell'ultima colonna è riportato il  $\Delta t$  legato rispettivamente alla repulsione reciproca tra gli elettroni, allo *spread* di energia (per *FWHM* 0.6eV, 2eV, 0.9eV), alla divergenza angolare (il semicono è di 49.8°, 65.9° e 60°) ed infine alla distribuzione temporale che hanno i foto-elettroni quando vengono emessi dalla superficie del fotocatodo.

Al contrario, invece, la distribuzione temporale non influenza la propagazione del fascio, infatti al punto di impatto sulla griglia, il  $\Delta t$  tra il primo e l'ultimo elettrone è rimasto uguale ai 20fsec iniziali.

Ad incidere maggiormente sull'allungamento dell'impulso sono la dispersione di energia e la divergenza angolare iniziali..

La figura 48 dà un'idea immediata del contributo da parte di ciascun parametro all'allungamento temporale. Si può vedere che gli effetti del tempo di nascita degli elettroni e della carica spaziale sul  $\Delta t$  sono del tutto trascurabili; la risoluzione temporale è limitata principalmente dalla dispersione di energia iniziale degli elettroni, a 10KV/mm ed ancora a 25KV/mm, infatti l'andamento del  $\Delta t$  totale coincide quasi con quello del  $\Delta t$  dovuto al  $\Delta E$ .

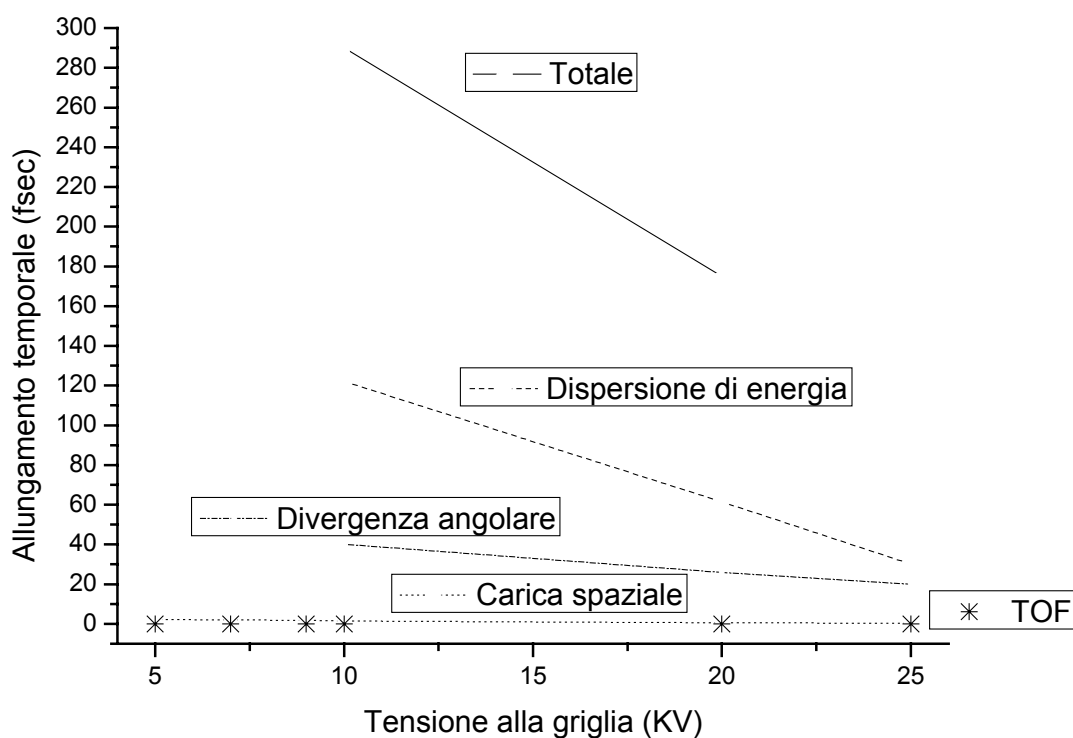


Figura 48 Andamento dell'allungamento temporale in funzione della tensione applicata alla griglia acceleratrice. Sono messi in evidenza i contributi di ciascun fattore e l'effetto totale sul  $\Delta t$ <sup>159</sup>. E' stato simulato un fascio di 1000 elettroni che si propagano su una distanza  $d=1$ mm, con divergenza angolare distribuita uniformemente entro un semicono di  $49.8^\circ$ , energia  $E_i=0.25$ eV,  $FWHM=0.6$ eV e  $TOB=20$ fsec.

### 5.1.2. Simulazione globale

Per avere una stima reale dell'allungamento temporale dell'impulso, nella simulazione finale è stato definito un fascio di 1000 foto-elettroni, emessi entro 20fsec, con tutti i parametri sopra descritti (tabella 9).

Nelle tabelle che seguono viene mostrato come lo sparpagliamento degli elettroni viene ridotto grazie alla griglia acceleratrice; il potenziale accelerante raddrizza anche gli elettroni emessi con una certa divergenza angolare: nel caso di una divergenza angolare iniziale di circa  $66^\circ$ , alla griglia tale valore è ridotto a circa  $1.2^\circ$ , grazie ad un campo elettrico di 20KV/mm.

Campo Elettrico 10KV/mm					
Al fotocatodo		Alla griglia			
<i>FWHM</i> (eV)	Divergenza massima ( $^\circ$ )	$\Delta t$ (fsec)	<i>FWHME</i> (eV)	$\Delta y$ ( $\mu\text{m}$ )	Divergenza massima ( $^\circ$ )
0.6	49.8	318	0.61	13	0.9
2	65.9	575	1.81	35	1.6
0.9	60	356	0.76	17	1

Campo Elettrico 20KV/mm					
Al fotocatodo		Alla griglia			
<i>FWHM</i> (eV)	Divergenza massima ( $^\circ$ )	$\Delta t$ (fsec)	<i>FWHME</i> (eV)	$\Delta y$ ( $\mu\text{m}$ )	Divergenza massima ( $^\circ$ )
0.6	49.8	149	0.59	8	0.6
2	65.9	297	1.74	26	1.2
0.9	60	169	0.79	9	0.7

Tabella 11 Risultati finali: nelle prime due colonne sono riportate le caratteristiche del pacchetto di elettroni nel momento in cui vengono emessi dal fotocatodo; nelle ultime colonne ci sono i dati registrati all'arrivo sulla griglia: al  $\Delta y$  sono stati sottratti i  $100\mu\text{m}$  di partenza della fenditura. E' stato simulato un fascio di 1000 elettroni sottoposti ad un campo accelerante di 10KV/mm, prima tabella, e 20KV/mm, seconda tabella.

In questo stesso caso, applicando l'Equazione 2.3 si otterrebbe una divergenza massima alla griglia di circa  $0.2^\circ$ . Questo valore risulta minore di quello trovato grazie alle simulazioni, poiché queste ultime non trascurano l'effetto della carica spaziale sulla direzione di propagazione degli elettroni.

Infine nel valore trovato per la dispersione di energia dei foto-elettroni è compresa la dispersione che gli elettroni hanno quando sono emessi dal fotocatodo, l'effetto della carica spaziale e della divergenza angolare. In questo caso i contributi di questi ultimi fattori restano comunque molto piccoli ( $10^{-3}$ - $10^{-4}$ fsec) poiché la regione di interesse è lunga solo 1mm. Un effetto più evidente si noterà, invece, nella propagazione degli elettroni nella regione di *drift*.

Nella figura 49 è messo in evidenza l'effetto del campo elettrico applicato tra fotocatodo e griglia sull'allungamento temporale che subisce l'impulso, per ciascuna delle lunghezze d'onda considerate.

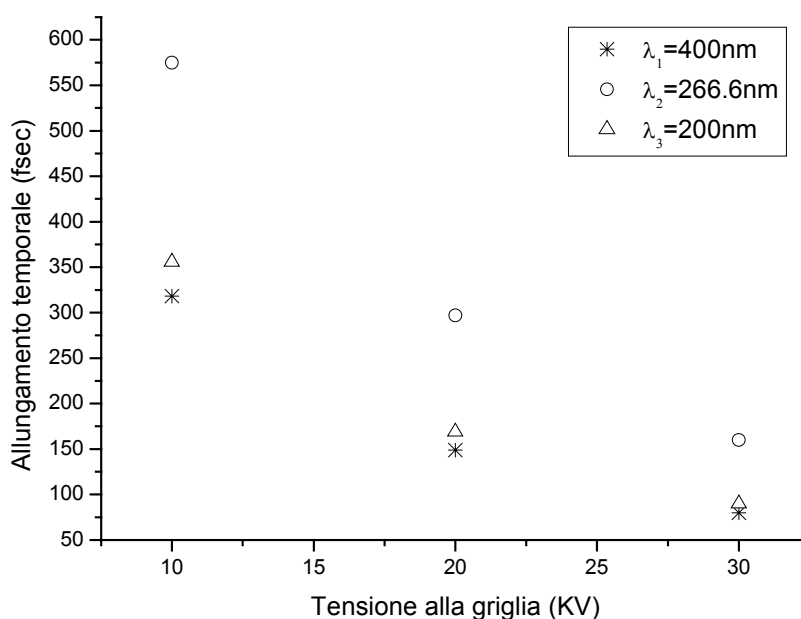


Figura 49 Allungamento temporale dell'impulso al variare del campo elettrico tra fotocatodo e griglia, per le tre lunghezze d'onda considerate.

Nelle figure 50, 51 e 52 sono riportate le distribuzioni temporale, di energia cinetica, angolare (azimuth ed altezza) e spaziali ( $y$  e  $z$ ) dei foto-elettroni, registrate nel momento di arrivo sulla

griglia acceleratrice. Il pacchetto è formato da 1000 elettroni accelerati da un campo elettrico di 20KV/mm,  $d=1$ mm. E' stato sviluppato il primo caso: l'energia cinetica ha una distribuzione Gaussiana con  $FWHM=0.6$ eV e media= $0.75$ eV, la divergenza angolare è distribuita uniformemente entro un semicono di  $49.8^\circ$  ed il *Time Of Birth* dei foto-elettroni è 20fsec.

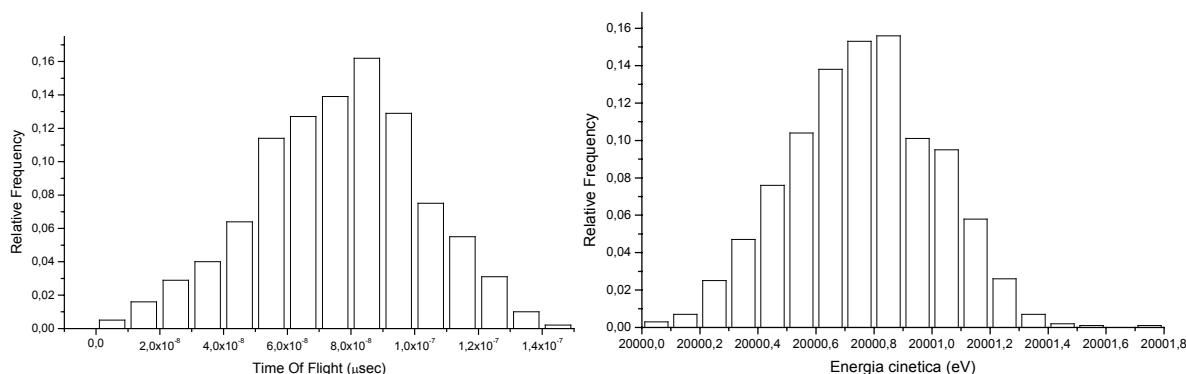


Figura 50 Distribuzione temporale e dell'energia cinetica all'arrivo sulla griglia acceleratrice per un pacchetto di 1000 elettroni. Campo elettrico 20KV/mm,  $d=1$ mm. Sviluppo del primo caso: energia Gaussiana con  $FWHM=0.6$ eV e media= $0.75$ eV, divergenza angolare distribuita uniformemente entro un semicono di  $49.8^\circ$  e  $TOB=20$ fsec.

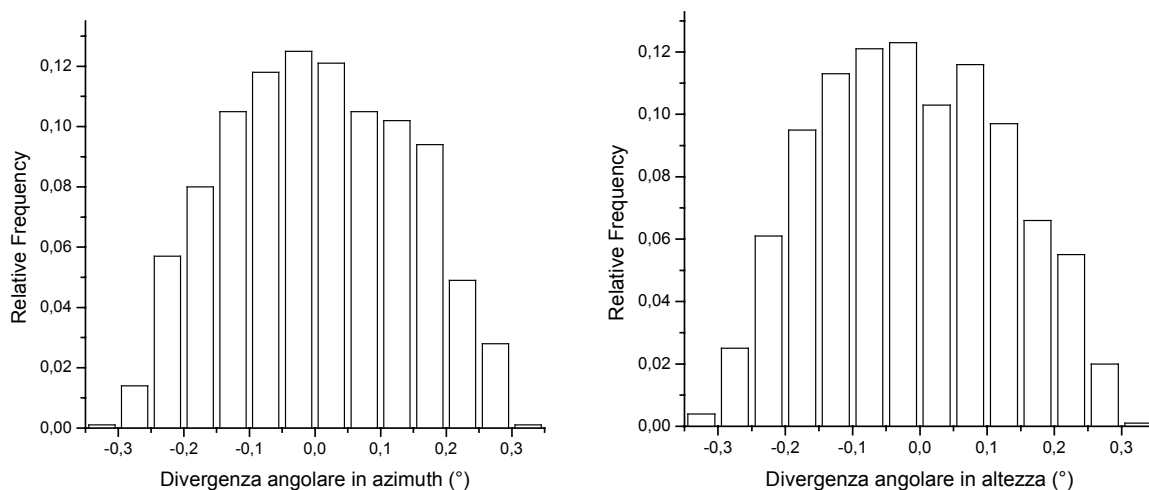


Figura 51 Distribuzione angolare in azimuth ed altezza all'arrivo sulla griglia per un pacchetto di 1000 elettroni. Sviluppo del primo caso.

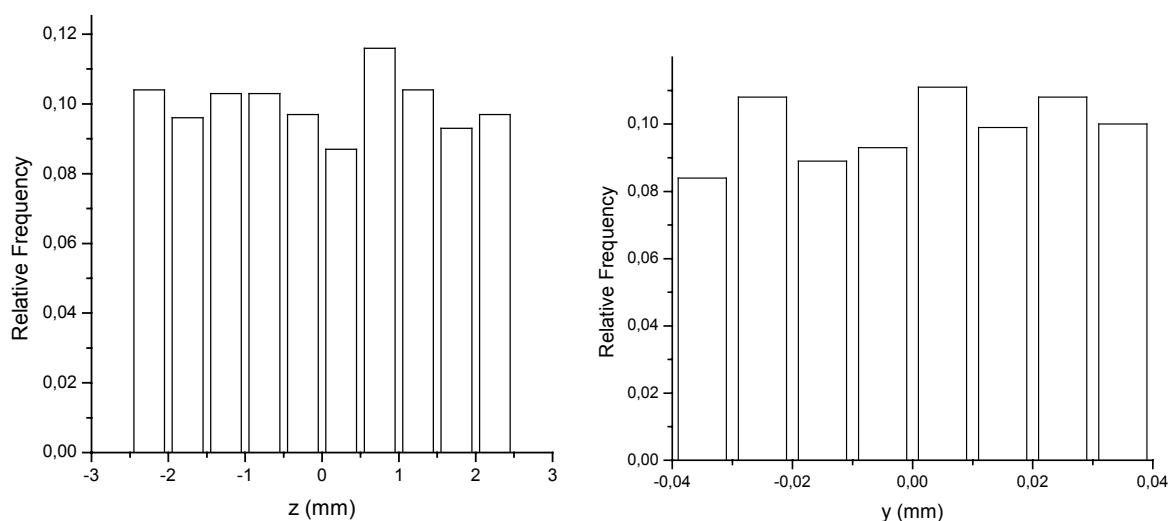


Figura 52 Distribuzione spaziale in  $z$  ed  $y$  all'arrivo sulla griglia per un pacchetto di 1000 elettroni. Sviluppo del primo caso.

L'allungamento temporale dell'impulso, ad opera di tutti i fattori contemporaneamente, in prima approssimazione, può essere ottenuto dalla radice della somma dei quadrati del contributo di ciascun fattore. Ma questo resta valido assumendo che la forma dell'impulso, della distribuzione di energia iniziale e degli allungamenti derivanti sia Gaussiana. Altro assunto -cosa non vera- è che ciascun contributo sia indipendente dall'altro<sup>160,161,55,7</sup>.

Per una formulazione più esatta, l'allungamento temporale dovrebbe essere ottenuto dalla convoluzione di ogni componente:  $\Delta t_{Totale} = f(\Delta t_Q, \Delta t_{\Delta E}, \Delta t_{Div}, \Delta t_{TOB})$ .

Questo concetto è evidente se confrontato con i dati ottenuti dalla simulazione, riportati nelle tabelle 11 e 10; per esempio, nel caso di  $n=1000$ ,  $d=1\text{mm}$ ,  $\bar{E}=20\text{KV/mm}$ ,  $FWHM=0.6\text{eV}$  si ha:

$$\Delta t_{finale} = 149\text{fsec}$$

$$\Delta t_{totale} = \sqrt{\Delta t_Q^2 + \Delta t_{\Delta E}^2 + \Delta t_{div}^2 + \Delta t_{TOB}^2} = 67\text{fsec}$$

Infine, l'allargamento spaziale che subisce un pacchetto di 1000 elettroni durante l'attraversamento della regione tra fotocatodo e griglia ( $d=1\text{mm}$ ) ad opera di tutti i fattori contemporaneamente, per esempio nel caso con divergenza iniziale  $49.8^\circ$ , distribuzione di energia con  $FWHM=0.6\text{eV}$  e *Time Of Birth* 20fsec, è risultato essere trascurabile lungo l'asse

$z$  e di circa  $13\mu\text{m}$  in  $y$  quando il campo accelerante è di  $10\text{KV}/\text{mm}$  e di circa  $8\mu\text{m}$ , quando il campo accelerante è pari a  $20\text{KV}/\text{mm}$ .

Queste caratteristiche del pacchetto di elettroni, registrate in Simion nel momento di arrivo sulla griglia acceleratrice, diventano i parametri di partenza nelle simulazioni del fascio di elettroni nella regione di *drift*. Risulta, quindi, fondamentale ottimizzare le prestazioni del sistema nella regione tra fotocatodo e griglia, poiché il  $\Delta t$  qui ottenuto si ripercuote e si aggiunge a quello che nasce nella regione di *drift*.

## 5.2. La regione di deriva

La propagazione del pacchetto di elettroni nella regione di deriva è stata simulata nel caso di un sistema di foccheggiamento costituito da lenti di Einzel di diametro e lunghezza  $25\text{mm}$ , continuando a studiare i tre percorsi definiti nel paragrafo precedente. Quindi le caratteristiche dei foto-elettroni, nel momento in cui vengono emessi dalla griglia, sono quelle descritte nella tabella 11 di questo capitolo.

In assenza di deflessione, per un canale di una data lunghezza (distanza tra la griglia acceleratrice ed il rivelatore) e per una data tensione  $V_2$  dell'elettrodo centrale della lente, sono state registrate le caratteristiche del pacchetto di elettroni all'arrivo sul piano del rivelatore; i foto-elettroni per raggiungere il rivelatore percorrono  $200\text{mm}$  con  $V_2=-16\text{KV}$  (tabella 12),  $235\text{mm}$  con  $V_2=-15\text{KV}$  (tabella 13) e  $290\text{mm}$  con  $V_2=-14.5\text{KV}$  (tabella 14).

Nella seconda colonna delle tabelle 12, 13 e 14 è riportato l'allungamento temporale acquistato dal pacchetto di elettroni dopo  $4\text{cm}$  di propagazione, distanza tra la griglia catodica e l'asse del deflettore; poiché all'interno del sistema di deflessione la distribuzione temporale del pacchetto di elettroni viene convertita nella dimensione spaziale, tutto ciò che accade al pacchetto nella regione di *drift* -da questo punto in poi- non influenza la risoluzione temporale della streak camera. Così, il  $\Delta t$  viene registrato dopo soli  $4\text{cm}$ , mentre le altre grandezze (dispersione di energia e  $\Delta y$ ) vengono registrate all'arrivo sulla superficie del rivelatore, poiché la propagazione del pacchetto di elettroni all'interno del canale ne influenza l'evoluzione.

Energia del laser (eV)	$\Delta t$ dopo 4cm (fsec)	$E FWHM$ (eV)	$\Delta y$ ( $\mu\text{m}$ )
3.09	153	6.25	125
4.64	202	7.10	152
6.18	189	6.41	122

Tabella 12 Parametri di un pacchetto di 1000 elettroni per tre possibili armoniche del laser; l'allungamento temporale è stato registrato dopo 4cm di propagazione nella regione di deriva; mentre la dispersione di energia ed il  $\Delta y$  sono stati registrati dopo 200mm di propagazione, nel caso  $V_2=-16\text{KV}$ .

Energia del laser (eV)	$\Delta t$ dopo 4cm (fsec)	$E FWHM$ (eV)	$\Delta y$ ( $\mu\text{m}$ )
3.09	153	6.57	207
4.64	202	7.10	293
6.18	189	6.74	220

Tabella 13 Parametri di un pacchetto di 1000 elettroni per tre possibili armoniche del laser; l'allungamento temporale è stato registrato dopo 4cm di propagazione nella regione di deriva; mentre la dispersione di energia ed il  $\Delta y$  sono stati registrati dopo 235mm di propagazione, nel caso  $V_2=-15\text{KV}$ .

Energia del laser (eV)	$\Delta t$ dopo 4cm (fsec)	$E FWHM$ (eV)	$\Delta y$ ( $\mu\text{m}$ )
3.09	153	6.56	147
4.64	202	6.8	219
6.18	189	6.66	160

Tabella 14 Parametri di un pacchetto di 1000 elettroni per tre possibili armoniche del laser; l'allungamento temporale è stato registrato dopo 4cm di propagazione nella regione di deriva; mentre la dispersione di energia ed il  $\Delta y$  sono stati registrati dopo 200mm di propagazione, nel caso  $V_2=-14.5\text{KV}$ .

Lasciando inalterati il numero di elettroni, la distanza percorsa nella regione di deriva e l'energia media alla griglia, l'evoluzione del pacchetto nei tre casi considerati è influenzata dalla distribuzione di energia che questi hanno nel momento in cui vengono emessi dal fotocatodo (e quindi dalla distribuzione di energia della radiazione incidente e dal tipo di fotocatodo); è utile perciò valutare il  $\Delta t$  in funzione del  $\Delta E$  iniziale (tramite quest'ultimo si definisce anche la divergenza iniziale dei foto-elettroni, Equazione 2.3).

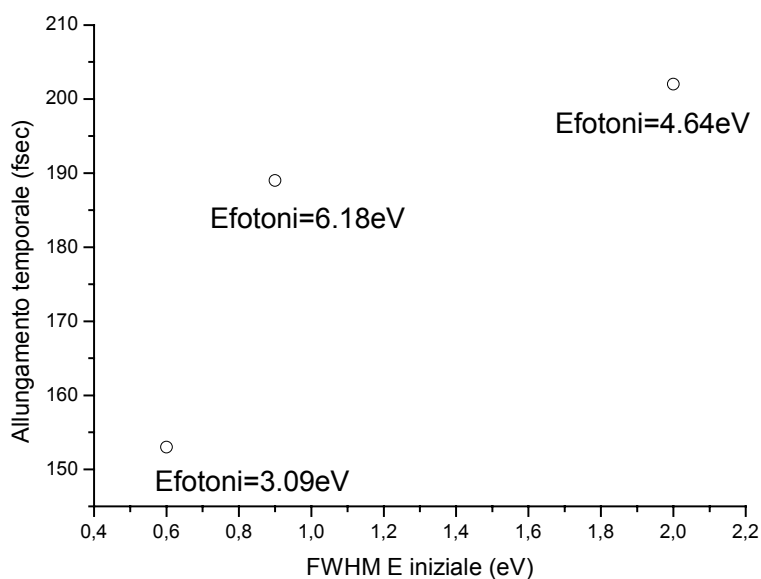


Figura 53 Allungamento temporale per 1000 elettroni, dopo 4cm, al variare della *FWHM* dell'energia iniziale e quindi dell'energia della radiazione incidente sul fotocatodo.

$V_2$ (KV)	Braccio (cm)	$\theta_{max}$ (mrad)	$V_{max}$ (V)
-16	16	$6.25 \times 10^{-1}$	1913
-15	19.5	$5.13 \times 10^{-1}$	1570
-14.5	25	$4 \times 10^{-1}$	1224

Tabella 15 Tensione dell'elettrodo centrale della lente di Einzel, braccio del sistema di deflessione, angolo di deflessione e tensione necessaria a deflettere un fascio di elettroni di dimensione  $\Delta y = 100 \mu\text{m}$  e di energia 20KeV. Si suppone che la risoluzione temporale sia 200fsec. La frequenza del deflettore è 5200MHz.

La lunghezza focale della lente di Einzel definisce anche la distanza tra il deflettore ed il rivelatore, cioè il braccio di deflessione. Dall'Equazione 1.2 si vede che se il braccio diminuisce, deve aumentare l'angolo di deflessione, perciò la tensione  $V_{max}$ . Nei tre casi sviluppati si ottengono i valori della tabella 15.

Come già accennato, se si colloca il sistema di focheggiamento dopo il deflettore, l'effetto di quest'ultimo è smorzato. Nelle possibili configurazioni sviluppate: se la tensione dell'elettrodo centrale della lente di Einzel è  $V_2=-16KV$ , la lunghezza focale della lente è circa 100mm e l'effetto di deflessione viene smorzato di circa  $\frac{1}{2}$ ; se  $V_2=-15KV$ , la focale è di 135mm e l'effetto del deflettore è diminuito di un fattore 0.37; nel caso di  $V_2=-14.5KV$ , la focale è 190mm e si ha uno smorzamento della deflessione di 0.26. Quindi, per lasciare inalterato il potere di deflessione dell'intero sistema, bisogna considerare un aumento della tensione di deflessione.

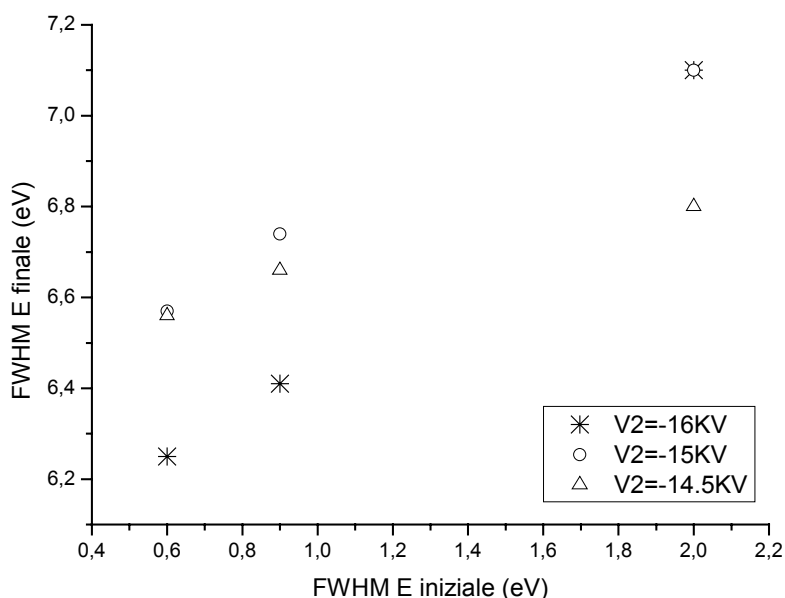


Figura 54 Andamento della dispersione di energia all'arrivo sul rivelatore in funzione della dispersione di energia alla griglia acceleratrice, per alcune tensioni dell'elettrodo centrale della lente di Einzel.

La terza colonna delle tabelle contiene la *FWHM* della distribuzione di energia dei fotoelettroni; questa è legata alla distribuzione di energia dei fotoelettroni così come vengono emessi dal fotocatodo, sulla quale si può agire cambiando la lunghezza d'onda della

radiazione incidente ed il materiale di cui è costituito il fotocatodo. Inoltre è aumentata durante la propagazione dalla repulsione esercitata dagli elettroni: numero di elettroni del pacchetto e distanza percorsa agiscono su questo incremento.

Nel tentativo di ottenere una stima dell'effetto del  $\Delta E$  sullo sfocamento dell'immagine sono state sviluppate alcune simulazioni. E' stata presa in considerazione una radiazione incidente di lunghezza d'onda  $\lambda_I=400\text{nm}$  ed un pacchetto di 1000 elettroni di energia media 20KeV. Dalla Equazione 4.3 si vede che sull'aberrazione cromatica agisce il  $\Delta E$  e la divergenza di ingresso, perciò sono stati presi in considerazione questi fattori e trascurati tutti gli altri (carica spaziale e distribuzione temporale).

Per un fascio che ha una dispersione di energia con una  $FWHM=6.25\text{eV}$ , su un percorso di 200mm la lente di Einzel con  $V_2=-16\text{KV}$  non ha fatto registrare alcun  $\Delta y$ ; nel caso di una lente con  $V_2=-14.5\text{KV}$ , con focale maggiore, dopo 290mm, il  $\Delta y$  causato da divergenza e dispersione di energia è risultato essere sotto i  $10\mu\text{m}$ .

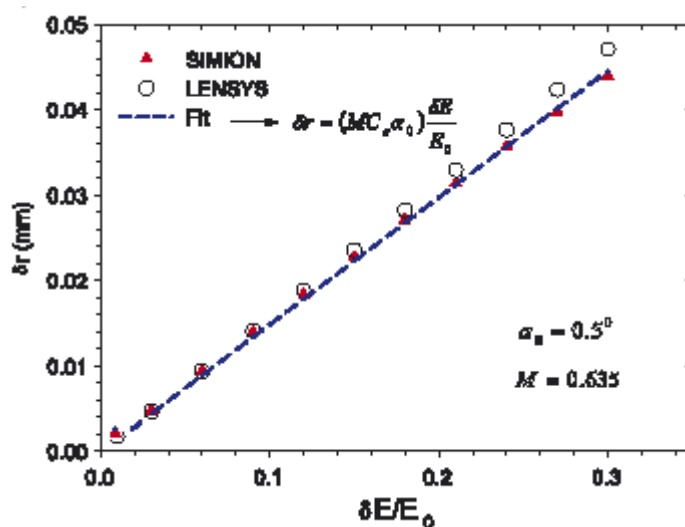


Figura 55 Disco di aberrazione cromatica  $\delta r$  in funzione del rapporto  $\Delta E/E$  ottenuto tramite simulazioni con Simion e con un secondo programma, Lensys<sup>105</sup>.

D'altro canto, dal confronto con i dati riportati in letteratura, si può desumere che in questo caso gli effetti del  $\Delta E$  possono essere trascurati. L'aberrazione cromatica è proporzionale all'angolo di ingresso del fascio di elettroni ed al rapporto  $\Delta E/E$ : dai risultati delle simulazioni della pubblicazione 105, nella quale l'angolo di ingresso del fascio di elettroni è  $0.5^\circ$ , si può

dedurre che per  $\Delta E/E \sim 10^{-4}$  e per un ingrandimento 1, il disco di aberrazione dell'immagine sia di circa  $4\mu\text{m}$ ; alla stessa conclusione si può arrivare dal confronto con la referenza 152 (estratta dalla pubblicazione 151 ed adattata) che sviluppa il caso  $\Delta E/E \sim 10^{-2}$ .

Inoltre, ancora dal confronto con altri risultati pubblicati in questi articoli, per un angolo di ingresso di  $0.46^\circ$  si può ritenere trascurabile anche l'aberrazione sferica.

Infine l'ultima colonna delle tabelle 12, 13 e 14 contiene la dimensione in  $y$  dell'immagine della fenditura, quando l'altezza della fenditura è  $100\mu\text{m}$ . La scelta delle dimensioni della fenditura sul fotocatodo è dettata da considerazioni circa la risoluzione temporale del sistema: questa grandezza, infatti, insieme alla velocità di deflessione è uno dei parametri che influenzano la risoluzione temporale della streak camera, Equazione 2.10.

Questi primi risultati hanno dimostrato che il sistema di focheggiamento della FASTEST-CAM può essere realizzato tramite lenti elettrostatiche, scelte in genere nei cannoni elettronici<sup>111</sup>. Queste, rispetto a quelle magnetiche, hanno dimensioni maggiori il che comporta un diametro del canale della streak camera maggiore, capace quindi di contenere anche altri componenti. In generale, comunque, le lenti magnetiche vengono utilizzate in presenza di correnti maggiori e con elettroni veloci (con energie sopra i  $5\text{MeV}$ ) per i quali le lenti elettrostatiche richiederebbero campi elettrici maggiori<sup>124</sup>. Ma, poiché le aberrazioni risultano maggiori nel caso di lenti elettrostatiche<sup>104</sup>, il focheggiamento magnetico<sup>162,54</sup> può essere preferito.

In alternativa, il sistema di focheggiamento potrebbe essere realizzato tramite lenti quadrupolari magnetiche o elettriche<sup>163,164</sup>, usualmente utilizzate nel trasporto del fascio lungo le linee degli acceleratori oppure nei microscopi, la cui azione convergente è ottenuta mediante campi quadrupolari trasversali alla direzione del fascio; oppure tramite due lenti elettrostatiche cilindriche, l'una perpendicolare all'altra: la prima lente, detta temporale, foceggia il fascio nella direzione perpendicolare alla fenditura di ingresso, cioè nella direzione in cui avviene la deflessione dell'immagine ed agisce, quindi, sulla risoluzione temporale della streak camera. La seconda lente foceggia nella direzione spaziale e quindi è utilizzata per trasportare fino al rivelatore la lunghezza della fenditura<sup>165</sup>. Questa configurazione è spesso adottata quando le dimensioni della fenditura (cioè altezza e lunghezza) sono molto diverse tra loro.

### 5.3. Distanza tra fotocatodo e griglia di 0.1mm

Un campo elettrico tra fotocatodo e griglia pari a 20KV/mm può essere ottenuto applicando una tensione di 20KV su una distanza di 1mm, ma anche una tensione di 2KV su 0.1mm.

In questo ultimo caso gli elettroni uscenti dalla griglia hanno energia 2KeV; questo implica che la tensione dell'elettrodo centrale della lente di Einzel, necessaria per focalizzare gli elettroni, possa essere diminuita ed inoltre influenza la propagazione del pacchetto nella regione di deriva.

Per valutare gli effetti di questa nuova configurazione iniziale in Simion sono state sviluppate alcune simulazioni; considerando una delle possibili armoniche del laser FLAME,  $\lambda_l=400\text{nm}$ ,  $E_\gamma=3.09\text{eV}$  (tabella 9), nella tabella che segue sono riportati i risultati sull'intero percorso del pacchetto di elettroni, a partire dalla griglia fino a raggiungere il sistema di deflessione (4cm) e poi il piano del rivelatore. Con elettroni di energia 2KeV, è sufficiente una tensione  $V_2=-1810\text{V}$  per trasportare il fascio sul piano del rivelatore posto a  $L=290\text{mm}$  dalla griglia catodica.

$\vec{E}=20\text{KV/mm}$	Alla griglia acceleratrice			Nella regione di drift		
	$\Delta t$ (fsec)	$E$ FWHM (eV)	$\Delta y$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta t$ dopo 4cm (fsec)	$E$ FWHM (eV)	$\Delta y$ ( $\mu\text{m}$ )
$d=0.1\text{mm}$ $E_e=2\text{KeV}$	160	0.60	2.5	952	5.70	158
$d=1\text{mm}$ $E_e=20\text{Kev}$	149	0.59	8	153	6.56	147

Tabella 16 Risultati ottenuti per un pacchetto di 1000 elettroni accelerati da un campo di 20KV/mm su una distanza tra fotocatodo e griglia di 0.1mm e che si propagano poi nella regione di *drift*. Il  $\Delta t$  è stato registrato dopo 4cm, la dispersione di energia ed il  $\Delta y$  dopo 290mm, sotto l'azione di una lente di Einzel il cui elettrodo centrale è tenuto a tensione  $V_2=-1810\text{V}$ .

Questi dati vanno confrontati con quelli ottenuti nella regione compresa tra fotocatodo e griglia acceleratrice della tabella 11 e con quelli ottenuti nella regione di deriva nel caso la lunghezza del canale sia 290mm, della tabella 14, entrambe di questo capitolo. Applicando lo stesso campo elettrico di 20KV/mm su 0.1mm anziché su 1mm, i foto-elettroni sono meno

energetici e quindi l'allungamento temporale dell'impulso aumenta, mentre la dispersione di energia resta invariata. La variazione del  $\Delta y$  registrato all'arrivo sulla griglia catodica, invece, è legata al valore dell'energia degli elettroni alla griglia, cioè alla tensione della griglia (tramite l'Equazione 2.4 per il  $\theta_f$ ) ed alla distanza lungo la quale il fascio si espande, che è stata ridotta di 1/10.

La differenza sostanziale nasce nell'allungamento temporale che il pacchetto subisce nella regione di drift: il  $\Delta t$  passa da 153fsec a 952fsec, infatti l'allungamento temporale del fascio legato alla carica spaziale aumenta nel caso di elettroni poco energetici.

Nel caso di elettroni meno energetici, inoltre, diminuisce anche la tensione necessaria a deflettere gli elettroni (Equazione 1.2).

### 5.4. Campo elettrico tra fotocatodo e griglia di 30KV/mm

Al contrario, nell'ipotesi di riuscire a progettare e produrre un sistema fotocatodo-griglia acceleratrice che sopporti un campo elettrico di 30KV/mm su una distanza di 1mm, senza produrre scariche elettriche (è necessario un sistema ad alto vuoto oppure l'utilizzo di tensioni impulsive<sup>160,166,167</sup>), si potrebbero ottenere prestazioni decisamente migliori. Infatti il  $\Delta t$  dopo 4cm di propagazione nella regione di deriva è diventato 82fsec.

In questo caso l'energia dei foto-elettroni aumenta, perciò deve aumentare la tensione della lente focalizzatrice, così come la tensione del sistema di deflessione (Equazione 1.2).

$d=1\text{mm}$	Alla griglia acceleratrice			Nella regione di drift		
	$\Delta t$ (fsec)	$E$ FWHM (eV)	$\Delta y$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta t$ dopo 4cm (fsec)	$E$ FWHM (eV)	$\Delta y$ ( $\mu\text{m}$ )
$E_e=30\text{KeV}$	77	0.55	6.1	82	4.33	122
$E_e=20\text{Kev}$	149	0.59	8	153	6.56	147

Tabella 17 Caratteristiche di un pacchetto di 1000 elettroni registrate alla griglia acceleratrice e nella regione di *drift*. La radiazione incidente ha energia  $E_\gamma=3.09\text{eV}$ ; il campo elettrico tra fotocatodo e griglia è di 30KV/mm su  $d=1\text{mm}$ ; la tensione dell'elettrodo centrale è  $V_2=-27\text{KV}$  ed il canale misura 290mm.

## Conclusioni e sviluppi

La streak camera è uno strumento capace di misurare l'andamento dell'intensità di un fenomeno in funzione del tempo oppure dello spazio. Le prestazioni, le caratteristiche e quindi le possibili applicazioni di questo strumento sono legate a molteplici e differenti parametri.

La risoluzione temporale di una streak camera:

$$\Delta t = \sqrt{\tau_{\Delta E}^2 + \tau_Q^2 + \tau_{TOB}^2 + \tau_{sweep}^2} \quad \text{Equazione 2.10}$$

è peggiorata dalla dispersione di energia, angolare e temporale che hanno gli elettroni quando vengono emessi dal fotocatodo e dagli effetti della carica spaziale. La velocità di deflessione  $v_{sweep}$ , la qualità del trasporto del fascio e le dimensioni della fenditura di ingresso ( $Y\omega$  è la *FWHM* dell'immagine della fenditura di ingresso come viene registrata in assenza di deflessione) influenzano la risoluzione temporale, invece, tramite la relazione:

$$\tau_{sweep} = \frac{Y\omega}{v_{sweep}} \quad \text{Equazione 2.11}$$

Con il software Simion 3-D è stata simulata l'evoluzione di un pacchetto di elettroni emessi dalla superficie di un fotocatodo, accelerati da una griglia e poi trasportati fino al rivelatore grazie a lenti elettrostatiche di Einzel. Si è visto che durante la propagazione il fascio subisce

un allungamento nella direzione del moto ed un allargamento trasversale che peggiorano la risoluzione della streak camera.

Nella regione compresa tra fotocatodo e griglia la deformazione dell'impulso è legata principalmente alle caratteristiche dei foto-elettroni, quali dispersione di energia e distribuzione angolare; nel caso di un pacchetto formato da 1000 elettroni emessi entro 20fsec ed accelerati da un campo elettrico di 20KV/mm, se la distribuzione di energia è una Gaussiana con  $FWHM=0.6\text{eV}$  e la divergenza angolare massima è pari a circa  $50^\circ$ , l'impulso si allunga di 150fsec e si allarga di  $8\mu\text{m}$ . Questo nonostante la regione tra fotocatodo e griglia sia piccola, dell'ordine del millimetro.

Per rendere minima la deformazione del fascio in questa regione si può scegliere un fotocatodo il cui potenziale di estrazione sia il più simile possibile all'energia della radiazione incidente, in modo che il  $\Delta E$  sia minimo. Oppure si può aumentare il campo applicato tra fotocatodo e griglia diminuendone la distanza.

All'uscita dalla griglia catodica gli elettroni vengono deflessi ed inviati sul rivelatore: in questa regione la deformazione del fascio è causata essenzialmente dalla carica spaziale. Per contrastare l'allargamento in questa regione si utilizzano lenti foceggiatrici, che hanno il compito di trasportare fedelmente l'immagine della fenditura sul piano del rivelatore. Considerando il pacchetto di 1000 elettroni, uscente dalla griglia con un  $\Delta t \sim 150\text{fsec}$ , dopo 10cm e cioè all'altezza del deflettore, l'allungamento temporale è pari a 519fsec. In questo caso, con un sistema di lenti di Einzel il cui elettrodo centrale è a tensione  $V_2=-16\text{KV}$ , l'allargamento spaziale sul piano del rivelatore, a 200mm dalla griglia catodica, è di circa  $25\mu\text{m}$ .

La deformazione che il fascio subisce durante la propagazione è proporzionale alla densità degli elettroni all'interno del pacchetto ed al quadrato della distanza che questi percorrono. Quindi, per minimizzare la deformazione del fascio, si può diminuire il numero di elettroni, anche se a discapito del rapporto segnale-rumore; oppure si può accorciare il cammino degli elettroni, antepoendo il deflettore al sistema di focalizzazione; in questo caso, però, l'azione del deflettore viene smorzata dalle lenti. Con questa modifica, se si pone il sistema di deflessione subito dopo la griglia catodica, l'allungamento che il fascio di elettroni subisce diventa di 153fsec, dopo aver percorso 4cm.

In conclusione, i risultati delle simulazioni discussi in questa tesi possono essere utili per valutare le grandezze che determinano le prestazioni di una streak camera e quindi diventano un'utile guida nella fase progettuale. Con ulteriori sviluppi della parte di programmazione, il software Simion consente di simulare anche la deflessione di particelle cariche tramite la radio frequenza; in questo modo si potrebbe simulare la propagazione del pacchetto di elettroni lungo l'intero percorso all'interno del canale di una streak camera: dall'emissione dalla superficie del fotocatodo, alla deflessione, al trasporto fino al rivelatore elettronico.



## **Il sistema SPARC-FLAME**

Il progetto PLASMONX<sup>168,169,170,171,1</sup> prevede l'installazione, entro il 2009, presso i Laboratori Nazionali di Frascati di un laser Ti:Sa, sincronizzato con il fascio di elettroni prodotto dal fotoiniettore di SPARC<sup>172,173,174,175,2</sup>, attualmente funzionante presso i LNF. Questo laser, chiamato FLAME, avrà caratteristiche uniche in termini di potenza, durata dell'impulso e flessibilità: basato sulla tecnica *chirped pulse amplification*, produrrà impulsi di lunghezza d'onda 800nm e durata 15-20fsec, con una potenza >300TW alla cadenza di 10Hz.

Un nuovo laboratorio è stato costruito accanto all'edificio che accoglie SPARC, l'interazione tra questi progetti sarà infatti molto stretta: la sincronizzazione tra FLAME ed il LINAC di SPARC costituirà una *facility* unica al mondo per l'accelerazione di *bunch* di elettroni tramite onde di plasma generate da impulsi laser ultra corti di elevata potenza e per lo sviluppo di una sorgente di radiazione X- $\gamma$  nel *range* 20-1000KeV basata sullo scattering Thomson.

La fecondità del progetto PLASMONX è testimoniata dalla nascita di altri progetti ad esso correlati, come MAMBO<sup>176</sup>, QFEL<sup>177</sup>, FAST<sup>178</sup>, BEATS<sup>179</sup> che mirano ad approfondire sperimentalmente diverse tematiche come lo sviluppo di FEL in regime quantistico, l'uso medicale e nella scienza dei materiali di radiazioni X-gamma monocromatiche e le tecniche avanzate di sincronizzazione al sub-picosecondo.

L'attuale freno nello studio dell'accelerazione di particelle ad energie sempre più elevate è costituito dalle dimensioni sempre maggiori delle macchine acceleratrici, ma l'avvento dei laser a Ti:Sa di grande potenza (centinaia di TeraWatt) ed impulsi ultra-corti (decine di femtosecondi) ha reso sempre più conveniente l'accelerazione laser degli elettroni nei plasmi. In effetti i plasmi non hanno un limite al massimo valore del campo elettrico accelerante, che può essere milioni di volte più intenso rispetto a quello degli acceleratori convenzionali

(limitati dalla soglia di *breakdown* dei materiali), in quanto in essi la ionizzazione della materia è già avvenuta. Così i campi elettrici associati alle onde elettroniche di plasma, che possono essere utilizzati per l'accelerazione di particelle, sono caratterizzati da una velocità di fase che può avvicinarsi quanto si vuole alla velocità della luce nel vuoto. Un'onda di plasma consiste in un'alterazione periodica spazio-temporale della densità elettronica del plasma ad opera della forza ponderomotrice (cioè la forza associata alla pressione di radiazione) esercitata dagli impulsi laser che si propagano nel plasma.

Quindi nella prima linea di ricerca di PLASMONX i grandi campi elettrici generati nel plasma prodotto da impulsi laser di 300TW verranno utilizzati per l'accelerazione, fino a velocità prossime alla velocità della luce, di *bunch* di particelle cariche prodotti dal LINAC ed iniettati nel plasma.

L'altra linea di ricerca di PLASMONX, che segue l'attuale tendenza di accorciare sia la lunghezza d'onda (verso la regione gamma) sia la durata degli impulsi (verso gli attosecondi, cioè  $10^{-18}$ sec) delle sorgenti di radiazione, svilupperà una sorgente X- $\gamma$  basata sullo scattering Thomson dei fotoni dell'impulso del laser FLAME da parte di *bunch* di elettroni ad alta energia prodotti da SPARC.

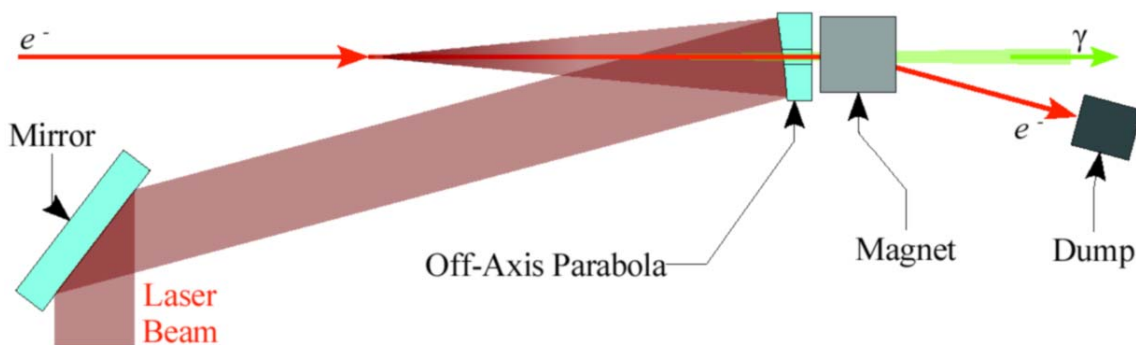


Figura 56 Schema dell'apparato sperimentale per la generazione di radiazione X accordabile in frequenza basata sullo scattering Thomson di fotoni ottici su pacchetti di elettroni relativistici<sup>169</sup>.

Il progetto SPARC è nato per lo sviluppo di esperimenti e studi per la produzione, la caratterizzazione ed il controllo di fasci di elettroni di elevata brillantezza; l'attività principale consiste nello sviluppo di un foto-iniettore ad alta brillantezza per guidare esperimenti SASE-FEL (*Self Amplification of Spontaneous Emission-Free Electron Laser*).

Il foto-iniettore di SPARC produce un fascio di elettroni di energia 150-200MeV, che, in moto ad energie relativistiche in un magnete onduttore, si comporta come il mezzo attivo in un laser: genera radiazione (inizialmente per emissione spontanea) il cui grado di coerenza aumenta interagendo con il fascio di elettroni. Lo scambio di energia tra la radiazione e gli elettroni produce una modulazione nella fase del fascio di elettroni determinando un impacchettamento sempre maggiore. L'emissione di radiazione (nella regione visibile-VUV) da parte di questa "super-particella" è estremamente elevata e coerente<sup>180</sup>.

Una buona parte del lavoro, di progettazione nonché sperimentale, consisterà nella sincronizzazione tra gli impulsi al femtosecondo del laser di FLAME ed i *bunch* di elettroni (di lunghezza 2-3psec) prodotti dal fotoiniettore di SPARC<sup>178</sup>. La sincronizzazione potrà essere ottenuta in due modi: adattando la frequenza dell'oscillatore al femtosecondo di FLAME (cambiando la lunghezza della cavità) con la radiofrequenza del LINAC oppure utilizzando per entrambi lo stesso oscillatore.

## **Lo scattering Thomson**

Lo scattering Thomson<sup>181,182,183</sup> di radiazione elettromagnetica da una particella carica è un processo nel quale  $n$  fotoni di energia  $E$  sono assorbiti da una particella carica che riemette un fotone di energia  $n \cdot E$ . Nel caso in cui la particella interagisca con un impulso laser di intensità relativistica, il moto della particella carica è relativistico e questa emette radiazione diffusa con un ampio spettro di armoniche della radiazione incidente (scattering Thomson non lineare).

I tre principali parametri dello scattering Thomson sono l'energia dell'elettrone  $\gamma_0$ , l'ampiezza di picco normalizzata dell'impulso laser  $a_0 = 8.5 \times 10^{-10} \sqrt{I \lambda^2}$  e l'angolo  $\alpha_L$  tra la direzione di propagazione dell'elettrone e l'impulso laser. Dall'ampiezza dell'impulso  $a_0$  dipende il momento trasferito dall'impulso laser all'elettrone, cioè il numero dei fotoni dell'impulso assorbiti dall'elettrone. Per un elettrone che si muova con energia  $\gamma_0 \gg 1$ , la radiazione diffusa è *shiftata* alla lunghezza d'onda<sup>169</sup>:

$$\lambda_x \cong \lambda \frac{1 - \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \alpha_L}$$

ed è collimata nella direzione di moto degli elettroni, entro un cono di apertura  $1/\gamma_0$ .

Tra le varie configurazioni, l'energia dei fotoni diffusi è massima nel caso di *backscattering* ( $\alpha_L = \pi$ ), cioè quando l'impulso laser si propaga in direzione antiparallela a quella degli elettroni ed, in questo caso:  $E_{Back} \sim 4\gamma_0^2 E_{Laser}$ , dove  $E_{Laser}$  è l'energia dei fotoni incidenti.

Si può stimare che nel processo di Thomson scattering di impulsi del laser FLAME ( $a_0=0.8$ ) da 1J di energia, il numero di fotoni prodotti per *shot* con un *energy spread* del 10% è circa  $10^9$ , corrispondenti a circa  $10^{10}$  fotoni/sec in regime di ripetizione di 10Hz.

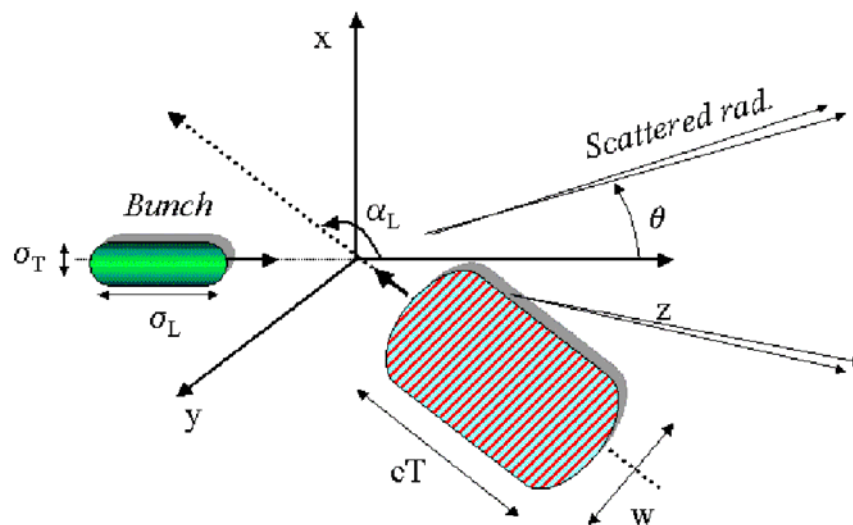


Figura 57 Geometria dello scattering Thomson di un impulso laser da parte di un *bunch* di elettroni<sup>169</sup>.



## Indice di figure e tabelle

### Capitolo 1

Figura 1 Livelli di energia per fotocatodi costituiti da $\text{Na}_2\text{KSb}$ (a) e da $\text{Na}_2\text{KSb}(\text{Cs})^{17}$ . L'aggiunta di Cesio, che è l'elemento con il minore potenziale di estrazione (2.14eV), abbassa l'affinità elettronica del fotocatodo rendendolo sensibile anche a radiazioni di energie minori.....	6
Tabella 1 Composizione e proprietà di alcuni fotocatodi, tra cui l'S20 <sup>18</sup> .	6
Figura 2 Distribuzione di energia cinetica dei foto-elettroni emessi da un fotocatodo S20 (a-f). lungo ciascuna curva è indicata l'energia della radiazione incidente <sup>8</sup> .	7
Tabella 2 Energia massima e minima e <i>FWHM</i> dei foto-elettroni, stimate per un fotocatodo multialcalino di tipo S20 <sup>8,9</sup> , illuminato con radiazione laser di lunghezza d'onda $\lambda_\gamma$ ed energia $E_\gamma$ . La divergenza massima con cui i foto-elettroni vengono emessi dalla superficie del fotocatodo è calcolata utilizzando l'Equazione 2.3 del capitolo 2.	8
$V_{\max} \sin(\omega t) \approx V_{\max} \omega \Delta t$ Equazione 1.1	8
$g_{\max} = \frac{V_{\max} 2\pi f \Delta t}{U} = \frac{\Delta y}{L}$ Equazione 1.2	9
$V_{\max} = \frac{g_{\max} U}{2\pi f \Delta t} \approx 1224 \text{ V}$ Equazione 1.3	9
Figura 3 Un pacchetto di elettroni di durata $\Delta t$ è deflesso di un angolo $\theta$ su una distanza $L$ , tramite un'onda sinusoidale di tensione di picco $V_{\max}$ . La deflessione avviene in direzione perpendicolare alla fenditura di ingresso.	10
Figura 4 Distribuzione del campo elettrico (modo fondamentale) all'interno della cavità risonante (di tipo WRD-500, di cui uno schema meccanico disegnato per la realizzazione si trova nell'appendice) e lungo la traiettoria del fascio.	10
Tabella 3 Riassunto delle principali caratteristiche della cavità risonante.	11

Figura 5 Diagramma a blocchi dell'elettronica di controllo del rivelatore a MCP ..... 13

*Capitolo 2*

Figura 6 Principio di funzionamento di una streak camera. I quattro impulsi luminosi, diversi per intensità, tempo di arrivo e posizione, vengono convertiti in elettroni dal fotocatodo e poi accelerati verso uno schermo di fosforo<sup>31</sup> ..... 16

$E_{\max} = h\nu - eW$       Equazione 2.1 ..... 17

Figura 7 Schema del processo di emissione di un foto-elettrone da un semiconduttore..... 17

$\Delta t_{\Delta E} = \frac{d}{qV} \sqrt{\frac{m}{2}} \frac{\Delta E_i}{\sqrt{E_i}}$       Equazione 2.2 ..... 17

$\Phi_{\max} = \arccos \sqrt{\frac{W}{E_{cin}}}$       Equazione 2.3 ..... 18

$\theta_f = \theta_i \sqrt{\frac{E_i}{E_f}}$       Equazione 2.4 ..... 18

$S_c = \frac{l_c}{l_y} (A/W)$       Equazione 2.5 ..... 19

$\eta = \frac{hc}{\lambda e} S_c = \frac{1240}{\lambda} S_c 100\%$       Equazione 2.6 ..... 20

Figura 9 Temporizzazione del circuito che spazzola gli elettroni sul fosforo<sup>31</sup> ..... 20

Figura 10 Disegno del sistema di deflessione. Due elettroni, separati da un intervallo di tempo  $\Delta t$  (risoluzione temporale), vengono deflessi dalla placche e raggiungono il rivelatore in due posizioni diverse, distanti tra loro  $\Delta y$  (risoluzione spaziale sullo schermo)<sup>41</sup> ..... 21

$V(t) = V_0 + k_{sweep} t$       Equazione 2.7 ..... 21

$$v_{sweep} = \frac{ek_{sweep}l}{mdv^2} \left( D + \frac{L}{2} \right) \quad \text{Equazione 2.8} \dots\dots\dots 21$$

Figura 11 Deflessione del bunch di elettroni realizzata tramite un campo a radiofrequenza<sup>43,49</sup>.  
 ..... 22

Figura 12 Schema di una streak camera con le placche deflettrici anteposte al sistema di focalizzazione: il fascio di elettroni viene deflesso e poi focalizzato<sup>54</sup>. La lente può essere posta prima del sistema di deflessione, a seconda del peso che la carica spaziale ha sull'allungamento dell'impulso. .... 23

$$\Delta t = \sqrt{\tau_{jitter}^2 + \tau_{\Delta E}^2 + \tau_Q^2 + \tau_{TOB}^2 + \tau_{sweep}^2} \quad \text{Equazione 2.10} \dots\dots\dots 23$$

$$\tau_{sweep} = \frac{Y\omega}{v_{sweep}} \quad \text{Equazione 2.11} \dots\dots\dots 24$$

$$res = \frac{SpotSize(pixel)}{NumeroTotPixel(pixel)} \cdot VerticalScale(psec) \quad \text{Equazione 2.12} \dots\dots\dots 25$$

### Capitolo 3

Figura 13 Esempio di *potential array* bidimensionale: in nero gli elettrodi, in verde i punti del progetto definiti non elettrodi. .... 29

Figura 14 Vista del menù di Simion per la definizione delle particelle del fascio. .... 30

Figura 15 *Capture* dello schermo con l'interfaccia del programma. Questa è la vista dell'area di lavoro di Simion al termine di una simulazione: in alto si vedono i pulsanti di controllo delle varie funzioni ed al centro la geometria 3-D degli elettrodi con il fascio di particelle. .... 31

Tabella 4 Allungamento temporale del fascio causato dalla repulsione tra gli elettroni, in funzione di  $n$ , della distanza e del campo elettrico tra fotocatodo e griglia. .... 33

Figura 16 Andamento dell'allungamento temporale in funzione del numero di elettroni del fascio, per differenti campi applicati tra fotocatodo e griglia<sup>73</sup>. Gli elettroni hanno

energia iniziale  $E_i=0.1\text{eV}$ ,  $\Delta E=0$ ,  $TOB=0$ , divergenza nulla e percorrono una distanza  $d=1\text{mm}$ ..... 34

Figura 17 Allungamento temporale di un fascio formato da  $n=2000$  elettroni, in funzione della tensione applicata, nel caso la distanza tra fotocatodo e griglia sia  $d=1\text{mm}$  e  $d=0.1\text{mm}$ <sup>73</sup>.  
..... 35

Figura 18 Andamento dell'allungamento temporale dell'impulso nella regione compresa tra il fotocatodo e la griglia, in funzione del numero di elettroni. La curva è stata ottenuta con un'interpolazione dei dati ricavati fino ad  $n=2000$ . Il campo elettrico applicato è  $20\text{KV/mm}$ , la distanza percorsa è  $d=1\text{mm}$ , gli elettroni hanno energia iniziale  $E_i=0.1\text{eV}$ ,  $\Delta E=0$ ,  $TOB=0$  e divergenza nulla. .... 36

$\Delta t_o = \frac{e^{1/2} m^{1/2} d^2 n}{\sqrt{2} \pi V^{3/2} \epsilon_0 r_b^2}$       Equazione 3.1 ..... 37

Figura 19 Rappresentazione grafica del modello<sup>89</sup> che descrive l'evoluzione del fascio di elettroni: a) impulso di elettroni, di lunghezza  $l$  e raggio  $r_b$ , (come esce dal fotocatodo); b) fronte dell'impulso che si propaga lungo l'asse  $z$ . .... 37

Figura 20 Allungamento temporale in funzione del numero di elettroni. La fenditura di ingresso è circolare ed ha un raggio  $r_b=1\text{mm}$ , gli elettroni percorrono una distanza  $d=1\text{mm}$ , sotto l'azione di un campo elettrico pari a  $10\text{KV/mm}$ . Le stelline rappresentano l'andamento secondo il modello teorico ed i cerchietti il risultato delle simulazioni ottenute con Simion. .... 38

Tabella 5 Allungamento temporale del fascio in funzione della distribuzione di energia iniziale degli elettroni. Il campo tra fotocatodo e griglia è  $10\text{KV/mm}$  e  $25\text{KV/mm}$ , la distanza  $d=1\text{mm}$  e  $d=0.1\text{mm}$ , gli elettroni hanno energia iniziale  $E_i=0.1\text{eV}$ . Nell'ultima colonna il caso di 1000 particelle uscenti da una fenditura circolare di raggio  $1\text{mm}$ , un campo di  $10\text{KV/mm}$  su  $d=1\text{mm}$ . .... 40

Figura 21 Allungamento temporale in funzione dello spread di energia iniziale degli elettroni, per diversi valori di tensione applicata alla griglia e distanza tra fotocatodo e griglia. ... 41

Figura 22 Andamento dell'allungamento temporale in funzione della tensione applicata tra fotocatodo e griglia. I dati ottenuti con Simion sono stati confrontati, con un buon accordo, con quelli ottenuti per un fotocatodo di CsI<sup>115</sup>. ..... 42

$$\Delta t_{\Delta E} = \frac{d}{qV} \sqrt{\frac{m}{2}} \frac{\Delta E_i}{\sqrt{E_i}} \quad \text{Equazione 3.2} \dots\dots\dots 42$$

Figura 23 Allungamento temporale in funzione dello spread di energia iniziale degli elettroni, per un fascio di elettroni che percorrono 1mm sotto l'azione di un campo di 20KV/mm. I cerchi rappresentano il risultato della simulazione ottenuta con Simion, gli asterischi invece rappresentano l'andamento secondo il modello teorico..... 43

Tabella 6 Valori del  $\Delta t$  al variare dell'angolo che le direzioni di propagazione degli elettroni formano con gli assi  $y$  e  $z$ , per un campo elettrico pari a 25KV/mm e 10KV/mm su  $d=1\text{mm}$  e  $d=0.1\text{mm}$ . ..... 44

Figura 24 Andamento dell'allungamento temporale dell'impulso in funzione della divergenza angolare (valore del semicono, uguale in azimuth ed in altezza) degli elettroni emessi dal fotocatodo, per diversi valori del campo elettrico fra fotocatodo e griglia ( $d=1\text{mm}$ ).  $E_i=0.1\text{eV}$ ,  $\Delta E_i=0\text{eV}$ ,  $TOB=0$ ..... 45

$$\theta_f = \theta_i \sqrt{\frac{E_i}{E_f}} = 0.3^\circ \quad \text{Equazione 3.3} \dots\dots\dots 45$$

Figura 25 Andamento dell'allungamento temporale dell'impulso per 1000 elettroni, in funzione della distribuzione temporale iniziale. In questo caso il campo elettrico è pari a 10KV/mm, ma il risultato per 25KV/mm è analogo. .... 46

Figura 26 Andamento dell'allungamento temporale in funzione della distribuzione temporale iniziale, per 1000 elettroni,  $d=1\text{mm}$ , 10KV/mm. .... 47

#### Capitolo 4

$$\Delta t = \Delta t_0 + Ct^2 \dots\dots\dots 49$$

Tabella 7 Allungamento temporale ed allargamento spaziale lungo l'asse  $y$ , dovuto alla carica spaziale, stimato per 500 e 1000 elettroni su distanze dalla griglia di 40mm e 100mm. .50

Figura 27 Allungamento temporale, dovuto alla carica spaziale, in funzione della distanza che gli elettroni percorrono ed al variare del numero di elettroni del pacchetto. Non ci sono lenti correttrici. L'allungamento temporale dell'impulso aumenta all'aumentare del numero di elettroni del fascio e della distanza che questi percorrono.....51

Figura 28 Allargamento spaziale dovuto alla carica di 100 elettroni; sono state registrate le coordinate  $y$  e  $z$  sul piano di partenza (start), fenditura  $z=0.5\text{mm}$   $y=0.1\text{mm}$ , e sul piano del rivelatore (splat), dopo 340mm. I valori delle  $z$  sono in millimetri per poter apprezzare i micron delle  $y$ . In questo caso, per poter fare una stima dell'allargamento a colpo d'occhio, la distribuzione degli elettroni alla partenza non è uniforme, ma simmetrica. ....51

Figura 29 Allungamento temporale dell'impulso nella regione di drift, in funzione del numero di elettroni. L'andamento fino a 10000 elettroni è stato ottenuto con un'interpolazione dei dati ottenuti con un fascio formato da 1000 elettroni. La distanza percorsa è  $L=10\text{cm}$ , gli elettroni hanno energia iniziale  $E_i=20\text{KeV}$ ,  $\Delta E=0$ ,  $TOB=0$  e divergenza nulla. ....52

$$\Delta t_Q = \frac{e^{1/2} m^{1/2} L^2 n}{4\sqrt{2}\pi V^{3/2} \epsilon_0 r_b^2} \quad \text{Equazione 4.1} \dots\dots\dots 53$$

Figura 30 Allungamento temporale in funzione della distanza percorsa da un pacchetto di 1000 elettroni. La fenditura di ingresso è circolare ed ha un raggio  $r_b=1\text{mm}$ , l'energia iniziale degli elettroni è 20KeV. Le stelline rappresentano l'andamento secondo il modello teorico, mentre i cerchi il risultato delle simulazioni ottenute con Simion. .53

Figura 32 Componente della velocità lungo l'asse  $y$  e divergenza del fascio durante la propagazione nella regione di drift, fino a percorrere 200mm. L'aumento di  $V_y$  e della divergenza sono dovuti alla repulsione reciproca tra gli elettroni.....56

Figura 33 Azione focalizzante di alcuni tipi di lenti elettrostatiche; gli ultimi due casi rappresentano la traiettoria di un fascio di elettroni attraverso le lenti di Einzel quando

$V_2 > V_1$ e quando $V_2 < V_1$ . Questa figura riportata in letteratura <sup>127</sup> , può essere confrontata con le traiettorie ottenute con Simion della figura 36. ....	58
Figura 34 Distribuzione del potenziale e del campo elettrico all'interno del canale: a partire dalla griglia acceleratrice ed all'interno di una lente di Einzel; in alto il caso con $V_2 < V_1$ ed in basso il caso con $V_2 > V_1$ . In entrambi i casi il campo elettrico va a zero appena la lente finisce.....	59
Figura 35 Andamento della velocità e dell'accelerazione di un fascio di elettroni che viaggia all'interno di una lente di Einzel con $V_2 < V_1$ e poi con $V_2 > V_1$ .....	60
Figura 38 Simulazione sviluppata con Simion. Layout tridimensionale del fascio di particelle focalizzato da una lente di Einzel.....	62
Figura 39 Sistema di focheggiamento del fascio con una lente di Einzel. La tensione dell'elettrodo centrale è $V_2=25\text{KV}$ , il diametro delle lenti è $D=50\text{mm}$ , la lunghezza del canale è $400\text{mm}$ .....	63
Figura 40 Andamento della distanza focale delle lenti in funzione della tensione applicata all'elettrodo centrale, per tre diversi diametri delle lenti <sup>141</sup> . ....	63
Figura 41 Sistema di focheggiamento del fascio di elettroni tramite lenti di Einzel. La tensione dell'elettrodo centrale è $V_2=-14.5\text{KV}$ , il diametro delle lenti è $D=25\text{mm}$ e la lunghezza del canale è $290\text{mm}$ .....	64
Figura 42 Sistema di focheggiamento del fascio. La lunghezza totale del canale è circa $290\text{mm}$ . In a) e b) il diametro delle lenti è $25\text{mm}$ . Nel caso c) le lenti hanno un diametro pari a $50\text{mm}$ .....	65
Tabella 8 Parametri di un pacchetto di 1000 elettroni per una delle possibili armoniche del laser all'arrivo sulla griglia acceleratrice e poi allungamento temporale finale, dopo $10\text{cm}$ e $4\text{cm}$ nella regione di deriva. L'intervallo di tempo con cui i foto-elettroni arrivano alla griglia, diventa il <i>Time Of Birth</i> dei foto-elettroni che si propagano nella regione di drift. ....	66

Figura 43 Variazione della dimensione in $y$ della fenditura di ingresso al variare della distanza tra griglia e rivelatore (gli elettroni si propagano lungo l'asse $x$ ), misurata per alcuni valori della tensione $V_2$ .....	68
Figura 44 Layout del sistema di focheggiamento per diversi valori di $V_2 < 0$ . Al diminuire della tensione il fuoco si avvicina e la dimensione $y$ dell'immagine della fenditura sul piano del rivelatore ( $x=290\text{mm}$ ) aumenta. ....	69
Figura 45 Layout del sistema di focheggiamento per diversi valori di $V_2 < 0$ . Al diminuire della tensione il fuoco si avvicina e la dimensione $y$ dell'immagine della fenditura sul piano del rivelatore ( $x=290\text{mm}$ ) aumenta. ....	70
Figura 46 Dimensione $y$ dell'immagine della fenditura sul piano del rivelatore al variare del numero di elettroni del pacchetto; la tensione dell'elettrodo centrale è $V_2 = -16\text{KV}$ , la distanza tra la griglia ed il piano del rivelatore è $200\text{mm}$ . ....	71

$d_c = C_c \frac{\Delta E}{E} \text{sen} \alpha_i$	Equazione 4.3.....	72
--	--------------------	----

Figura 47 Le figure vanno lette da sinistra in senso orario. Coefficiente di aberrazione cromatica e sferica per lenti di Einzel nel caso di $V_2 > V_1$ (Accel) e $V_2 < V_1$ (Decel); le dimensioni delle lenti sono descritte nella referenza 146. Aberrazione sferica (a) e cromatica (b) rappresentata graficamente grazie a Simion nel caso di lenti costituite da due elementi <sup>105</sup> . Effetto della dispersione di energia e della divergenza sulle aberrazioni cromatica (b) e sferica (c); i fasci di elettroni partono da nove diversi punti con direzioni iniziali che descrivono coni concentrici <sup>125</sup> . ....	73
---	----

## Capitolo 5

Tabella 9 Valori massimo, minimo e $FWHM$ dell'energia dei foto-elettroni, stimati per un fotocatodo multialcalino di tipo S-20 <sup>7,8</sup> , illuminato con radiazione laser di lunghezza d'onda $\lambda_\gamma$ ed energia $E_\gamma$ . La divergenza iniziale massima è stata calcolata utilizzando l'Equazione 2.3.....	77
---	----

Tabella 10 Risultati intermedi per 1000 elettroni che percorrono una distanza $d=1\text{mm}$ , sotto l'effetto di un campo elettrico di $10\text{KV/mm}$ e poi $20\text{KV/mm}$ . Nell'ultima colonna è	
---	--

riportato il $\Delta t$ legato rispettivamente alla repulsione reciproca tra gli elettroni, allo spread di energia (per $FWHM$ 0.6eV, 2eV, 0.9eV), alla divergenza angolare (il semicono è di 49.8°, 65.9° e 60°) ed infine alla distribuzione temporale che hanno i foto-elettroni quando vengono emessi dalla superficie del fotocatodo. ....	78
Figura 48 Andamento dell'allungamento temporale in funzione della tensione applicata alla griglia acceleratrice. Sono messi in evidenza i contributi di ciascun fattore e l'effetto totale sul $\Delta t^{159}$ . E' stato simulato un fascio di 1000 elettroni che si propagano su una distanza $d=1\text{mm}$ , con divergenza angolare distribuita uniformemente entro un semicono di 49.8°, energia $E_i=0.25\text{eV}$ , $FWHM=0.6\text{eV}$ e $TOB=20\text{fsec}$ .....	79
Tabella 11 Risultati finali: nelle prime due colonne sono riportate le caratteristiche del pacchetto di elettroni nel momento in cui vengono emessi dal fotocatodo; nelle ultime colonne ci sono i dati registrati all'arrivo sulla griglia: al $\Delta y$ sono stati sottratti i 100 $\mu\text{m}$ di partenza della fenditura. E' stato simulato un fascio di 1000 elettroni sottoposti ad un campo accelerante di 10KV/mm, prima tabella, e 20KV/mm, seconda tabella.....	80
Figura 49 Allungamento temporale dell'impulso al variare del campo elettrico tra fotocatodo e griglia, per le tre lunghezze d'onda considerate. ....	81
Figura 50 Distribuzione temporale e dell'energia cinetica all'arrivo sulla griglia acceleratrice per un pacchetto di 1000 elettroni. Campo elettrico 20KV/mm, $d=1\text{mm}$ . Sviluppo del primo caso: energia Gaussiana con $FWHM=0.6\text{eV}$ e media=0.75eV, divergenza angolare distribuita uniformemente entro un semicono di 49.8° e $TOB=20\text{fsec}$ . ....	82
Figura 51 Distribuzione angolare in azimuth ed altezza all'arrivo sulla griglia per un pacchetto di 1000 elettroni. Sviluppo del primo caso.....	82
Figura 52 Distribuzione spaziale in $z$ ed $y$ all'arrivo sulla griglia per un pacchetto di 1000 elettroni. Sviluppo del primo caso.....	83
Tabella 12 Parametri di un pacchetto di 1000 elettroni per tre possibili armoniche del laser; l'allungamento temporale è stato registrato dopo 4cm di propagazione nella regione di deriva; mentre la dispersione di energia ed il $\Delta y$ sono stati registrati dopo 200mm di propagazione, nel caso $V_2=-16\text{KV}$ . ....	85

- Tabella 13 Parametri di un pacchetto di 1000 elettroni per tre possibili armoniche del laser; l'allungamento temporale è stato registrato dopo 4cm di propagazione nella regione di deriva; mentre la dispersione di energia ed il  $\Delta y$  sono stati registrati dopo 235mm di propagazione, nel caso  $V_2=-15KV$ . ..... 85
- Tabella 14 Parametri di un pacchetto di 1000 elettroni per tre possibili armoniche del laser; l'allungamento temporale è stato registrato dopo 4cm di propagazione nella regione di deriva; mentre la dispersione di energia ed il  $\Delta y$  sono stati registrati dopo 200mm di propagazione, nel caso  $V_2=-14.5KV$ . ..... 85
- Figura 53 Allungamento temporale per 1000 elettroni, dopo 4cm, al variare della *FWHM* dell'energia iniziale e quindi dell'energia della radiazione incidente sul fotocatodo. .... 86
- Tabella 15 Tensione dell'elettrodo centrale della lente di Einzel, braccio del sistema di deflessione, angolo di deflessione e tensione necessaria a deflettere un fascio di elettroni di dimensione  $\Delta y=100\mu m$  e di energia 20KeV. Si suppone che la risoluzione temporale sia 200fsec. La frequenza del deflettore è 5200MHz. .... 86
- Figura 54 Andamento della dispersione di energia all'arrivo sul rivelatore in funzione della dispersione di energia alla griglia acceleratrice, per alcune tensioni dell'elettrodo centrale della lente di Einzel. .... 87
- Figura 55 Disco di aberrazione cromatica  $\delta r$  in funzione del rapporto  $\Delta E/E$  ottenuto tramite simulazioni con Simion e con un secondo programma, Lensys<sup>105</sup>. .... 88
- Tabella 16 Risultati ottenuti per un pacchetto di 1000 elettroni accelerati da un campo di 20KV/mm su una distanza tra fotocatodo e griglia di 0.1mm e che si propagano poi nella regione di drift. Il  $\Delta t$  è stato registrato dopo 4cm, la dispersione di energia ed il  $\Delta y$  dopo 290mm, sotto l'azione di una lente di Einzel il cui elettrodo centrale è tenuto a tensione  $V_2=-1810V$ . .... 90
- Tabella 17 Caratteristiche di un pacchetto di 1000 elettroni registrate alla griglia acceleratrice e nella regione di drift. La radiazione incidente ha energia  $E_\gamma=3.09eV$ ; il campo elettrico tra fotocatodo e griglia è di 30KV/mm su  $d=1mm$ ; la tensione dell'elettrodo centrale è  $V_2=-27KV$  ed il canale misura 290mm. .... 91

*Il sistema SPARC-FLAME*

Figura 56 Schema dell'apparato sperimentale per la generazione di radiazione X accordabile in frequenza basata sullo scattering Thomson di fotoni ottici su pacchetti di elettroni relativistici<sup>169</sup> ..... 97

$$\lambda_x \cong \lambda \frac{1 - \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \alpha_L} \dots\dots\dots 98$$

Figura 57 Geometria dello scattering Thomson di un impulso laser da parte di un bunch di elettroni<sup>169</sup> ..... 99



**Bibliografia**

1. <http://www.Inf.infn.it/acceleratori/plasmonx>
2. <http://www.Inf.infn.it/acceleratori/sparc>
3. P. Michelato et al., “*R&D activity on high QE alkali photocathodes for RF guns*”, IEEE 1996.
4. A. Burrill et al., “*Multi-alkali photocathode development at Brookhaven National Lab for application in supeconducting photoinjectors*”, PAC 2005.
5. K. Scheidt and G. Naylor, “*500fs steak camera for UV-hard x-rays in 1KHz accumulating mode with optical -jitter free- synchronization*”, DIPAC 1999.
6. A. H. Sommer, “*Photoemissive Marerials*”, New York Wiley, 1968.
7. K. Kinoshita et al., “*Femtosecond streak tube*”, Rev. Sci. Instrum. 58, 932-938, 1987.
8. C. Ghosh, “*Photoemission and optical processes in multialkali photocathodes*”, Phys. Rev. B 22, 4, 1980.
9. V. P. Beguchevt, I. A. Shefovot and A. L. Musatovt, “*Optical and photoemissive properties of multi-alkali photocathodes*”, J. Phys. D: Appl. Phys. 26, 4499-4502, 1993.
10. Y. Wang, R. Downey, S. W. Harmer, P. D. Townsend and A. J. Cormack, “*Dark current and sensitivity measurements for structured S20 photocathodes*”, J. Phys. D: Appl. Phys. 39, 4341–4352, 2006.
11. S.W. Harmer, R. Downey, Y. Wang, P.D. Townsend, “*Variation in optical constants between photocathodes*”, Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. A 564, 439–450, 2006.
12. S. Hallensleben, S.W. Harmer, P.D. Townsend, “*Optical constants for the S20 photocathode, and their application to increasing photomultiplier quantum efficiency*” Opt. Commun. 180, 89–102, 2000.
13. R. J. Brooks, J. R. Howorth, K. McGarry, J. R. Powell and C.L. Joseph, “*Experimental data on the reflection and transmission spectral response of photocathodes*”, Proc. SPIE, Vol. 6660, 666013, 2007.
14. S. Harmer, S. Hallensleben, P.D. Townsend, “*Realisation of 50% quantum efficiency from photomultiplier Cathodes*”, Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. B 166-167, 798-803, 2000.
15. P. Michelato, “*Photocathodes for RF photoinjectors*”, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A 393, 455-459, 1997.

16. R. Holtom, G. Pp Hopkinsf. and P. M. Gundry, “*Surface studies of multialkali antimonide (S20 /S25) photocathodes*”, J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 12, 1979.
17. L. Galan and C. W. Bates Jr, “*Structure of multialkali antimonide photocathodes studied by x-ray photoelectron spectroscopy*”, J. Phys. D: Appl. Phys. 14, 293-299, 1981.
18. C. D’Ambrosio, H. Leutz, “*Hybrid photon detectors*”, Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. A 501, 463–498, 2003.
19. A. E. Huston and K. Helbrough, “*The synchroscan picosecond streak camera*”, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A 298, 287-293, 1980.
20. K. Scheidt, “*Review of streak cameras for accelerators: features, applications and results*”, EPAC 2000.
21. A. M. Di Lellis, 3Cube MINI DPU, Selected for SERENA experiment for ESA BepiColombo Mission, 2004.
22. <http://www.hamamatsu.com/>
23. <http://www.photek.co.uk/support/TechnicalNotes/00082312StreakCameraTubes13-06-06.pdf>
24. [http://www.slac.stanford.edu/econf/C0604032/talks/SNIC\\_Feng2.pdf](http://www.slac.stanford.edu/econf/C0604032/talks/SNIC_Feng2.pdf)
25. A. Mens, “*A picosecond X-ray camera*”, Endeavour, New Series Vol. 16, No.2, pp. 74-79, 1992.
26. <http://hep.fi.infn.it/ol/samuele/didactics/oscilloscopio.pdf>
27. <http://dipastro.astro.unipd.it/esfis2/oscilloscopio.pdf>
28. Y. Tsuchiya, “*Advances in streak camera instrumentation for the study of biological and physical processes*”, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 20, issue 12, pp. 1516-1528, 1984.
29. A. V. Smirnov et al., “*Picosecond streak camera application in experiments on optical tomography of biological media*”, Proc. SPIE Vol. 2513, p. 1077-1080, 1995.
30. A. Maksimchuk et al., “*Signal averaging x-ray streak camera with picosecond jitter*”, Rev. Sci. Instrum. 67, 697-699, 1996.
31. [http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/catsandguides/e\\_streakh.pdf](http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/catsandguides/e_streakh.pdf)
32. J. E. Clendenin et al., “*Generation of low emittance beams using III-V semiconductor photocathodes in an RF gun*”, SLAC-PUB 8355, 2000.
33. J. H. Han et al., “*Emission mechanism in a photocathode RF gun*”, Proceedings of the 2005 IEEE PAC 05.

34. Michele Merano, "*Picosecond cathodoluminescence*", Tesi di laurea in fisica, Università degli Studi di Milano, 2005; disponibile in rete all'indirizzo: [http://biblion.epfl.ch/EPFL/theses/2005/3206/EPFL\\_TH3206.pdf](http://biblion.epfl.ch/EPFL/theses/2005/3206/EPFL_TH3206.pdf)
35. A. Gahlmann et al., "*Ultrashort electron pulses for diffraction, crystallography and microscopy: theoretical and experimental resolutions*", Phys. Chem. Chem Phys. 10, 2894-2909, 2008.
36. J.E. Clendenin and G. A. Mulhollan, "*High Quantum Yield, Low Emittance Electron Sources*", ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop, Quantum Aspects of Beam Dynamics, 1998.
37. [www.photonis.com/upload/industryscience/pdf/pmt\\_docs/ABCH-2.pdf](http://www.photonis.com/upload/industryscience/pdf/pmt_docs/ABCH-2.pdf)
38. [http://sales.hamamatsu.com/assets/applications/ETD/pmt\\_handbook\\_complete.pdf](http://sales.hamamatsu.com/assets/applications/ETD/pmt_handbook_complete.pdf)
39. Knoll G.F., *Radiation detection and measurement*, John Wiley & Sons Inc., New York 1989.
40. Hyuk Park, "*The development of femtosecond electron diffraction for direct measurements of ultrafast atomic motions*", dissertation submitted to the Department of Physics in partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Philosophy, Florida State University, College of Arts and Science, 2006; disponibile in rete all'indirizzo: [http://etd.lib.fsu.edu/theses/available/etd-12132005-134923/unrestricted/Park\\_Dissertation.pdf](http://etd.lib.fsu.edu/theses/available/etd-12132005-134923/unrestricted/Park_Dissertation.pdf)
41. <http://wps.aw.com/wps/media/objects/877/898586/topics/topic07.pdf>
42. A.V. Aleksandrov, N.S. Dikansky, V. Guidi, G.V. Lamanna, P.V. Logatchov, S.V. Shiyankov, L. Tecchio, "*Performance of a radio-frequency-based streak camera*", Proceedings of the Particle Accelerator Conference, 1999.
43. T. Toda, K. Irie and Y. Nemoto, "*Measurements of phase bunching in electron linacs by RF deflector*", Jap. J. Appl. Phys. 8, 1535-9, 1969.
44. P. A. Bak et al., "*Status of a radio-frequency-based streak camera with sub-ps resolution*", Laser and Particle Beams, vol. 19, Issue 01, p.105-109, 2001.
45. V. Guidi et al., "*A proposal for a radio-frequency-based streak camera with time resolution less than 100 fs*", Meas. Sci. Technol. 6, 1555-1556, 1995.
46. X. J. Wang et al., "*Femto-second electron beam diffraction using photocathode RF gun*", PAC 2003, 420, 2003.
47. A. Margaryan et al., "*Radio frequency picosecond phototube*", Nucl. Instrum. And Meth. A 566, 321-326, 2006.

48. S. Majewski, A. Margaryan and L. Tang, “*Proposal for Cherenkov time of flight Technique with picosecond resolution*”, e-Print Archive: physics/0508040, 2005.
49. S. Kashiwagi, K. Kobayashi, R. Kato, G. Isoyama, A. Saeki, Y. Matsui, J. Yang, N. Kudo, M. Washio, H. Hayano, M. Kuriki, “*Femtosecond bunch length measurement using the RF deflector*“, EPAC 2004.
50. P. Chen, R. Dy and D. Yu, “*Geometry optimization of DC/RF photoelectron gun*”, PAC 2005.
51. R. L. Holtzapple, “*Experimental technique for the CESR streak camera*”, CBN1-2, 2000.
52. [http://www-als.lbl.gov/als/science/sci\\_archive/161streakcamera.html](http://www-als.lbl.gov/als/science/sci_archive/161streakcamera.html)
53. J.Feng et. al., “*Ultrafast x-ray streak camera development for the study of ultrafast magnetization dynamics*” Proc. SPIE 5920, 592009, 2005.
54. J. Qiang, J.M. Byrd, J. Feng and G. Huang, “*X-ray streak camera temporal resolution improvement using a longitudinal time-dependent field*”, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, in press.
55. M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, and R. W. Falcone, “*X-ray streak camera with 2 ps response*”, Appl. Phys. Lett. 56, pp. 1948-1950, 1990.
56. J. Liu, J. Wana, B. Shan, C. Wang, Z. Chang, “*Multishot accumulation x-ray streak camera with subpicosecond temporal resolution*”, Lasers and Electro-Optics, 1584-1585, 2003.
57. J. Feng et al., “*An x-ray streak camera with high spatio-temporal resolution*”, Appl. Phys. Lett. 91, 134102, 2007.
58. T. Hara, Y. Tanaka, H. Kitamura, T. Ishikawa, “*Observation of hard x-ray pulses with a highly sensitive streak camera*”, Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. A, 467-468, p. 1125-1128, 2001.
59. G. M. Lankhuijzen, L. D. Noordam, “*Atomic streak camera*”, Optics Communications 129, Issue 5-6, p. 361-368, 1996.
60. G. Naylor et al., “*A sub-picosecond accumulating streak camera for x-rays*”, Meas. Sci. Technol. 12, p1858-1864, 2001.
61. M. Krasilnikov, “*Impact of the cathode roughness on the emittance of an electrode beam*”, FEL Proc. 2006.
62. [www.lasa.mi.infn.it/WSPhotocathodes/uploaded-files/sem-thermal-emittance-ii/WSHQE2006\\_MK.ppt](http://www.lasa.mi.infn.it/WSPhotocathodes/uploaded-files/sem-thermal-emittance-ii/WSHQE2006_MK.ppt)

63. A.M. Tron T. Gorlov, “*Photocathode roughness impact on photogun beam characteristics*”, Proceedings of EPAC 2006.
64. M. Labat, L. Cassinari, M. E. Couprie, R. Nagaoka, D. Pédeau, “*Streak Camera Measurements of the SOLEIL Bunch Length*”, DIPAC 2007.
65. D. F. A. Winters et al., “*Electronic detection of charged particle effects in a penning trap*”, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. Volume 39, Number 14, pp. 3131-3143, 2006.
66. S. Collin, M. Merano, M. Gatri, S. Sonderegger, P. Renucci, J.-D. Ganière, and B. Deveaud, “*Transverse and longitudinal space-charge-induced broadenings of ultrafast electron packets*”, J. Appl. Phys. 98, 9, 2005.
67. H. Niu and W. Sibbett, “*Theoretical analysis of space-charge effects in photocron streak cameras*”, Rev. Sci. Instrum. 52 (12), 1981.
68. A. Janzen et al., “*A pulsed electron gun for ultrafast electron diffraction at surfaces*”, Rev. Sci. Instrum. 78, 013906, 2007.
69. S. D. Kraft et al., “*A high resolution time-of-flight mass spectrometer for the detection of ultracold molecules*”, e-Print Archive: physics/0504079v4, 2007.
70. J. R. Dwyer et al., “*Femtosecond electron diffraction: making the molecular movie*”, Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A 364, 741, 2006.
71. E. K. Wayne et al., “*Ultrafast electron microscopy in materials science, biology and chemistry*”, J. Appl. Phys. 97, 111101, 2005.
72. J. Siwick, J. R. Dwyer, R. E. Jordan, and R. J. D. Miller, “*Ultrafast electron optics: Propagation dynamics of femtosecond electron packets*”, J. Appl. Phys. 92, 1643, 2002.
73. Bao-Liang Qian and Hani E. Elsayed-Ali, “*Electron Pulse Broadening Due to Space Charge Effects in a Photoelectron Gun for Electron Diffraction and Streak Camera Systems*”, J. Appl. Phys. 91, no1, 462-468, 2002.
74. J. Cao, Z. Hao, H. Park, C. Tao, D. Kau, and L. Blaszczyk, “*Femtosecond electron diffraction for direct measurement of ultrafast atomic motions*”, Appl. Phys. Lett. Vol. 83, 5, 2003.
75. L. Qian and H. E. Elsayed-Ali, “*Comment on Ultrafast electron optics: Propagation dynamics of femtosecond electron packets*”, J. Appl. Phys. 94, 803, 2003.
76. Bao-Liang Qian and Hani E. Elsayed-Ali, “*Acceleration element for femtosecond electron pulse compression*”, Phys. Rev. 65, 046502, 2002.
77. J. Siwick, J. R. Dwyer, R. E. Jordan, and R. J. D. Miller, “*Response to Comment on Ultrafast electron optics: Propagation dynamics of femtosecond electron packets*”, J. Appl. Phys. 94, 807, 2003.

78. F. H. Read and N. J. Browning, “*The contributions of stochastic coulomb interactions and collective space-charge field aberrations to spatial spreading in charged particle projection systems*”, *Microelectronic Engineering* 73–74, pp. 97–105, 2004.
79. Y. Cui et al., “*Experimental study of energy spread in a space-charge dominated electron beam*”, PAC 2003.
80. J. Yang et al., “*Development of femtosecond photocathode RF gun*”, Proc. Annual Meeting of Particle Acc. Soc. Of Japan, 2007.
81. J. Yang et al., “*Femtosecond electron beam dynamics in photocathode accelerator*”, PAC 2007.
82. P.W. Hawkes, “*Computer-aided design in electron optics*”, *Computer-Aided Design*, Volume 5, Issue 4, p200-214, 1973.
83. S. Humphries Jr., “***Charged particle beam***”, Department of Electrical and Computer Engineering, University of New Mexico, 2002.
84. SIMION 8.0, Scientific Instrument Services Inc., <http://www.simion.com>
85. D. Cubric et al., “*Comparison of FDM, FEM and BEM for electrostatic charged particle optics*”, *Nucl. Instrum. And Meth. In Phys. Res. A* 427, 357-362, 1999.
86. M. W. Forbes, M. Sharifi, T. Croley, Z. Lausevic and R. E. March, “*Simulation of Ion Trajectories in a Quadrupole Ion Trap: A Comparison of Three Simulation Programs*”, *J. Mass Spectrom.* 34, 1219-1239, 1999.
87. B. X. Han, R. F. Welton, M. P. Stockli, N. P. Luciano, and J. R. Carmichael, “*Evaluation and utilization of beam simulation codes for the SNS ion source and low energy beam transport development*”, *Review of Scientific Instrument* 79, 02B904, 2008.
88. D. C. Weisser et al., “*Novel matching lens and spherical ionizer for a cesium sputter ion source*”, *Pramana J. Phys.* 59, 997-1002, 2002.
89. A. D. Appelhans, “*Simion ion optics simulations at atmospheric pressure*”, *Int. J. of Mass Spectr.* 244, 1-14, 2005.
90. W. Ulf et al., “*Ion trajectory calculations for a quadrupole-ion-trap reflection-time-of-flight hybrid instrument: effect of the initial RF-phase and the trapping time on an ion bunch produced from a molecular beam*”, *Mass Spectr.* 10, 473-477, 1996.
91. E. Munro et al., “*Simulation software for designing electron and ion beam equipment*”, *Microelectronic Engineering* 83, 994-1002, 2006.

92. I. V. Veryovkin, W. F. Calaway, M. J. Pellin, “*A Virtual Reality Instrument: Near-Future Perspective of Computer Simulations of Ion Optics*”, Nucl. Instr. and Meth. A, Vol. 519, 1-2, p. 363-372, 2004.
93. S. P. Mollen, “*Design and first operation of the electrostatic storage ring, ELISA*“, disponibile in rete all'indirizzo: <http://www.isa.au.dk/facilities/elisa/THZ01A.pdf>
94. M. Ulu, O. Sise and M. Dogan, “*Optimizing the performance of an electron gun design followed by lenses and apertures*”, Rad. Phys. Chem. 76, p. 636-641, 2007.
95. K. Blaum et al., “*Properties and performances of a quadrupole mass filter used for resonance ionization mass spectrometry*”, Int. J. Mass Spectrom. 181, 67, 1998.
96. C. Marinach et al., “*Simulation of ion beam and optimization of orthogonal tandem ion trap/deflector time-of-flight mass spectrometry*”, Int. J. Mass Spectr. 213, p. 45-62, 2002.
97. I. V. Veryovkin, Ch. Y. Chen, W. F. Calaway, M. J. Pellin, T. Lee, “*Computer Simulation of Time-of-Flight Mass Spectrometers: Calculations of Mass Spectra and Spatial Distributions of Ions*”, Nucl. Instr. and Meth. A, Vol. 519, 1-2, p. 345-352, 2004.
98. S. D. Kraft et al., “*Formation of ultracold LiCs molecules*”, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 39 S993-S1000, 2006.
99. C. R. Arkin, D. A. Laude, “*Collision induced ion ejection in an FTICR trapped-ion cell*”, Journal of the American Society for Mass Spectrometry, 16 (3), pp. 422-430, 2005.
100. C. M. Lock and E. W. Dyer, “*Simulation of ion trajectories through a high pressure radio frequency only quadrupole collision cell by Simion 6.0*”, Rapid Commun. Mass Spectrom. 13, 422-431, 1999.
101. D. E. Austin, D. Cruz, M. G. Blain, “*Simulations of ion trapping in a micrometer-sized cylindrical ion trap*”, J. Am. Soc. Mass Spectrom., 17, 430-441, 2006.
102. O. Sise et al., “*Multi-element cylindrical electrostatic lens system for focusing and controlling charged particles*”, Nucl. Instrum. And Meth. in Phys. Res. A 554, 114-131, 2005.
103. I. C. Dowker et al., “*Aberration of an electrostatic three-cylinder system used to simultaneously focus and deflect charged particle*”, Nucl. Instrum. And Meth. in Phys. Res. A 363, 54-58, 1995.
104. M. Bernheim, “*Evaluation of aberration of immersion objective lenses in relation to electron emission microscopy*”, Eur. Phys. J. Appl. Phys. 36, 193-204, 2006.

105. O. Sise et al., “*Aberration coefficients of multi-element cylindrical electrostatic lens system for charged particle beam applications*”, Nucl. Instrum. And Meth. in Phys. Res. A 573, 329-339, 2007.
106. R. R. Julian, S. R. Mabbett, M. F. Jarrold, “*Ion funnels for the masses: Experiments and simulations with a simplified ion funnel*”, Journal of the American Society for Mass Spectrometry, 16 (10), pp. 1708-1712, 2005.
107. G. Wu, R. Graham Cooks, Z. Ouyang, M. Yu, W. J. Chappell, W. R. Plass, “*Ion trajectory simulation for electrode configurations with arbitrary geometries*”, J. Am. Soc. Mass Spectrom. 17, 1216–1228, 2006.
108. <http://math.fullerton.edu/mathews/n2003/RungeKuttaMod.html>
109. E. Hairer, C. Lubich and M. Roche, “*The Numerical Solution of Differential-Algebraic Systems by Runge-Kutta Methods*”, Lecture Notes in Math. 1409, Springer, Berlin 1989.
110. D. J. Bradley et al., “*Direct linear measurement of ultrashort light pulses with a picosecond streak camera*”, Opt. Commun. 2, 391, 1971.
111. M. Aeschlimann, E. Hull, J. Cao, C. A. Schmuttenmaer, L. G. Jahn, Y. Gao, H. E. Elsayed-Ali, D. A. Mantell, and M. R. Scheinfein, “*A picosecond electron gun for surface analysis*”, Rev. Sci. Instrum. 66 (2), 1995.
112. Z.Chang et al., “*Demonstration of sub-picosec X-Ray Streak Camera*”, Appl. Phys. Lett. 69, pp. 133-135, 1996.
113. Mahendra Man Shakya and Zenghu Chang, “*Achieving 280 fs resolution with a streak camera by reducing the deflection dispersion*”, Appl. Phys. Lett. 87, 041103, 2005.
114. K. Kumar and R. F. Thumwood, “*Effect of photon energy on the modulation transfer function of the proximity-focused image tube*”, J. Phys. E: Sci. Instrum. 5, 536-538, 1972.
115. [www-esg.lbl.gov/Conferences&Meetings/umdetectorsync/umdetectvgs/Streakcamera.ppt](http://www-esg.lbl.gov/Conferences&Meetings/umdetectorsync/umdetectvgs/Streakcamera.ppt)
116. R. Brooks et al., “***Wavelength-dependent resolution and electron energy distribution measurements of image intensifiers***”, Proceedings of the SPIE, Volume 6294, pp. 62940, 2006.
117. B. L. Henke, J. Liesegang, and S. D. Smith, “*Soft-x-ray-induced secondary-electron emission from semiconductors and insulators: models and measurements*”, Phys. Rev. B 19, 3004-3021, 1979.
118. G. Huang et al., “*Modeling of ultrafast streak camera*”, EPAC 2006.

119. Bryan W. Reed, “*Femtosecond electron pulse propagation for ultrafast electron diffraction*”, J. Appl. Phys. 100, 034916, 2006.
120. H. E. Ives et al., “*The Distribution in Direction of Photoelectrons from Alkali Metal Surfaces*”, Phys. Rev. 32, 57, 1928.
121. R. Clauberg and A. Blacha, “*High electron density effects in electron spectroscopies: consequences for picosecond photoemission and electron-beam sampling*”, J. Appl. Phys. 65, 4095-4106, 1989.
122. S. Passlack, S. Mathias, O. Andreyev, D. Mittnacht, M. Aeschlimann, and M. Bauer, “*Space charge effects in photoemission with a low repetition, high intensity femtosecond laser source*”, J. Appl. Phys. 100, 024912, 2006.
123. Bradley J. Siwick, Jason R. Dwyer, Robert E. Jordan, R.J. Dwayne Miller, “*Femtosecond electron diffraction studies of strongly driven structural phase transitions*”, Chem. Phys. 299, 285–305, 2004.
124. K. J. Hanszen and R. Lauer, “*Focusing of Charged Particles*”, A. Septier, Ed. New York: Academic, 1967, ch. 2.2.
125. O. Sise, D. J. Manura and M. Dogan, “*Exploring focal and aberration properties of electrostatic lenses through computer simulation*”, Eur. J. Phys. 29, 1165–1176, 2008.
126. J. A. Arnaud, “*Analogy between optical rays and nonrelativistic particle trajectories: a comment*”, Am. J. Phys. 44 1067–9, 1979.
127. J. W. Gewartowski, H. A. Watson, “*Principles of Electron Tubes*”, Princeton, NJ: D. Van Nostrand Co., 1965.
128. P. W. Hawkes, “*Charged -Particle Optics*”, CNRS, Toulouse, France.
129. J. Orloff, “*Handbook of Charged Particle Optics*”, CRC Press, Boca Raton, 1997.
130. K. Kurihara, “*Low-aberration Einzel lens for a focused-ion-beam system*”, Jap. J. Appl. Phys. 24, 225-230, 1985.
131. J. Orloff and L. W. Swanson, “*An asymmetric electrostatic lens for field- emission microprobe applications*”, J. Appl. Phys. 50, 2494, 1979.
132. A. Adams and F. H. Read, “*Electrostatic cylinder lenses II: three element Einzel lens*”, J. Phys. E: Sci. Instrum. 5, 1972.
133. G. Liebmann, “*Measured properties of strong “unipotential” electron lenses*”, Proc. Phys. Soc. B 62, 213-228, 1949.
134. <http://www.unifenas.br/radiologia/biblioteca/principles/chap06.pdf>
135. R. R. A. Syms et al., “*Two-dimensional microfabricated electrostatic Einzel lens*”, Sensors and Actuators A 107, 285-295, 2003.

136. Y. C. Kim et al., "*Effects of Einzel lens structure in microcolumn*", Jpn. J. Appl. Phys. 43, pp. 3728-3730, 2004.
137. J. Atulasimha et al., "*MEMS assembly of an electrostatic Einzel lens*", disponibile in rete all'indirizzo:  
[http://www.ece.umd.edu/class/enee605.F2004/grp/Group\\_3\\_Final\\_Report.pdf](http://www.ece.umd.edu/class/enee605.F2004/grp/Group_3_Final_Report.pdf)
138. H. Matsuda, H. Daimon, L. Tóth and F. Matsui, "*Approach for simultaneous measurement of two-dimensional angular distribution of charged particles. III. Fine focusing of wide-angle beams in multiple lens systems*", Phys. Rev. E 75, 046402, 2007.
139. K. Kinoshita et al., "*Femtosecond synroscan streak tube*", Jpn. J. Appl. Phys. 41, 389-392, 2002.
140. Omer Sise, Melike Ulu and Mevlut Dogan, "*Characterization and modeling of multi-element electrostatic lens systems*", Rad. Phys. Chem. Vol. 76, p593-598, 2007.
141. L. Tiago, R. Varlei, "*Simulacro do potencial eletrico e da trajetoria de ions em lentes eletrostaticas usando o programa Simion*", XV Congresso de Iniciacao Cientifica, 2007.
142. K. Shimizu and H. Kawakatsu, "*Design chart of electrostatic three-aperture lenses*", J. of Phys. E: Sci. Instrum. 7, 472-476, 1974.
143. K. Shimizu, "*Determination of the optimum electrode shape of electrostatic Einzel lenses*", Jap. J. Appl. Phys. 22, 1623-1626, 1982.
144. S. O. Kang, Y. Seo and G. S. Cho, "*Aberration characteristics of Einzel lenses*", J. Korean Phys. Soc. 25, 450-454, 1992.
145. G. H. N. Riddle, "*Electrostatic Einzel lenses with reduced spherical aberration for use in field-emission guns*", J. Vac. Sci. Technol. 15, 857-860, 1978.
146. J. Szep and M. Szilagy, "*A novel approach to the synthesis of electrostatic lenses with minimized aberrations*", IEEE Transactions on Electron Devices 35, 1988.
147. P.W. Hawkes, B. Lencová, "*Studies on the asymptotic cardinal elements and aberration coefficients*", Optik 113, 78-82, 2002.
148. D. Olson and M. Szilagy, "*Chromatic aberration of three-cylinder electrostatic lenses*", Rev. Sci. Instrum. 63, 3339-3345, 1992.
149. M. Szilagy, "*Electrostatic lenses with very small spherical aberration*", Appl. Phys. Lett. 49, 767-769, 1986.
150. G. F. Rempier, "*Unipotential elctrostatic lenses: paraxial properties and aberrations of focal length and focal point*", J. Appl. Phys. 57, 2385-2401, 1985.

151. Th. Schmidt et al., “*XPEEM with energy-filtering: advantages and first result from the SMART project*”, Surface Review and Letters 9, 223-232, 2002.
152. [http://www.diss.fu-berlin.de/diss/servlets/MCRFileNodeServlet/FUDISS\\_derivate\\_000000002312/02\\_Chapter2.pdf](http://www.diss.fu-berlin.de/diss/servlets/MCRFileNodeServlet/FUDISS_derivate_000000002312/02_Chapter2.pdf)
153. F.H. Read, “*Electrostatic cylinder lenses III: three-element asymmetric voltage lenses*”, J. Phys. E: Sci. Instrum. 5, p. 156-160, 1971.
154. T. Hara et al., “*Performance of a CsI photocathode in a hard x-ray streak camera*”, Rev. Sci. Instrum. 71, 3624-3626, 2000.
155. J. Yang et al., “*Femtosecond photocathode electron gun*”, EPAC 2008.
156. [www.Photonis.com/upload/industryscience/pdf/pmt\\_docs/ABCH-1.pdf](http://www.Photonis.com/upload/industryscience/pdf/pmt_docs/ABCH-1.pdf)
157. J. H. Han and M. Krasilnikov, “*Secondary electron emission in a photocathode RF gun*”, Phys. Rev. ST Accel. Beams 8, 033501, 2005.
158. R. Sheperd et al., “*Characteristics of an ultrafast x-ray streak camera*”, Proc. SPIE Vol. 2278, p. 78-84, X-Ray and UV Detectors, Richard B. Hoover; Mark W. Tate Eds., 1994.
159. C. Bonté, M. Harmand, F. Dorchie et al., “*High dynamic range streak camera for subpicosecond time-resolved x-ray spectroscopy*”, Rev. Sci. Instrum. 78, 043503, 2007.
160. P. A. Jaanimagi, “*Breaking the 100-fs barrier with a streak camera*”, Proceedings of the SPIE, Volume 5194, pp. 171-182, 2004.
161. H. Niu, W. Sibbett and M. R. Baggs, “*Theoretical evaluation of the temporal and spatial resolution of Photocron streak images tubes*”, Rev. Sci. Instrum. 53, 563-569, 1982.
162. [www.kentech.co.uk/Tutorials/RAL\\_talk\\_2000.pdf.zip](http://www.kentech.co.uk/Tutorials/RAL_talk_2000.pdf.zip)
163. T. F. Silva, M. L. Lopes, A. A. Malafronte, P. B. Rios, J. Takahashi, M. Martins, “*Magnetic quadruple lenses for the IFUSP microtron*”, EPAC 2004.
164. S. Okayama et al., “*Potential distribution and focal properties of electrostatic quadrupole lenses*”, J. Phys. E: Sci. Instrum. 11, pp. 211-216, 1978.
165. J. Kuba et al., “*Sub-picosecond streak camera measurements at LLNL: from IR to x-rays*”, Proc. SPIE, Vol. 5194, 183, 2004.
166. P. Gallant et al., “*Characterization of a sub-picosecond x-ray streak camera for ultra-short laser-produced plasma experiments*”, Rev. Sci. Instrum. 71, p.3627-3633, 2000.
167. K. Kinoshita, “*Streak tube having an arrangement for suppressing travel time spread of photoelectrons*”, U. S. Patent No. 5, 221, 836, 1993.

168. D. Giulietti, A. Macchi, “*Laser superintensi per tutti*”, Il Nuovo Saggiatore , Vol. 23, No. 3-4, p. 76, 2007.
169. D. Giulietti et al., “*Plasma acceleration and monochromatic x-ray production*”, Conceptual Design Report, 2005.
170. D. Alesini et al., “*The project PLASMONX for plasma acceleration experiments and a Thomson x-ray source at SPARC*”, PAC 2005.
171. D. Alesini et al. “*The PLASMONX project for advanced beam physics experiments*”, EPAC 2006.
172. D. Alesini et al., NIM-A 507, 345-349, 2003.
173. D. Alesini et al., “*Status of the SPARC project*”, PAC 2005.
174. <http://www.roma1.infn.it/exp/xfel/>
175. <http://www.lasa.mi.infn.it/progetti/presentazione-attivita-progetti-strategici-2009/CdS-Jul-2008-SPARC.pdf/view>
176. <http://www.uniss.it/istituti/matfis/mambo.html>
177. <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/f05/PAPERS/MOPP016.PDF>
178. Informazioni sul sito internet: <http://xray.ipcf.cnr.it/>
179. <http://www.lasa.mi.infn.it/progetti/presentazione-attivita-progetti-strategici-2009/BEATS.pdf>
180. <http://www.roma1.infn.it/workshop/2003/Mattioli.pdf>
181. P. Tomassini, A. Bacci, J. Cary, M. Ferrario, A. Giulietti, D. Giulietti, L. A. Gizzi, L. Labate, L. Serafini, V. Petrillo, and C. Vaccarezza, “*Linear and nonlinear Thomson scattering for advanced X-ray sources in PLASMONX*“, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 36, n.4, 2008.
182. P. Tomassini, A. Giulietti, D. Giulietti, and L. A. Gizzi, “*Thomson backscattering X-rays from ultra-relativistic electron bunches and temporally shaped laser pulses*”, Appl. Phys. B, Lasers Opt., vol. 80, no. 4/5, pp. 419–436, 2005.
183. E. Esarey, S. K. Ride, and P. Sprangle, “*Nonlinear Thomson scattering of intense laser pulses from beams and plasmas*”, Phys. Rev. E, Stat. Phys. Plasmas Fluids Relat. Interdiscip. Top., vol. 48, no. 4, p. 3003, 1993.