

A. SCONZA e G. TORZO

*Dipartimento di Fisica
dell'Università di Padova
Gruppo Nazionale Struttura
della Materia - Padova*

SCHEDA N. 8

Inserto de *La Fisica nella Scuola*
Volume XIX - Fascicolo 4 - 1986

L'ESPERIMENTO DI HAYNES E SHOCKLEY

1. Introduzione

L'esperimento proposto nel 1949 da J.R. Haynes e W. Shockley [1,2,3] per misurare la mobilità di elettroni e lacune nei semiconduttori, dovrebbe essere, per la sua estrema semplicità concettuale, l'esperimento di base nell'ambito di un corso sulla fisica dei semiconduttori. Purtroppo questo non avviene nelle scuole italiane i cui laboratori didattici sono fermi, con poche eccezioni, a ben prima degli anni cinquanta. D'altra parte non vi sono in letteratura versioni di questo esperimento che lo facciano apparire facilmente realezzabile in un laboratorio didattico mediamente attrezzato.

Con questo articolo vogliamo dare alcuni suggerimenti pratici agli insegnanti che desiderano eseguire questa misura senza dover troppo appesantire il bilancio del loro laboratorio, e dimostriamo che l'unica spesa necessaria è quella per l'acquisto dei campioni di semiconduttore e di un certo numero di comuni circuiti integrati, resistenze e capacità.

Assumiamo ovviamente che il laboratorio disponga di un oscilloscopio e di un alimentatore in continua da 30 V.

2. Descrizione schematica dell'esperimento

Si abbia una sbarretta di semiconduttore drogato p, lunga alcuni centimetri, e con due contatti ohmici^(*) saldati alle estremità. All'interno del cristallo si produce un campo elettrico "di spazzolamento" ($E_s \gtrsim 10 \text{ V/cm}$) mediante un generatore di tensione pulsato, schematizzato in figura 1 come una batteria più un interruttore. Due contatti a punta (elettrodi E e C) vengono appoggiati alla superficie del cristallo, separati da una distanza di alcuni millimetri. Il contatto a punta è, almeno parzialmente, rettificante e viene rappresentato in figura 2 come un diodo (in appendice 1 è sommariamente spiegato perché la polarità del diodo è quella indicata).

Se si applica all'elettrodo E (emettitore) un impulso negativo di pochi microsecondi di durata e di ampiezza sufficiente a polarizzare direttamente il diodo D_E , si avrà iniezione di elettroni nella regione del cristallo immediatamente sottostante alla punta E. Questo fiotto di elettroni, sotto l'azione del campo di spazzolamento

(*) un contatto si dice ohmico se presenta la stessa resistenza al passaggio della corrente elettrica nei due versi.

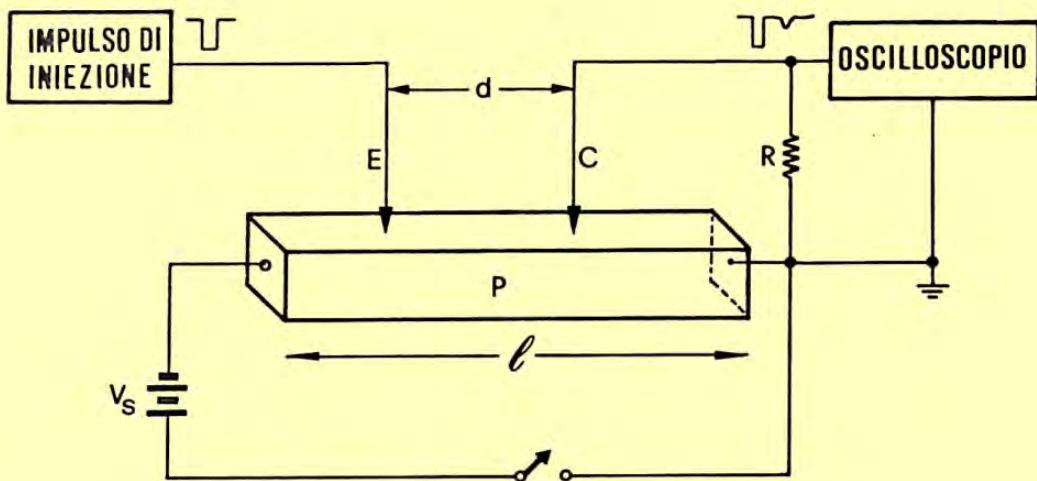


Figura 1 Schema di base dell'esperimento di Haynes e Shockley.

E_e , comincerà a spostarsi con velocità di deriva v_d , e dopo un certo tempo t raggiungerà la zona del cristallo sottostante la punta C (collettore).

Questo secondo diodo D_c è polarizzato inversamente e quindi attraverso la resistenza R fluisce solo la debole corrente inversa (elettroni dal semiconduttore p al metallo).

L'arrivo del fiotto di elettroni, aumentando la concentrazione di portatori minoritari nella regione di contatto, provoca un aumento della corrente inversa e quindi un abbassamento del potenziale all'estremo della resistenza connessa al

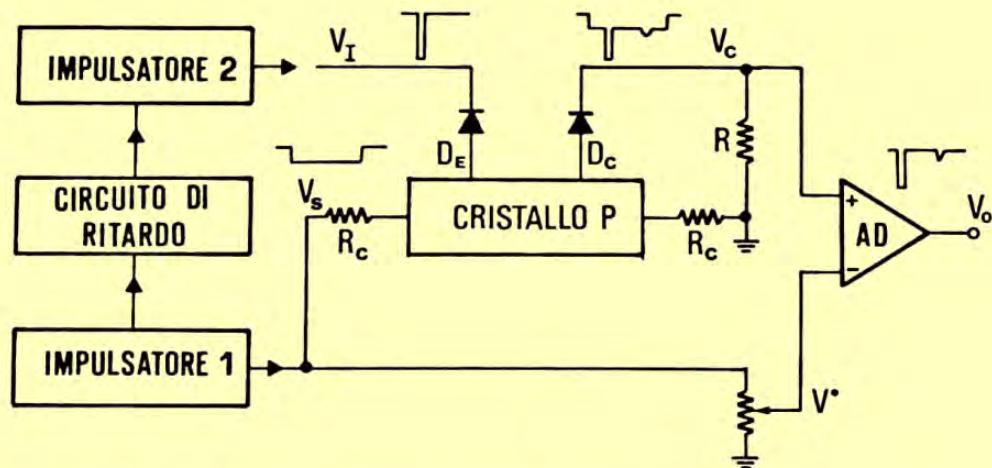


Figura 2 Schema a blocchi dell'arrangiamento sperimentale:
 V_I = impulso di iniezione, V_s = impulso di spazzolamento
 V_c = segnale osservato al collettore, D_E , D_C = diodi equivalenti ai contatti a punta.
 R_c = resistenze di contatto.

collettore. Sullo schermo dell'oscilloscopio, connesso ai capi della resistenza R , si osserva un primo impulso negativo stretto e di ampiezza confrontabile con quella dell'impulso di iniezione e , con un certo ritardo t , un secondo impulso negativo più largo e di ampiezza minore.

Se si dispone di un oscilloscopio a doppia traccia si potrà osservare che il primo picco è contemporaneo all'impulso di iniezione: esso è infatti il segnale di propagazione del campo elettromagnetico che viaggia nel semiconduttore (come nei metalli) praticamente alla velocità della luce. Il secondo impulso invece corrisponde al passaggio, sotto al collettore, del fiotto di elettroni e la sua forma ed ampiezza sono determinate dai fenomeni di diffusione e ricombinazione.

Gli elettroni iniettati, infatti, man mano che derivano verso il collettore, diffondono casualmente in tutte le direzioni per effetto delle collisioni con il reticolo cristallino, per cui l'impulso rivelato si allarga sempre di più al crescere del ritardo t .

Gli elettroni inoltre si ricombinano con le lacune che incontrano lungo il percorso, per cui il numero di elettroni che raggiungono effettivamente il collettore decresce esponenzialmente al crescere di t , secondo la legge

$$N(t) = N_0 \exp(-t/\tau) \quad (1)$$

dove τ è la vita media dei portatori iniettati.

3. Informazioni fornite dall'esperimento

La misura del ritardo t e della distanza d tra le due punte fornisce la velocità di deriva degli elettroni

$$v_d = d/t. \quad (2)$$

Dalla misura dell'ampiezza V , dell'impulso di spazzolamento e della lunghezza ℓ del cristallo si ottiene il valore del campo di spazzolamento $E_c = V_c / \ell$ e quindi della mobilità degli elettroni μ definita dalla

$$\mu = |v_d| / |E_c|. \quad (3)$$

Dalla misura della larghezza a metà altezza Δt dell'impulso di collettore corrispondente al passaggio dei portatori iniettati, si può ricavare il valore della costante di diffusione D , mediante la relazione

$$(v_d \Delta t)^2 = 11.08 D t \quad (4)$$

valida se la durata dell'impulso di iniezione è trascurabile rispetto al ritardo t e alla larghezza Δt .

Dalla misura dell'area A racchiusa dall'impulso di collettore si può ottenere almeno una stima della vita media τ dei portatori minoritari: si ha infatti $A = R \int \Delta i(t) dt \approx R q n$, dove $\Delta i(t) = V_c(t)/R$ è l'aumento di corrente inversa al collettore, $V_c(t)$ l'ampiezza dell'impulso, q la carica elettronica e N il numero di portatori iniettati che transitano sotto il collettore.

Dalla relazione (1) si ha pertanto:

$$A(t) = A_0 \exp(-t/\tau) \quad (5)$$

Le stesse informazioni si possono ottenere per le lacune, usando un cristallo drogato n, ed impulsi di spazzolamento e di iniezione positivi anziché negativi. La polarità dei diodi equivalenti ai contatti a punta sarà rovesciata (cfr. appendice 1).

Per una trattazione analitica dell'esperimento qui descritto solo sommariamente si rimanda il lettore ad uno dei tanti libri di testo sui semiconduttori [4], [5].

4. Apparato sperimentale

L'attrezzatura necessaria, come si è visto, consiste di:

- a) campione semiconduttore,
- b) contatti a punta, e sistema per posizionarli,
- c) impulsatore doppio,
- d) sistema di rivelazione.

a) Il campione dev'essere una sbarretta tagliata da un monos cristallo semiconduttore di dimensioni $30 \times 3 \times 3$ mm³ circa, con contatti ohmici alle due estremità. Conviene usare il Ge perché i contatti terminali si realizzano facilmente con un comune saldatore a stagno. La preparazione dei campioni di Ge è un po' laboriosa ma non presenta grosse difficoltà: si deve levigare il cristallo su una superficie ben piana con una carta abrasiva finissima (n. 800) e acqua fino a fargli assumere un aspetto speculare; successivamente il cristallo va immerso in CP4^(*) per circa un minuto in modo da pulire chimicamente la superficie, e quindi lavato in acqua distillata. A questo punto i due fili terminali si saldano a stagno senza problemi. Purtroppo però il Ge è un materiale molto costoso e una sbarretta delle dimensioni indicate ha un prezzo superiore alle centomila lire. In alternativa si può usare il Si il cui costo è inferiore di un ordine di grandezza, ma su cui è molto più difficile fare i contatti ohmici. Infatti occorre depositare sotto vuoto uno strato di Al (su Si p) o di Au (su Si n) alle estremità della sbarretta, far diffondere il metallo entro il Si con un opportuno riscaldamento in atmosfera inerte ed infine incollare i fili terminali mediante una resina epossidica conduttrice. Operazioni queste che richiedono ovviamente un laboratorio specializzato. Conviene quindi rivolgersi a una ditta produttrice di apparecchiature didattiche per l'acquisto di campioni di Si con contatti terminali già pronti.

b) Contatti a punta.

Le due punte si possono ottenere assottigliando con una piccola mola due spezzoni di filo di bronzo fosforoso (o di tungsteno o di nickel-cromo) del diametro di $0.3 \div 0.5$ mm. Occorre poi un supporto per il cristallo e le punte che permetta di posizionare le punte sul campione e di esercitare una certa pressione. Nella fotografia (fig. 3) è riprodotto un dispositivo da noi costruito nel quale le punte sono fissate a due sbarrette di plexiglass che, flettendosi, servono anche ad applicare una moderata pressione. Nella foto si vede anche la scala graduata posta immediatamente dietro il cristallo e che serve a misurare (entro circa un quarto di mm) la distanza d tra le punte.

(*) Il CP4 è una miscela di acido nitrico (60%), acido acetico (30%) e acido fluoridrico (10%). Ovviamenete è da usare con molta cautela evitando il contatto con la pelle e l'inalazione dei vapori.

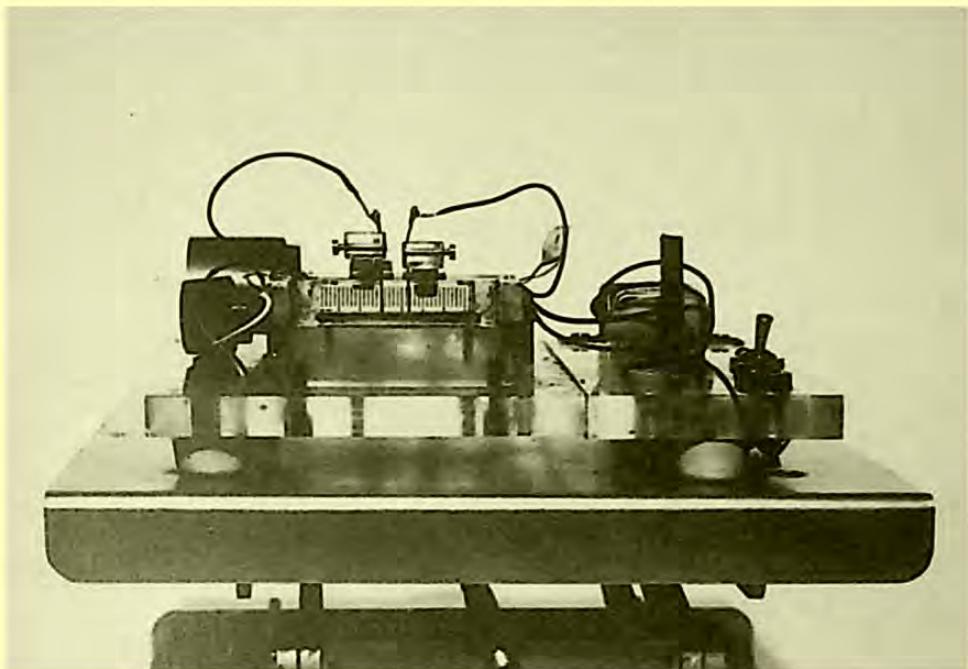


Figura 3 Dispositivo per posizionare i contatti a punta.

c) *Impulsatore doppio.*

Il campo di spazzolamento non può essere applicato costantemente al cristallo se si vuole evitare di surriscaldarlo. Occorre quindi un generatore di impulsi di tensione negativi (se si usa un cristallo drogato p) di durata dell'ordine del centinaio di microsecondi e con frequenza di ripetizione non superiore al kHz. Questo impulsatore va collocato fra le estremità del cristallo, sostituisce cioè la batteria e l'interruttore di figura 1.

Occorre poi un secondo impulsatore sincronizzato col primo per produrre l'impulso negativo da applicare alla punta E per l'iniezione degli elettroni. La durata dell'impulso di iniezione deve essere di alcuni microsecondi al massimo e la sua ampiezza regolabile tra 0 e 30 Volt. L'impulso di iniezione deve essere prodotto con un certo ritardo rispetto all'inizio dell'impulso di spazzolamento in modo che i fenomeni transitori di modulazione della condutività del cristallo, dovuti ad una non perfetta ohmicità dei contatti terminali, abbiano modo di esaurirsi prima della iniezione di elettroni. È bene poi che questo ritardo possa essere regolabile da zero alla intera durata dello spazzolamento.

Abbiamo usato con successo un impulsatore doppio costruito "in casa" secondo lo schema di figura 4.

In figura 4a è descritto il circuito usato per generare impulsi positivi di spazzolamento (V_s^+) e di iniezione (V_i^+) ed in figura 4b quello usato per generare gli analoghi impulsi negativi (V_s^- e V_i^-). Entrambi i circuiti consistono in un multivibratore astabile "ad anello" (IC1 e IC2) per produrre l'impulso di spazzolamento, seguito da un primo monostabile (IC3) che fornisce il ritardo, e da un secondo monostabile (IC4) che genera l'impulso di iniezione. Sia V_s che V_i vengono amplificati in corrente da uno stadio di uscita (transistor T1 e T2) ad inseguitori complementari.

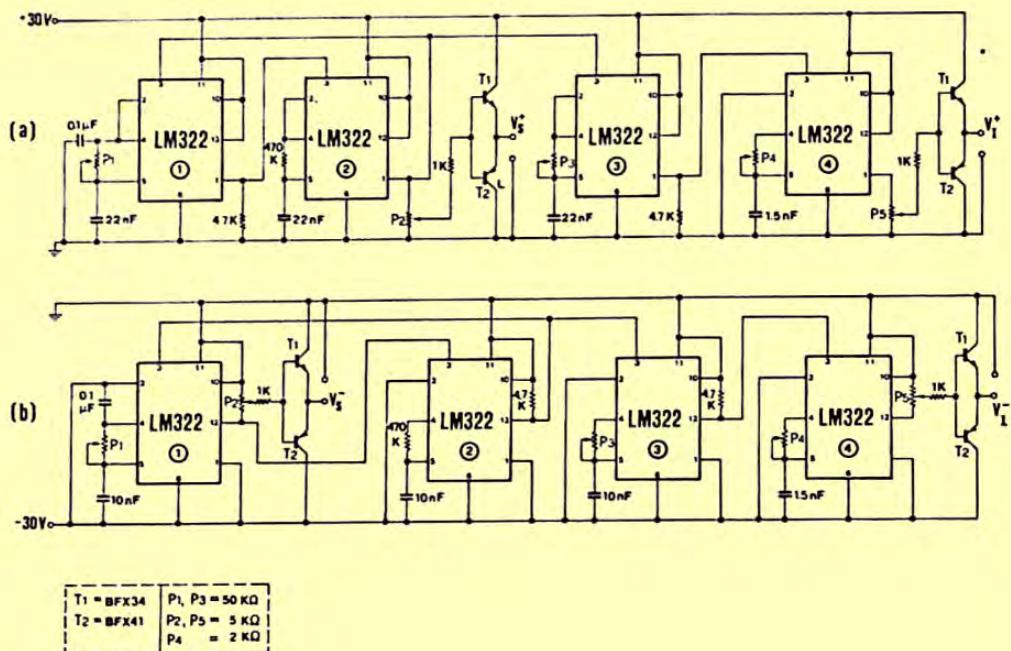


Figura 4 Impulsatore doppio. 4a = sezione per impulsi positivi. 4b = sezione per impulsi negativi.

Tutti i circuiti integrati impiegati (IC1,...IC4) sono dei "timer" (LM322 della National) che assomigliano ai popolari 555 come principio di funzionamento, ma offrono in più quattro caratteristiche essenziali: 1) stadio di uscita di collettore o di emettitore, 2) tensioni di lavoro fino a circa 40 volt, 3) logica "positiva" o "negativa", 4) maggiore rapidità di commutazione.

La figura 5 riporta lo schema funzionale dell'integrato, e la figura 6 mostra le due possibili configurazioni monostabili (6a con uscita di collettore, 6b con uscita di emettitore) con le relazioni ingresso/uscita per logica "positiva" o "negativa".

La durata dell'impulso di spazzolamento V_+ è regolata dal potenziometro P1, inserito nel circuito RC di uno (IC1) dei due monostabili collegati "ad anello".

L'ampiezza di V_+ è invece regolata prelevando mediante il potenziometro P2 una frazione dell'impulso di uscita (di emettitore in IC2⁺, e di collettore in IC1⁻), ed amplificandolo in corrente mediante T1 e T2.

Il ritardo è regolato da P3 nel monostabile IC3.

La durata dell'impulso di iniezione è regolata da P4 nel monostabile IC4, e l'ampiezza è regolata da P5.

Tutti gli integrati sono connessi in configurazione "boost" (il pin 11 connesso a V_+ aumenta la velocità di commutazione, così da permettere durate minime di impulso dell'ordine di pochi microsecondi).

Ulteriori dettagli sul funzionamento dell'LM322 sono fornite dai manuali della National.

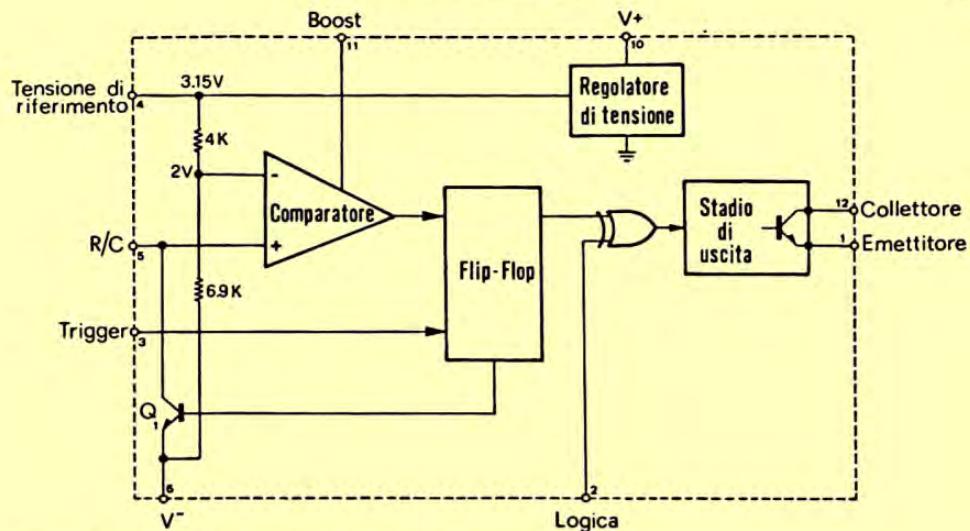
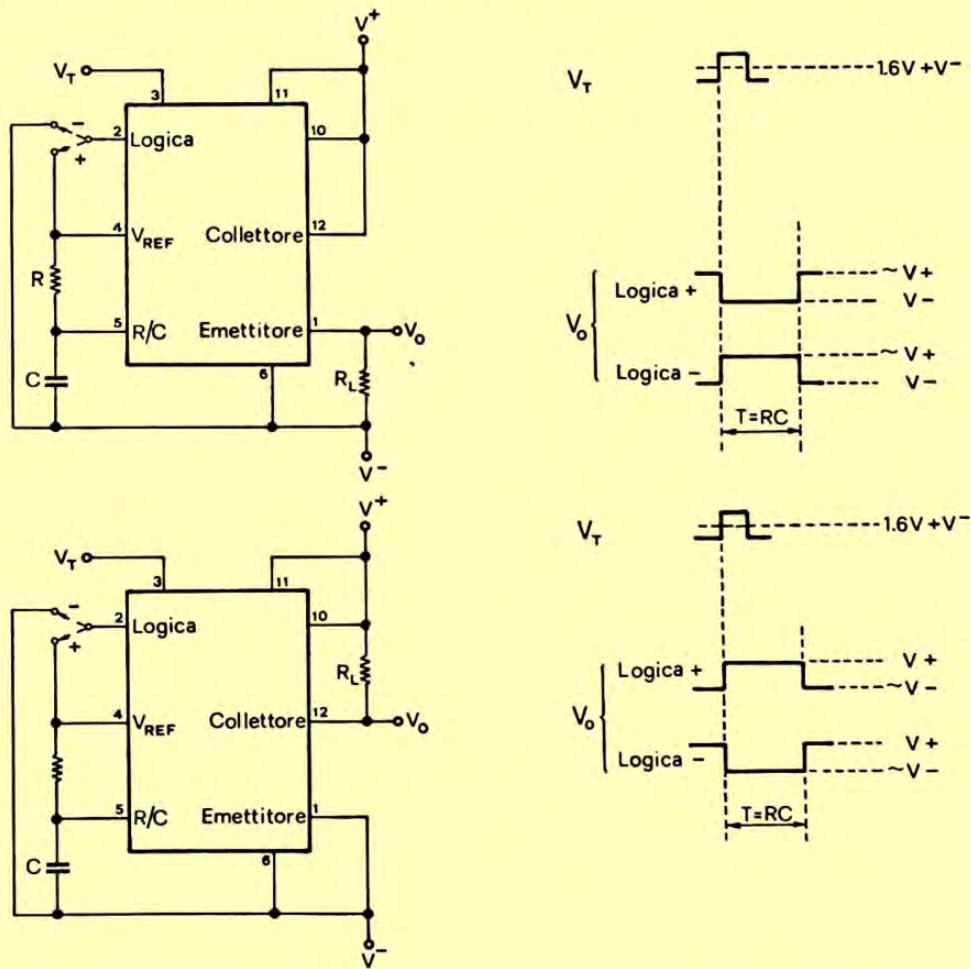


Figura 5 Schema funzionale del circuito integrato LM322.

Figura 6 Le due configurazioni possibili per realizzare un circuito monostabile con LM322.
6a = con uscita di collettore. 6b = con uscita di emettitore.

d) Sistema di rivelazione.

Per rivelare il segnale di collettore V_c è sufficiente un qualunque buon oscilloscopio con sensibilità massima dell'ordine della decina di millivolt. È conveniente prelevare V_c attraverso un preamplificatore differenziale che permetta di sottrarre dal segnale di collettore la frazione V^* del segnale spazzolamento che si vede al collettore, in modo che l'amplificatore dell'oscilloscopio amplifichi solo il piccolo segnale dovuto all'iniezione di portatori in eccesso.

Nell'ipotesi che il semiconduttore sia omogeneo e che la resistenza dei contatti terminali ohmici sia trascurabile, V^* è dato dalla relazione $V^* = V_c x_c / l$, dove x_c è la distanza del collettore misurata a partire dall'estremità del cristallo posta a terra.

Lo schema del semplice preamplificatore da noi usato è riportato in figura 7. Esso utilizza un solo circuito integrato (Texas TL082) che contiene i due amplificatori operazionali A01 e A02. A01 funziona da differenziale con guadagno $(-R_2/R_1)$ per il segnale in uscita da A02, e guadagno $(1+R_2/R_1)$ per il segnale V_c . A02 amplifica con guadagno $(1+R_1/R_s)$ la frazione α del segnale V_s , prelevata attraverso il potenziometro P.

All'uscita del differenziale si ha pertanto:

$$V_o = (1+R_2/R_1) V_c - (R_2/R_1) (1+R_1/R_s) \alpha V_s = (1+R_2/R_1) (V_c - \alpha V_s)$$

La sottrazione del segnale di spazzolamento viene aggiustata agendo sul potenziometro per ottenere $V^* = \alpha V_s$.

Il condensatore da 100 pF serve a tagliare gli eventuali disturbi ("spikes") ad alta frequenza.

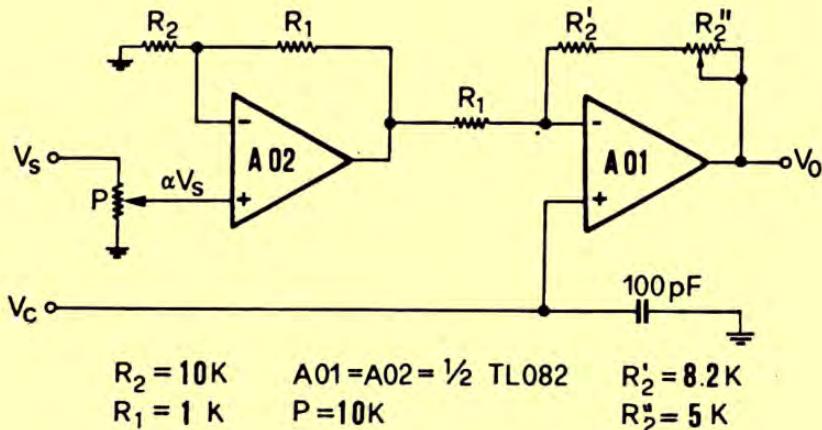


Figura 7 Preamplificatore differenziale per il segnale di collettore.

5. Esecuzione delle misure.

Per la riuscita dell'esperimento è importante ottenere, con la procedura descritta in precedenza, una buona "pulizia" del cristallo, condizione dalla quale dipende notevolmente la vita media dei portatori minoritari. Infatti in campioni di modeste dimensioni, come quelli qui impiegati, la ricombinazione avviene in prevalenza negli strati superficiali ed è tanto più rapida quanto più numerosi sono i difetti reticolari dovuti al taglio e alle successive manipolazioni della superficie.

Importante è anche la preparazione ed il posizionamento dei contatti a punta. Se il segnale all'oscilloscopio appare disturbato e instabile occorre probabilmente ripassare le punte con carta abrasiva per asportare la superficie ossidata del metallo, e controllare che le punte premano sul cristallo con una forza moderata ma costante.

Non ci è sembrato invece particolarmente critico il diametro della regione di contatto, cioè è inutile insistere troppo per assottigliare il filo da cui si vogliono ricavare le punte.

Esaminiamo ora una alla volta le misure da eseguire, evidenziando caso per caso le precauzioni da adottare e suggerendo valori orientativi per alcuni parametri.

a) La misura della distanza d emettitore-collettore, se ci si accontenta di una precisione del $5 \div 10\%$, si può fare semplicemente traguardando le punte su una scala millimettrata posta immediatamente dietro il cristallo. Nei campioni da non usati le distanze utili vanno da un paio di mm fino a un cm (d può essere maggiore qualora si disponga di un campione con vita media molto elevata, o si usino valori maggiori per il campo di spazzolamento).

b) Il valore del campo di spazzolamento si ottiene come rapporto tra la d.d.p. $V_{//}$ prodotta dal primo impulsore e visualizzata su uno dei due canali dell'oscilloscopio, e la lunghezza ℓ del cristallo che si può misurare con un calibro ventesimale.

Si assume cioè che il cristallo sia omogeneo, e che inoltre le resistenze dei contatti terminali siano trascurabili rispetto alla resistenza del cristallo. Per verificare la validità di queste assunzioni si può misurare con l'oscilloscopio come varia la d.d.p. $V_c(x)$ fra l'estremo del cristallo posto a terra e il collettore (togliendo l'emettitore) in funzione della distanza x tra l'estremo del cristallo e il collettore. Il campo di spazzolamento è definito punto per punto da $E(x) = \frac{\Delta V_c(x)}{\Delta x}$.

Se $E(x) = \text{cost}$ la prima assunzione è valida. Se inoltre il valore così ottenuto coincide con $V_{//}$, anche la seconda assunzione è valida.

c) Nella determinazione del ritardo t tra i due impulsi e della larghezza a metà altezza Δt si osserverà che, riducendo l'ampiezza V_i e la durata T_i dell'impulso di iniezione (a parità di distanza d e di campo di spazzolamento E_i), t e Δt diminuiscono un poco. Questo è dovuto alla inevitabile perturbazione del campo elettrico all'interno del cristallo determinata dai portatori in eccesso iniettati e dall'equivalente quantità di portatori di segno opposto richiamati attraverso i contatti terminali per mantenere il cristallo elettricamente neutro.

Pertanto conviene compiere una serie di letture di t e di Δt , riducendo gradualmente V_i fino a che il secondo impulso si riduce quasi a zero (vedi fig. 8). Poiché si osserva che sia t che Δt decrescono circa linearmente con V_i , si possono assumere come valori corretti quelli che si calcolano estrapolando l'andamento li-

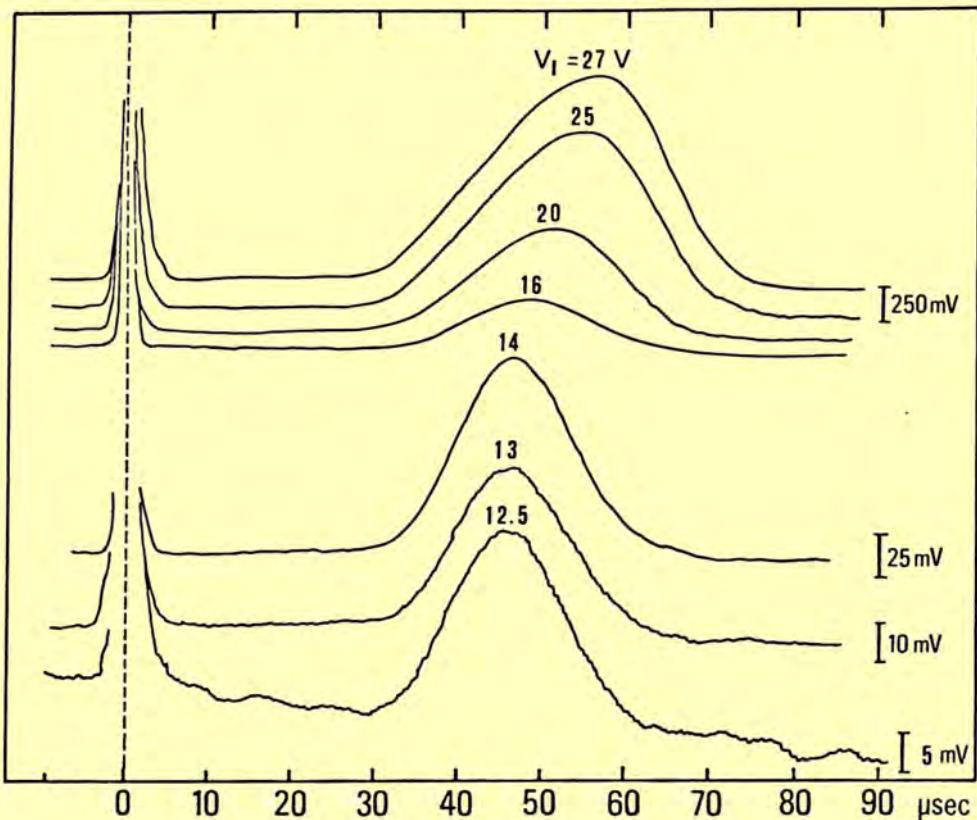


Figura 8 Registrazione dell'impulso di collettore per diversi valori di V_I .

neare fino a $V_I = V_E$, dove V_E è il potenziale del punto del cristallo dove è appoggiato l'emettitore (per $V_I \approx V_E$ cessa l'iniezione).

V_E si calcola colla $V_E = V_s \frac{x_E}{l}$ dove x_E è la distanza dell'emettitore dall'estremità del cristallo posto a terra ed l la lunghezza del cristallo. Se si riesce a misurare l'impulso di collettore per valori assai piccoli di iniezione (questo richiede l'uso di un oscilloscopio a memoria in grado di mediare molte letture successive) si può osservare che i valori di t e Δt tendono a diventare indipendenti da V_I (vedi fig. 9) e che il valore di t e Δt misurato per "piccola iniezione" è prossimo a quello ottenuto coll'estrapolazione sopradetta. Riportiamo in fig. 8 e nella tabella 1 alcuni dati ottenuti con un cristallo di Ge n di dimensioni $35.0 \times 3.3 \times 3.0$ mm³; i valori di t e Δt sono stati appunto ottenuti riducendo l'iniezione fino a che t e Δt non diminuiscono più.

d) Misura del coefficiente di diffusione D.

Dalla teoria dei processi di diffusione (vedi App. 2) si ricava che se si inietta nel punto $x = 0$ un brevissimo impulso di portatori, questi dopo un certo tempo t , saranno distribuiti in funzione di x secondo una gaussiana di larghezza a metà altezza $\Delta x = \sqrt{11.08} Dt$.

Nel nostro caso questa distribuzione gaussiana dei portatori in eccesso "scor-

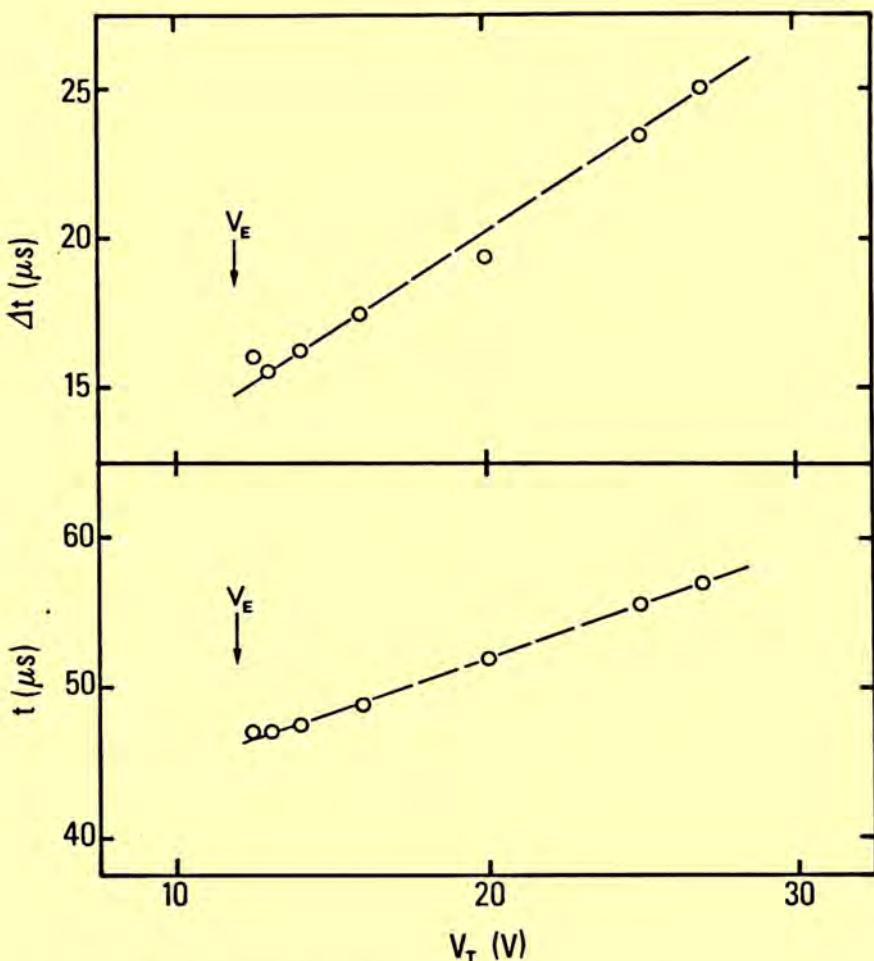


Figura 9 Δt e t in funzione della tensione di iniezione V_I .

re" sotto il collettore con la velocità di deriva v_d e perciò misurando la "durata" Δt (a metà altezza) dell'impulso al collettore questa dovrebbe seguire la legge

$$\Delta t = \Delta x/v_d = \sqrt{11.08 D t^3 / d}. \quad (6)$$

Riportando la durata dell'impulso Δt in funzione di $t^{3/2}/d$ per diversi valori del ritardo t e della distanza d tra le punte, si può ricavare il coefficiente di diffusione D (vedi fig. 10). Equivalentemente si può calcolare il rapporto D/μ mediante la formula

$$D/\mu = (V_d d / 11.08) \wedge (\Delta t/t)^2 \quad (7)$$

che si ottiene dalla (4) sostituendo v_d^2 con $\frac{d}{t} \mu E$. Questo valore può essere confrontato con il valore fornito dalla relazione di Einstein $D/\mu = k_b T/e$ (ove k_b è la costante di Boltzmann, T la temperatura assoluta ed e è la carica dell'elettrone) che a 300 K dà $D/\mu = 0.026$ Volt.

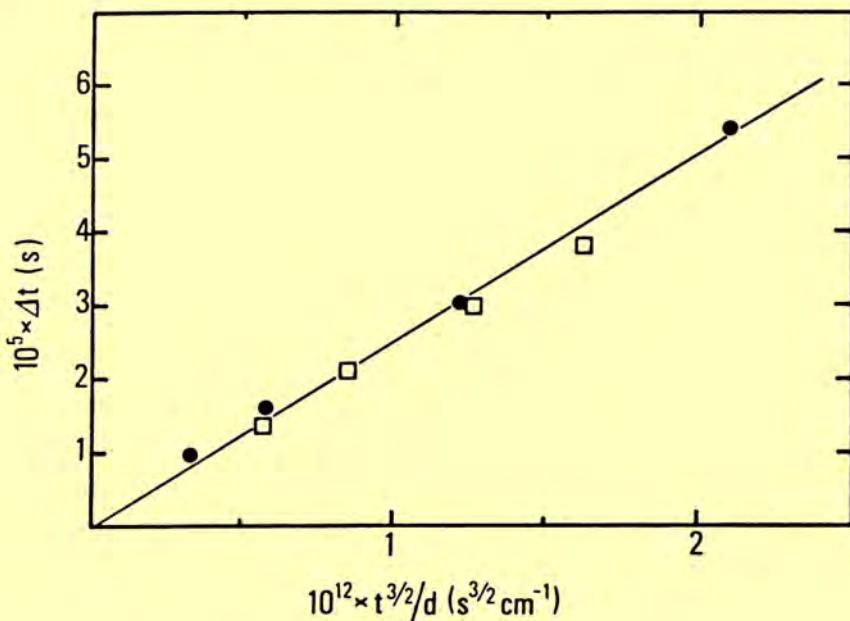


Figura 10 Δt in funzione di $(t^{3/2}/d)$.

e) La valutazione della vita media dei portatori minoritari si può ottenere semplicemente copiando l'impulso su carta millimetrata trasparente appoggiata sullo schermo dell'oscilloscopio, per poterne stimare l'area A . Qualora si disponga di un apparecchio Polaroid da oscilloscopio o di un oscilloscopio a memoria con uscita analogica, la misura può essere eseguita in modo assai più fedele e meno laborioso, fotografando o registrando l'impulso. Naturalmente ha significato paragonare le aree osservate a tempi diversi solo per impulsi ottenuti in uguali condizioni di iniezione.

Per ottenere ciò si potrebbe pensare di fissare la tensione di spazzolamento V_s e la tensione di iniezione V_i e variare la distanza fra le punte, ma ogni volta che si muove una punta cambia la caratteristica del diodo corrispondente (iniettore e/o collettore) e quindi con questo metodo si possono ottenere risultati erronei.

Altrimenti si può lavorare a punte fisse e variare invece V_i . In questo caso per ottenere iniezioni uguali occorre variare V_i secondo la relazione $V_i = V_s x_e // + \Delta V$, cioè usare una tensione d'iniezione superiore di una quantità fissa ΔV rispetto alla tensione del punto dove è piazzato l'emettitore.

La vita media di ricombinazione τ si ottiene da una interpolazione lineare del grafico in carta semilogaritmica delle aree A_i in funzione dei corrispondenti ritardi t_i .

Infatti dalla relazione (5) si ricava:

$$\tau = \frac{t_2 - t_1}{\ln A(t_1) - \ln A(t_2)} = \frac{1}{2.303} \frac{t_2 - t_1}{\log_{10} A(t_1) - \log_{10} A(t_2)} \quad (8)$$

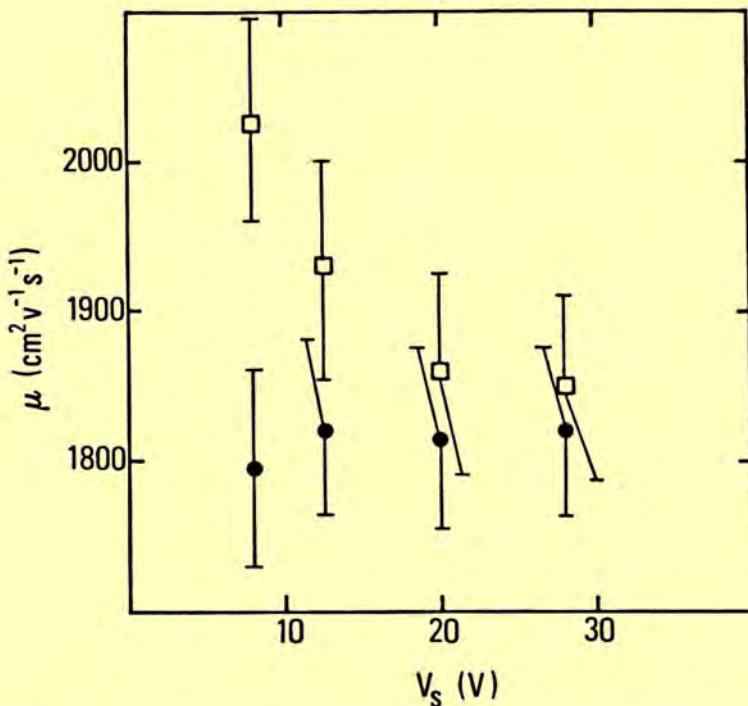


Figura 11 Correzione delle misure di mobilità tenendo conto della diffusione e ricombinazione.

6. Conclusioni.

I risultati delle misure di mobilità riportati in tabella 1 forniscono un valore medio $\mu = 1882 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ con una dispersione quadratica media di $\pm 81 \text{ cm}^2/\text{Ns}$.

Si può tuttavia osservare (vedi figura 11) che vi è una dipendenza sistematica di μ dal valore del campo di spazzolamento: lo sparpagliamento dei valori ottenuti per μ supera l'errore stimato in base alla precisione delle misure di t , V , e delle distanze $/e d$.

Questo effetto sistematico è dovuto alla diffusione e ricombinazione dei portatori e si fa sentire maggiormente per piccoli valori di V_s . È stato analizzato in dettaglio dal Mc Kelvey (rif. [6]) il quale ha dedotto una semplice formula correttiva:

$$\mu_{\text{corretta}} = \mu (\sqrt{1+x^2} - x) \quad (9)$$

dove il parametro x ha l'espressione:

$$x = \frac{2 k_B T}{e V_s d} \left(\frac{t}{\tau} + \frac{1}{2} \right) \quad (10)$$

(k_B = costante di Boltzmann, e = carica elementare).

Assumendo per la vita media di ricombinazione τ il valore $\tau = 50 \mu\text{s}$ suggerito dalle misure di area dell'impulso (vedi più oltre) si trovano valori di μ_{corretta} molto meno dispersi attorno al valore medio, ad esempio nel caso $d = 5.0 \text{ mm}$ si ottiene $\mu_{\text{corretto}} = 1813$ con una dispersione quadratica media di $\pm 12 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$.

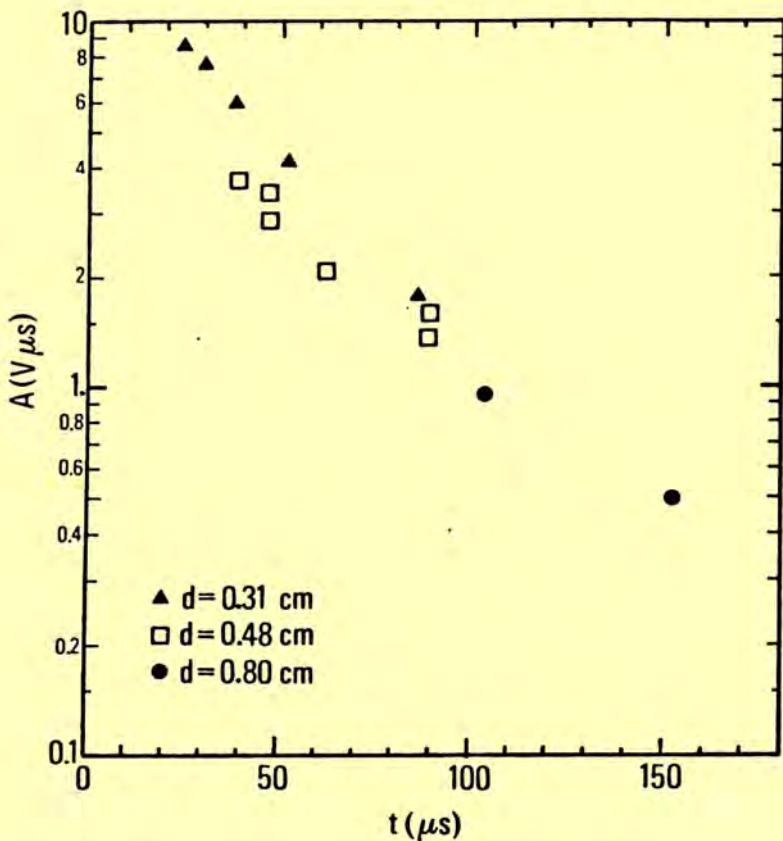


Figura 12 Area A dell'impulso di collettore in funzione del tempo di volo t.

I dati per le larghezze Δt , analizzati usando la formula (7), danno per $\frac{D}{\mu}$ un valore $\frac{D}{\mu} = (0.0273 \pm 0.0026)$ Volt in buon accordo con quello .026 Volt previsto dalla relazione di Einstein. Gli stessi dati sono presentati graficamente in fig. 10: la proporzionalità di t a $t^{3/2}/d$ è ben verificata e permette di ricavare per il coefficiente di diffusione il valore $D = (51. \pm 4.) \text{ cm}^2/\text{s}$.

Tabella 1

 $\ell = 3.5 \text{ cm}$

Ge n

d (cm) ± 0.02	V_s (V) ± 0.1	t (μs)	μ (cm^2/Vs)	Δt (μs)	D/μ (V)	$t^{3/2}/d$ ($\mu s^{3/2}/\text{cm}$)
0.81	12	121 ± 3	1950 ± 68	38 ± 2	0,0247	1643
0.81	15	102 ± 3	1850 ± 71	30 ± 2	0,0271	1272
0.81	20	78 ± 2	1820 ± 65	21 ± 2	0,0303	850
0.81	25	64 ± 2	1770 ± 70	13.5 ± 1.5	0,0232	632
0.50	8	108 ± 3	$2025 \pm 99.$	54 ± 3	0,0258	2245
0.50	12.6	72 ± 2	$1930 \pm 94.$	30 ± 2	0,0282	1222
0.50	20	47 ± 2	1860 ± 109	16 ± 2	0,0298	644
0.50	28.2	33.5 ± 1.5	1850 ± 110	9.5 ± 1.5	0,0292	388

Infine in fig. 12 riportiamo alcune serie di misure di area dell'impulso di collettore in funzione dei corrispondenti ritardi t ottenute con tensioni di iniezione $V_i = (V, \frac{X_E}{\tau} + 3)$ Volt e variando V , con d fissato. I dati sono piuttosto dispersi e non molto riproducibili.

L'unica conclusione che sembra di poterne trarre è che la vita media si aggira attorno ai 50 μs . Per un metodo di misura più semplice e preciso rimandiamo a [7].

APPENDICE 1: Contatti a punta

Alla superficie di un cristallo semiconduttore, per effetto della terminazione della struttura periodica del reticolo e per presenza di ossidazione o impurità adsorbite, si creano stati energetici per elettroni o lacune localizzati alla superficie. L'effetto di questi stati superficiali [5] è di produrre uno strato di carica alla superficie e uno strato di svuotamento nel semiconduttore: si ha cioè, alla superficie libera del semiconduttore, un doppio strato di carica analogo a quello che si forma in una giunzione PN. Questo doppio strato di carica, nel caso di un contatto metallo-semiconduttore, agisce come una barriera di potenziale e dà origine ad un comportamento rettificante.

Quando il contatto è polarizzato in modo che il metallo raccolga i portatori maggioritari (metallo negativo rispetto a semiconduttore p, o positivo rispetto a semiconduttore n), l'altezza della barriera cala e la larghezza dello strato di svuotamento diminuisce.

È questo il caso di polarizzazione diretta: la corrente cresce esponenzialmente colla d.d.p. applicata.

Quando si inverte la polarizzazione in modo che il metallo raccolga i portatori minoritari la barriera cresce e si allarga: lo strato di svuotamento si impoverisce ulteriormente di portatori minoritari e la condizione di equilibrio è imposta essenzialmente dalla velocità di diffusione di tali portatori dall'interno del semiconduttore allo strato di svuotamento.

In questa situazione (polarizzazione inversa) la corrente è determinata non dalla d.d.p. applicata, ma dalla densità di portatori minoritari in prossimità del contatto.

APPENDICE 2: Calcolo semplificato della durata dell'impulso di collettore

Supponiamo di iniettare un fio di cariche in eccesso nella barretta di semiconduttore in posizione $x = 0$. Assumiamo per il momento un campo di spazzolamento nullo e una durata dell'impulso trascurabile.

L'equazione della diffusione può essere scritta:

$$\vec{J} = -D \nabla n \quad (A1)$$

ove \vec{J} è il flusso di cariche, D il coefficiente di diffusione ed n la densità di cariche in eccesso.

Il bilancio della carica impone inoltre che il decremento di portatori nel volumetto generico V sia uguale al numero di quelli che lasciano V per diffusione più quelli che si ricombinano con vita media τ :

$$-\frac{d}{dt} \left[\int_V n dV \right] = \int_V \left[\text{div } \vec{J} + n/\tau \right] dV \quad (A2)$$

dalle precedenti relazioni si ottiene l'equazione per il moto secondo l'asse x:

$$D \frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{n}{\tau} = \frac{dn}{dt} \quad (A3)$$

la cui risoluzione, come si può verificare per sostituzione, è

$$n(x,t) = n_0 \exp(-t/\tau) \exp(-x^2/4Dt) (4\pi Dt)^{-1/2} \quad (A4)$$

L'espressione (A4) è una gaussiana normalizzata ad n_0 , che decade esponenzialmente con costante di tempo τ , e con larghezza a metà altezza $\Delta x = \sqrt{Dt \ln(2)} = \sqrt{11.08 Dt}$.

L'espressione data per Δx si ottiene facilmente dalla (A4), risolvendo l'equazione $n(\Delta x/2, t) = \frac{1}{2} n(0, t)$.

Se ora supponiamo che l'unico effetto del campo elettrico di spazzolamento sia quello di far muovere le cariche iniettate lungo l'asse x, con velocità di deriva $V = x/t = \Delta x/\Delta t$, senza modificarne la distribuzione (A4), allora la larghezza a metà altezza Δt dell'impulso di cariche transitanti al collettore è:

$$\Delta t = \Delta x/v = \sqrt{16 \ln 2 Dt} / (d/t) = \sqrt{11.08 D} t^{3/2}/d \quad (A5)$$

Infine dalla relazione (4) si ottiene, sostituendovi la posto di v_d^2 il prodotto $\frac{d}{t} \cdot \mu E_s$, il rapporto:

$$D/\mu = \left(\frac{\Delta t}{t} \right)^2 \frac{d V_s}{11.08 \sqrt{D}}$$

Le condizioni fin qui esposte valgono nell'ipotesi che la durata dell'impulso di iniezione sia trascurabile rispetto a Δt , e che Δt sia piccolo rispetto a t .

Per una trattazione più dettagliata si rimanda a [4,5].

Bibliografia

- [1] J.R. Haynes, W. Shockley. Phys. Rev. 75, 691 (1949).
- [2] J.R. Haynes, W. Shockley. Phys. Rev. 81, 835 (1951).
- [3] H.B. Prince. Phys. Rev. 92, 681 (1953) e Phys. Rev. 93, 1204 (1954).
- [4] R.B. Adler, A.C. Smith, R.L. Longini "Introduction to semiconductor physics", John Wiley (1964).
- [5] J.P. Mc Kelvey "Solid state and semiconductor physics", Harper and Row (1966).
- [6] J.P. Mc Kelvey. "Diffusion Effects in Drift Mobility Measurements in Semiconductors", Journal of Applied Physics 27, 341 (1956).
- [7] A. Sconza e G. Torzo "A simple apparatus for the measurement of minority carrier lifetime in semiconductors", European Journal of Physics 6, 295 (1985).