



Università del Salento

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI
Corso di Laurea in Fisica

TESI DI LAUREA TRIENNALE

**Elettronica veloce di lettura per un rivelatore al
diamante**

Laureando:

Emanuela Cianci

Matricola 10078496

Relatore:

Dott. Gabriele Chiodini

Prof. Marco Panareo

Dott. Stefania Spagnolo

Anno Accademico 2014-2015

Indice

Introduzione	1
1 Rivelatori a stato solido: il diamante	3
1.1 Caratteristiche del diamante	3
1.2 Funzionamento rivelatore	7
1.3 Formazione del segnale	9
2 Elettronica di lettura	15
2.1 Elettronica di front-end in esame	15
2.2 Accoppiamento del rivelatore all'elettronica	16
2.3 Analisi del circuito di amplificazione	18
3 Simulazione dell'elettronica di lettura	23
3.1 Polarizzazione dell'amplificatore	24
3.2 Risposta all'impulso di corrente	25
3.3 Risposta in frequenza	27
4 Analisi del rumore	31
4.1 Sorgenti di rumore	31
Conclusioni	37
Appendice	38
A Script utilizzato per il grafico della carica e della corrente indotta	39
Bibliografia	43

Elenco delle figure

1.1	Struttura del diamante	5
1.2	Schema di un rivelatore a stato solido.	7
1.3	Perdita d'energia in vari materiali in funzione del momento della particella carica ionizzante.	9
1.4	Schema di un tipico rivelatore a strip. L'andamento della corrente indotta sulla strip centrale è illustrato per tre traiettorie (a,b,c) della carica di ionizzazione.	11
1.5	Corrente di elettroni (curva verde), lacune (curva blu) e la somma di entrambe (curva rossa), in funzione del tempo.	12
1.6	Carica raccolta nel rivelatore da elettroni (curva verde), lacune (curva blu) e la somma di entrambe (curva rossa), in funzione del tempo.	14
2.1	Schema generale di un sistema d'acquisizione del segnale di un rivelatore di radiazione.	16
2.2	Configurazione del circuito	17
2.3	Schema equivalente del rivelatore a diamante.	17
2.4	Confronto tra accoppiamento in AC (figura a) ed accoppiamento in DC (figura b) tra sensore e preamplificatore.	18
2.5	Circuito d'amplificazione pluristadio per rivelatori al diamante.	19
2.6	Circuito equivalente dell'amplificatore di figura 2.5.	20
3.1	Analisi del punto di lavoro del circuito d'amplificazione.	24
3.2	Impulso in corrente che simula la risposta del rivelatore.	26
3.3	Segnale di corrente in uscita dallo stadio di preamplificazione (corrente di collettore di $Q3$) in corrispondenza del segnale d'ingresso di figura 3.2 nel dominio del tempo.	26
3.4	Segnale di corrente in uscita dallo stadio formatore (corrente di collettore di $Q2$) in corrispondenza del segnale in ingresso di figura 3.2 nel dominio del tempo.	27
3.5	Guadagno in tensione del circuito di amplificazione in funzione della frequenza.	28

3.6	Guadagno in corrente della rete (figura in alto) e sfasamento del segnale in corrente (figura in basso) in funzione della frequenza, per il circuito di amplificazione connesso al rivelatore.	29
4.1	Nello schema a sinistra è rappresentato il circuito equivalente del transistor $Q1$ con le sorgenti di rumore relative alle correnti di base e di collettore e il generatore equivalente di rumore termico correlato alla resistenza r_{bb} . Gli stadi successivi dell'amplificatore non sono rappresentati. Nello schema riportato a destra, utilizzato nel calcolo, si indicano invece le sorgenti di rumore del transistor mediante i corrispondenti generatori equivalenti di rumore in tensione all'ingresso.	33
4.2	Spettro della tensione di rumore in uscita dall'amplificatore in assenza del rivelatore. In ordinata l'unità di misura è nV/\sqrt{Hz} .	34
4.3	Segnale di tensione in uscita dall'amplificatore in corrispondenza di un segnale in ingresso prodotto dal rivelatore.	35
4.4	Spettro della tensione in uscita dall'amplificatore in presenza del rivelatore. Le unità di misura riportate in ordinata sono nV/\sqrt{Hz} .	36

Elenco delle tabelle

1.1	Configurazione elettronica del carbonio e del silicio.	4
1.2	Confronto di alcune delle caratteristiche del silicio e del diamante importanti nella loro applicazione come rivelatori.	6

Appendice

graphGeneratorCurrent.C	39
-------------------------	----

Introduzione

I rivelatori di particelle al diamante sono una grande promessa per i futuri esperimenti nella Fisica delle Alte Energie perché molto più resistenti ai danni da radiazione ionizzante, rispetto agli altri tipi di rivelatori tutt'ora utilizzati [1]. Prima di poter considerare l'uso del diamante per tali applicazioni è stato necessario attendere il consolidarsi di tecniche di produzione di questo tipo di materiale. Il processo noto come "*chemical vapor deposition*" (CVD), tecnica introdotta nel 1950, si è ormai affermato come metodo stabile e riproducibile di sintesi di diamante artificiale di alta qualità. Ciò ha reso il diamante un materiale candidato all'utilizzo nelle applicazioni relative alla rivelazione di radiazione.

Questo elaborato tratta nel primo capitolo, le caratteristiche fisico-chimiche del diamante, sottolineando quelle proprietà che gli consentono di essere considerato un materiale interessante per le nuove generazioni di rivelatori di vertice. Dopo aver ricordato brevemente il principio di funzionamento dei rivelatori a stato solido, si illustra un modello semplificato dei processi fisici coinvolti sufficiente a spiegare la durata e l'andamento del segnale prodotto in tali rivelatori quando sono attraversati da radiazione ionizzante. Questo segnale risulta estremamente veloce ma di ampiezza piccola (meno della metà rispetto a quello originato a parità di condizioni negli analoghi rivelatori al silicio) e pertanto richiede un preamplificatore tale da preservare le caratteristiche di risoluzione temporale. Nei capitoli successivi è stata analizzata una rete elettronica di front-end che permetta di trasmettere e amplificare in maniera opportuna il segnale in uscita dal rivelatore. In particolare, nel secondo capitolo è stato affrontato lo studio analitico della sola rete d'amplificazione e, nel capitolo successivo, si è affrontata l'analisi dell'intera rete attraverso lo studio della funzione di trasferimento del circuito di preamplificazione e attraverso le simulazioni dell'intero circuito, che consentono di studiare il

segnale in uscita in funzione del tempo e della frequenza, a partire da una forma d'onda tipica del segnale di corrente prodotto dalla radiazione ionizzante nel rivelatore. Nell'ultimo capitolo è stato valutato il rumore che la rete d'amplificazione produce all'uscita della elettronica di lettura, che sommandosi alla risposta al segnale di ingresso, ne deteriora le caratteristiche, limitando la risoluzione temporale del rivelatore. Nella conclusione infine è stata descritta un'applicazione del rivelatore al diamante ad alta risoluzione temporale in fase di studio per esperimenti di Fisica delle Alte Energie.

Capitolo 1

Rivelatori a stato solido: il diamante

Argomento di questo capitolo è il principio di funzionamento di un rivelatore a stato solido e le caratteristiche dei rivelatori a diamante sintetico. Questo tipo di rivelatore permette di ottenere un segnale di corrente di ampiezza proporzionale al numero di cariche libere prodotte per eccitazioni del mezzo, al passaggio di una particella carica ionizzante: tale quantità è correlata all'energia ceduta al mezzo. Il segnale di carica elettrica prodotto è facilmente utilizzabile per rivelare con precisione spaziale e temporale il passaggio della particella; pertanto, dispositivi di questo tipo sono usati in Fisica delle Alte Energie in esperimenti in cui si vuole ricostruire lo stato finale di una collisione mediante la rivelazione delle varie particelle prodotte e la misura delle loro caratteristiche cinematiche.

1.1 Caratteristiche del diamante

I materiali comunemente utilizzati nei rivelatori a stato solido sono di norma dei semiconduttori, quali il silicio e il germanio, in quanto necessitano di un'energia di ionizzazione molto bassa per produrre una coppia di portatori di carica liberi e pertanto garantiscono un'alta efficienza di rivelazione. Tuttavia, gli attuali rivelatori al silicio comunemente utilizzati come rivelatori di vertice presentano alcune limitazioni che richiedono lo sviluppo di nuove tecnologie per gli esperimenti futuri [2].

L'eccessiva dose di radiazione assorbita infatti determina il deterioramento della struttura cristallina inducendo difetti di superficie o di volume che causano un aumento del rumore intrinseco e un'elevata probabilità di cattura delle cariche libere. Questi impedimenti sono tali da compromettere l'efficienza in modo significativo. Una possibile soluzione è rappresentata dall'utilizzo di un nuovo materiale per la rivelazione: il diamante.

E' possibile effettuare una prima sommaria classificazione delle tipologie di diamante, distinguendo tra diamanti *naturali* e diamanti *artificiali*, o *sintetici*. Esistono diverse tecniche di produzione del diamante artificiale. Mentre il diamante naturale è monocristallino, il diamante prodotto artificialmente ha spesso, e a seconda dei modi di produzione, una struttura a grani, omogenei all'interno, che viene definita policristallina. Il tipo di substrato utilizzato come base per la successiva sintesi nei reattori di crescita influenza in modo importante le caratteristiche del diamante sintetico. In particolare, si parla di diamanti *omo* ed *etero-epitassiali* a seconda che il materiale del substrato sia diamante oppure no. I diamanti omoepitassiali risultano dalla deposizione di *film* di carbonio su substrati di diamante a singolo cristallo e replicano fedelmente la struttura cristallina di partenza producendo diamante monocristallino. Nel caso di crescita eteroepitassiale, gli atomi di carbonio depositati tendono a disporsi seguendo un ordine reticolare discontinuo, che produce una molteplicità di cristalli, ovvero di *grani* [3].

E' utile confrontare le proprietà fisico-chimiche del diamante con quelle del silicio, l'elemento attualmente più impiegato nei dispositivi elettronici e nei rivelatori a stato solido. Il diamante è una delle forme allotropiche del carbonio. Carbonio e silicio sono entrambi elementi che appartengono al IV gruppo della tavola periodica. La loro configurazione elettronica è indicata nella Tabella 1.1.

Elemento	Numero atomico	Configurazione
C	6	$1s^2 2s^2 2p^2$
Si	14	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2$

Tabella 1.1 Configurazione elettronica del carbonio e del silicio.

Essi, come tutti gli altri elementi appartenenti al IV gruppo, hanno quattro elettroni di valenza nella *shell* più esterna e ciò permette loro di formare quattro legami con i quattro atomi più vicini. Diamante e silicio rientra-

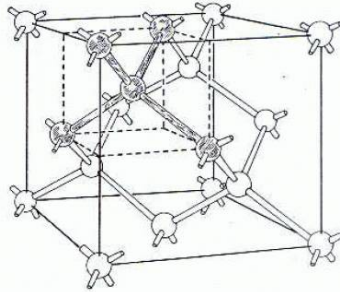


Figura 1.1 Struttura del diamante

no nella categoria dei solidi reticolari covalenti. Il diamante presenta una struttura in cui ciascun atomo di carbonio è circondato da una distribuzione tetraedrica di altri atomi simili, come rappresentato in figura 1.1.

Questa struttura molto stabile e compatta rende il diamante il materiale più duro e resistente conosciuto in natura; tale caratteristica si traduce in un'elevata resistenza al danneggiamento indotto da radiazioni. I livelli energetici del diamante sono formati dalla sovrapposizione degli orbitali ibridi sp^3 relativi ai legami covalenti; nel processo di formazione del reticolo cristallino del diamante, i livelli energetici degli elettroni che occupano tali orbitali formano 8 bande: 4 bande di conduzione (BC) e 4 bande di valenza (BV), queste ultime vuote, separate da una banda proibita (BG, band gap). Nel diamante, l'energia corrispondente a quest'ultima banda (E_g) è molto grande, pari a $E_g = 5.48$ eV, ad una temperatura di 300 K. Questo valore molto elevato implica che gli elettroni non possono essere trasferiti con facilità nella banda di conduzione; di conseguenza, il diamante risulta un ottimo isolante. Il silicio segue direttamente il carbonio nel gruppo IV A della tavola periodica ed ha una struttura a bande molto simile, caratterizzata da un'energia di gap $E_g = 1.3$ eV che ne determina il comportamento da semiconduttore. Dalla differenza dei valori dell'energia di gap (E_g) deriva una diversa risposta di questi materiali al passaggio di radiazione ionizzante. Una particella carica altamente energetica che attraversa il diamante deve cedere ≈ 13.6 eV della sua energia cinetica perché si produca una coppia elettrone-lacuna. Nel silicio sono sufficienti solo 3.6 eV [5]. Perciò, nello stesso spessore di materiale una particella ionizzante produce molte più cariche libere (elettroni in banda di conduzione e lacune in bande di valenza) nel silicio che nel diamante. Tut-

tavia nel silicio quella quantità di carica è una frazione irrisoria della carica libera presente per eccitazione termica a temperatura ambiente. Pertanto i rivelatori a silicio si basano sulla realizzazione di giunzioni p-n polarizzate inversamente in cui la regione di svuotamento è priva di cariche libere per effetto del campo elettrico applicati ai capi della giunzione. Nel diamante, invece, la carica libera prodotta dalle eccitazioni del mezzo non compete con il fondo termico e il campo elettrico nel rivelatore ha il solo scopo di separare ioni e lacune, determinandone il moto di deriva verso gli elettrodi. Inoltre nel diamante il valore molto alto di E_g si traduce in una corrente di buio ¹ molto bassa, che consente di utilizzare il rivelatore al diamante già a temperatura ambiente, mentre i rivelatori al silicio hanno spesso bisogno di un sistema di raffreddamento per limitare il rumore termico. Un'altra caratteristica importante per i rivelatori a stato solido è la mobilità delle cariche μ ; in generale, si vogliono mobilità alte per avere una risposta quanto più veloce possibile. Valori di mobilità dei portatori di carica nel diamante riportati in letteratura sono: $\mu_e = 1800 \text{ cm}^2/Vs$ per gli elettroni e $\mu_h = 2450 \text{ cm}^2/Vs$ per le lacune. Per il silicio invece, i valori sono più bassi; in particolare, $\mu_e = 1350 \text{ cm}^2/Vs$ per gli elettroni e $\mu_h = 480 \text{ cm}^2/Vs$ per le lacune: questi valori, insieme ad un elevato campo di breakdown ($E_{break} \leq 10^7 \text{ V/cm}$) ² e ad una bassa costante dielettrica $\epsilon_r = 5.7$, influenzano la velocità di risposta del rivelatore che permette d'avere segnali con tempi di salita molto rapidi e larghezza d'impulso piccola. Inoltre, una bassa costante dielettrica comporta un basso livello di rumore nel dispositivo [5]. Tali caratteristiche sono riassunte nella Tabella 1.2:

Elemento	E_g (eV)	μ_e (cm^2/Vs)	μ_h (cm^2/Vs)
Diamante	5.48	1800	2450
Silicio	1.124	1350	480

Tabella 1.2 Confronto di alcune delle caratteristiche del silicio e del diamante importanti nella loro applicazione come rivelatori.

¹Corrente di buio, o dark current, è quella corrente relativamente piccola, che scorre attraverso dispositivi fotosensibili, come un tubo fotomoltiplicatore, fotodiodo o charge-coupled device, anche quando nessun fotone sta attraversando il dispositivo. Fisicamente, la corrente di buio è dovuta alla generazione casuale di elettroni e lacune all'interno del dispositivo [4].

²Il campo di breakdown è l'intensità del campo che innesca un processo di moltiplicazione delle cariche e quindi da luogo a correnti di elevate intensità in materiali altrimenti buoni isolanti [4].

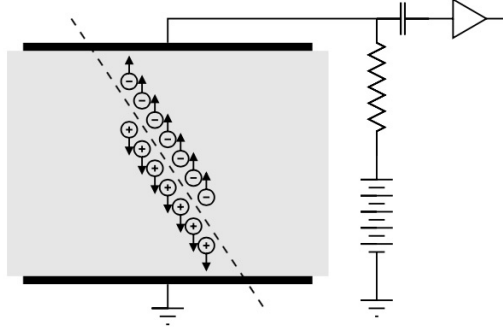


Figura 1.2 Schema di un rivelatore a stato solido.

Risultano quindi evidenti le qualità che rendono il diamante interessante per le applicazioni in Fisica delle Alte Energie, sebbene la sua difficile reperibilità ed il costo elevato ne abbiano, fino ad ora, limitato l'utilizzo.

1.2 Funzionamento del rivelatore a diamante

Un rivelatore a stato solido è tipicamente un blocco di materiale (silicio, germanio o diamante) costruito adoperando una geometria planare: sulle due facce piane e parallele, separate da uno spessore di qualche centinaio di micron, sono realizzati elettrodi conduttivi continui o segmentati. Perciò nel caso del diamante si può schematizzare l'apparato in questione come un condensatore a piatti piani e paralleli, ai quali è applicata una differenza di potenziale costante che genera un campo elettrico omogeneo e perpendicolare ai piatti, il cui valore è dato da:

$$E = \frac{V_0}{d} \quad (1.1)$$

dove d è lo spessore della *gap* e V_0 è il potenziale costante applicato alle armature. Lo schema generale di tale rivelatore è rappresentato in figura 1.2.

Una particella carica che attraversa tale rivelatore rilascia in esso una frazione della sua energia cinetica a causa delle collisioni anelastiche che essa subisce incontrando gli elettroni e i nuclei del mezzo. Per quantificare tale fenomeno si usa il concetto di “*collision stopping power*”; che rappresenta l'energia ceduta in media al mezzo per unità di spessore attraversato. La

formula di Bethe-Bloch in equazione 1.2 fornisce una parametrizzazione efficace in termini dell'energia della particella ionizzante e delle caratteristiche dei materiali:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (1.2)$$

con

$$2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0.1535 \text{ MeV cm}^2 / g$$

dove i simboli che compaiono sono:

I: potenziale d'eccitazione medio

Z: numero atomico del materiale assorbente

A: peso atomico del materiale assorbente

z: carica della particella incidente per unità di carica

β : v/c della particella incidente

γ : $1/\sqrt{1-\beta^2}$

δ^3 : correzione di densità

C^4 : correzione di shell

W_{max} : massima energia trasferita in una singola collisione

Nell'equazione 1.2 x rappresenta lo *spessore di massa*, ossia la lunghezza del mezzo attraversato moltiplicato per la sua densità di massa. Dalla precedente relazione risulta chiaro che le caratteristiche del mezzo sono determinanti nel calcolo dell'energia persa da una particella carica. La dipendenza del *collision stopping power* dal momento della particella ionizzante è illustrato in figura 1.3 per diversi tipi di materiali.

L'andamento universale delle diverse curve, mostra che particelle con bassa velocità perdono energia molto rapidamente. Il minimo valore del collision stopping power è raggiunto ad un valore di $\beta\gamma$ della particella ionizzante pari a $\approx 3 - 4$ della particella ionizzante e corrisponde a un valore compreso nell'intervallo $1 - 2 \text{ MeV cm}^2 / g$ per tutti i materiali con l'eccezione

³ δ è la correzione dovuta all'effetto della densità del mezzo: all'aumentare dell'energia della particella incidente il suo campo elettrico si estende nello spazio e la distanza di interazione aumenta come il logaritmo di $\beta\gamma$.

⁴La teoria di Bethe-Block considera gli elettroni del mezzo fermi e liberi rispetto alla particella incidente. Questo non è sempre vero, infatti quando le velocità degli elettroni nelle shell atomiche sono prossime a quelle della particella ionizzante (quindi a bassi valori di $\beta\gamma$) questo tipo di correzione diventa importante.

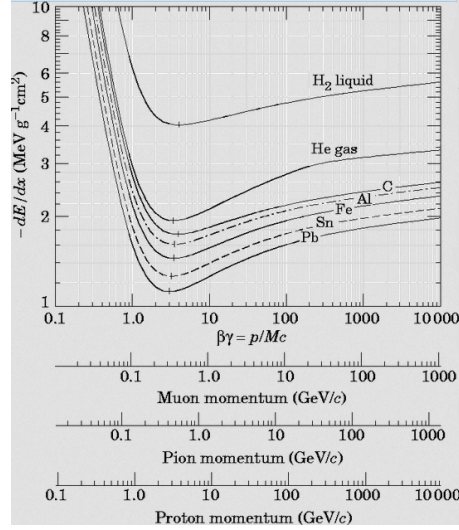


Figura 1.3 Perdita d'energia in vari materiali in funzione del momento della particella carica ionizzante.

del caso dell'idrogeno. Particelle in questa condizione cinematica vengono dette m.i.p. (*minimum ionizing particle*). In particolare per il carbonio si riscontra che il punto di minimo corrisponde a $dE/dx \approx 1.75 \text{ MeV cm}^2/g$. L'energia rilasciata nel mezzo assorbente è convertita in coppie di elettrone e lacuna il cui numero ($N_{e,h}$) è proporzionale all'energia depositata. Il moto di queste cariche libere sotto l'azione del campo elettrico applicato induce un segnale elettrico che è utilizzato per la rivelazione del passaggio della particella ionizzante [4].

1.3 Formazione del segnale

Per valutare l'entità tipica del segnale indotto al passaggio di radiazione attraverso un rivelatore al diamante si considera il caso di una particella al minimo di ionizzazione (m.i.p.). Assumendo uno spessore $d = 300 \mu\text{m}$, nota la densità del diamante ($\rho_C = 3.5 \text{ g/cm}^3$), e ipotizzando che la particella attraversi il rivelatore in direzione perpendicolare ai piani degli elettrodi, il valore d'energia mediamente depositata è:

$$\langle \Delta E \rangle = \frac{dE}{dx} d \rho_C = 184 \text{ keV}, \quad (1.3)$$

a cui corrisponde un numero di coppie *elettrone-ione* createsi al passaggio della particella ionizzante pari a:

$$N_{eh}(300\mu m) = \frac{\langle \Delta E \rangle}{w} = 13500 \quad (1.4)$$

dove a w , energia media necessaria a produrre una coppia elettrone-lacuna, si e' attribuito il valore di 13.6 eV . La misura di questa grandezza è in realtà controversa, tipicamente infatti, si stima che una m.i.p. produca 36 coppie attraversando un micrometro di diamante [6].

Una carica introdotta in un sistema di conduttori (come il condensatore in esame) induce su ciascun conduttore una distribuzione superficiale di carica indotta che dipende dalla configurazione geometrica del sistema. Perciò, quando la carica si muove per effetto del campo elettrico, la carica indotta sugli elettrodi varia nel tempo producendo una corrente. Il Teorema di Shockley-Ramo (1939) [7, 8] consente di calcolare rigorosamente la corrente di induzione sugli elettrodi dovuta al movimento di cariche libere. Il teorema stabilisce che: *“In presenza di un sistema di elettrodi posti ad un potenziale arbitrario, la corrente i_k indotta nell'elettrodo k -esimo verso un potenziale di riferimento sotto l'influenza di una carica q che si muove in direzione x con velocità $\vec{v}_{drift}(x)$ è data da:*

$$I_k = \frac{-q\vec{v}_{drift}(x) \cdot \vec{E}_{Q(x)}}{V_k} \quad (1.5)$$

dove $\vec{E}_{Q(x)}$ è il campo elettrico “fittizio” (o *Weighting Field*) nel punto x e V_k è uguale a 1 V . Il campo elettrico fittizio è determinato applicando all'elettrodo k , un potenziale pari a $V_k = 1 \text{ V}$ e agli altri elettrodi invece, un potenziale pari a 0 V . Per mezzo di questo teorema, è possibile dunque calcolare l'intensità di corrente istantanea, indotta su un elettrodo k , dal movimento del portatore di carica q . Dal momento che cariche positive e negative si muovono in direzione opposta, esse inducono, nello stesso elettrodo, una corrente di segno uguale. Inoltre risulta che l'integrale della carica indotta sull'elettrodo k è uguale alla quantità di carica che raggiunge quell'elettrodo. Perciò segnali di corrente su elettrodi che non ricevono carica sono bipolari. Un esempio delle correnti prodotte su una configurazione realistica di elettrodi per un rivelatore a stato solido è schematizzata in figura 1.4. Nello schema è illustrato un rivelatore a strip con un solo elettrodo ad un potenziale pari ad 1 V ed i restanti a potenziale nullo allo scopo di dimo-

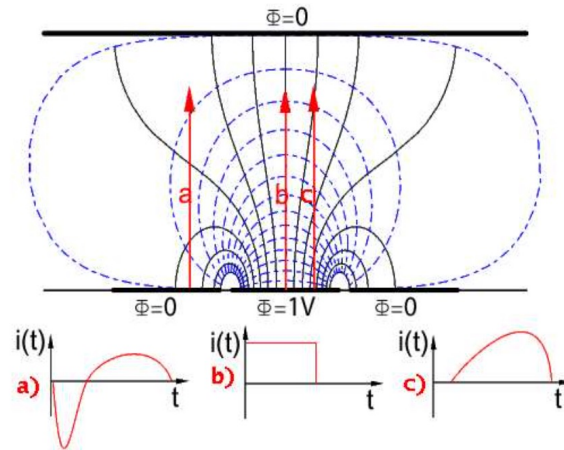


Figura 1.4 Schema di un tipico rivelatore a strip. L'andamento della corrente indotta sulla strip centrale è illustrato per tre traiettorie (a,b,c) della carica di ionizzazione.

strare l'applicazione del teorema di Ramo. Le curve continue rappresentano le linee del campo elettrico "Weighting Field" generate dall'applicazione del teorema sull'elettrodo centrale, mentre quelle tratteggiate rappresentano le corrispondenti curve equipotenziali. Nel funzionamento reale del dispositivo il piano di strip sulla faccia inferiore sarà ad un potenziale dell'ordine di 300 V rispetto alla faccia opposta, perciò le cariche di ionizzazione avranno una velocità di drift (\vec{v}_{drift}) perpendicolare alle facce del detector. E' possibile osservare che nel momento in cui una carica è rilasciata nel rivelatore in prossimità dell'elettrodo adiacente a quello di interesse e con potenziale fittizio pari a 0 V, in figura rappresentato dal percorso (a), la corrente indotta sulla strip centrale risulta all'inizio negativa, perché la carica di ionizzazione procede contro le linee del *Weighting Field*, ma diventa successivamente positiva nel momento in cui incontra le linee di campo a favore. L'integrale della corrente indotta sull'elettrodo centrale risulta in questo modo nullo. Se la carica dovesse invece essere rilasciata nel rivelatore esattamente al centro dell'elettrodo d'interesse, percorso (b) in figura, la curva raggiungerà istantaneamente il valore massimo e rimarrà costante, finché la carica non raggiungerà l'elettrodo opposto, a questo punto essa tenderà istantaneamente a zero. Se invece la carica attraversa il rivelatore non esattamente al centro dell'elettrodo d'interesse, il percorso (c) in figura, la curva non assumerà più

l'andamento a gradino ma quello parabolico. L'integrale della corrente tuttavia sarà uguale al caso precedente. Dall'applicazione del teorema di Ramo al nostro semplice sistema con due elettrodi continui sulle due facce del diamante, si ottiene che la corrente prodotta da una singola carica libera (q) in moto con velocità \vec{v}_{drift} è data da:

$$i = \frac{qv_{drift}}{d}, \quad (1.6)$$

dove la velocità di drift, calcolabile dal prodotto della mobilità e campo elettrico, assumerà valori diversi per elettroni e lacune.

Al passaggio di una particella ionizzante nel diamante le $N_{e,h}$ coppie elettrone-lacuna saranno prodotte lungo la traiettoria ad una distanza media l'una dall'altra pari a λ_{ion} , libero cammino medio di ionizzazione, stimabile come:

$$\lambda_{ion} = \frac{d}{N_{eh}}. \quad (1.7)$$

Ciascuno degli elettroni e delle lacune, spostandosi verso l'anodo ed il catodo rispettivamente, contribuisce alla corrente indotta sugli elettrodi secondo la 1.6. La somma di questi contributi da luogo al segnale di corrente complessivo illustrato in figura 1.5:

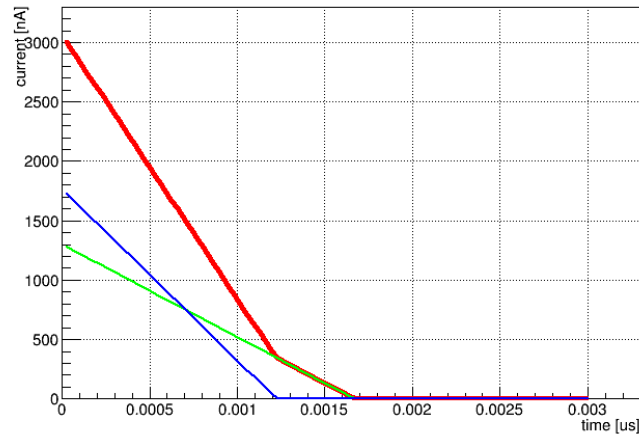


Figura 1.5 Corrente di elettroni (curva verde), lacune (curva blu) e la somma di entrambe (curva rossa), in funzione del tempo.

La curva rossa rappresenta il segnale in corrente complessivo; quella blu, la corrente prodotta dal flusso delle lacune; quella verde, il contributo degli

elettroni che ha un andamento più lento a causa della mobilità leggermente inferiore rispetto alle lacune. Come si può osservare l'ampiezza del segnale in corrente risulta pari a $\approx 1 \mu A$ e decresce linearmente fino ad annullarsi dopo un tempo dell'ordine di 1 ns.

E' possibile valutare la carica complessivamente indotta Q_{tot} sommando i contributi relativi al moto delle varie cariche libere:

$$Q_{tot} = \sum_{k=1}^{N_{eh}} \begin{cases} i_k t & \text{con } t < t_{racc}^k \\ 0 & \text{con } t > t_{racc}^k \end{cases} \quad (1.8)$$

dove: i_k è la corrente generata dal moto della carica k, t_{racc}^k è il tempo di raccolta, inteso come il tempo necessario alla carica per raggiungere l'elettrodo, che per un elettrone prodotto alla distanza $x_k = k\lambda_{ion}$ dall'anodo può essere valutato come:

$$t_{racc_{e^-}}^k = \frac{dx_k}{\mu_e V_b}. \quad (1.9)$$

mentre per la lacuna corrispondente, che si muove verso il catodo, vale:

$$t_{racc_h}^k = \frac{d(d - x_k)}{\mu_h V_b}. \quad (1.10)$$

Con V_b intendiamo la tensione di bias ⁵ che fissiamo pari a 300 V.

Il grafico della carica indotta è illustrato nella figura 1.6, Come è possibile osservare nell'ultimo grafico, (figura 1.6), la curva raggiunge il massimo e rimane costante sul valore corrispondente al prodotto tra il numero di coppie generate $N_{e,h}$ e la carica dell'elettrone, pari a 2.16 fC. Lo script utilizzato per ottenere la curve dell'andamento della carica indotta (figura 1.6) e della corrente indotta (figura 1.5) è riportato nell'appendice A.

⁵Con tensione di bias si intende la tensione di polarizzazione fissa ai capi del rivelatore.

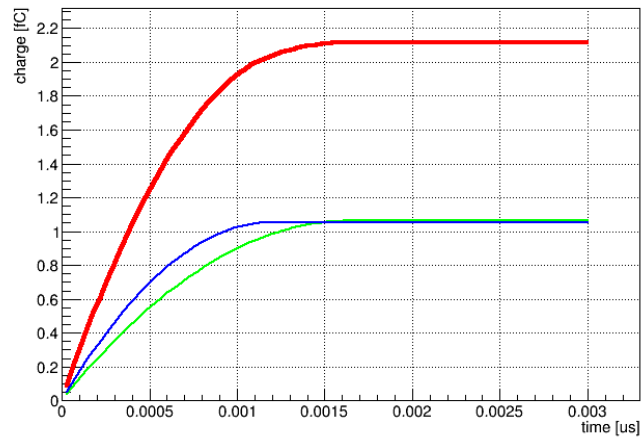


Figura 1.6 Carica raccolta nel rivelatore da elettroni (curva verde), lacune (curva blu) e la somma di entrambe (curva rossa), in funzione del tempo.

Capitolo 2

Elettronica di lettura per rivelatori al diamante

Si vuole ora analizzare l'elettronica di *front-end* necessaria per l'estrazione del segnale. E' necessario tenere in considerazione il fatto che l'ampiezza del segnale è piccola e soggetta a fluttuazioni statistiche dovute alla sovrapposizione incoerente di diverse sorgenti di rumore che degradano la forma del segnale. Per questa ragione si vuole progettare un sistema di amplificazione con un elevato guadagno e con un'impedenza d'ingresso elevata (dell'ordine di qualche $k\Omega$) affinché il rapporto *Segnale/Rumore* (S/N) sia alto. Infatti il segnale di corrente è proporzionale all'impedenza d'ingresso ed il rumore alla radice quadrata della stessa quantità come si vedrà nel capitolo 4.

2.1 Elettronica di front-end in esame

Il sistema rivelatore connesso alla sua elettronica di lettura può essere schematizzato identificando diversi blocchi, elencati nel seguito, ognuno dei quali soddisfa una specifica funzione:

il sensore : l'energia è rilasciata in un mezzo assorbente e convertita in coppie di cariche il cui numero è proporzionale all'energia depositata;

il pre-amplificatore : poiché la carica prodotta nel rivelatore è in genere piccola, è necessario un sistema d'amplificazione del segnale; questo deve essere progettato in modo da minimizzare il rumore;

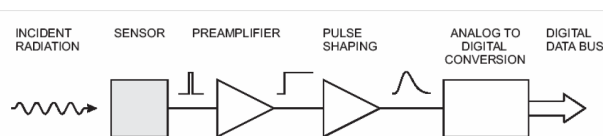


Figura 2.1 Schema generale di un sistema d'acquisizione del segnale di un rivelatore di radiazione.

il formatore : definisce la banda passante del sistema in relazione allo stadio successivo e limita inoltre la durata dell'impulso e quindi il *rate* massimo accettabile dalla catena elettronica di acquisizione;

il digitalizzatore : converte in un formato digitale il segnale analogico affinché possa essere elaborato da un computer.

La catena è indicata nella figura 2.1.

Nel seguito del capitolo si discute l'accoppiamento del rivelatore allo stadio d'amplificazione e si analizza il circuito che implementa lo stadio di preamplificazione e del formatore. Lo schema di circuito concreto a cui si fa riferimento è riportato in figura 2.2. Una configurazione analoga al circuito in figura 2.2 è stata proposta per i rivelatori a diamante sintetico impiegati nello spettrometro HADES [11] allo scopo d'ottenere buone prestazioni temporali nella misura di tempo di volo (TOF)¹ di particelle al minimo di ionizzazione (m.i.p.). HADES presso il laboratorio GSI in Germania studia le proprietà della materia nucleare ad alta temperatura ed utilizza rivelatori a diamante per monitorare il fascio e per effettuare misure di tempo di volo (TOF) di ioni pesanti. L'elettronica utilizzata in questo caso si basa sul NINO chip [13].

2.2 Schematizzazione del rivelatore e suo accoppiamento all'elettronica d'amplificazione

Un tipico rivelatore al diamante, dalle caratteristiche illustrate nel capitolo 1, può essere schematizzato dal punto di vista elettrico come un condensatore a piatti piani paralleli, tra le cui armature è mantenuta una differenza di potenziale costante V_0 . Il segnale elettrico prodotto al passaggio di radiazione

¹Il tempo di volo (spesso indicato con TOF, dall'inglese *Time Of Flight*) indica la misura del tempo impiegato da una particella per raggiungere un rivelatore a partire da un preciso riferimento temporale.

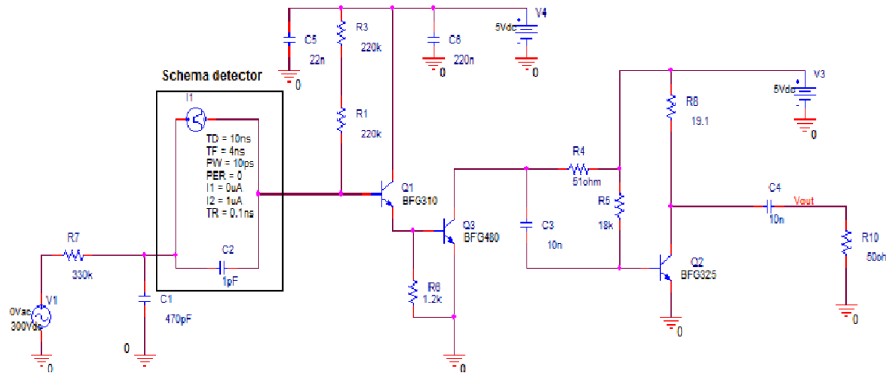


Figura 2.2 Configurazione del circuito

ionizzante può pertanto essere descritto come un generatore di impulsi di corrente e un condensatore collegati in parallelo come in figura 2.3.

Il potenziale V_0 è applicato attraverso una resistenza di opportuno valore, allo scopo di limitare la frazione di corrente del segnale che viene assorbita dal circuito di polarizzazione di alta tensione. I disturbi indotti dal sistema che applica la differenza di potenziale sono minimizzati, attraverso un condensatore che costituisce, assieme alla resistenza di polarizzazione, un filtro *passa-basso* con frequenza di taglio di circa 1 kHz (si veda figura 2.2).

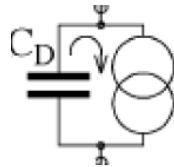


Figura 2.3 Schema equivalente del rivelatore a diamante.

In generale la connessione elettrica di un rivelatore al circuito di amplificazione può essere realizzata mediante due modalità illustrate in figura 2.4 [5]: accoppiamento a corrente alternata (AC, con un condensatore in serie) o accoppiamento a corrente continua (DC, senza condensatore). Nella prima configurazione, il segnale di tensione prodotto dal passaggio delle particelle attraverso il rivelatore viene prelevato ai capi del rivelatore stesso tramite un condensatore la cui funzione è quella di impedire il passaggio della tensione di polarizzazione allo stadio successivo; nella seconda configurazione la

resistenza d'ingresso del primo stadio di amplificazione è attraversata dalla medesima corrente che percorre il rivelatore, in questa maniera è possibile fare a meno del condensatore di blocco che introdurrebbe un'ulteriore limitazione della banda passante. Per questa caratteristica, nel circuito oggetto di questo studio (figura 2.2) si è preferito adoperare un accoppiamento in DC.

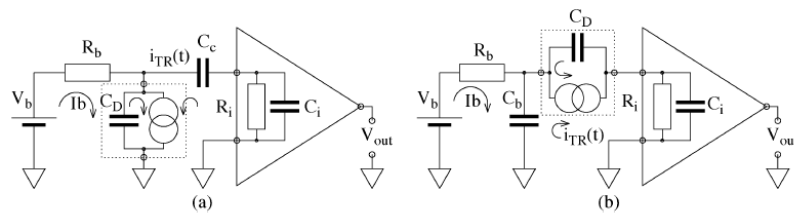


Figura 2.4 Confronto tra accoppiamento in AC (figura a) ed accoppiamento in DC (figura b) tra sensore e preamplificatore.

2.3 Analisi del circuito di amplificazione

Obiettivo dell'amplificatore è quello di aumentare l'ampiezza del segnale di corrente in uscita dal rivelatore affinché raggiunga un livello idoneo ad una efficace digitalizzazione che consenta di conservare inalterate le caratteristiche rilevanti. La rete d'amplificazione è realizzata con singoli dispositivi attivi (discreti). La maggior parte degli amplificatori è composta da un certo numero di stadi in cascata (amplificatori pluristadio), ciascuno dei quali presenta, tra ingresso ed uscita, opportuni valori di guadagno, in tensione e in corrente. Ogni transistor ne costituisce idealmente uno "stadio": si può pertanto studiare il circuito come una "connessione in cascata" di stadi singoli [10]. In figura 2.5 si riporta lo stadio di amplificazione e formazione del segnale della rete complessiva illustrata in 2.2.

Il circuito è costituito da tre transistor ($Q1, Q2, Q3$). I transistor $Q1$ pilota la base del transistor $Q3$. Il primo transistor amplifica il segnale in corrente e non in tensione (configurazione collettore comune), mentre il transistor $Q3$ amplifica in tensione (configurazione a emettitore comune). La scelta della configurazione a collettore comune del transistor $Q1$ è motivata dalla necessità di minimizzare la capacità equivalente di ingresso del circuito che,

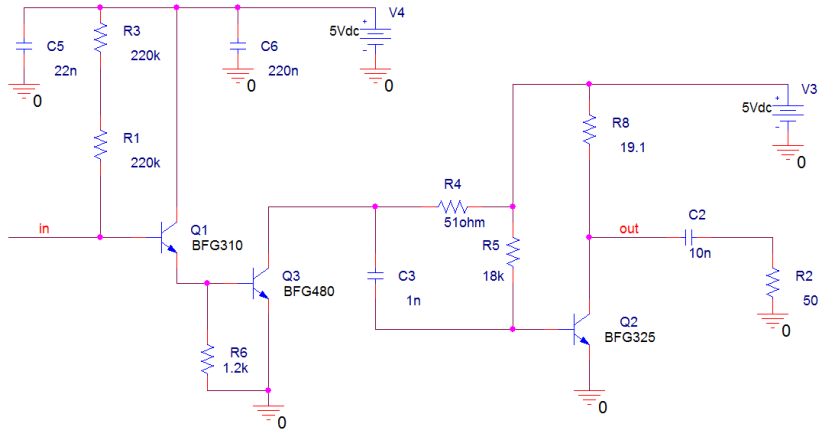


Figura 2.5 Circuito d'amplificazione pluristadio per rivelatori al diamante.

in generale, determina una riduzione della banda passante e un aumento del rumore. Infatti, nei sistemi d'amplificazione in alta frequenza si riscontra un comportamento caratteristico noto come *effetto Miller*: considerata una rete d'amplificazione a cui corrisponda una capacità parassita C_p tra ingresso ed uscita, si osserva che la capacità equivalente in ingresso del circuito è uguale a $C_p(A - 1)$ dove A è l'amplificazione in tensione della rete. Il terzo transistor $Q2$ è uno stadio di amplificazione ad emettitore comune. In questa particolare configurazione esso ha inoltre la funzione di formatore e quindi modifica la forma d'onda dell'impulso generato. In particolare, esso, oltre ad introdurre un ulteriore guadagno, limita la larghezza di banda effettiva del circuito per ridurre il rumore. Il formatore è connesso al primo stadio di amplificazione (rappresentato dalla connessione in cascata dei transistor $Q1$ e $Q3$) tramite un condensatore che ha la funzione di bloccare la componente continua del segnale, quella cioè che interviene nella polarizzazione dei transistor.

Il comportamento della rete complessiva è fortemente dipendente dalla polarizzazione del circuito a causa dell'assenza di elementi di retroazione che tipicamente sono utilizzati per stabilizzare la risposta di una rete d'amplificazione. Questa caratteristica progettuale è determinata dalla necessità di minimizzare il rumore che troverebbe nuove sorgenti nelle resistenze di retroazione. La risposta del circuito dipende dal regime di frequenze dell'impulso in ingresso. Nel caso in esame, l'impulso prodotto dal rivelatore corrisponde a frequenze tipiche dell'ordine di ≈ 100 MHz che richiedono una

modellizzazione accurata delle componenti reali attive e passive del transistor, oltre agli altri elementi circuitali, affinché lo studio analitico del circuito ne riproduca fedelmente la risposta. Tipicamente pertanto si ricorre a programmi di simulazione che tengono conto adeguatamente del comportamento reale dei transistor. La simulazione mediante Pspice [9] del circuito sarà discussa nel capitolo 3. Nel seguito si effettua una stima del guadagno al centro della banda passante² dell'amplificatore oggetto di studio considerando il circuito equivalente per piccoli segnali riportato nella figura 2.6. Pertanto il calcolo che segue darà una stima approssimata della risposta e consentirà d'identificare gli elementi circuitali più importanti che la determinano.

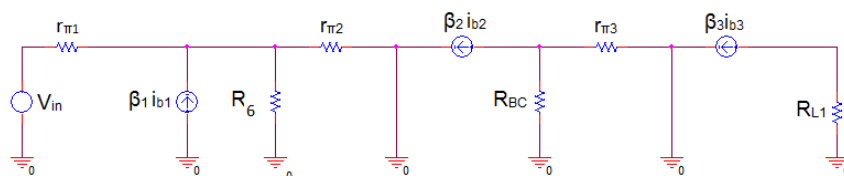


Figura 2.6 Circuito equivalente dell'amplificatore di figura 2.5.

Nello schema di figura 2.6, i transistor sono schematizzati col modello π che per semplicità ha due soli parametri, r_π e β . Tale approssimazione, tuttavia, è valida nel regime di basse frequenze e si basa sull'ipotesi che i parametri di funzionamento del transistor siano stabili entro le variazioni del punto di lavoro determinate dalle piccole variazioni del segnale in ingresso. Un transistor nella configurazione ad emettitore comune è descritto dalla resistenza r_π tra base ed emettitore e un generatore di corrente βi_b tra emettitore e collettore. La resistenza r_π è stimata approssimativamente con la relazione:

$$r_\pi = \frac{\beta}{g_m} = \beta \frac{V_{th}}{I_C} \quad (2.1)$$

dove $V_{th} = 25mV$ è il potenziale termico e I_C la corrente di collettore.

Inoltre nello schema in figura 2.6 intervengono le resistenze R_G , R_{BC} resistenza equivalente del parallelo tra R_4 e R_5 e R_{L1} corrispondente al parallelo tra R_8 e R_2 . Le resistenze di polarizzazione R_1 e R_3 risultano

²Quando si parla di banda passante ci si riferisce a quella in cui il guadagno è uniforme (centro banda) ovvero, a quella compresa fra la frequenza di taglio inferiore e quella di taglio superiore, dette anche punti a $-3dB$. Come conseguenza del collegamento in cascata, la banda passante risultante è più stretta rispetto alla banda dei singoli stadi.

in parallelo al segnale V_{in} e quindi sono irrilevanti al fine del calcolo sul guadagno. Si può quindi procedere al calcolo del guadagno in tensione, si ottiene l'espressione del rapporto tra tensione in uscita v_o e in ingresso v_i . Risulta:

$$\begin{cases} v_o = -R_{L1}\beta_3 i_{b3} \\ v_i = r_{\pi 1} i_{b1} + r_{\pi 2} i_{b2} \end{cases} \quad (2.2)$$

e :

$$\begin{cases} i_{b2} = i_6 \beta_1 i_{b1} + i_{b1} \\ r_{\pi 3} i_{b3} = -i_{BC} R_{BC} \\ i_{BC} = i_{b3} + \beta_2 i_{b2} \\ r_{\pi 2} i_{b2} = -i_6 R_6 \end{cases}$$

Risolvendo quindi il sistema 2.2 si ottiene l'espressione della tensione in uscita in funzione della tensione in ingresso:

$$A_V = \frac{v_o}{v_i} = \frac{(\beta_1 + 1)\beta_2\beta_3 R_6 R_{BC} R_{L1}}{(r_{\pi 3} + R_{BC})((\beta_1 + 1)R_6 r_{\pi 2} + r_{\pi 1} r_{\pi 2} + R_6 r_{\pi 1})}. \quad (2.3)$$

I parametri del modello dei transistor saranno dedotti dall'analisi del punto di lavoro del circuito discussa nel prossimo capitolo (3.1). Dall'espressione di A_V ottenuta si osserva che i parametri rilevanti per il guadagno in tensione della rete sono il guadagno dei transistor $Q2$ e $Q3$ e le resistenze R_4, R_5, R_6 e R_L , mentre in prima approssimazione i parametri del primo transistor non intervengono, in accordo con le considerazioni iniziali riguardo alla configurazione a collettore comune del transistor $Q1$. Infatti nell'equazione 2.3

$$(\beta_1 + 1)R_6 r_{\pi 2} + r_{\pi 1} r_{\pi 2} + R_6 r_{\pi 1} \simeq (\beta_1 + 1)R_6 r_{\pi 2}$$

pertanto i parametri del primo transistor e la resistenza R_6 si semplificano tra il numeratore ed il denominatore.

Capitolo 3

Simulazione dell'elettronica di lettura

Lo studio analitico della risposta in frequenza di un circuito risulta tanto più complicato quanto più è elevato il numero di componenti che lo costituiscono. Pertanto si ricorre ad approcci numerici quali, ad esempio, quelli del programma PSpice (*Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis*). Tale programma risolve le equazioni di Kirchhoff al variare della frequenza, operando, in particolare le seguenti analisi [9]:

analisi del punto di lavoro (Bias Point) che permette di trovare le correnti in tutti i rami e le tensioni di tutti i nodi, in regime stazionario, ovvero con tutte le tensioni e correnti proprie dei generatori indipendenti fissate ad un determinato valore costante;

analisi nel dominio del tempo (Time Domain, DC) che permette di ottenere la risposta del circuito ad un determinato segnale, ovvero l'andamento di una tensione (o di una corrente) in funzione del tempo;

analisi in corrente alternata (AC sweep) che fornisce la risposta in frequenza del circuito.

In particolare, Pspice contiene un'applicazione, detta *Schematics*, attraverso la quale è possibile disegnare il circuito oggetto dell'analisi. Una volta abilitate e impostate le analisi da eseguire, si può passare alla simulazione vera e propria, al termine della quale è possibile esaminare i risultati attraverso un'applicazione detta *Probe*. Essa consente una rappresentazione grafica

sia nel dominio del tempo che della frequenza per le grandezze d'interesse a seconda del tipo di simulazione impostato. Attraverso tale applicazione è possibile inoltre dedurre molteplici quantità del circuito in esame, quali i tempi di salita e discesa, la banda passante e così via. Il circuito oggetto della simulazione con Pspice è riprodotto in figura 2.2.

3.1 Polarizzazione dell'amplificatore

Si considera ora l'analisi della polarizzazione dei tre transistor del sistema d'amplificazione di figura 2.5. Questo è un metodo fondamentale per determinare e fissare il punto di lavoro di vari componenti del circuito. In generale tale punto di lavoro non è fisso a causa del variare della temperatura e della dispersione dei parametri dei dispositivi reali. Dalla simulazione si ottengono i valori descritti in figura 3.1 in corrispondenza di $T = 300$ K; i valori evidenziati in rosso e in marrone sono rispettivamente i valori di corrente e tensione nei vari punti della rete.

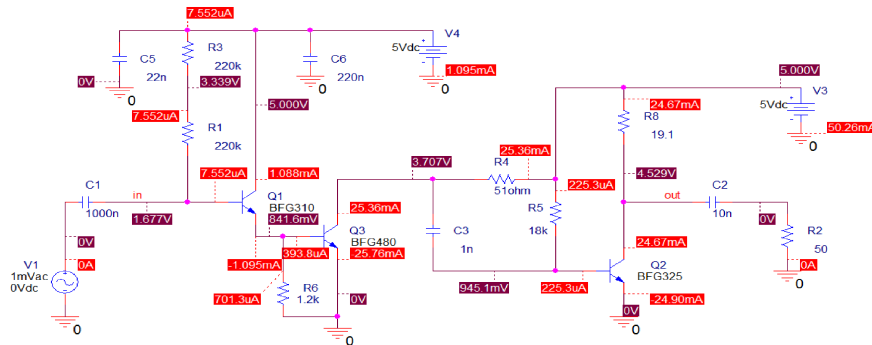


Figura 3.1 Analisi del punto di lavoro del circuito d'amplificazione.

Da questa rappresentazione si può verificare che i transistor ($Q1, Q2, Q3$) lavorano in regione attiva, cioè la giunzione base-emettitore è polarizzata direttamente mentre quella base-collettore è polarizzata inversamente. Questa condizione di funzionamento è quella che viene usata quando il transistor è utilizzato in amplificatori lineari. Dalla figura 3.1 è possibile osservare i valori delle correnti di collettore (I_C) e di base (I_B) dei tre transistor che risultano uguali a:

$$I_{C1} = 1.09mA \quad I_{C2} = 25.36mA \quad I_{C3} = 24.67mA$$

$$I_{B1} = 7.55\mu A \quad I_{B2} = 393.8\mu A \quad I_{B3} = 225.3\mu A$$

Da queste quantità è possibile calcolare i rispettivi valori del guadagno β di ogni singolo transistor, definito come il rapporto tra la corrente di collettore I_C e la corrente di base I_B ottenendo in questo modo i seguenti risultati:

$$\beta_1 = 114.4 \quad \beta_2 = 64.4 \quad \beta_3 = 109.5 \quad (3.1)$$

Di conseguenza, i valori delle resistenze equivalenti nel modello π (r_π), calcolate secondo la formula 2.1 già discussa nel capitolo precedente, risultano pari a:

$$r_{\pi1} = 3.3k\Omega \quad r_{\pi2} = 63.4\Omega \quad r_{\pi3} = 110.9\Omega \quad (3.2)$$

Sostituendo questi risultati nella formula 2.3 del precedente capitolo per il guadagno al centro della banda passante, A_V , il valore $A_V = 350$. Nel seguito si discuterà la stima del guadagno fornita dalla simulazione Pspice che risulta in accordo con l'approssimazione di piccoli segnali entro un fattore pari ≈ 3 .

3.2 Risposta all'impulso di corrente

Dopo aver analizzato il punto di lavoro della rete d'amplificazione è interessante studiare la risposta del circuito ad un impulso di corrente nel rivelatore, analogo a quello descritto al paragrafo 1.3. La tensione di polarizzazione del rivelatore è stata fissata a 300 V; l'impulso di corrente presenta un'ampiezza di $1\mu A$, un tempo di salita (*rise time*¹) di 100 ps, un tempo di discesa (*fall time*) di 4 ns. L'impulso descritto è mostrato in figura 3.2 attraverso l'applicazione *Probe*.

La risposta del primo stadio d'amplificazione, composto dai transistor *Q1* e *Q3* (che corrispondono rispettivamente al *BFG310* e al *BFG480*), assume la forma riportata in figura 3.3.

A questo stadio di amplificazione, si fa seguire un formatore, realizzato con il transistor *Q2* (in questo caso del tipo *BFG325*) che migliora l'amplificazione del segnale. L'andamento della curva all'uscita, dopo il formatore, è riportato in figura 3.4; da qui si evince un guadagno di corrente di picco pari a circa 25.7 e un *rise time* di circa 3.16 ns.

¹Il *rise time* si definisce come l'intervallo di tempo in cui l'ampiezza del segnale cresce dal 10% al 90% del valore di picco.

3.2 Risposta all'impulso di corrente Simulazione dell'elettronica di lettura

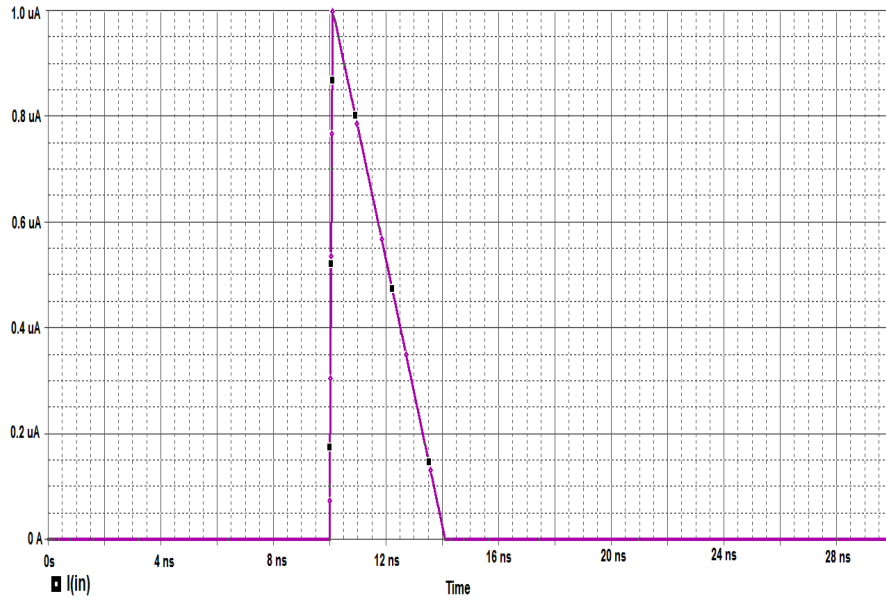


Figura 3.2 Impulso in corrente che simula la risposta del rivelatore.

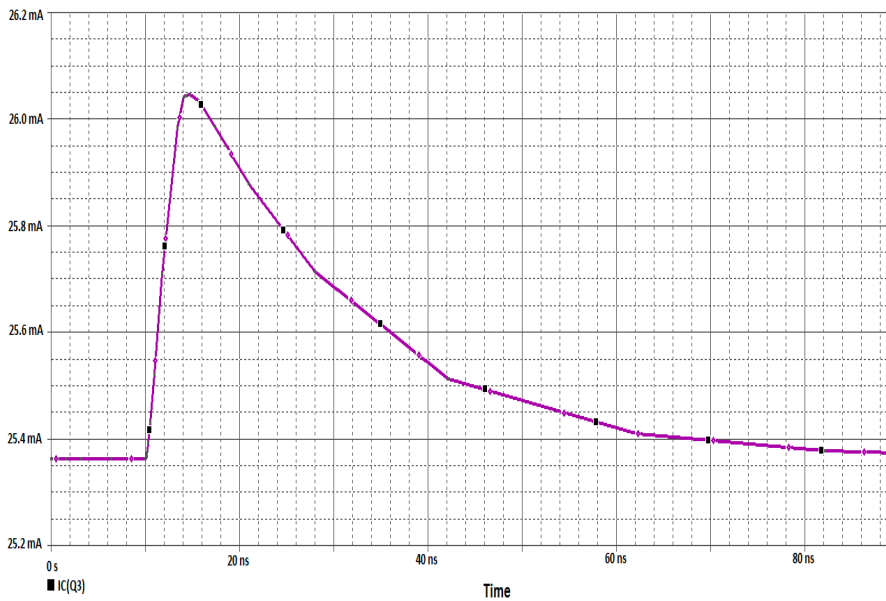


Figura 3.3 Segnale di corrente in uscita dallo stadio di preamplificazione (corrente di collettore di $Q3$) in corrispondenza del segnale d'ingresso di figura 3.2 nel dominio del tempo.

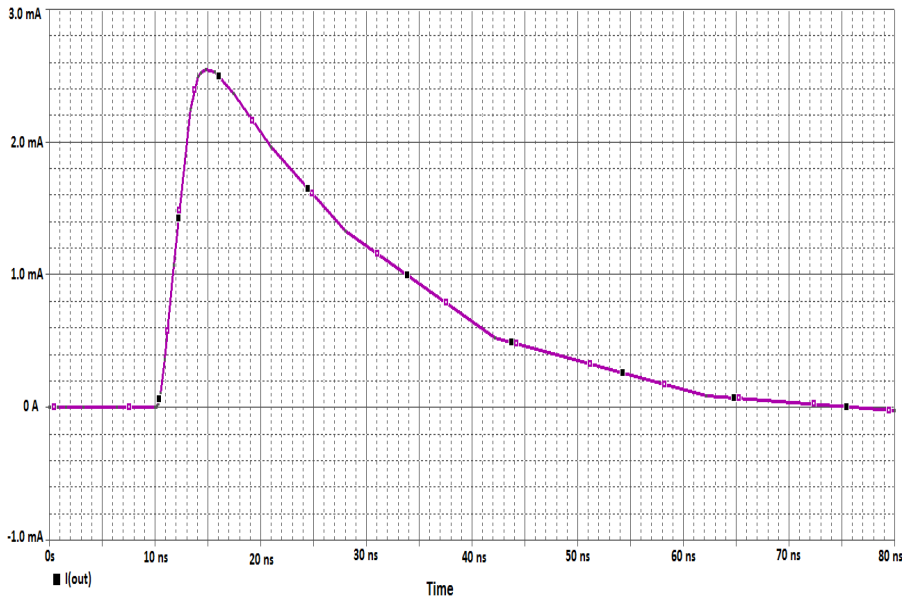


Figura 3.4 Segnale di corrente in uscita dallo stadio formatore (corrente di collettore di Q_2) in corrispondenza del segnale in ingresso di figura 3.2 nel dominio del tempo.

3.3 Risposta in frequenza

Lo studio del circuito al variare della frequenza di una sollecitazione sinusoidale applicata in ingresso, consente di stabilire la banda passante. E' utile in questo caso analizzare la banda passante del solo circuito di preamplificazione, in modo da poter confrontare i valori ottenuti analiticamente nel paragrafo precedente 2.3 con la curva ottenuta da Pspice e successivamente quella dell'intero circuito. Considerando il solo circuito di preamplificazione rappresentato in figura 2.5 la curva del guadagno è rappresentata in figura 3.5. Dalla curva ottenuta è possibile dedurre una banda passante Δf di circa 180 MHz.

Analizzando invece il circuito che comprende il rivelatore, rappresentato in figura 2.2, si ottengono le curve rappresentate in figura 3.6, dove nella prima è rappresentata la banda passante in funzione della corrente e si deduce un guadagno di circa 30 ed una larghezza di banda di circa 20 MHz; mentre nella seconda curva è rappresentato lo sfasamento del segnale in corrente. Inoltre se consideriamo la funzione di trasferimento della rete ($\overline{H}(\omega)$) come una funzione complessa, allora si può rappresentarla in forma esponenziale:

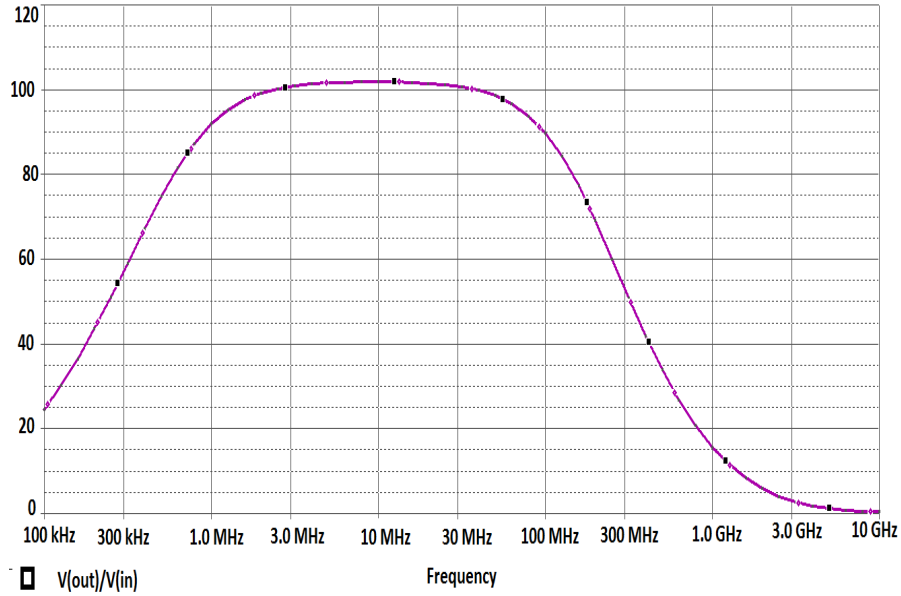


Figura 3.5 Guadagno in tensione del circuito di amplificazione in funzione della frequenza.

$$\bar{H}(\omega) = |\bar{H}(\omega)| e^{i\phi(\omega)}$$

dove $|\bar{H}(\omega)|$ e $\phi(\omega)$ sono rispettivamente il modulo e la fase di $\bar{H}(\omega)$. Si noti che $|\bar{H}(\omega)|$ è una grandezza misurabile: $|\bar{H}(\omega)|$ rappresenta il rapporto tra le ampiezze delle grandezze all'uscita e all'ingresso e $\phi(\omega)$ lo sfasamento. Il segnale in uscita dalla rete in funzione di un segnale sinusoidale applicato all'ingresso è a sua volta sinusoidale ed è dato dalla funzione di trasferimento del circuito risulta pari a:

$$y(t) = |\bar{H}(\omega)| \bar{X} \cos \left\{ \omega \left[t + \frac{\phi(\omega)}{\omega} \right] \right\} = |\bar{H}(\omega)| \bar{X} \cos[\omega(t + t_d)]$$

dove

$$t_d = \frac{\phi(\omega)}{\omega}, \quad (3.3)$$

viene detto *ritardo di fase*. La differenza di fase in funzione della frequenza può essere simulata attraverso Pspice e confrontata con il guadagno in corrente della rete complessiva (figura 3.6).

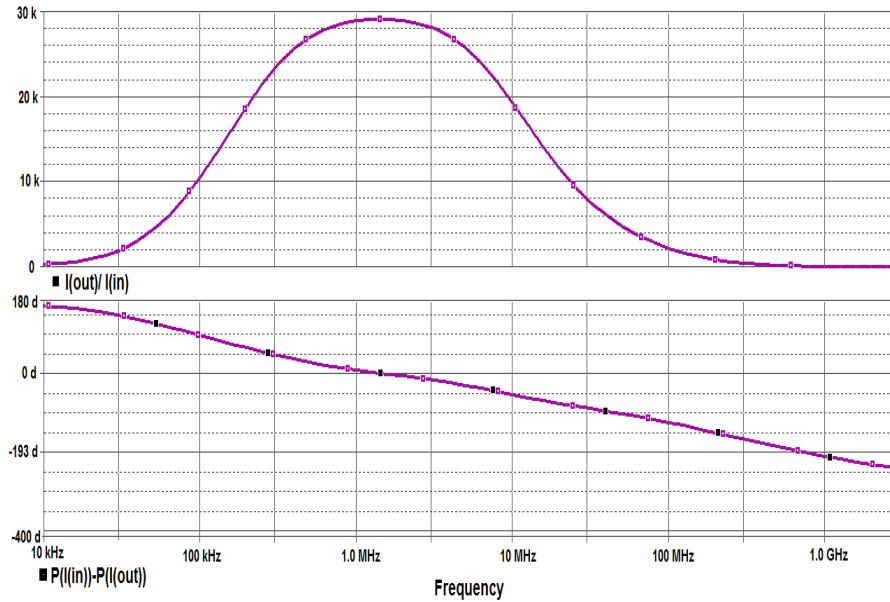


Figura 3.6 Guadagno in corrente della rete (figura in alto) e sfasamento del segnale in corrente (figura in basso) in funzione della frequenza, per il circuito di amplificazione connesso al rivelatore.

L'andamento lineare della differenza di fase nell'intervallo di frequenze selezionate dalla risposta in corrente della rete complessiva, indica che il circuito di amplificazione non introduce distorsioni di fase sensibili del segnale d'ingresso, infatti, in questa condizione, il ritardo di fase risulta costante e indipendente dalla frequenza.

Capitolo 4

Analisi del rumore

L'ampiezza del minimo segnale osservabile da un rivelatore è condizionata dalle fluttuazioni statistiche introdotte inevitabilmente dal rumore elettrico. Il rivelatore al diamante, avendo una corrente di buio trascurabile, presenta un ridotto livello di rumore intrinseco. Tuttavia la sua capacità equivalente dell'ordine del pF condiziona il rumore complessivo della rete a cui è connesso. Una misura di questo disturbo è rappresentata dal *rapporto Segnale/Rumore*, (S/N , Signal to Noise ratio), che è definito come il rapporto tra l'ampiezza del segnale (S) all'uscita del circuito d'amplificazione, già valutata nei capitoli precedenti, ed il valore RMS (*Root Mean Square*) della tensione di rumore.

Uno degli obiettivi più importanti nella fase di progettazione di un sistema di preamplificazione per un rivelatore al diamante è la minimizzazione del contributo di rumore che altera la risposta al segnale d'ingresso nel dominio del tempo, deteriorando così la risoluzione temporale intrinseca del rivelatore.

4.1 Le sorgenti di rumore nel circuito in esame

Per quantificare l'effetto del rumore in un circuito elettrico si usa la grandezza *Root Mean Square* (RMS) della tensione indotta da sorgenti di rumore, definita come:

$$V_n = \sqrt{v_n^2(t)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{1}{T} \int_{-T}^T v_n^2(t) dt} \quad (4.1)$$

dove $v_n(t)$ è il valore istantaneo della tensione di rumore. Utilizzando la rappresentazione nel dominio delle frequenze si dimostra che:

$$V_n = \sqrt{\int_0^\infty V_n^2(f)df} = \sqrt{(V_{n,max}^0)^2 \Delta f} = V_{n,max}^0 \sqrt{\Delta f_{eq}} \quad (4.2)$$

dove $V_n^2(f) = v^2(f)/df$ è la densità spettrale di rumore e si misura in V^2/Hz , Δf è la banda passante della densità spettrale di rumore, $V_{n,max}^0$ è il valore della densità spettrale di rumore al centro della banda e Δf_{eq} è la banda passante equivalente di rumore che si calcola come $\delta f \pi/2$ dove δf è l'intervallo di frequenze comprese tra la frequenza di taglio superiore ed inferiore della curva di tensione di rumore.

Affinché sia possibile quantificare il rumore di un circuito, è necessario valutare l'impatto di tutte le sorgenti di rumore associate ai dispositivi che costituiscono la rete. Pertanto si considerano i generatori equivalenti di rumore associati a tutte le resistenze e a tutti i transistor del circuito. In ciascuno di essi, la densità spettrale di rumore dipende dal valore dei parametri caratteristici della rete e dalle condizioni di lavoro di alcuni componenti della rete stessa (polarizzazioni), pertanto è necessaria una rappresentazione parametrica (o multiparametrica). Il rumore dovuto ad una resistenza è provocata dal moto casuale dei portatori di carica ed è quantificato attraverso la temperatura ed il valore della resistenza stessa. In particolare:

$$V_n^2 = 4kTR \left[\frac{V^2}{Hz} \right]. \quad (4.3)$$

Questo risultato ci dice che il rumore di tensione di un resistore cresce all'aumentare della temperatura di funzionamento T e del valore del resistore stesso R . Il fattore di proporzionalità k è la costante di Boltzman. Questo contributo è indipendente dalla frequenza e perciò è chiamato *rumore bianco*. Nel caso di un transistor, invece, il rumore è associato al flusso di corrente attraverso le barriere di potenziale presenti ed è dovuto alla fluttuazione casuale della corrente attorno al valore medio a causa dell'attraversamento delle giunzioni da parte dei singoli portatori di carica (elettroni, lacune). Le correnti di rumore che si associano ai transistor sono:

$$I_C^2 = 2eI_C = 2kTg_m \left[\frac{A^2}{Hz} \right] \quad (4.4)$$

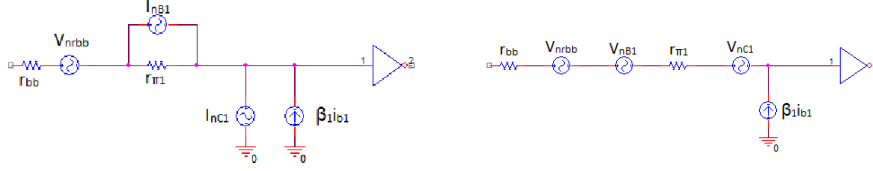


Figura 4.1 Nello schema a sinistra è rappresentato il circuito equivalente del transistor $Q1$ con le sorgenti di rumore relative alle correnti di base e di collettore e il generatore equivalente di rumore termico correlato alla resistenza r_{bb} . Gli stadi successivi dell'amplificatore non sono rappresentati. Nello schema riportato a destra, utilizzato nel calcolo, si indicano invece le sorgenti di rumore del transistor mediante i corrispondenti generatori equivalenti di rumore in tensione all'ingresso.

dovuta alla corrente di collettore, e

$$I_B^2 = 2eI_B = \frac{2eI_C}{\beta} = 2kT \frac{g_m}{\beta} \quad \left[\frac{A^2}{Hz} \right] \quad (4.5)$$

dovuto alla corrente di base. Nelle equazioni precedenti, g_m è definito come il rapporto tra la corrente di collettore e la tensione base-emettitore (transconduttanza) e β è il guadagno di corrente associato a ogni transistor [14] ed e rappresenta la carica dell'elettrone. Inoltre per ogni transistor occorre valutare la sorgente di rumore termico corrispondente alla resistenza r_{bb} associata alla giunzione base-emettitore. Il valore di questa resistenza è in generale piccola, pertanto è spesso trascurata nella trattazione della risposta del circuito. Tuttavia il suo contributo al rumore può essere rilevante. Una trattazione completa del rumore per il circuito di amplificazione in figura 2.5 è piuttosto complicata a causa del numero elevato di contributi (tre per ogni transistor più uno per ogni resistenza). Nell'assunzione che i termini dominanti siano quelli relativi alle sorgenti di rumore all'ingresso del primo transistor, perché essi sono amplificati mediante la funzione di trasferimento dell'intera rete e non solo di una parte di essa, si valuta nel seguito esclusivamente questi contributi. In figura 4.1 sono illustrati i generatori equivalenti di rumore associati al primo transistor $Q1$ e il resto del circuito è rappresentato da un unico blocco in cui si trascurano tutti i dettagli.

Il generatore equivalente di rumore associato alla resistenza r_{bb} secondo l'equazione 4.3 produce un contributo alla radice quadrata della densità spettrale di rumore pari a $0.24 \text{ nV}/\sqrt{Hz}$ che, moltiplicato per il guadagno

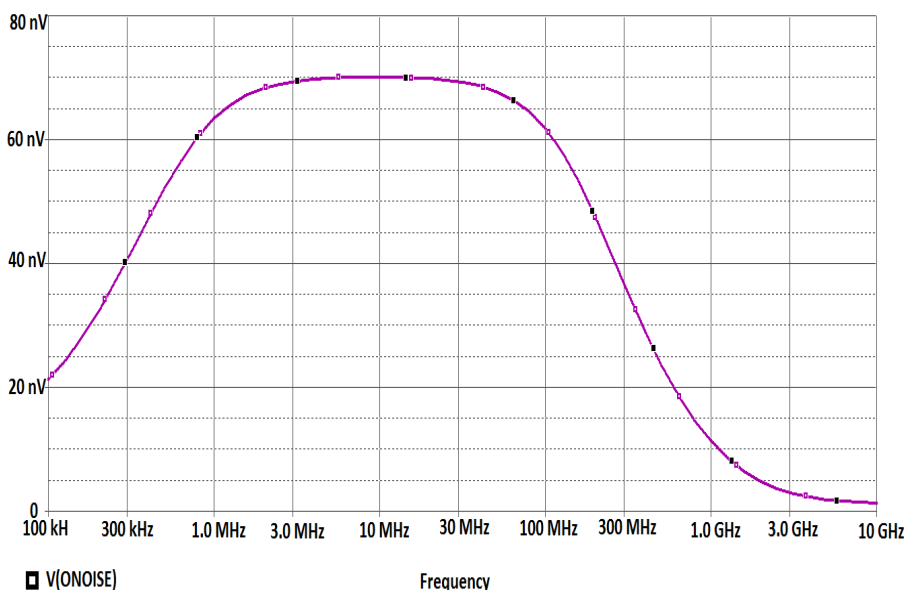


Figura 4.2 Spettro della tensione di rumore in uscita dall'amplificatore in assenza del rivelatore. In ordinata l'unità di misura è nV/\sqrt{Hz} .

complessivo della rete, genera un rumore in tensione pari a $25 nV/\sqrt{Hz}$.

La sorgente di rumore associata alla corrente di base 4.5 genera un contributo equivalente in tensione pari a $V_{nB1} = I_B^2 r_{bb}^2 = 2eI_C r_{bb}^2 / \beta$ che moltiplicato per il guadagno ed elevato a 1/2 conduce ad un valore di tensione di rumore pari a $0.55 nV/\sqrt{Hz}$. Infine il generato equivalente di rumore associato alla corrente di collettore 4.4 può essere descritto come un contributo in tensione all'ingresso del transistor pari a $V_{nC1} = I_C^2 r_{\pi 1}^2 = 2eV_{th}^2 / I_C$ che determina un valore di rumore di tensione di rumore pari a $46 nV/\sqrt{Hz}$. La somma in quadratura di questi contributi al quadrato è pari a circa $70 nV/\sqrt{Hz}$.

Simulando il circuito d'amplificazione con Pspice si ottiene lo spettro di rumore del solo amplificatore rappresentato in figura 4.2.

Dall'osservazione della curva di rumore del circuito di amplificazione possiamo vedere che essa raggiunge un massimo a circa $70 nV/\sqrt{Hz}$ in accordo con il valore calcolato approssimativamente in maniera analitica. E' possibile così stimare il rumore RMS ($V_{nout,rms}$) come il prodotto tra il valore di massimo della curva e la radice quadrata della banda equivalente di rumore $\Delta f_{eq} = 284 MHz$ che risulta

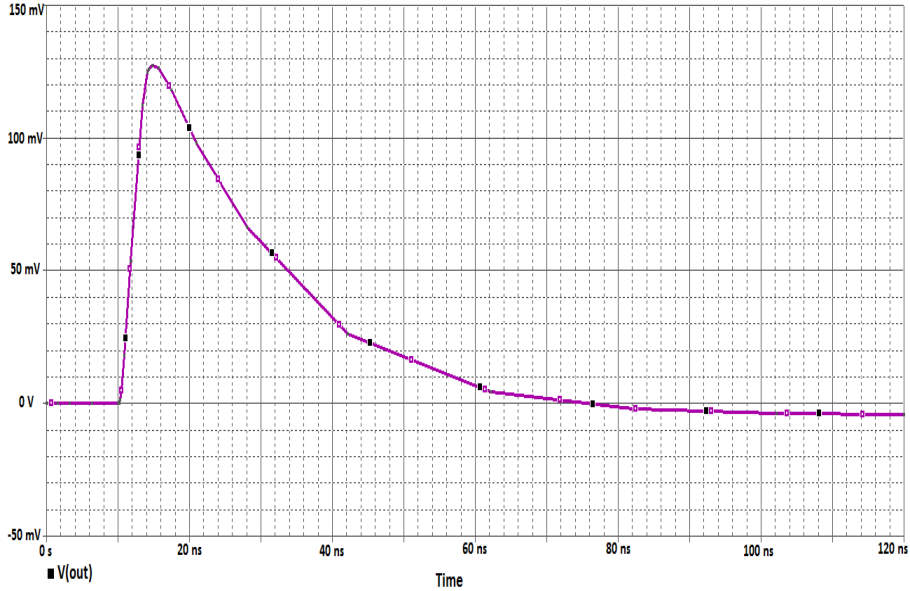


Figura 4.3 Segnale di tensione in uscita dall'amplificatore in corrispondenza di un segnale in ingresso prodotto dal rivelatore.

$$V_{nout,rms} = \sqrt{\Delta f_{eq}(Hz) \times 70(nV/\sqrt{Hz})} = 1.18mV. \quad (4.6)$$

La densità della tensione di rumore per l'intero circuito è rappresentata in figura 4.4. Come si può notare, il plateau di tale curva per l'intero circuito è meno esteso rispetto a quella del solo amplificatore. Questo è dovuto alla presenza dei due condensatori ($C1$ e $C2$ rispettivamente di $470pF$ e $1pF$) di polarizzazione del rivelatore e parassita.

Per il circuito completo la banda equivalente di rumore risulta pari a: $\Delta_{eq}f = 13.36MHz$, calcolando allo stesso modo si ottiene pertanto un valore di tensione di rumore pari a:

$$V_{nout,rms} = \sqrt{\Delta f_{eq}(Hz) \times 2.3(\mu V/\sqrt{Hz})} = 8.41mV. \quad (4.7)$$

Se si considera l'ampiezza del picco del segnale in tensione al termine della rete d'amplificazione che è pari a circa 128 mV (si veda figura 4.3) il rapporto S/N ha un valore pari a:

$$S/N = 15.22. \quad (4.8)$$

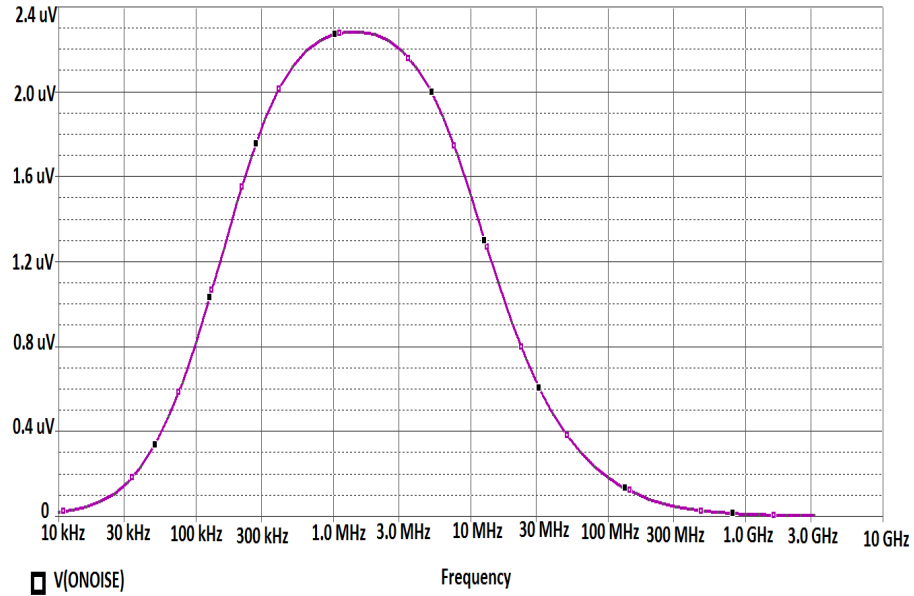


Figura 4.4 Spettro della tensione in uscita dall'amplificatore in presenza del rivelatore. Le unità di misura riportate in ordinata sono nV/\sqrt{Hz} .

Sulla base di questi risultati si può stimare la risoluzione temporale (σ_T) del rivelatore al diamante. Questa è un'importante proprietà nelle applicazioni dove si misura il *Time-of-Flight* (TOF) delle particelle, ad esempio negli esperimenti di fisica nucleare su bersaglio fisso per identificare i prodotti di reazione. L'errore associato a questa quantità è esattamente la risoluzione temporale σ_T che può essere calcolata come[19]:

$$\sigma_T = \frac{T_{rise}}{S/N}$$

e considerando un *rise time* (T_{rise}) del segnale di tensione pari a circa 3.16 ns come in figura 4.3 si ottiene un valore $\sigma_T = 207$ ps che rappresenta un'ottima risoluzione temporale.

Conclusioni

I rivelatori al diamante risultano di grande interesse nella fisica sperimentale degli acceleratori di particelle per applicazioni quali, i monitor di fascio o i rivelatori di vertice; ad oggi sono numerose le loro applicazioni nell'ambito del controllo e misura dei fasci di particelle [12]. Tuttavia l'uso del diamante per la realizzazione di rivelatori di tracciamento di grande precisione e considerevole volume, al momento, non appare competitivo rispetto alle recenti tecnologie basate sul silicio. L'ottima risoluzione temporale intrinseca del diamante, apre una finestra d'opportunità per l'utilizzo di tale materiale in rivelatori dedicati a misure di tempo soprattutto in ambienti soggetti ad alto rate d'irraggiamento. Uno degli upgrade dell'apparato sperimentale di ATLAS [18] attualmente proposti è l' *ATLAS Forward Proton* (AFP) [15]. AFP si propone di estendere il potenziale di fisica di ATLAS attraverso la misura di processi in cui lo stato finale consiste di uno o entrambi i protoni del fascio, leggermente deflessi dopo una collisione anelastica che produce attività nel rivelatore centrale. I rivelatori di AFP sono dedicati all'identificazione dei protoni deflessi a piccolissimo angolo rispetto al fascio, per questa categoria di eventi. AFP consiste pertanto in due sistemi di piccoli rivelatori da collocare ad una distanza del punto di collisione di ATLAS di circa 210 m su entrambi i lati in prossimità del fascio di LHC. I rivelatori di AFP devono avere funzione di tracciatori, cioè devono ricostruire la posizione di particelle incidenti con risoluzioni di $10 \div 30 \mu\text{m}$, e funzione di rivelatori di tempo. A causa del numero elevato di interazioni protone-protone in un singolo bunch crossing (ossia all'incrociarsi di due pacchetti di particelle, ciascuno appartenente a un fascio, nel punto di collisione), per associare correttamente i protoni identificati da AFP al vertice primario d'interazione da cui si originano le particelle misurate nel rivelatore centrale, è richiesta un' eccellente risoluzione temporale dell'ordine di 10 ps. Attualmente i rivelatori di tem-

po di volo proposti in AFP sono basati su rivelatori Cherenkov al quarzo. Un'alternativa proposta dal gruppo di ATLAS dell'INFN di Lecce per l'upgrade di AFP prevede l'utilizzo del diamante come rivelatore di tempo di volo. Studi di fattibilità e test preliminari hanno dimostrato la fattibilità di massima del progetto. Misure di risoluzione temporale, ottenute utilizzando elettronica di amplificazione commerciale sono state effettuate in un setup dedicato utilizzando un fascio di test; i risultati sono riportati in [16] assieme alla descrizione del setup sperimentale. Lo studio discusso in questo lavoro si innesta nell'attività di progettazione di un'elettronica di front-end per rivelatori al diamante che garantisca la risoluzione temporale necessaria per gli obiettivi di fisica di AFP possibilmente a costi competitivi.

Appendice A

Script utilizzato per il grafico della carica e della corrente indotta

Nella funzione *igenstepfun* la corrente indotta al tempo t dai portatori di carica generati dall N -esima ionizzazione lungo la traccia della particella ionizzante è moltiplicata per un termine di decadimento esponenziale che descrive la probabilità di sopravvivenza della carica fino al tempo t al rischio di cattura, parametrizzato dal libero cammino medio “mfp”. In diamanti policristallini reali, si osserva infatti frequentemente il fenomeno di cattura delle cariche libere su distanze tipiche inferiori a $100\ \mu$ che determina un valore della charge collection efficiency, CCE, ossia del rapporto tra la carica raccolta agli elettrodi e la carica di ionizzazione prodotta, dell’ordine di 40%. Nella funzione il valore di mfp e’ fissato a $50\text{cm} \gg d = 300\mu\text{m}$ che corrisponde a trascurare completamente l’effetto della CCE diversa da 1.

```
1
2 static Double_t detThickness = 0.0003; // 300 microns
3 static Double_t EnergyLoss    = 184000.; // 184 eV
4 static Double_t EnergyPerIonization = 13.6; // eV
5 static Int_t Neh = (Int_t)EnergyLoss/EnergyPerIonization;
6 static Double_t lamdbaIonization = detThickness/(double)Neh;
7 static double DetCapacity = 10.E-12;
8 static double DischargeRes = 50.0; /*100000000.*/
9 static Double_t Vbias = 300.;
10 static double tau=DetCapacity*DischargeRes;
11 static Double_t electronCharge = 0.16E-6; //pC
```

```
12 static Double_t emobility = 0.18;
13 static Double_t hmobility = 0.245;
14 static Double_t ecurrent =
    electronCharge*emobility*Vbias/detThickness/detThickness;
15 static Double_t hcurrent =
    electronCharge*hmobility*Vbias/detThickness/detThickness;
16 static Double_t mobility = 0.;
17 static Double_t current = 0.;
18 static Double_t emfp = 0.5; //150micron di libero cammino medio
19 static Double_t hmfp = 0.5; //150micron di libero cammino medio
20 //static Double_t emfp = 0.00007; /*100000.; //150micron di
    libero cammino medio
21 //static Double_t hmfp = 0.00007; /*100000.; //150micron di
    libero cammino medio
22 static Double_t mfp = 0.;
23 static bool isElectron = true;
24
25
26
27 double igenstepfun(double t, double N) {
28     double t_rac, xk;
29
30     xk=lambdaIonization*N;
31     double distanceToElectrod = 0.;
32     if (isElectron){
33         mobility = emobility;
34         current = ecurrent;
35         distanceToElectrod = xk; // if electron
36         mfp = emfp;
37     }
38     else
39     {
40         mobility = hmobility;
41         current = hcurrent;
42         distanceToElectrod = detThickness-xk; // if hole
43         mfp = hmfp;
44     }
45     // if (distanceToElectrod >= mfp ) distanceToElectrod = mfp;
46
47     t_rac=distanceToElectrod*detThickness/(mobility*Vbias);
48     double vdrift = mobility*Vbias/detThickness;
49
50     if(t<=t_rac && t>0) return current*exp(-vdrift*t/mfp);
51     if(t>t_rac) return 0.;
```

```
52  return 0;
53  }
54
55  double igenstepfun_enuew(double t, double N) {
56    isElectron = true;
57    return igenstepfun(t, N);
58  }
59  double igenstepfun_hnew(double t, double N) {
60    isElectron = false;
61    return igenstepfun(t, N);
62  }
63
64
65  void graphGeneratorCurrent() {
66
67
68    double deltat;
69    const Int_t n = 100;
70    double tmax=0.000000003;
71    deltat=tmax/n;
72    Double_t x[n], y[n], ye[n], yh[n], yc[n], yce[n], ych[n];
73    for (Int_t i=0;i<n;i++) {
74      x[i] = (i+1)*deltat;
75      //y[i] = stepfun(x[i],3);
76      double ytot=0., ytote=0., ytoth=0.;
77      double econtr = 0.;
78      double hcontr = 0.;
79      for(Int_t j=1; j<=Neh; j++){
80        econtr = igenstepfun_enuew(x[i],j);
81        hcontr = igenstepfun_hnew(x[i],j);
82        ytot = ytot + econtr + hcontr;
83        ytote= ytote+ econtr;
84        ytoth= ytoth+ hcontr;
85      }
86      y[i]=ytot;
87      ye[i]=ytote;
88      yh[i]=ytoth;
89      if (i==0) {
90        yc[i]=ytot*deltat;
91        yce[i]=ytote*deltat;
92        ych[i]=ytoth*deltat;
93      }
94      else {
95        yc[i] =yc [i-1]+ytot *deltat;
```

```
96     yce[i]=yce[i-1]+ytote*deltat;  
97     ych[i]=ych[i-1]+ytoth*deltat;  
98     }  
99     //printf(" i %i %f %f \n",i,x[i]*1.E9,y[i]);  
100    }  
101  
102    for (Int_t i=0;i<n;i++) {  
103        y[i]/=1e3;  
104        ye[i]/=1e3;  
105        yh[i]/=1e3;  
106        yc[i]*=1e3;  
107        yce[i]*=1e3;  
108        ych[i]*=1e3;  
109        x[i]*=1e6;  
110    } }
```


Bibliografia

- [1] BRUZZI, MARA. *Radiation damage in silicon detectors for high-energy physics experiments*. NUCLEAR SCIENCE, IEEE TRANSACTIONS ON 48.4 (2001): 960-971.
- [2] LINDSTRÖM, G., & AL. *Radiation hard silicon detectors—developments by the RD48 (ROSE) collaboration*. NUCLEAR INSTRUMENTS AND METHODS IN PHYSICS RESEARCH SECTION A: ACCELERATORS, SPECTROMETERS, DETECTORS AND ASSOCIATED EQUIPMENT 466.2 (2001): 308-326.
- [3] SPEAR, KARL E., AND JOHN P. DISMUKES. *Synthetic diamond: emerging CVD science and technology*. VOL. 25. JOHN WILEY SONS, 1994.
- [4] LEO, WILLIAM R. *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach*. SPRINGER SCIENCE BUSINESS MEDIA, 2012.
- [5] CIOBANU, M., ET AL. *In-beam diamond start detectors*. NUCLEAR SCIENCE, IEEE TRANSACTIONS ON 58.4 (2011): 2073-2083.
- [6] BEHNKE, TIES, ET AL. *The charge collection properties of CVD diamond*. NUCLEAR INSTRUMENTS AND METHODS IN PHYSICS RESEARCH SECTION A: ACCELERATORS, SPECTROMETERS, DETECTORS AND ASSOCIATED EQUIPMENT 414.2 (1998): 340-356.
- [7] SHOCKLEY, WILLIAM. *Currents to conductors induced by a moving point charge*. JOURNAL OF APPLIED PHYSICS 9.10 (1938): 635-636.
- [8] RAMO, SIMON. *Currents induced by electron motion*. PROC. IRE 27.9 (1939): 584-585.

-
- [9] KEOWN, JOHN. *MicroSim PSpice and circuit analysis*. PRENTICE HALL PTR, 1997.
- [10] SPIELER, HELMUTH. *Introduction to radiation detectors and electronics*. VI. POSITION-SENSITIVE DETECTORS, 1998.
- [11] AGAKICHIEV, G., ET AL. *The high-acceptance dielectron spectrometer HADES*. THE EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL A 41.2 (2009): 243-277.
- [12] J. PIETRASZKO ET AL. *Nucl. Instrum. Meth.* A618:121-123 (2010) ,ARXIV: 0911.0337[NUCL-EX].
- [13] PIETRASZKO, J., W. KOENIG, AND M. WEBER. *A diamond Start-Veto system for the HADES heavy ion experiment*. GSI SCIENTIFIC REPORT (2010).
- [14] PALLOTTINO, GIOVANNI VITTORIO. *Il rumore elettrico: dalla fisica alla progettazione*. SPRINGER SCIENCE BUSINESS MEDIA, 2011.
- [15] ATLAS COLLABORATION. *Forward Proton Technical Design Report*. CERN-LHCC-2015-009, ATLAS-TDR-024-2015
- [16] CHIODINI, G., & AL. *Diamond detector time resolution for large angle tracks*. NUCLEAR INSTRUMENTS AND METHODS IN PHYSICS RESEARCH SECTION A: ACCELERATORS, SPECTROMETERS, DETECTORS AND ASSOCIATED EQUIPMENT (2015).
- [17] HO, CHUNG YAU ELTON. *Noise Studies on Silicon Avalanche Photodiodes and Caesium Iodide Crystals for the Belle II Experiment*.
- [18] AAD, GEORGES, ET AL. *The ATLAS experiment at the CERN large hadron collider*. JOURNAL OF INSTRUMENTATION 3.08 (2008): S08003.
- [19] H. SPIELER "Fast Timing Methods for Semiconductor Detectors" IEEE TRANS. NUCL. SCI. NS-29/3,1982,1142.