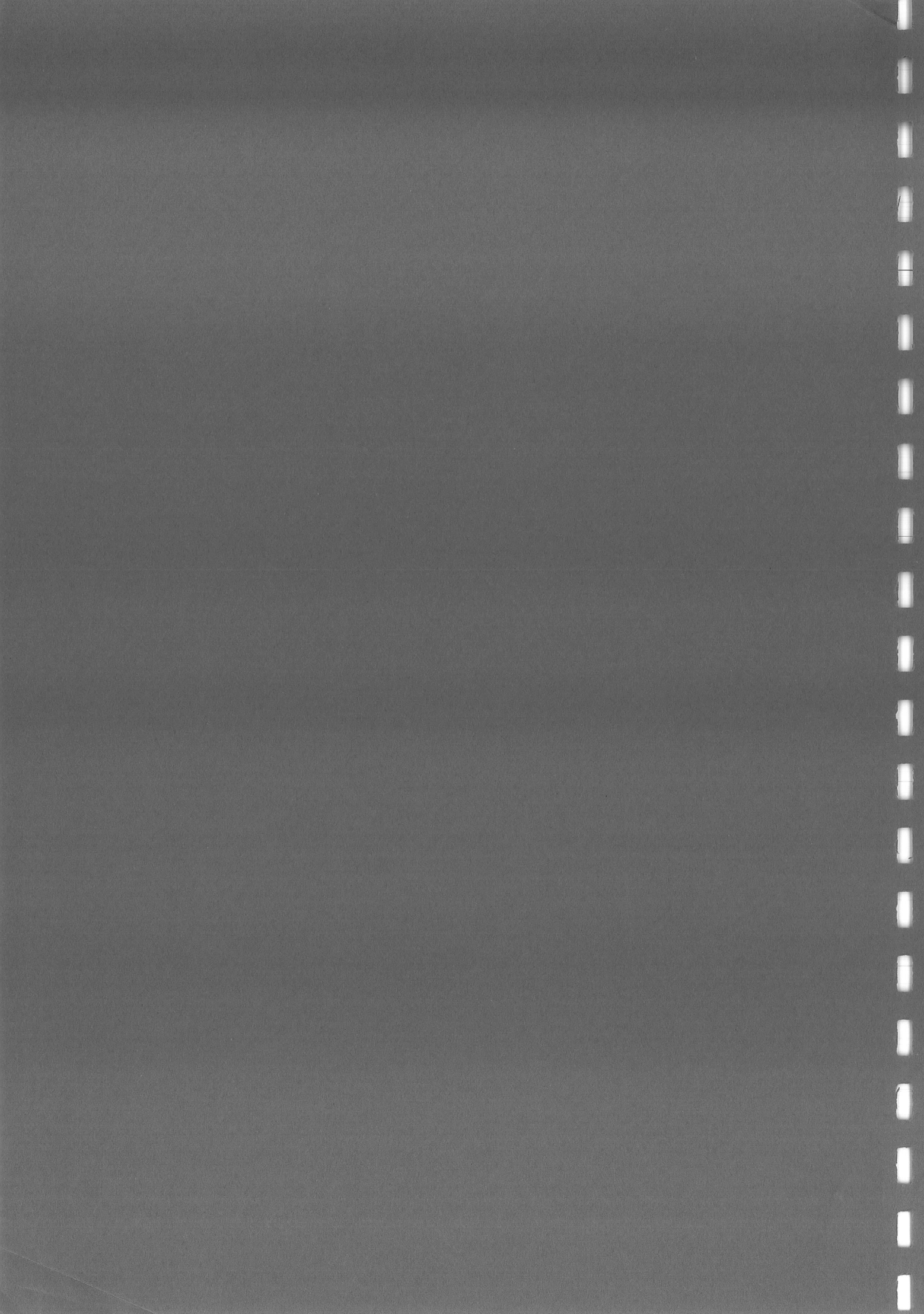


**Les bolomètres ionisation-chaueur**

**Denis L'HÔTE**



# **LES BOLOMETRES IONISATION-CHALEUR**

**Denis L'Hôte**  
**Service de Physique de l'Etat Condensé**  
**DRECAM, CE Saclay**

# ***LES BOLOMETRES IONISATION-CHALEUR***

- 1 - Introduction. Le principe de base**
- 2 - L'amplification du signal de chaleur**
- 3 - Séparation reculs nucléaires / gammas-betas**
- 4 - Les mécanismes de partage ionisation-phonons**
- 5 - Généralisation: le bolomètre pour identification d'ions ?**
- 6 - Les détecteurs semiconducteurs classiques**
- 6 - Extrapolation à très basse température**
- 7 - Transport et piégeage des porteurs**
- 8 - Sur le fonctionnement d'un détecteur à ionisation à très basse température**
- 9 - La résolution en énergie**
- 10 - Techniques de fabrication**
- 11 - Développements futurs**



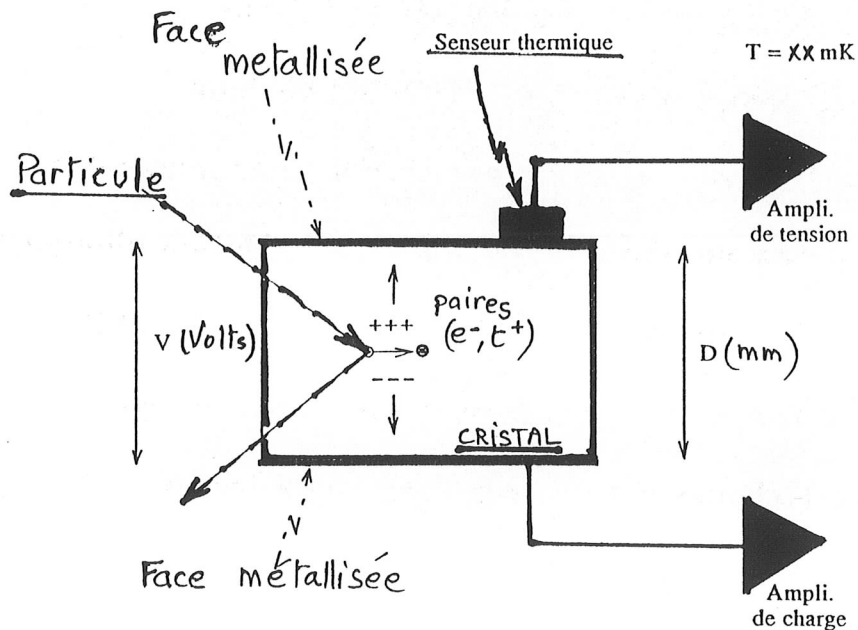
## PRINCIPE DE BASE

-> Mesurer à la fois :

\* La chaleur (en général les phonons) laissée par la particule dans le bolomètre.

\* Le nombre d'électrons (et de trous) dus à l'ionisation du matériau par la particule.

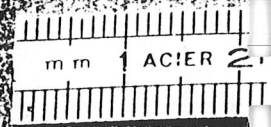
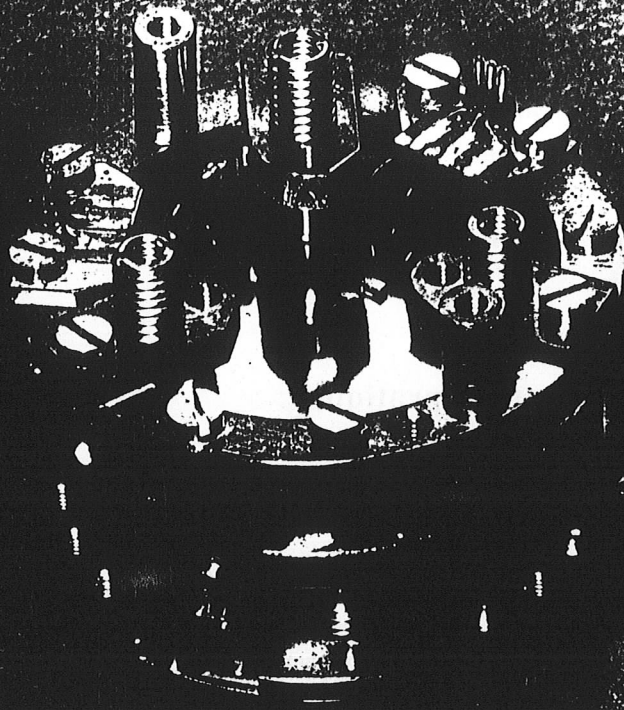
-> Réalisation pratique :



-> Intérêt (initialement):

\* Séparer les "reculs nucléaires" des interactions gammas ou betas pour les expériences de recherche de "matière noire".

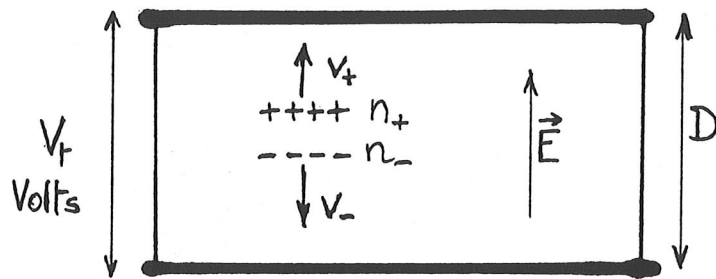
\* Amplification du signal de chaleur ("Effet Luke").



## FORMATION DE L'IMPULSION D'IONISATION

⇒ Principe de mesure du nombre de paires électron-trou

Détecteur: capacité  $C_D$ , épaisseur  $D$ , différence de potentiel au temps  $t$ :  $V_t$ ,  $n_-$  électrons (et  $n_+$  trous) migrent à la vitesse  $v_-$  ( $v_+$ ) dans un champ électrique  $E$ .



Conservation de l'énergie pendant le temps  $dt$ :

$$\frac{1}{2} C_D V_t^2 = Ee[d(n_+ v_+ t) + d(n_- v_- t)] + \frac{1}{2} C_D V_{t+dt}^2$$

$$\Rightarrow C_D V_t dV = -eE \cdot [d(n_+ v_+ t) + d(n_- v_- t)]$$

Si champ électrique uniforme:

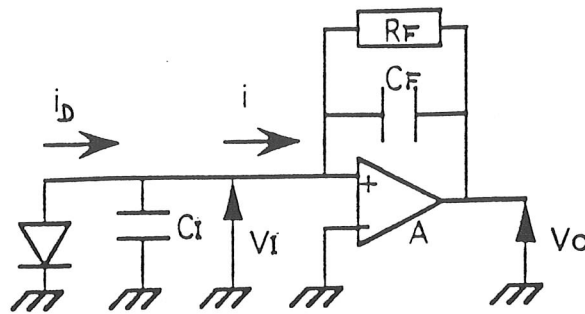
$$dV = \frac{e}{C_D D} [d(n_+ v_+ t) + d(n_- v_- t)]$$

Si vitesses de migration et nombre de porteurs constants (cas d'un champ uniforme et pas de piégeage,  $n_+ = n_- = n$ ):

$$dV = \frac{1}{C_D D} ne(v_+ + v_-) \cdot dt$$

(G.F. Knoll, Radiation Detection and measurement, Wiley & sons, p.152)

## FORMATION DE L'IMPULSION D'IONISATION DANS LE CAS D'UN AMPLIFICATEUR DE CHARGE



$$i_D - C_I \frac{dV_I}{dt} = C_F \left[ \frac{dV_I}{dt} - \frac{dV_O}{dt} \right] + \frac{V_I - V_O}{R_F}$$

$$\frac{dV_O}{dt} \left[ 1 + \frac{1}{A} + \frac{C_I}{AC_F} \right] + \frac{V_O}{C_F R_F} \left[ 1 + \frac{1}{A} \right] = -\frac{i_D}{C_F}$$

Si  $A$  est très grand, on peut écrire:

$$\frac{dV_O}{dt} + \frac{V_O}{C_F R_F} = -\frac{i_D}{C_F}$$

$$\Rightarrow V_O(t) = -\frac{1}{C_F} \int_{-\infty}^t i_D(t') \cdot \exp[(t' - t) / \tau] \cdot dt' \quad \text{avec } \tau = R_F C_F$$

Si la diode délivre un courant constant pendant un temps  $t_0$  (charge  $Q_D = i_D t_0$ ), on a:

$$V_O(t) = -\frac{Q_D \tau}{C_F t_0} \varphi \quad \text{avec } \varphi = 1 - e^{-t/\tau} \text{ si } 0 \leq t \leq t_0, \text{ et } \varphi = (e^{t_0/\tau} - 1)e^{-t/\tau} \text{ si } t_0 \leq t$$

Le maximum de cette quantité est:  $-\frac{Q_D \tau}{C_F t_0} [1 - \exp(-t_0 / \tau)]$  qui vaut

simplement  $Q_D / C_F$  si  $t_0 \ll \tau$ .

Si vitesse de migration faible ( $\Rightarrow t_0$  grand), ou si piégeage ( $Q_D$  plus faible) la hauteur d'impulsion est réduite.



# L'AMPLIFICATION DU SIGNAL DE CHALEUR (Effet "Luke")

(P.N. Luke et al. NIM A289 (1990) 406)

$E_t = NeV + (E - NE_G)$  ( $E_t$  = énergie thermique finale totale ,  
 $N$  = nombre de paires ,  $V$  = tension appliquée ,  $E - NE_G$  = énergie thermique laissée par la particule = énergie laissée par la particule -  $N$  fois la largeur de bande interdite  $E_G$ )

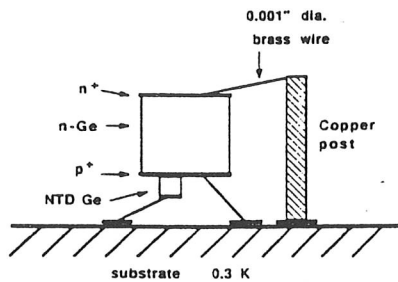


Fig. 1. Schematic structure of the detector.

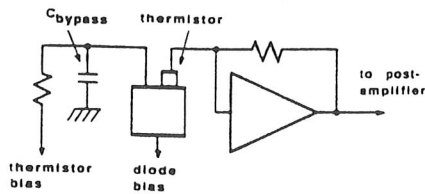


Fig. 2. Electrical circuit used in the experiment.

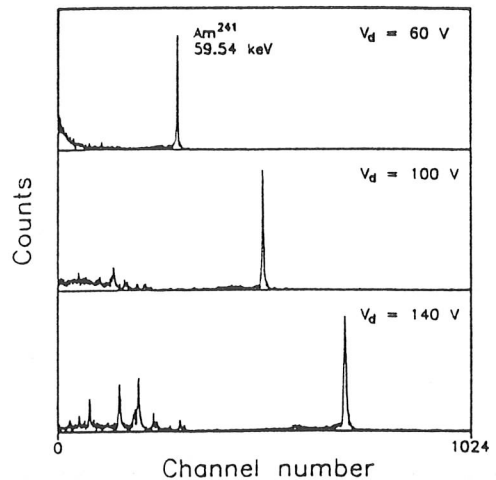


Fig. 3. Spectra obtained using an  $^{241}\text{Am}$  gamma-ray source at different diode voltages.

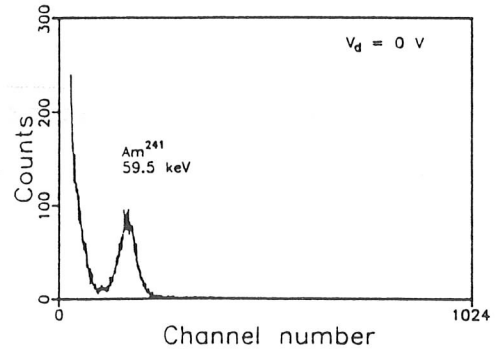


Fig. 4. Spectrum taken at zero diode voltage. The amplifier gain is 17 times higher than that used to obtain the spectra in fig. 3.

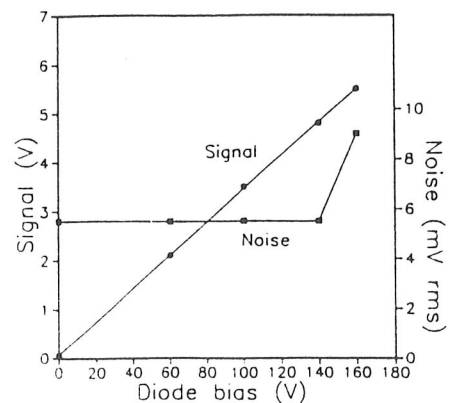


Fig. 5. Signal amplitude and rms noise as a function of diode voltage.

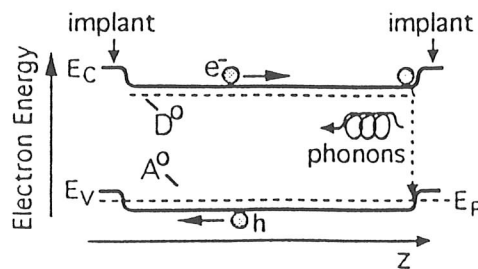
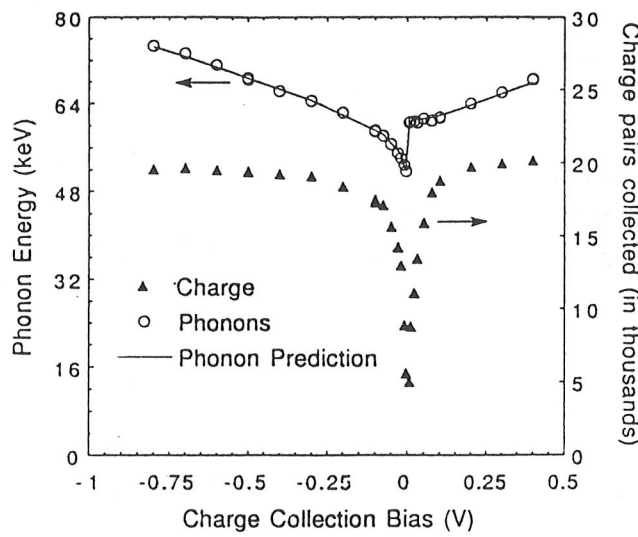
# L'AMPLIFICATION DU SIGNAL DE CHALEUR (Effet du piégeage et du retour au niveau de Fermi)

(T. Shutt et al., Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 3531)

$$E_r = E + NeV - E_s = NeV + (E - NE_G) + NE_G - E_s$$

Retour au  
niveau de Fermi

Energie stockée  
dans les pièges



# SEPARATION

## RECU NUCLEAIRE - INTERACTION GAMMA, BETA

-> Objectif

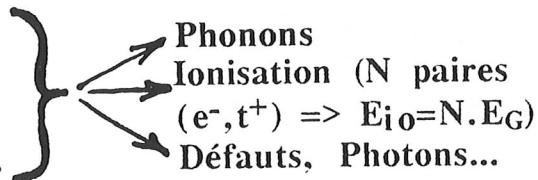
Pour les expériences de recherche de matière noire, on doit pouvoir estimer la probabilité qu'un signal dans le bolomètre soit :

\* un "recul nucléaire" (c.a.d. une particule neutre (un WIMP ?) qui diffuse sur un noyau du bolomètre fait reculer celui-ci avec une partie de son cortège électronique)

\* plutôt qu'une interaction d'un rayonnement ionisant classique dû à la radioactivité naturelle (gamma ou bêta le plus souvent).

-> Partage de l'énergie entre phonons et ionisation

Dans un diélectrique  
(en particulier un semiconducteur,  
de bande interdite="Gap" $=E_G$ ),  
l'énergie  $E$  laissée par la particule...

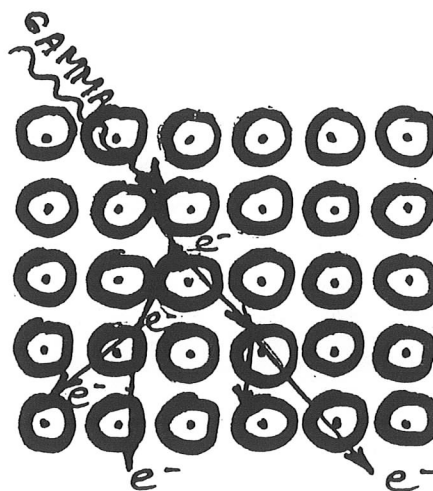
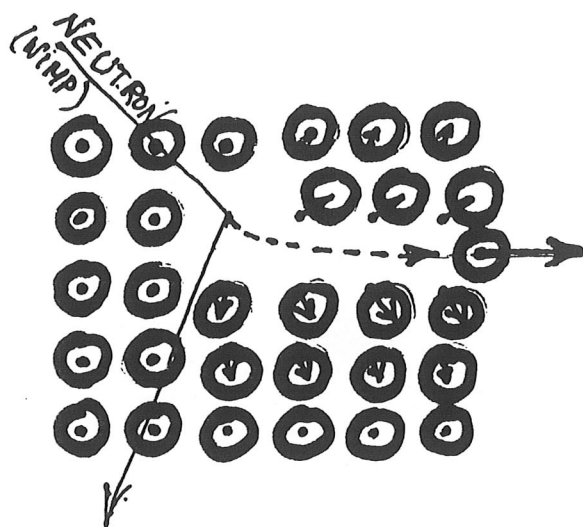


RECU NUCLEAIRE

Ge : Phonons ~ 92%  
Ionisation ~ 8%

X, GAMMA, ELECTRON

Ge : Phonons ~ 76%  
Ionisation ~ 24%



# SÉPARATION

## RECU NUCLÉAIRE - INTERACTION GAMMA, BETA EXPÉRIMENTALEMENT:

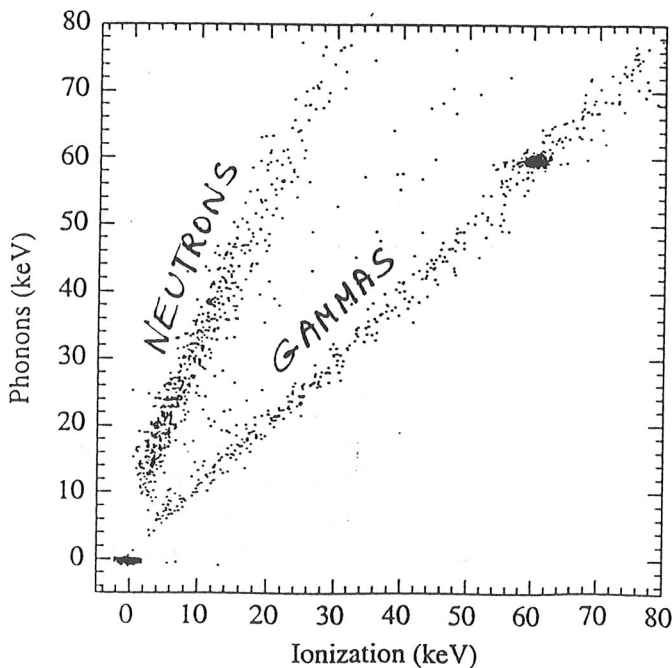
$$N = E / \varepsilon$$

( $E$  = énergie laissée par la particule dans le détecteur,  $N$ =Nombre de paires électron-trou créées,  $\varepsilon$ = énergie de création de paires)

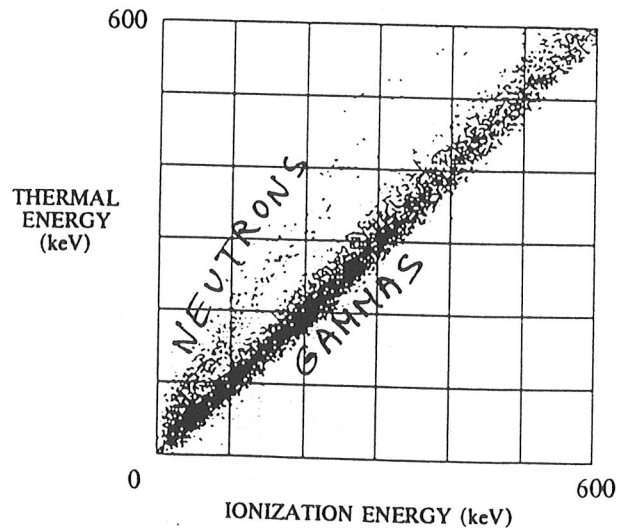
=> Quelques valeurs de  $E/N$  (eV):

(Knoll, Radiation detectors and measurements; Spooner et al., Phys. Lett. B273 (1991) 333; Lindhart et al., K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat-Fys. Medd. 33 (63) 10.)

	Silicium	Germanium
Recul nucléaire (10 keV)	≈ 12.5	≈ 12.7
Recul nucléaire (100 keV)	≈ 7.5	≈ 9.1
Gamma, X, électron (77K)	3.76	2.96
Largeur de bande interdite	1.16 (0K); 1.11 (300K)	0.75 (0K); 0.66 (300K)



T. Shutt et al.  
NIM A370 (96) 165



Spooner et al.  
PLB 273 (91) 333



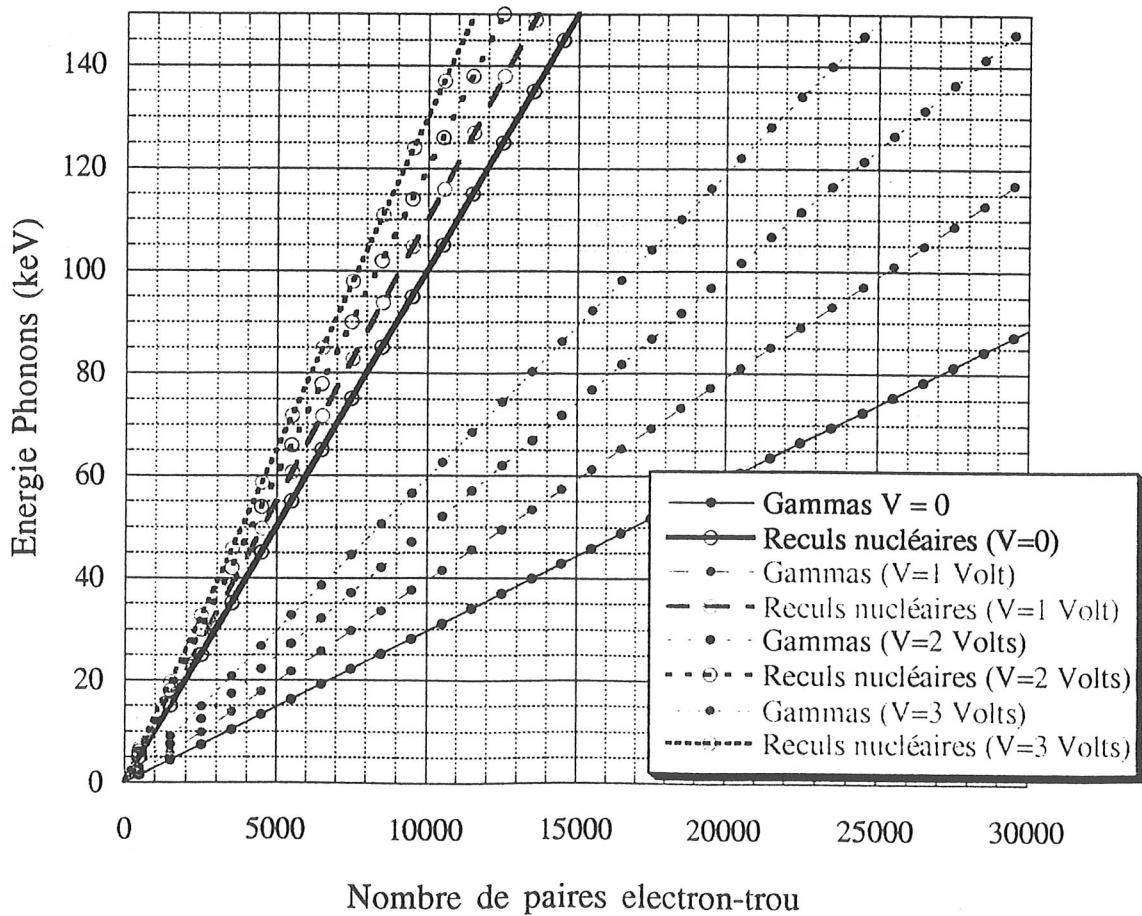
**NÉCESSITÉ D'UNE TENSION DE POLARISATION FAIBLE  
POUR LA SÉPARATION RECU L NUCLÉAIRE -  
INTERACTION GAMMA, BETA**

Signal Ionisation  $\propto N = E / \varepsilon$

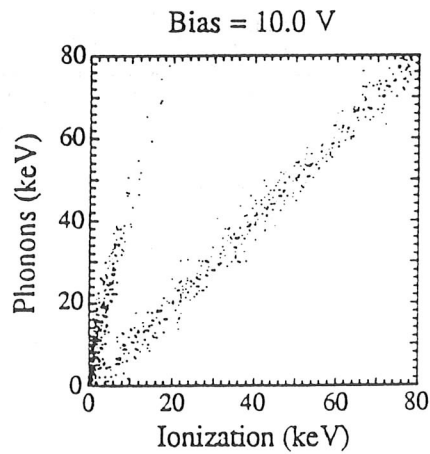
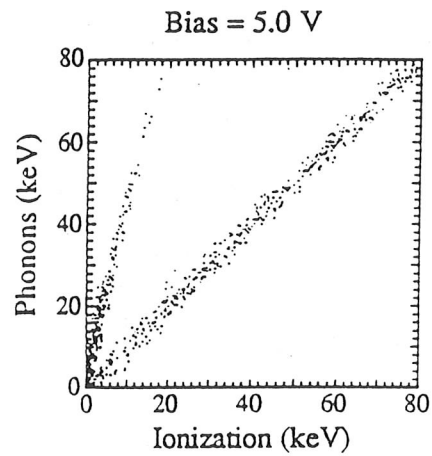
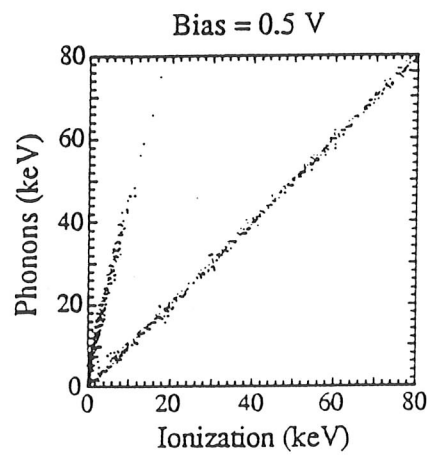
Signal Phonons  $\propto NeV + E$

$S(\text{Pho})/S(\text{Io}) \propto eV + \varepsilon$

( $E$  = énergie totale laissée par la particule,  $N$  = nombre de paires électron-trou créées,  $\varepsilon$  = énergie de création de paires,  $V$  = tension de polarisation en ionisation)



**NÉCESSITÉ D'UNE TENSION DE POLARISATION FAIBLE  
POUR LA SÉPARATION REcul NUCLÉAIRE -  
INTERACTION GAMMA, BETA**



(T. Shutt, Thèse)

## FRACTION DE L'ÉNERGIE DE LA PARTICULE CONVERTIE EN PAIRES ELECTRON-TROU : EN FONCTION DU MATÉRIAU

=> *Énergie de création de paires  $\epsilon$*

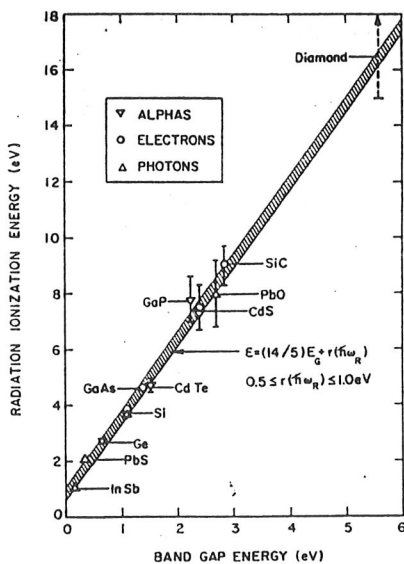
A énergie suffisamment élevée, et dans un matériau donné, toutes les particules ionisantes donnent le même nombre de paires électron-trou  $N$  pour une perte d'énergie donnée  $\Delta E$ .

$$\Rightarrow \epsilon = \Delta E / N$$

=> *Dépendance en fonction de la largeur de bande interdite  $E_G$*

$\epsilon$  croît approximativement linéairement avec  $E_G$

Modèle de Klein (J.A.P. 39 (68) 2029):



1 - Production indépendante de phonons (optiques) et d'électrons d'ionisation.

2 - Les électrons d'ionisation perdent leur énergie par production de phonons et par de nouvelles ionisations.

3 - Le processus s'arrête lorsque l'énergie des électrons passe en dessous du seuil d'ionisation  $E_I = 3/2 E_G + E_G$  (cinématique + gap direct + masses électrons = masses trous => Énergie cinétique seuil =  $3/2 E_G$ ).

4 - Les électrons et les trous restants se répartissent uniformément dans l'espace de phase => Énergie cinétique moyenne par paire électron-trou =  $2.3/5 \cdot E_I$

5- Conclusion:  $\epsilon = (6/5)(3/2)E_G + E_G + E_r = (14/5)E_G + E_r$  où  $E_r \approx 0.75 \pm 0.25 \text{ eV}$  est l'énergie par paire convertie en phonons optiques.

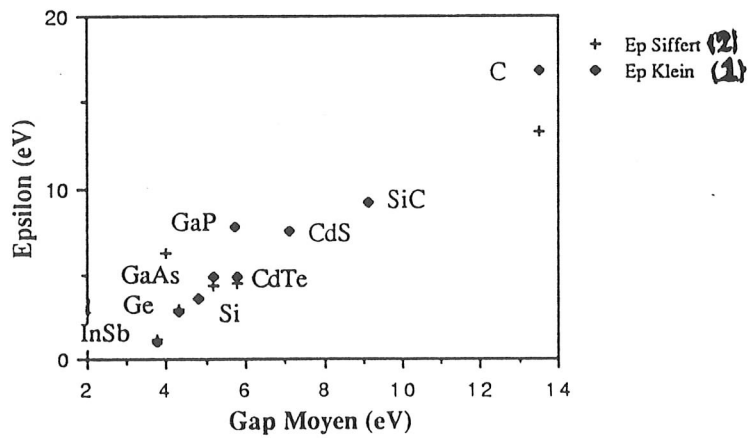
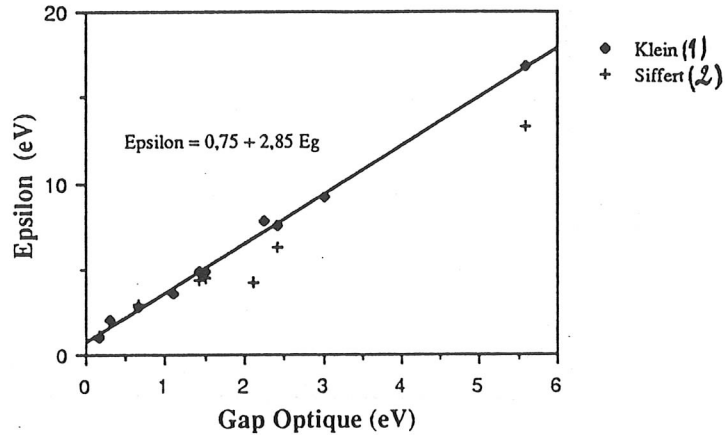
=> *Autre paramétrisation ?*

Par exemple en fonction du "gap moyen" (le caractère direct ou non du gap devrait jouer pour la dépendance en  $E_G$ ). Le gap moyen est la différence entre les énergies moyennes des bandes de valence et de conduction

**FRACTION DE L'ENERGIE DE LA PARTICULE CONVERTIE EN  
 PAIRES ELECTRONS-TROUS  
 EN FONCTION DU MATERIAU**

*Les deux paramétrisations:*

(B. Equer, dans Instrumentation en Physique Nucléaire et Physique des Particules, Maubuisson 9/1988, Les Editions de Physique, Les Ulis)



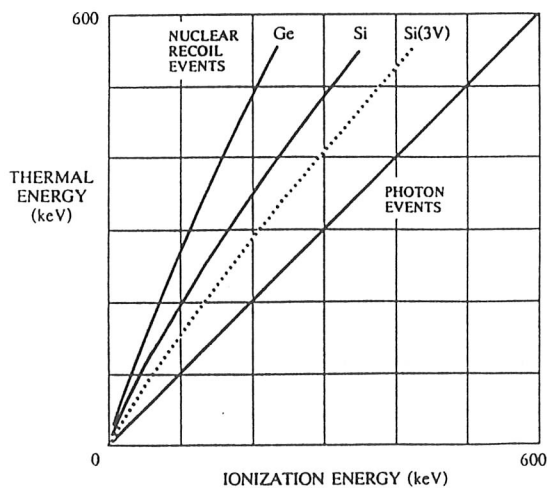
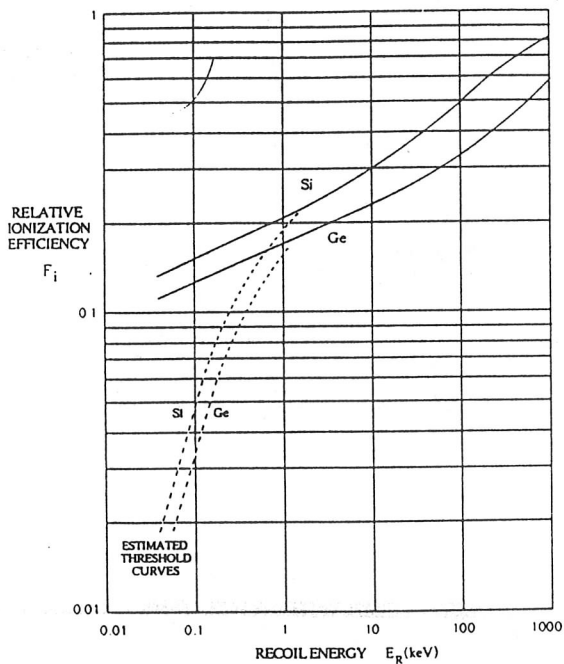
1 - C.A. Klein, J. Appl. Phys. 39 (1968) 2029.

2 - P. Siffert, Détecteurs à semiconducteurs; Progrès récents, Congrès de la Société Française de Physique (1980).



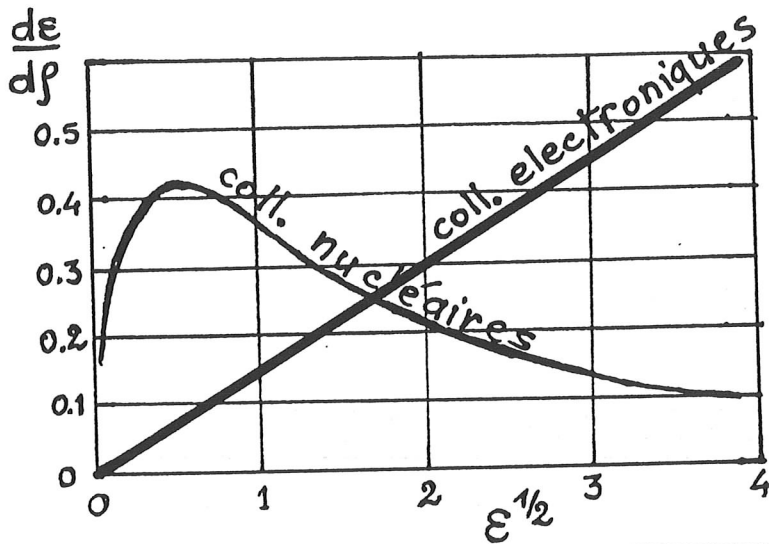
# FRACTION DE L'ENERGIE DE LA PARTICULE C.ONVERTIE EN PAIRES ELECTRONS-TROUS EN FONCTION DU MATERIAU

*Comparaison germanium-silicium*  
 (N.J.C. Spooner et al. Phys. Lett. B273 (1991) 333)



# SUR LES MÉCANISMES CONDUISANT A LA DIFFÉRENCE D'ÉNERGIE DE CRÉATION DE PAIRE ENTRE RECUL NUCLÉAIRE ET INTERACTION GAMMA, BETA

→ Section efficace d'arrêt (réduite) en fonction de l'énergie (réduite) d'un atome envoyé dans un milieu d'atomes identiques  
(Lindart et al., Mat. Fys. Medd. Vid. Selsk. 33,10 (1963) 1)



energie réduite :

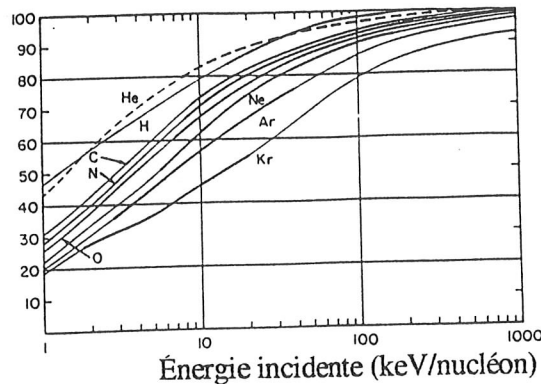
$$\varepsilon = E \frac{a M_2}{Z_1 Z_2 e^2 (M_1 + M_2)}$$

parcours réduit :

$$\rho = R N M_2 \frac{4\pi M_1 a^2}{(M_1 + M_2)^2}$$

→ Exemple de "défaut de hauteur d'impulsion" (PHD= Pulse Height Defect) pour divers projectiles de masses variables dans un détecteur semi-conducteur au silicium  
(F.M. Ipavich et al., NIM 154 (1978) 291)

Rapport signal mesuré sur signal que donnerait un électron de même énergie. (%)



Remarque : PHD = [PHD intrinsèque dû aux parts relatives de collisions "nucléaires" et "électroniques"] + [perte d'énergie dans la fenêtre d'entrée] + [effet plasma=recombinaison partielle d'électrons et de trous dans le nuage initial de paires créées lorsque celui-ci est dense]

**GÉNÉRALISATION DE LA SÉPARATION ENTRE RECOL  
NUCLÉAIRE ET INTERACTION GAMMA, BETA  
UN BOLOMETRE POUR L'IDENTIFICATION DES IONS ?**

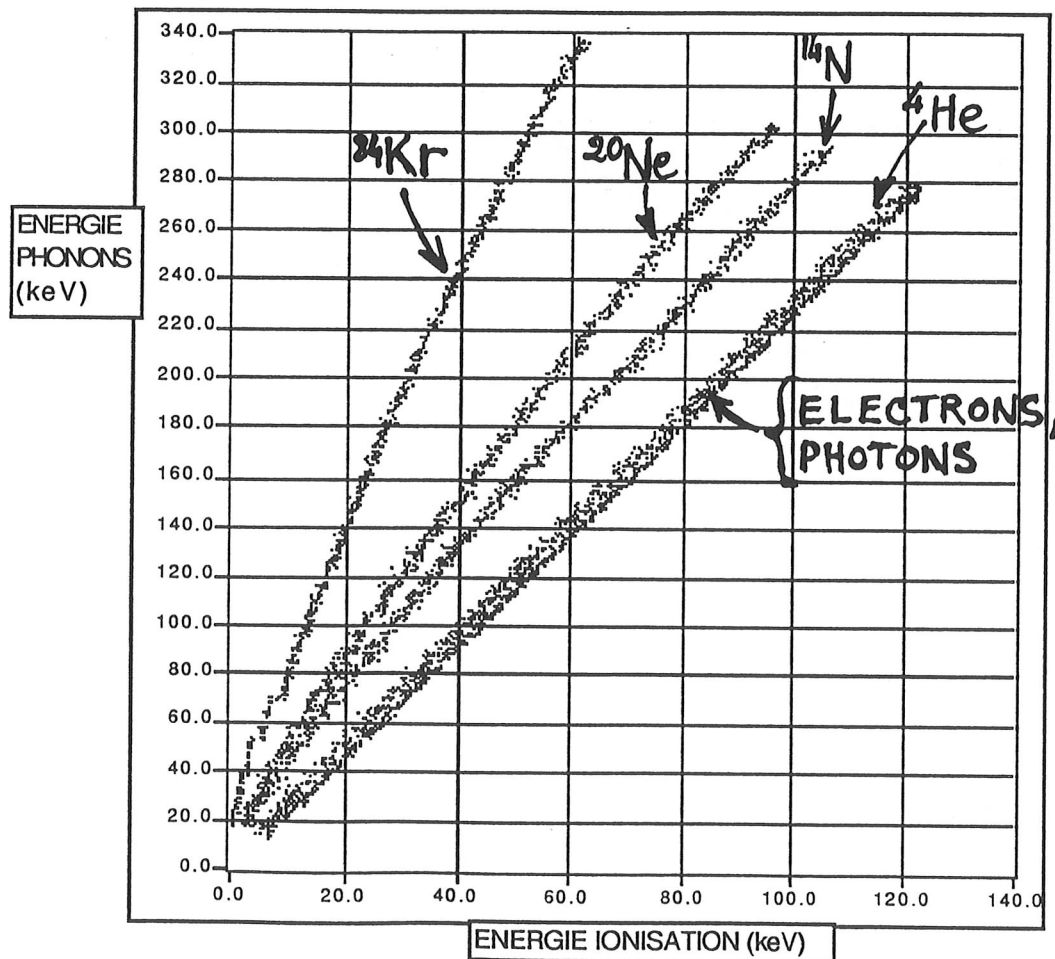
Simulation à partir des PHD calculés par Ipavich et al. (NIM 154 (1978) 291) à l'aide du modèle de Lindhart et al.

Conditions de la simulation:

LTMH (ionisation, ramenée à l'énergie totale)=8keV, sauf pour les électrons-photons (3keV).

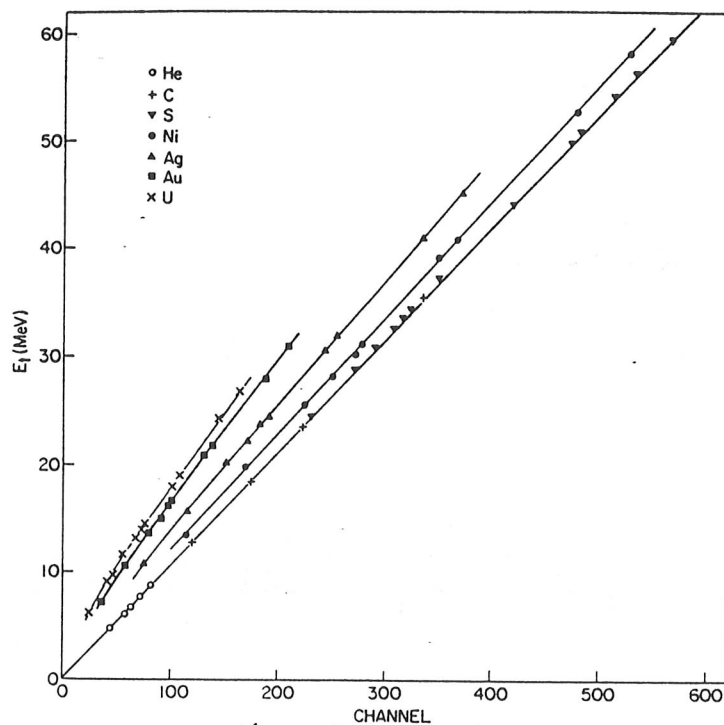
LTMH (phonons, ramenée à l'énergie totale)=3keV

SILICIUM



GÉNÉRALISATION DE LA SÉPARATION ENTRE RECOL  
NUCLÉAIRE ET INTERACTION GAMMA, BETA  
(Haute Énergie)

Energie  
totale

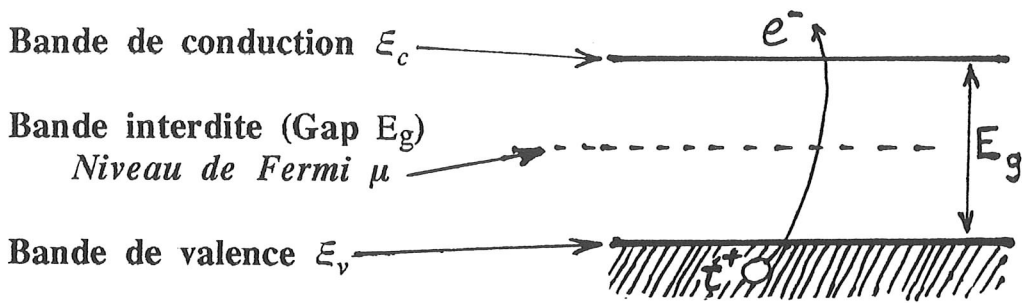


Hauteur d'impulsion dans un  
détecteur silicium

(Wilkins et al. NIM 92 (1971) 381)



**QUELQUES RAPPELS ELEMENTAIRES SUR LES SEMI-CONDUCTEURS**  
 -> **Semi-conducteur intrinsèque**



$E_g(\text{Si})=1.16 \text{ (0K)}; 1.11 \text{ (300K)}$        $E_g(\text{Ge})=0.75 \text{ (0K)}; 0.66 \text{ (300K)}$

Masses effectives d'électrons dans la bande de conduction ( $m_c$ ) ou de trous dans la bande de valence ( $m_v$ ): "courbure" de l'énergie d'un état de Bloch en fonction du vecteur d'onde.

Distribution en énergie  $\epsilon$  des électrons et des trous: distribution de Fermi:

$$\frac{1}{e^{(\mu-\epsilon)/k_B T} + 1} \approx e^{-(\mu-\epsilon)/k_B T}, \quad \epsilon < \epsilon_v. \quad \frac{1}{e^{(\epsilon-\mu)/k_B T} + 1} \approx e^{-(\epsilon-\mu)/k_B T}, \quad \epsilon > \epsilon_c;$$

D'où nombre d'électrons  $n_c$  et de trous  $p_v$  par  $\text{cm}^3$  :

$$n_c(T) = N_c(T)e^{-(\epsilon_c-\mu)/k_B T}$$

$$p_v(T) = P_v(T)e^{-(\mu-\epsilon_v)/k_B T}$$

Avec:

$$N_c(T) = 2.5 \left(\frac{m_c}{m}\right)^{3/2} \left(\frac{T}{300 \text{ K}}\right)^{3/2} \times 10^{19}/\text{cm}^3$$

$$P_v(T) = 2.5 \left(\frac{m_v}{m}\right)^{3/2} \left(\frac{T}{300 \text{ K}}\right)^{3/2} \times 10^{19}/\text{cm}^3$$

Loi d'action de masse :  $n_c p_v = N_c P_v e^{-(\epsilon_c-\epsilon_v)/k_B T} = N_c P_v e^{-E_g/k_B T}$

Exemple: à 300 K: Ge:  $n_c \approx p_v \approx \text{qq. } 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  ; Si:  $n_c \approx p_v \approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  à comparer à qq.  $10^{22}$  atomes par  $\text{cm}^3$ .

V. p.ex. : Ashcroft & Mermin chap. 28, 29

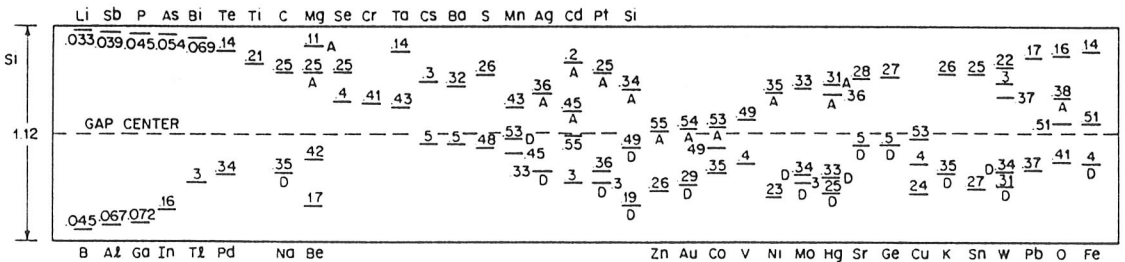
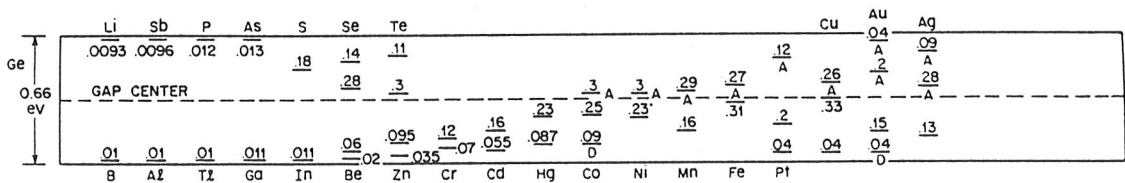
# QUELQUES RAPPELS ELEMENTAIRES SUR LES SEMICONDUCTEURS

## → Semiconducteur dopé

Des impuretés (en particulier des colonnes III, V) peuvent:

- libérer un électron dans la bande de conduction (impuretés donneuses). Ce processus ou le processus inverse met en jeu un site d'impureté positif ou neutre:  $e^- + D^+ \leftrightarrow D^0$ .
- accepter un électron de la bande de valence, c.a.d. libérer un trou (impuretés acceptrices)  $t^+ + A^- \leftrightarrow A^0$ .

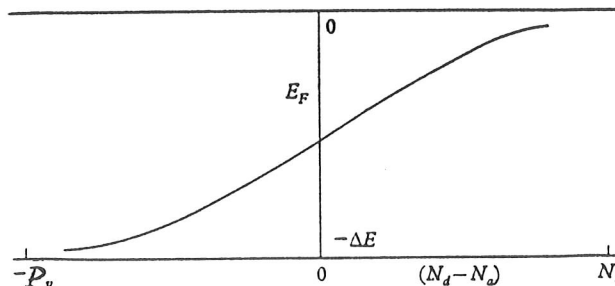
Les énergies mises en jeu pour ces processus vont de quelques meV (niveaux peu profonds) à une fraction d'eV (niveaux profonds) et correspondent à la liaison d'un porteur (électron ou trou) dans un état localisé et à une énergie située dans la bande interdite. Certains défauts du réseau peuvent jouer le même rôle que les impuretés.



(Sze)

Les densités d'électrons,  $n_c$ , ou de trous,  $p_v$ , sont toujours données par les formules du semiconducteur intrinsèque, mais avec un niveau de Fermi  $\mu$  qui dépend des densités d'accepteurs  $N_a$  et de donneurs  $N_d$ :

Niveau de Fermi en fonction de  $N_a - N_d$



(Smith, Cambridge univ. press)

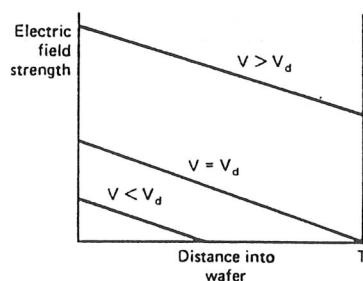
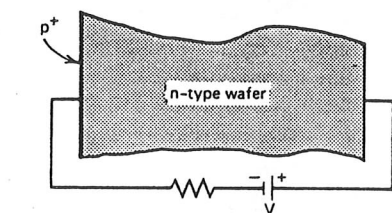
## LES DÉTECTEURS SEMICONDUCTEURS CLASSIQUES

Ce sont en général des diodes p-n ou p-i-n ou Schottky.

Les détecteurs au silicium peuvent fonctionner à température ambiante, les détecteurs au germanium sont refroidis à la température de l'azote liquide (77K) pour réduire la densité de porteurs activés thermiquement.

Ces diodes sont polarisées en inverse => courant permanent faible => bruit faible.

Seule la zone désertée est active: le champ électrique qui y règne fait migrer les électrons et les trous créés par la particule.



(Knoll)

$$\text{Largeur de la zone désertée} = \left( \frac{2\varepsilon V}{e|N_a - N_d|} \right)^{1/2}$$

=> 1 cm pour  $V=1000$  V dans HPGé ( $N_a - N_d = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ).

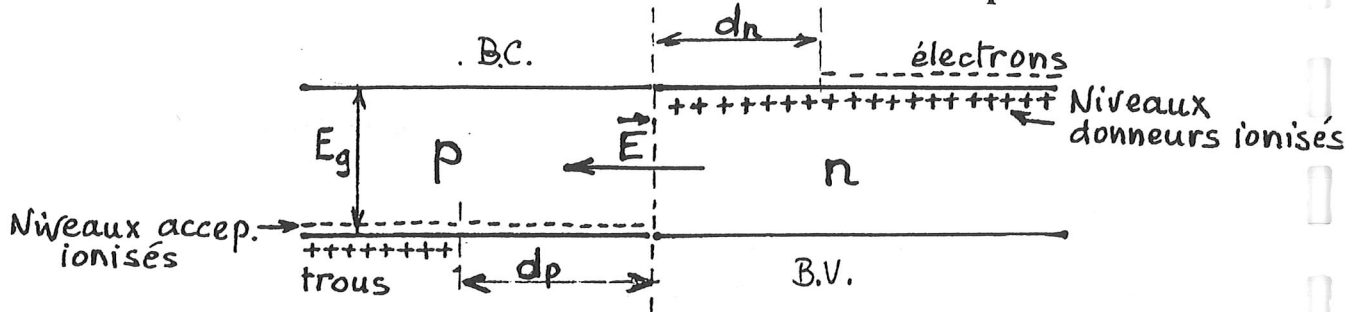
=> qq. 100  $\mu\text{m}$  pour  $V = \text{qq. } 10\text{-}100$  V dans Si très pur ( $\rho = \text{qq. k}\Omega\text{cm}$ )

Augmentation de l'épaisseur de zone désertée par compensation (lithium)

# QUELQUES RAPPELS ÉLÉMENTAIRES SUR LES SEMICONDUCTEURS : LES JONCTIONS P-N ET SCHOTTKY

## Jonction p-n

Lorsqu'on met en contact deux semiconducteurs dopés p (densité d'accepteurs  $N_a$ ) et n ( $N_d$ ) à température élevée (donneurs et accepteurs ont libéré les porteurs  $e^-$  et  $t^+$ ), la diffusion des porteurs d'une zone à l'autre crée une zone désertée (largeur  $d_n + d_p$ ).



Dans la zone désertée, le champ électrique est non nul. La barrière de potentiel correspondante vaut:

$$e \Delta\phi_0 = E_g + k_B T \ln \left[ \frac{N_d N_a}{N_c P_v} \right]$$

Si l'on applique une tension  $V$ , effet redresseur: un courant important ne passe que dans un sens: si les électrons de la zone n et les trous de la zone p vont les uns vers les autres.

Largeur de la zone désertée:

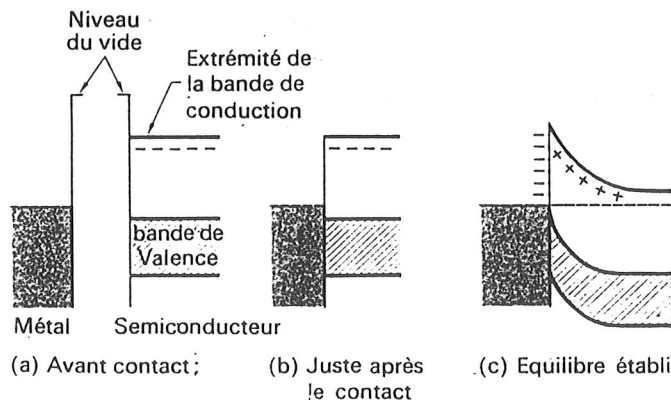
$$d_{n,p} = 105 \left\{ \frac{(N_a/N_d)^{\pm 1}}{10^{-18}(N_d + N_a)} [\epsilon e \Delta\phi]_{\text{eV}} \right\}^{1/2} \text{ \AA} \times \left[ 1 - \frac{V}{(\Delta\phi)_0} \right]^{1/2}$$

( $\epsilon$  : constante diélectrique)

=>  $d=10$  à  $10^3$  nm pour les diodes classiques avec  $N_a, N_d$  de  $10^{14}$  à  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et pour  $V < \text{qq. Volts}$

## Jonction Schottky

Métal-semiconducteur



(Kittel, p241)

Ashcrof & Mermin, ch.28,29

## EXTRAPOLATION AUX TRES BASSES TEMPÉRATURES

Densités de porteurs dans les bandes:

$$\begin{aligned} n_c(T) &= N_c(T)e^{-(\varepsilon_c - \mu)/k_B T}, \\ p_v(T) &= P_v(T)e^{-(\mu - \varepsilon_v)/k_B T} \end{aligned}$$

Densité d'électrons sur site donneur:

$$n_d = \frac{N_d}{\frac{1}{2}e^{\beta(\varepsilon_d - \mu)} + 1}$$

Densité de trous sur site accepteur:

$$p_a = \frac{N_a}{\frac{1}{2}e^{\beta(\mu - \varepsilon_a)} + 1}$$

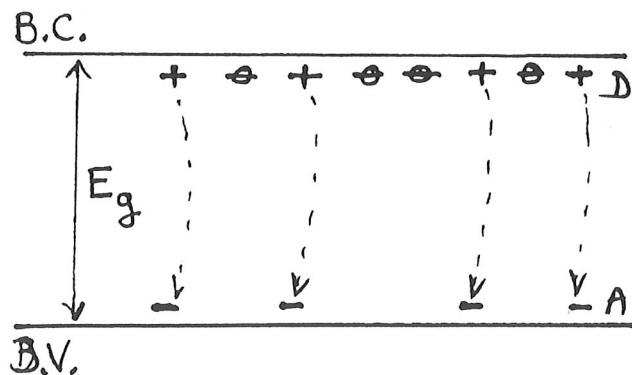
$$T = 20 \text{ mK} \Rightarrow kT = 7 \cdot 10^{-6} \text{ eV} \Rightarrow \exp[(10 \text{ meV}/kT)] = 10^{630}$$

$$T = 1 \text{ K} \Rightarrow kT = 9 \cdot 10^{-5} \text{ eV} \Rightarrow \exp[(10 \text{ meV}/kT)] = 2.5 \cdot 10^{50}$$

$$T = 300 \text{ K} \Rightarrow kT = 2.6 \cdot 10^{-2} \text{ eV} \Rightarrow \exp[(10 \text{ meV}/kT)] = 1.5$$

Donc à très basse température, on s'attend à ce que les bandes de conduction et de valence soient vides de porteurs et que les sites donneurs et accepteurs soient occupés.

Si par exemple  $N_a > N_d$ , on s'attend à (état de plus basse énergie) :

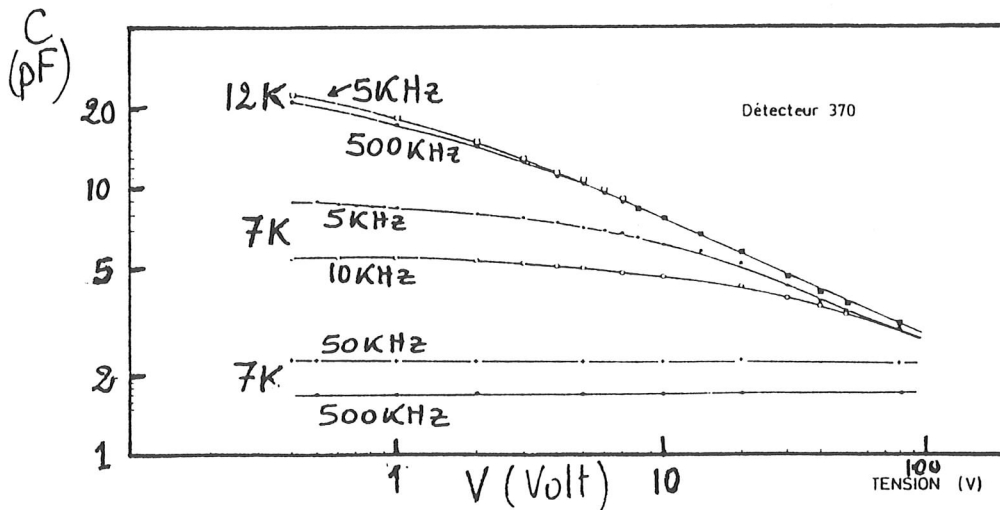
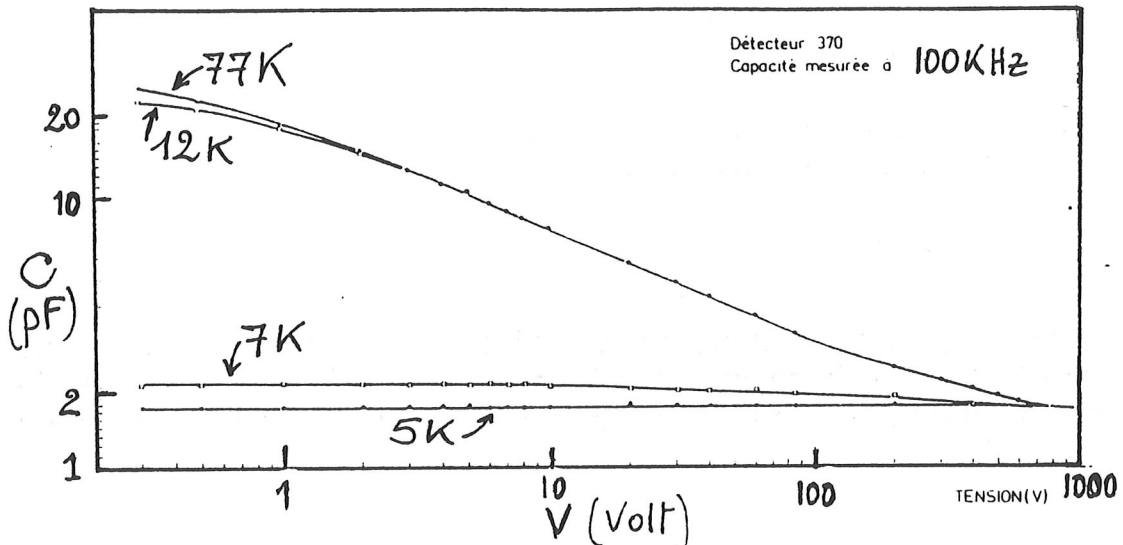


Les porteurs dans les bandes sont alors injectés par une action extérieure:

- rayonnement infrarouge, X, etc...
- rayonnement radioactif
- injection par les contact métalliques

**A TRES BASSE TEMPERATURE, LE PRINCIPE DE DÉSERPTION PAR ÉQUILIBRE DE PART ET D'AUTRE D'UNE JONCTION N'EST PLUS VALABLE**

Capacité d'une diode Ge en fonction de la température et de la tension de polarisation (R. Stuck, Thèse à l'Université Louis Pasteur de Strasbourg (1976)):



Le fait que la notion d'équilibre thermique ne soit plus pertinente pour décrire l'état du détecteur à très basse température fait que celui-ci peut être instable, évoluer au cours du temps, etc.... En particulier, des porteurs injectés et piégés ne pourront pas être dépiégés par activation thermique.

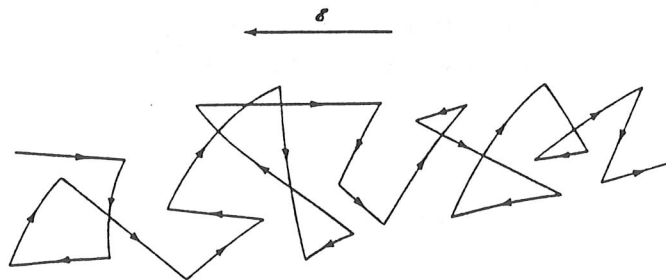
# DESCRIPTION SEMI-CLASSIQUE DU TRANSPORT DES PORTEURS DANS UN SEMICONDUCTEUR SOUS L'EFFET D'UN CHAMP ÉLECTRIQUE

## -> La description semi-classique

On peut montrer que la dynamique des électrons et des trous obéit à une description semi-classique dans laquelle ils ont une masse effective  $m=m_{\text{eff}}$  qui est en général une fraction de la masse libre de l'électron ainsi qu'une énergie cinétique thermique moyenne  $1/2 mv^2 = (3/2)k_B T$ . La distribution de leur énergie cinétique  $E$  et de leurs vitesses  $v=(2E/m)^{1/2}$  est Boltzmanienne  $E^{3/2} \cdot \exp(-E/kT)$ .

## -> Transport

Dans une large gamme de température (telle que bandes de conduction et de valence contiennent un nombre appréciable de porteurs) et de champ électrique (pas trop élevé pour avoir une migration sans "chauffage"), on peut ramener le problème du transport à la détermination des mobilités  $\mu$  et vitesses  $v_D$  de migration ( $v_D=\mu E$ ,  $E=\text{champ}$ ) où les porteurs ont un parcours de ce type (où la vitesse thermique est supérieure à la vitesse de migration):



La migration résulte de la diffusion (collision) élastique sur les impuretés ionisées ou neutres, et de la diffusion inélastique sur les phonons. Mobilité  $\mu$ , vitesse  $v$ , libre parcours moyen  $\lambda$ , temps de collision (c.a.d. entre 2 diffusions)  $\tau$ , section efficace de collision  $\sigma$ , et densité de centres diffuseurs  $n$  sont reliés par:  $\tau=\mu m/e$ ,  $\lambda=v\tau$ ,  $\sigma=1/n\lambda$ .



**DESCRIPTION SEMI-CLASSIQUE DU TRANSPORT DES  
PORTEURS DANS UN SEMICONDUCTEUR SOUS L'EFFET  
D'UN CHAMP ÉLECTRIQUE (SUITE)**

-> *Le calcul des mobilités*

La mobilité totale peut s'écrire:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_I} + \frac{1}{\mu_N} + \frac{1}{\mu_P}$$

Où les trois mobilités correspondent aux impuretés ionisées, neutres et aux phonons.

Le calcul de ces quantités se fait en moyennant les temps caractéristiques de ces collisions (qui dépendent en général de l'énergie par une loi de puissance) sur la distribution de Boltzmann, en tenant compte du principe de Pauli.

-> *Dépendance en température*

On trouve que la diffusion sur les phonons donne une loi en  $T^{3/2}$ , et la diffusion sur les impuretés ionisées une loi du type:

$$\mu_I = \frac{64\pi^{1/2} \varepsilon^2 (2kT)^{3/2}}{N_I Z^2 e^3 m_e^{1/2}} \left[ \ln \left\{ 1 + \left( \frac{12\pi \varepsilon kT}{Ze^2 N_I^{1/3}} \right)^2 \right\} \right]^{-1}$$

(Conwell & Weisskopf, Phys. Rev. 77(1950)388; Smith, Semiconductors, Cambridge University Press (1979))

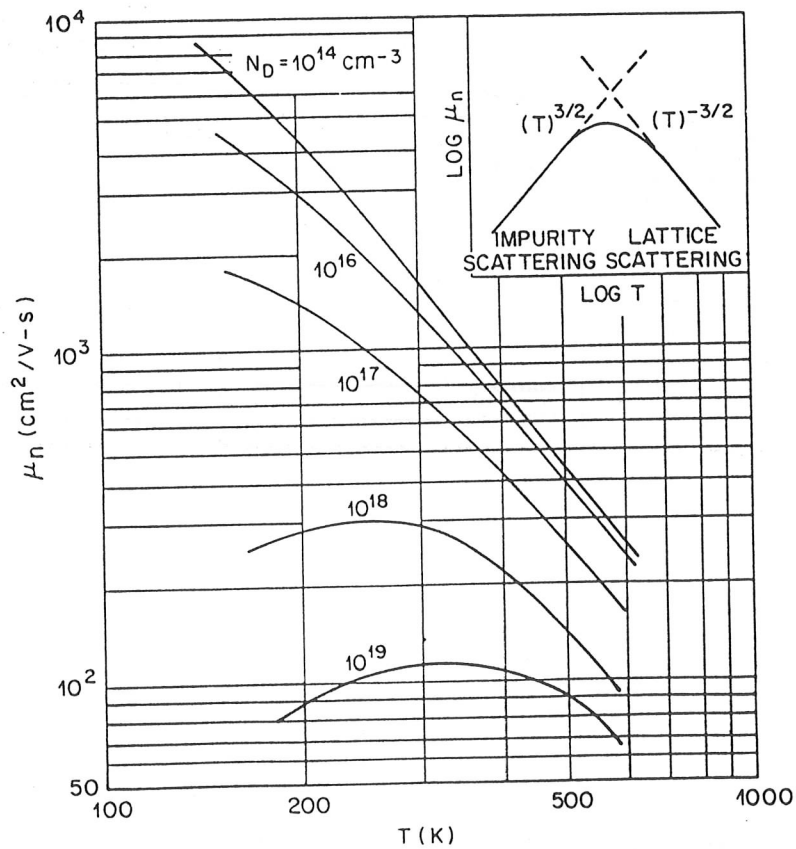
Pour limiter la portée du potentiel coulombien dans ce dernier calcul, on suppose sa portée limitée à une cellule dont les frontières sont fixées par la présence des autres impuretés.

La diffusion sur les impuretés neutres ne dépend pas de la température en première approximation, et joue en général moins que les deux autres contributions (Smith, Semiconductors, Cambridge University Press (1979))

**DESCRIPTION SEMI-CLASSIQUE DU TRANSPORT DES  
PORTEURS DANS UN SEMICONDUCTEUR SOUS L'EFFET  
D'UN CHAMP ÉLECTRIQUE (SUITE et FIN)**

**Mobilité en fonction de la température:** (Sze, Semiconductor Devices, Wiley&Sons 1985).

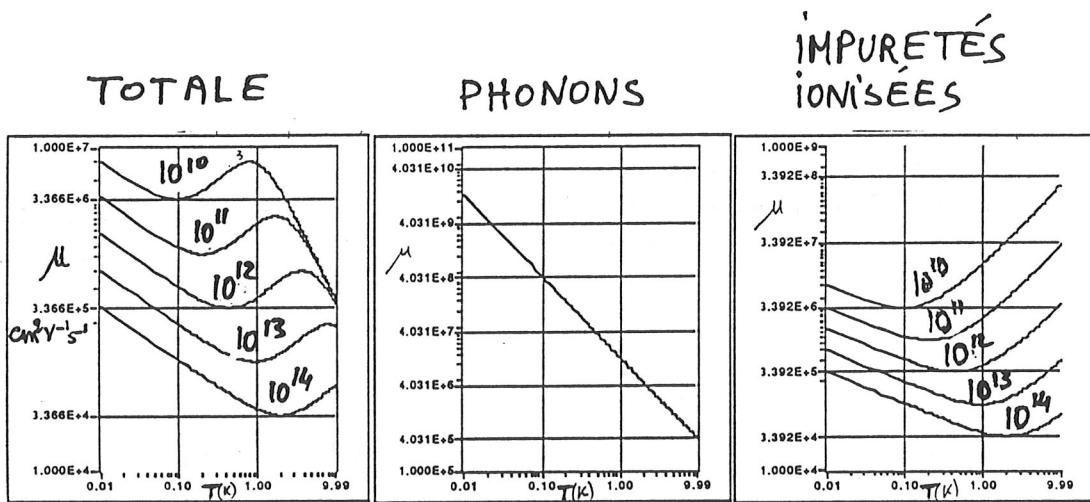
**Cas du silicium pour diverses concentrations en donneurs:**



**DESCRIPTION SEMI-CLASSIQUE DU TRANSPORT DES  
PORTEURS DANS UN SEMICONDUCTEUR SOUS L'EFFET  
D'UN CHAMP ÉLECTRIQUE : EXTRAPOLATION A BASSE  
TEMPERATURE**

Les formules classiques de la mobilité basées sur le calcul de la diffusion sur les impuretés ionisées et sur les phonons donnent à basse température:

5 courbes pour  $N_{ionis} = 10^{10}, 10^{11}, 10^{12}, 10^{13}, 10^{14} \text{ cm}^{-3}$



La remontée de  $\mu$  à très basse température est due au terme logarithmique dans la formule (de Conwell et Weisskopf) de la mobilité due à la diffusion sur les impuretés ionisées. Mais ce terme résulte d'approximations numériques et physiques (distribution de Boltzmann pour les vitesses des porteurs dominant la vitesse de migration) qui ne sont plus valables à très basse température.

Le calcul complet (et les mesures!) restent à faire.

## A QUOI PEUT-ON S' ATTENDRE EN CE QUI CONCERNE LA VITESSE ET LA DIFFUSION DES PORTEURS A TRÈS BASSE TEMPÉRATURE DANS UN CRISTAL SEMI-CONDUCTEUR TRÈS PUR ?

### Vitesse de migration

Les mesures du temps de montée des signaux d'ionisation sont inférieurs à 2  $\mu$ s pour 0.01V sur 1cm dans Ge  $\Rightarrow v > 5.10^5$  cm/s,  $\mu > 5.10^7$  cm<sup>2</sup>V<sup>-1</sup>s<sup>-1</sup> (Shuklt et al., Phys. Rev. Lett. 24 (1992) 3531).

### Température des porteurs

Il est probable que les porteurs sont nettement plus chauds que le réseau à T < 100 mK. On peut en effet écrire (D. L'Hôte et al., LT21 (1996)):

$$e.v.E = g.(T_{elec}^6 - T_{pho}^6)$$

Traduisant le fait que la puissance communiquée aux porteurs évoluant à la vitesse  $v$  par le champ  $E$  est transmise au bain de phonons à la température  $T_{pho}$ . Le couplage basé sur la loi en  $T^6$  est tiré des études de ND (N. Wang et al., Phys. Revu. B41 (1990) 3761; N. Perrin, J. Low T. Phys. 93 (1993) 313.).

En prenant  $v = 10^6$  cm/s,  $g = 10^{-16}$  W.cm<sup>-3</sup> (tiré des mesures sur les NTD donnant  $g = 10$  W/K<sup>6</sup>/cm<sup>3</sup> pour des niveaux de dopage de  $10^{17}$  cm<sup>-3</sup>), on trouve une température d'électrons de quelques K.

Si les électrons sont chauffés par le champ électrique, la notion de mobilité n'est probablement plus pertinente.

Penn et al. (J. Appl. Phys. 79 (1996) 8179) T<sub>e</sub>=2K.

### Coefficient de diffusion

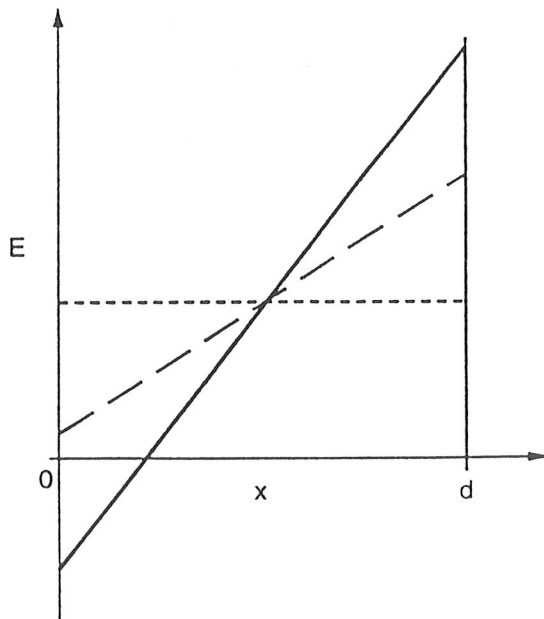
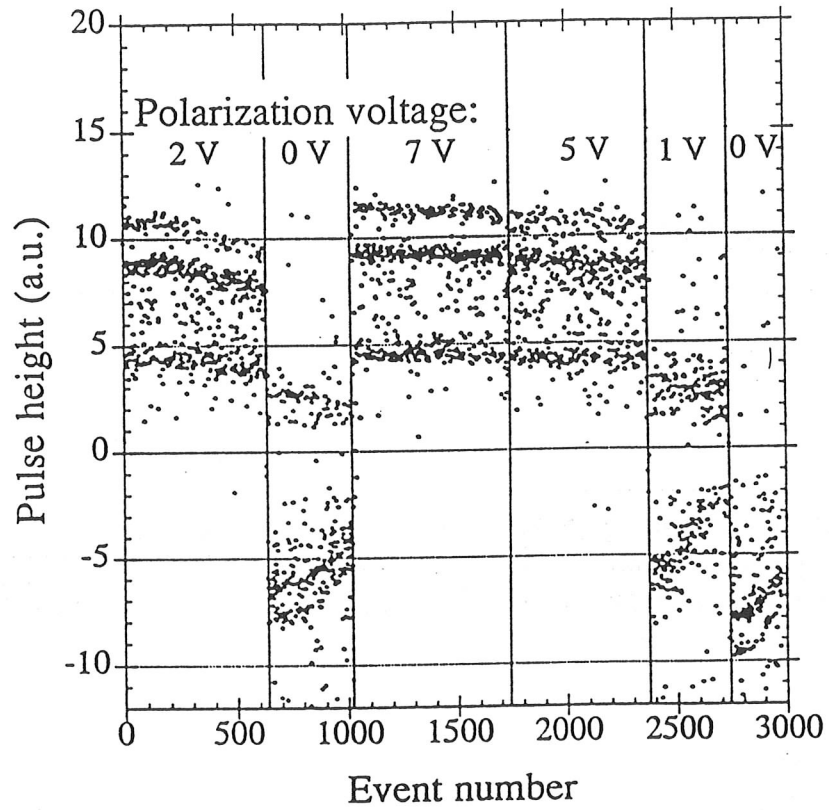
Penn et al. (J. Appl. Phys. 79 (1996) 8179) trouvent expérimentalement un diamètre de "nuage" d'électrons de 1mm après migration sur quelques mm dans Si à faible champ.

$D = \frac{kT\mu}{e} \Rightarrow D = 2.10^6$  mm<sup>2</sup>/s pour la valeur ci-dessus de  $\mu$  et pour T=5K. On en tire un diamètre de nuage de 1.4mm après 1 $\mu$ s.

# FONCTIONNEMENT A TRES BASSE TEMPERATURE

## Charge d'espace

(X.F. Navick et al., NIM A370 (1996) 213)



$$E(x) = \rho(x - 0.5d)/\epsilon + V/d$$

Collecte incomplète dans Si

(Penn et al., J. Appl. Phys. 79 (1996) 8179, Penn et al., NIM A370 (1996) 215)

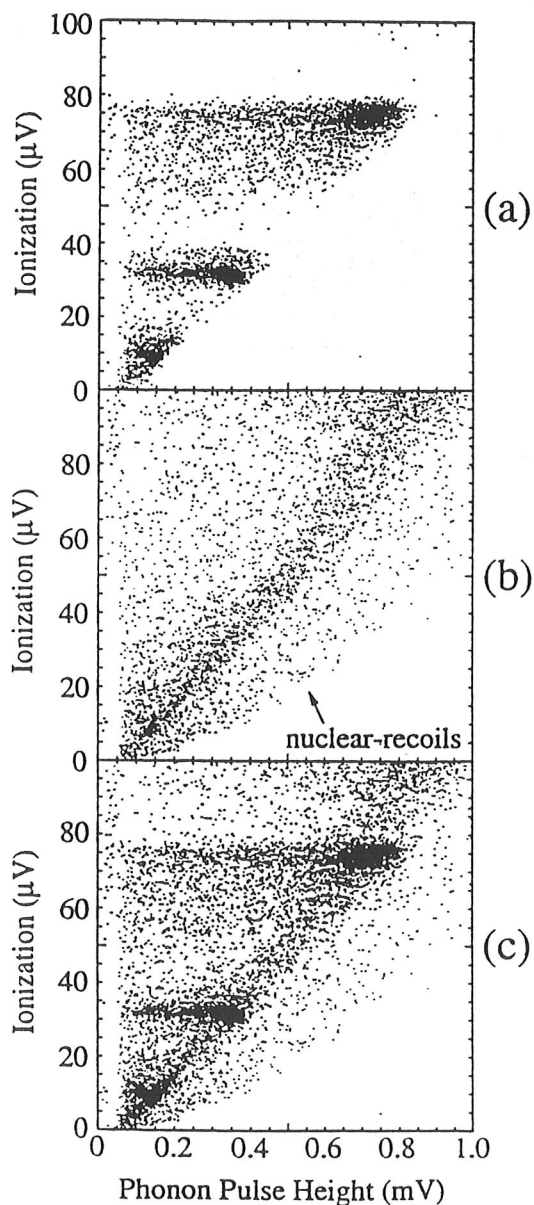


Fig. 1. Data from simultaneous measurement of phonons and ionization. (a) is the X-ray and  $\gamma$ -ray experiment. Horizontal bands are due to ionization peaks from 59.4, 25.27, and 8.05 keV energy depositions. (b) is the neutron and  $\gamma$ -ray experiment showing the region of nuclear-recoil/electron-recoil discrimination. (c) is a superposition of (a) and (b).

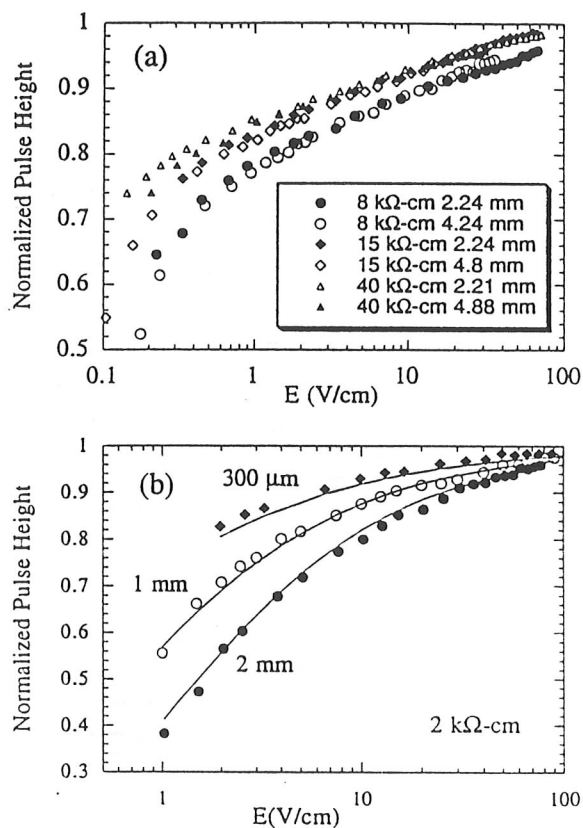
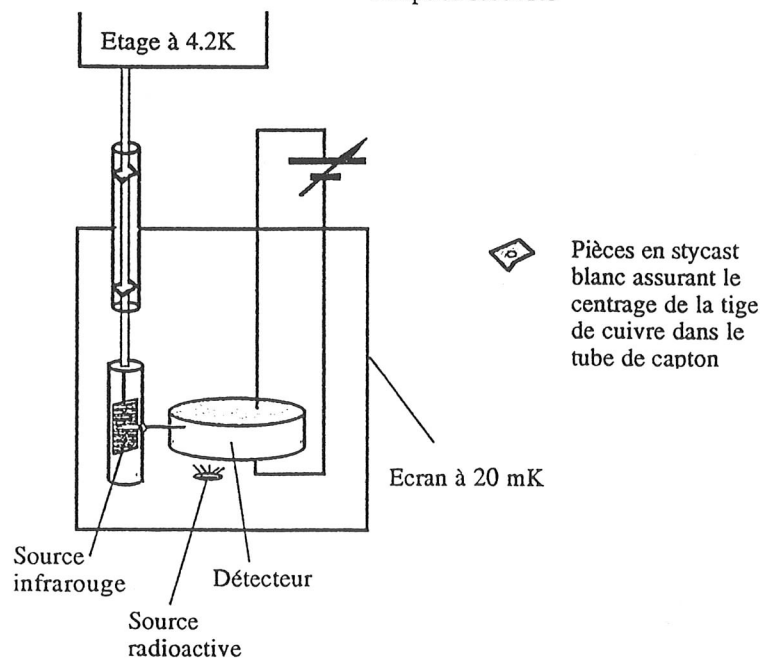
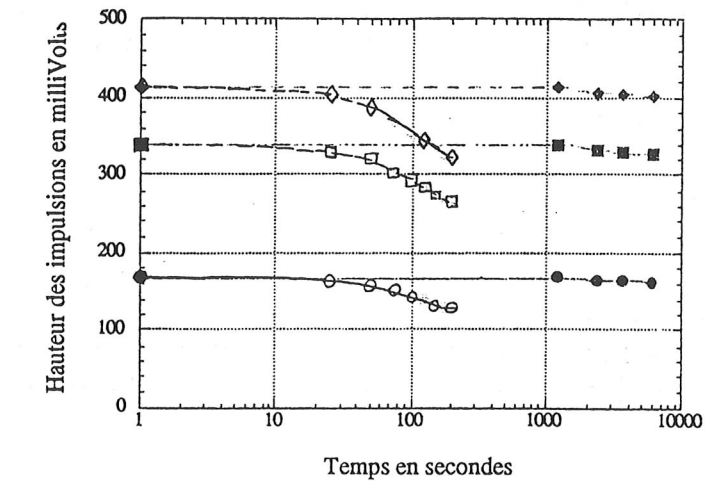


Fig. 2. Normalized (relative to full charge collection) ionization pulse height as a function of applied electric field for (a) three sets of high purity silicon samples (each set contains two different thicknesses) and (b) three thicknesses of lower purity silicon. The solid curves in (b) show the fit to a hybrid charge trapping model.

# FONCTIONNEMENT A TRES BASSE TEMPERATURE

## Tenue en temps et effet des infrarouges (X.F. Navick et al., cryogenics)

**Evolution de la reponse du detecteur Al-Ge-Al pour les photons X et gamma de l'Europium**  
 T (source IR) = 12 K en rouge  
 T (source IR) = 4 K en bleu



Nécessité de "régénérer" périodiquement le détecteur



## TECHNIQUES DE FABRICATION

### 1- Monocristaux ultra-purs

(ex.  $\text{Ge}$   $N_a-N_d < 10^{10} \text{cm}^{-3}$ )

### 2- Métallisation par implantation

Energies d'implantation faibles pour affleurer.

Bande d'impuretés.

Epaisseurs faibles pour minimiser l'injection d'impuretés.

pin a l'avantage sur pip de minimiser l'injection de porteurs même pour des tensions  $> 1$  Volt.

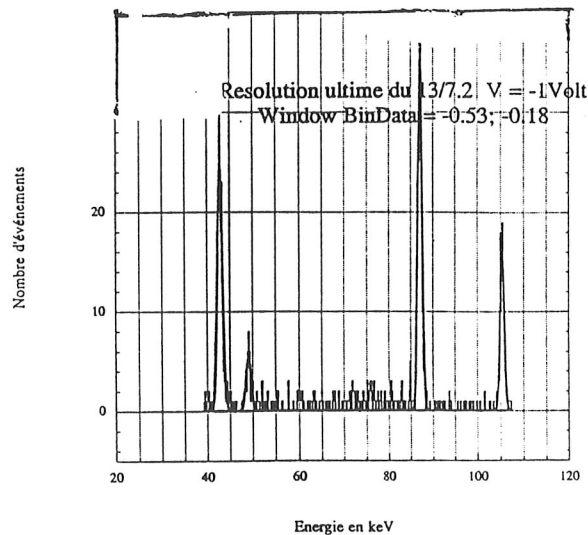
(D. L'Hôte et al. NIM A370 (1996) 193)

### 3- Recuit rapide

Eviter de diffuser des impuretés durant le recuit.

### 4- Métallisation par évaporation

Exemple de spectre obtenu avec un germanium dont les deux faces ont été métallisées par évaporation d'aluminium (X.F. Navick et al.)



5- Protéger les faces pour éviter les "trous" d'injection de porteurs.

Pas de soudure U.S., pas d'eutectique

## *SUR LA RESOLUTION EN ENERGIE*

### Résultats expérimentaux

Groupe de Berkeley: LTMH=1600 eV à 60 keV, ligne de base:1200 eV.

Groupe de Saclay: LTMH=960 eV à 86 keV.

### Pour les détecteurs semiconducteurs classiques

Statistique de création de paires:  $N=E/\varepsilon \Rightarrow \sigma=(N)^{1/2}$

$$\Rightarrow \text{LTMH}=2.35(E\varepsilon)^{1/2} (F)^{1/2}$$

F=facteur de Fano dû en particulier à la corrélation de conservation de l'énergie, valeurs typiques:0.1.

En pratique: résolutions de 100 eV pour des X de basse énergie à 10 keV pour des alphas (LTMH).

=> on devrait pouvoir faire mieux pour l'ionisation à TBT !  
(qq 100 eV LTMH)

Mais aussi, contribution de la statistique de piégeage

## LE FUTUR

### 1- Détecteurs plus épais, autres matériaux que Ge (Si, CdTe ?)

L'expérience acquise en matière de problèmes de piégeage, charge d'espace, etc... permettra d'extrapoler au cas de détecteurs moins purs ou plus épais.

### 2- Utilisation auprès d'accélérateurs

Identification des ions !

Impulsion rapide=> temps de vol possible. P.ex.: C 100 keV: 80 ns / 10 cm.

### 3- Amélioration de la voie chaleur

Compréhension (et minimisation) du piégeage.

Suppression de la fluctuation sur le nombre de paires créées ?

Signal rapide => suppression des empilements, du bruit.

### 4- Localisation par électrodes segmentées ou résistives

### 5- Mesures de rayonnement dans les cryostats

Orientation nucléaire, X, etc...

### 6- Spectroscopie de niveaux dans les semi-conducteurs à $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ?

### 7- Etude de l'interaction agrégat-matière

