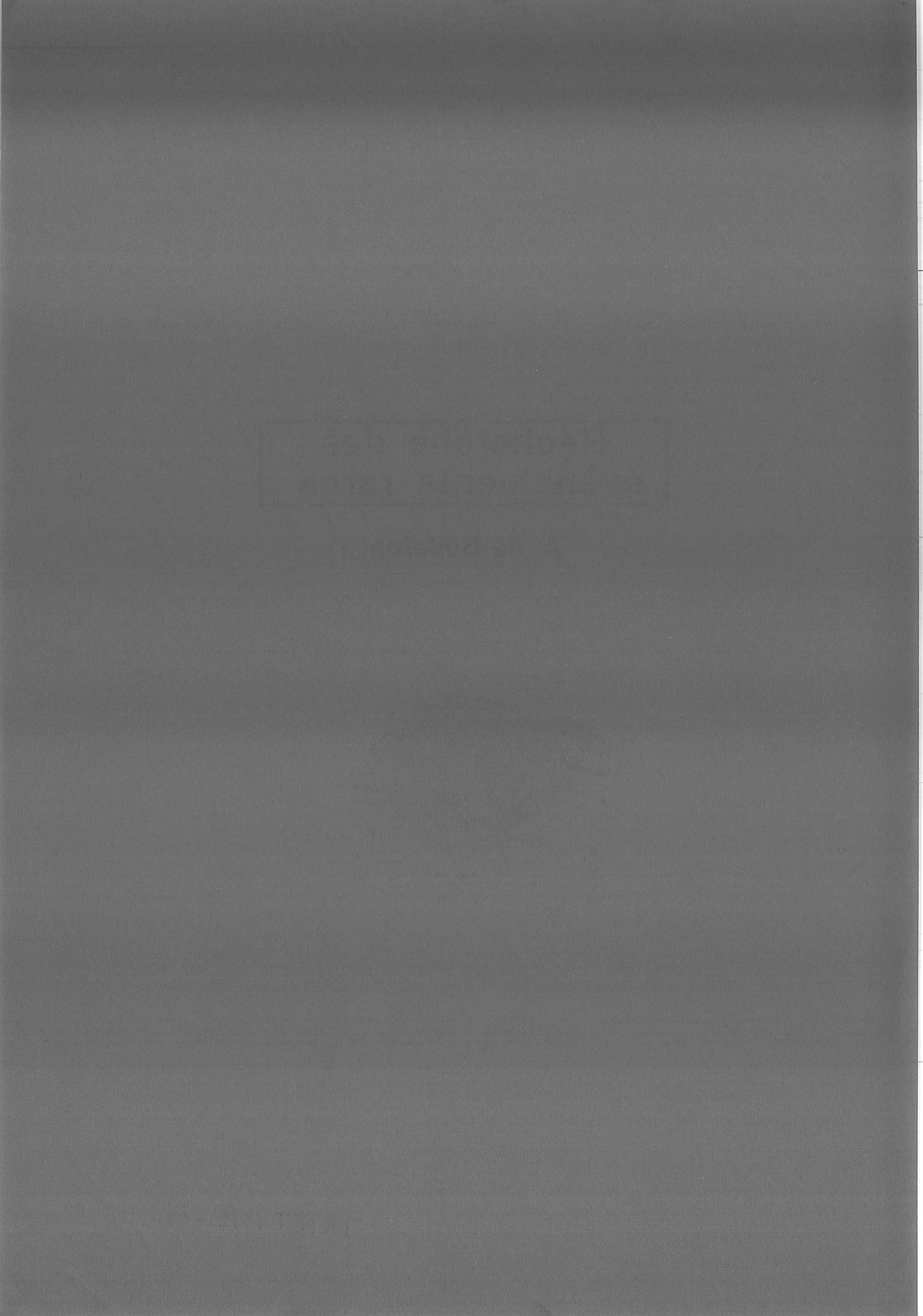


**Recherche des  
évènements rares**

**A. de Bellefon**



DRTBT 1992 - 01



Ces notes sont inspirées principalement des  
références suivantes:

- A.Bouquet  
Cours de GIF 89 . ÉCOLE D'ÉTÉ  
de physique des particules.
- N.Shmitz MPI-PAE/Exp-E1-120
- A.Mazure Annales de Physique  
Française (1989) 347-376





## PANORAMA des DÉTECTEURS

Détecteurs	Phénomène	Énergie
Scintillateurs	conversion de l'énergie en lumière	.5 à 1 keV
Chambres proportionnelles	ionisation	10-30 eV
Semiconducteur(s)	paires $e^-$ trou	1 eV
Supraconducteurs	brisure de paires de Cooper	$10^{-3}$ eV
Bolomètres	production de phonons	$10^{-4}$ eV : $K^{-1}$

## DIFFERENTES STRATEGIES

Outil principal :  
détection par diffusion élastique.

$$\delta N \rightarrow \delta N$$

- défis:

Taux de comptage faibles: de l'ordre de  
 $1 \text{ kg}^{-1} \text{ j}^{-1} \text{ keV}^{-1}$

Faible dépôt d'énergie: le keV

Pour y parvenir:

- Scintillateurs massifs: NaI, CaF<sub>2</sub>,...
- amélioration des détecteurs au Germanium
- développement des détecteurs cryogéniques  
Cette voie apparaît comme très prometteuse  
comme nous le verrons dans la suite des cours.

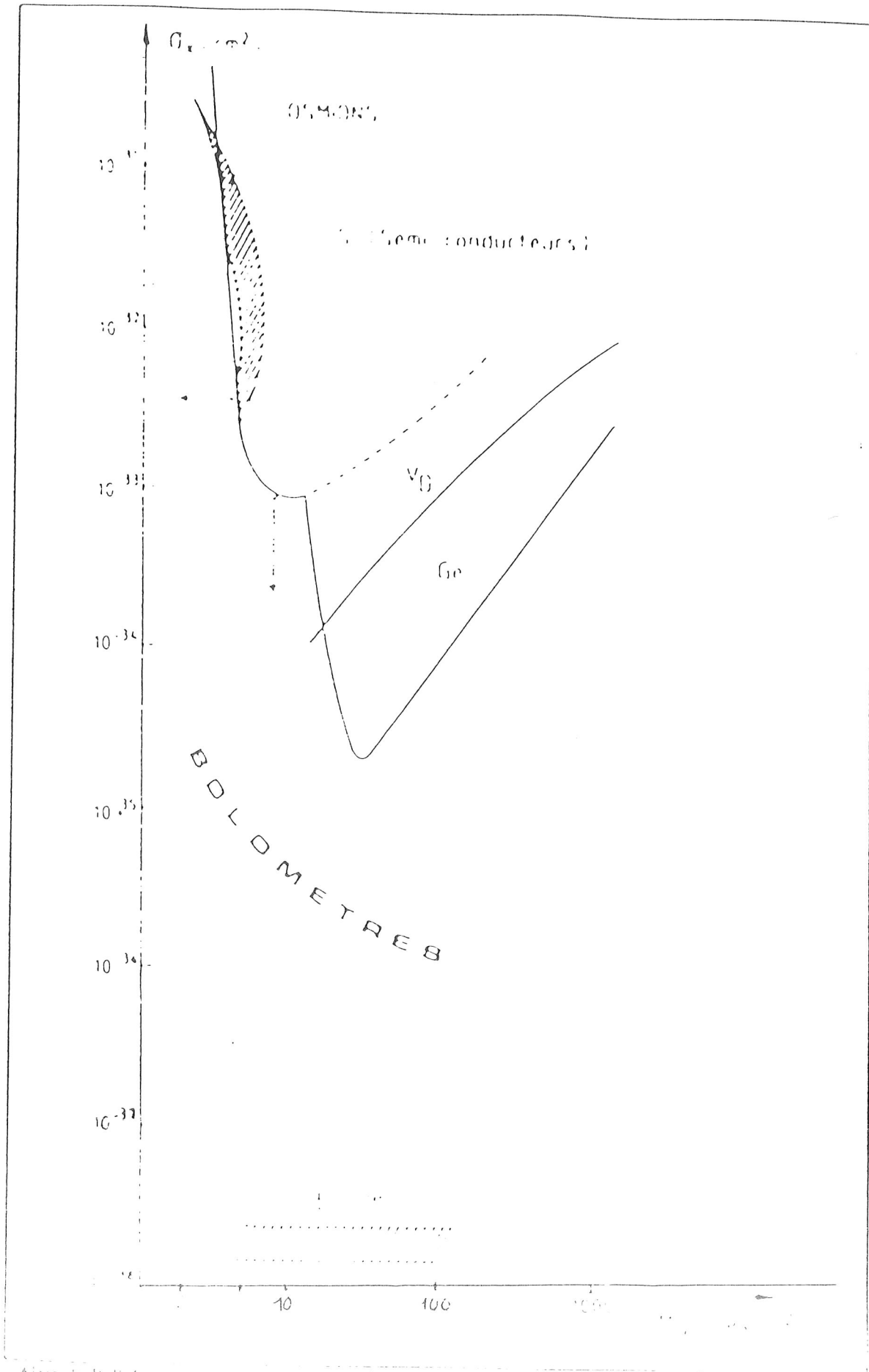


Figure 1. Conductance

## POUR FINIR NOUS SOMMES CONFRONTÉS À :

1. Des taux de comptage très faibles compris entre:  
1 et .001 événement par kilo de détecteur et par  
jour.  
Ceci en raison des flux de particules à détecter et  
de leur probabilité d'interaction .
2. Des dépôts d'énergie très faibles entre 100 eV et  
des dizaines de keV.
3. Des signatures difficiles .

## CE QUI EXIGE:

1. Une masse suffisante de détecteur , mais raisonnable  
(entre le kilo et la tonne suivant ce que l'on cherche  
à détecter).
2. Un environnement le plus silencieux possible (Tun-  
nel, Mine, ...).
3. Un seuil de détection assez bas et par conséquent  
une bonne résolution.



keV

$\langle E_n \rangle$

$M_{Wimp}$

100

$A=72$

Ge

$28 = A$

Si

0

H

Recal moyen

pour 1 - 5 keV  
pour 2 - 10 GeV

3

2 5 10 100 1000  $M_W$  GeV

1

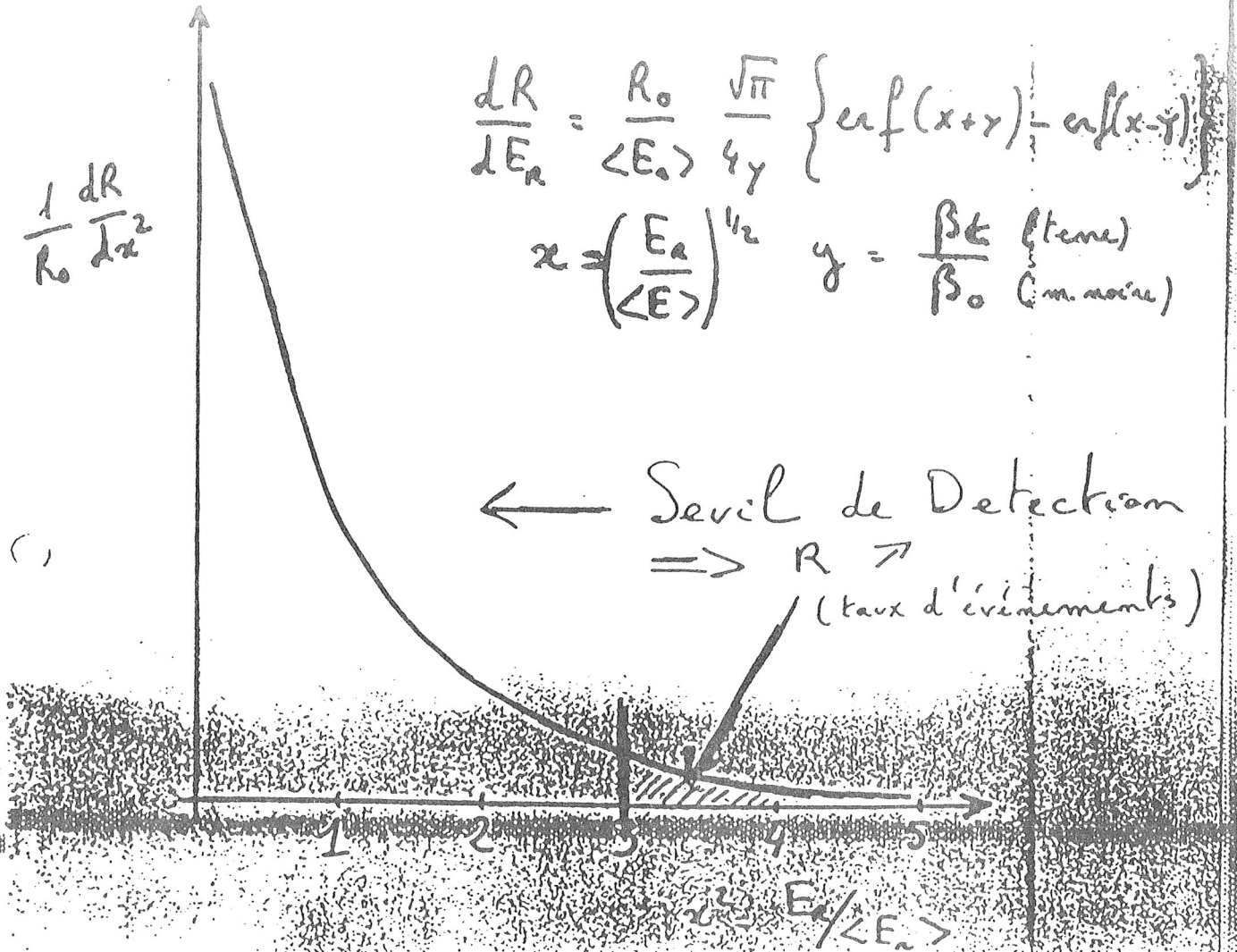
5

$$\frac{1}{R_0} \frac{dR}{dx^2}$$

$$\frac{dR}{dE_n} = \frac{R_0}{\langle E_n \rangle} \frac{\sqrt{\pi}}{4y} \left\{ \operatorname{erf}(x+y) - \operatorname{erf}(x-y) \right\}$$

$$x = \left( \frac{E_n}{\langle E \rangle} \right)^{1/2} \quad y = \frac{\beta t \text{ (tens)}}{\beta_0 \text{ (m. noire)}}$$

← Seuil de Detection  
⇒ R ⇒  
(taux d'événements)



Ex: Pour un Cosmion } de 2.5 GeV  
WIMP

$$\langle E_n \rangle_{Si} = .3 \text{ keV}$$

Seuil = 2.5 keV	⇒	$x^2 > 8$
1 keV	⇒	$x^2 > 3$

" Très SENSIBLE au SEUIL de DETECTION "

La densité relique  $\Omega_w h^2 = \frac{\rho_w}{\rho_c} h^2$  de particules à interaction faible (W.I.M.P's) fonction de leur masse ( $M_w$ ).  
 On constate en particulier qu'il existe une fenêtre où ces particules ferment naturellement l'univers.

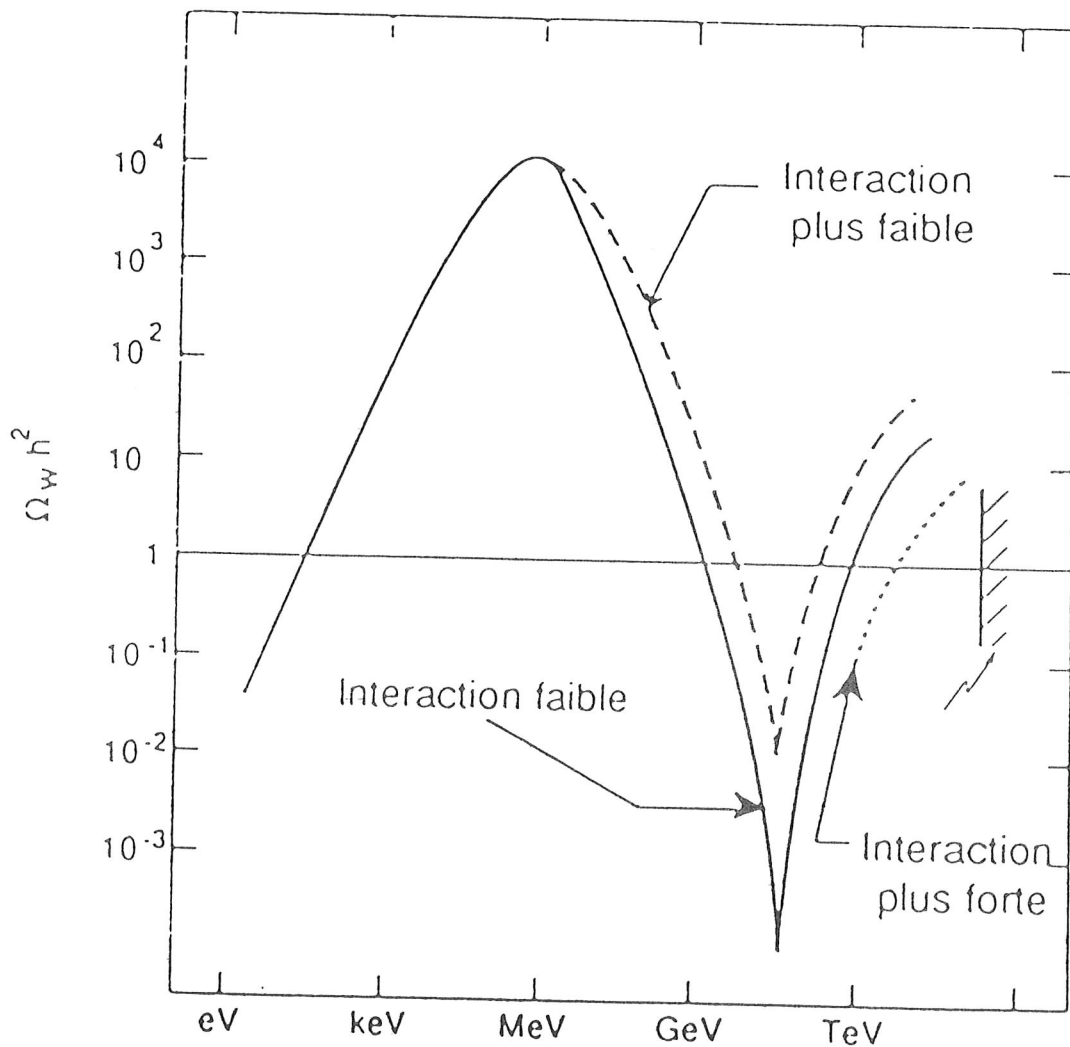


Figure 1: DENSITÉ RELIQUE des WIMP's

## FORMULAIRE

Dans une collision ( $\delta N \rightarrow \delta N$ ) avec un noyau, ce dernier reçoit une énergie cinétique:

$$E = m_N c^2 \beta^2 (1 - \cos(\theta)) \left( \frac{m_\delta}{m_N + m_\delta} \right)^2 \quad (1)$$

Le spectre de recul est donné par:

$$\frac{d^3 N}{d^3 V} = \left( \frac{3}{2\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{V_{rms}^3} \exp\left( -\frac{3V^2}{2 \cdot V_{rms}^2} \right) \quad (2)$$

Le taux d'événement est :

$$R = K \cdot F \cdot \sigma \quad (3)$$

$$R = 5.8 \left( \frac{\sigma}{10^{-38} \text{cm}^2} \right) \left( \frac{\rho_\delta}{10^{-24} \text{g.cm}^{-3}} \right) \left( \frac{V}{200 \text{km s}^{-1}} \right) \left( \frac{1 \text{GeV}}{m_\delta} \right) \quad (4)$$

Cette formule donne le taux de comptage global sans tenir compte de l'effet de seuil, il faut donc la pondérer par le pourcentage d'atomes de recul d'énergie supérieure à un seuil donné.



$\tau$  représente l'intervalle entre deux collisions et joue un rôle important pour l'équilibre de la population de particules.

Il y a équilibre lorsque l'intervalle de temps moyen entre deux collisions  $\tau$  est inférieur à l'âge de l'univers  $\frac{1}{H}$ .

Si, en revanche, ce temps devient supérieur à l'âge de l'univers ( $\tau \gg \frac{1}{H}$ ) la réaction est dite gelée et les particules se découplent.

Le taux de réaction décroît avec la température et, par conséquent, la densité relique dépend fortement de la température de découplage .

Si le gel se produit alors que la particule est encore relativiste ( $T_d \gg m_w c^2$ )

la relique est dite "chaude";

dans le cas contraire elle est dite "froide".

La densité numérique de particules est :

$$\text{chaude: } n_0(T) = \frac{g\zeta(3)}{\pi^2} T^3$$

$$\text{froide: } n_0(T) = \left(\frac{m}{T}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{-m}{T}\right)$$

Examinons maintenant LES CANDIDATS possibles.

Connaissant la densité numérique résiduelle on a accès à la densité de masse  $\rho_w = n_w m_w$ .

On constate alors que les deux types de particules reliques peuvent contribuer notablement à la courbure de l'UNIVERS.

- Relique chaude (H.D.M):

Dans ce cas en particulier on a la relation suivante:

$$\sum_X m_X = 100 eV \Omega_X h^2$$

Si le neutrino a une masse un neutrino léger est donc un bon candidat pour  $\Omega = 1$ .

- Relique froide (C.D.M):

Dans ce cas et si l'on veut que les particules contribuent notablement à la masse manquante nous sommes conduits à envisager des masses supérieures au GeV et nous avons la relation suivante:

$$\Omega_w h^2 = \frac{10^{-26} cm^3 s^{-1}}{\sigma V}$$

ce qui implique une section efficace de collision de l'ordre de  $10^{-37} cm^2$  qui sont typiquement des sections efficaces d'INTERACTION FAIBLE.

D'où le nom de W.I.M.P's (Weakly Interactive Massive Particles).

Les arguments précédents sont d'ordre expérimental il existe un autre argument théorique en faveur de la masse manquante dans l'univers.

## Platitude de notre Univers et Inflation.

Nous pouvons exprimer  $\Omega$  en fonction de la courbure  $k$  de l'univers.

$$\Omega = 1. + \frac{k}{H^2 R^2}$$

et dans un système où  $\hbar = c = 1$  après calcul on trouve:

$$1. - (\Omega^{-1}) = 10^{-58} g_b^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{M_p}{T}\right)^3$$

autrement dit au temps de Planck la densité de notre univers est ajustée à la densité critique à la 57<sup>ème</sup> décimale, et notre univers est plat .

$$k=0 \text{ et } \Omega = 1$$

Il y a là un paradoxe qui conduit à penser que compte tenu des valeurs mesurées aujourd'hui pour  $\Omega$  notre univers est *effectivement plat* sinon il se serait déjà effondré ( $\Omega = 100$ ) où les valeurs de  $\Omega$  seraient négligeables ( $\simeq 10^{-6}$ ).

### 3. Nature: Ordinaire ou Exotique?

- La nucléosynthèse primordiale et l'abondance en éléments légers tels que le lithium, l'hélium contraint la densité de matière à :

$$\Omega_b \leq .1$$

Une partie de la matière cachée peut donc être sous forme "ordinaire". Mais la majeure partie de notre univers-iceberg se cache vraisemblablement sous une forme inconnue. Cette dernière hypothèse est renforcée si l'inflation est la bonne théorie.

- Nous nous intéressons plus particulièrement au cas de la matière noire sous forme de particules. Pour savoir si des particules peuvent contribuer notablement à remplir notre univers il nous faut connaître leur densité aujourd'hui.

Pour cela il est indispensable d'examiner l'histoire thermique d'une population de particules depuis le Big bang. Ces particules interagissent, leur taux d'interaction est :

$$\Gamma = \sigma n V = \frac{1}{\tau}$$



# MATIÈRE ██████████ ET PHYSIQUE CORPUSCULAIRE

## 1. Le problème

La première mise en évidence de cette question remonte à l'analyse de l'amas de Virgo par Zwicky.(1930)

La masse de cet amas était de l'ordre de 1000 fois supérieure à la somme des masses individuelles des galaxies le composant.

Depuis il y a eu d'autres évidences de cette masse "cachée".

En particulier le comportement tout à fait spécial des vitesses de rotation mesurées dans les galaxies spirales.

En fait la décroissance Képlérienne :

$$(V_{rot} \propto \left(\frac{M_{tot}}{r}\right)^{\frac{1}{2}})$$

attendue à grande distance, si la distribution de masse de la galaxie était semblable à celle de la lumière, n'apparaît pas .

Tout se passe donc comme si la masse visible était entourée d'un halo de matière noire.

## 2. Les arguments

## 3. La nature

## • 2. les arguments

Il est utile d'introduire ici quelques paramètres importants concernant la destinée de notre univers.

$$\Omega = \frac{\rho}{\rho_c}$$

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G} = 1.88h^2 10^{-29} \text{ g.cm}^{-3}$$

$$\rho_c = 10h^2 \text{ GeV.m}^{-3}$$

$$\text{avec } h = \frac{H}{100} \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$$

Cette valeur correspond à une densité dite critique frontière entre un univers ouvert et un univers fermé.

Mesures et estimations du paramètre cosmologique  $\Omega$  sont données dans le tableau suivant.

$\Omega_{lum}$	$\leq .01$
$\Omega_{Gal}$	$.03$
$\Omega_{amas}$	$.15$
$\Omega_{gde \text{ échelle}}$	$.85$

Nous constatons d'après ce tableau qu'il est difficile de rendre compte des valeurs estimées à *toutes les échelles* si l'on s'en tient à la valeur obtenue en pesant l'univers de matière rayonnante ( $\Omega_{lum}$ ).

# NEUTRINOS SOLAIRES

ce qu'il faut savoir et les résultats les plus récents

un S.N.U (Unité Neutrino Solaire) =  $10^{-36}$  capture par atome cible par seconde !!

Résultats expérimentaux	prédictions théoriques
Expérience Chlore comme cible $2.53 \pm 0.7$ SNU's	$6.4 \pm 1.4$ SNU's
KAMIOKANDE $\nu e^- \rightarrow \nu e^-$	exp/the = .61
Expériences Gallium $83 \pm 20$ SNU's	$124 \pm 7$ SNU's

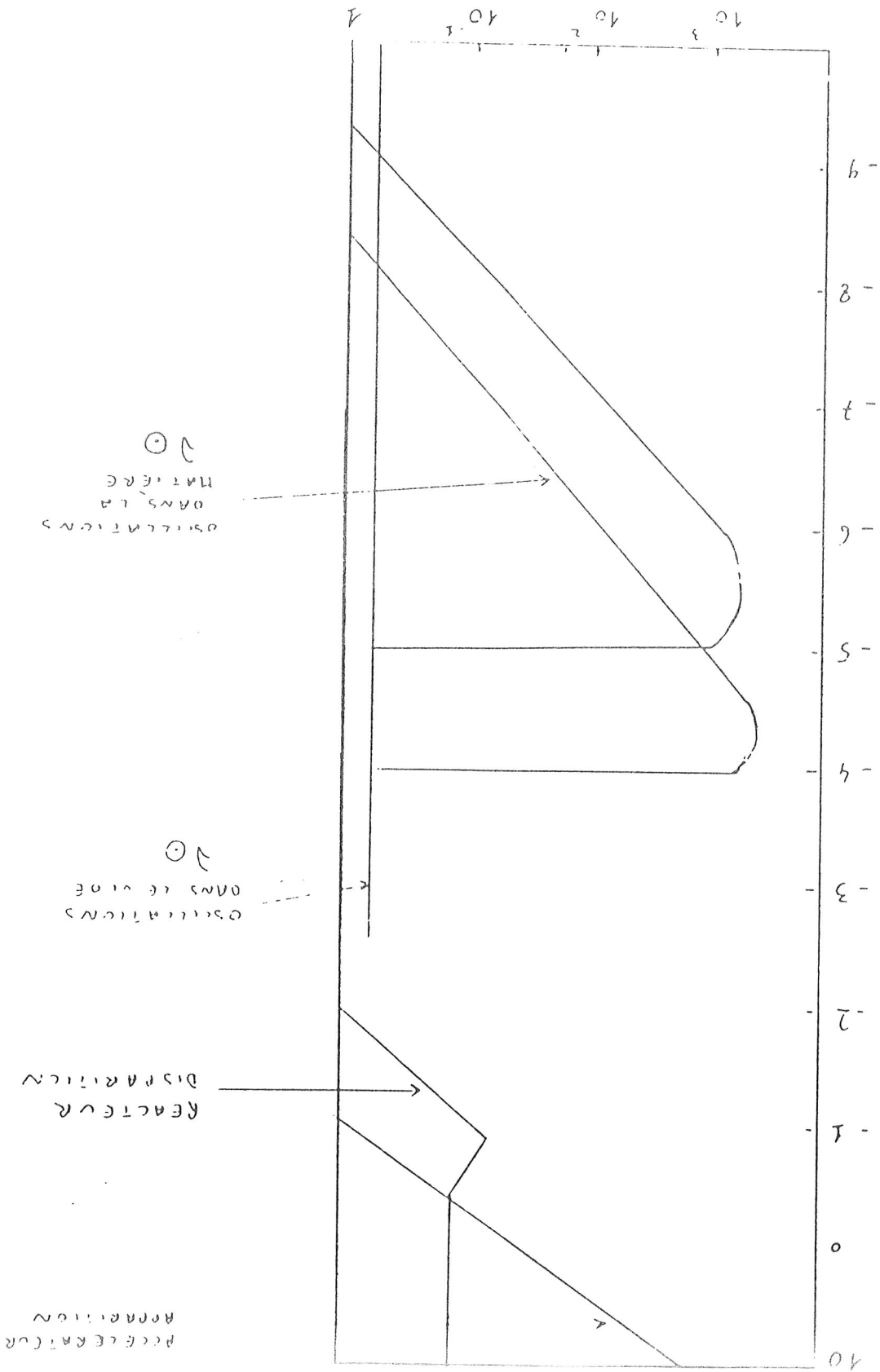
Il y a deux grands types d'expériences :

- les radio-chimiques ( $\nu_e \text{}^{37}\text{Cl} \rightarrow \text{}^{37}\text{Ar} + e^-$ )  
du type  $\nu_e (A, Z) \rightarrow (A, Z - 1) + e^-$
- les comptages directs :
  - $\nu e^- \rightarrow \nu e^-$
  - $\nu d \rightarrow p n \nu$
  - $\nu_e d \rightarrow p e^- p$
  - $\nu_e \text{}^{115}\text{In} \rightarrow \text{}^{115}\text{Sn} + e^- + \gamma_1 + \gamma_2$



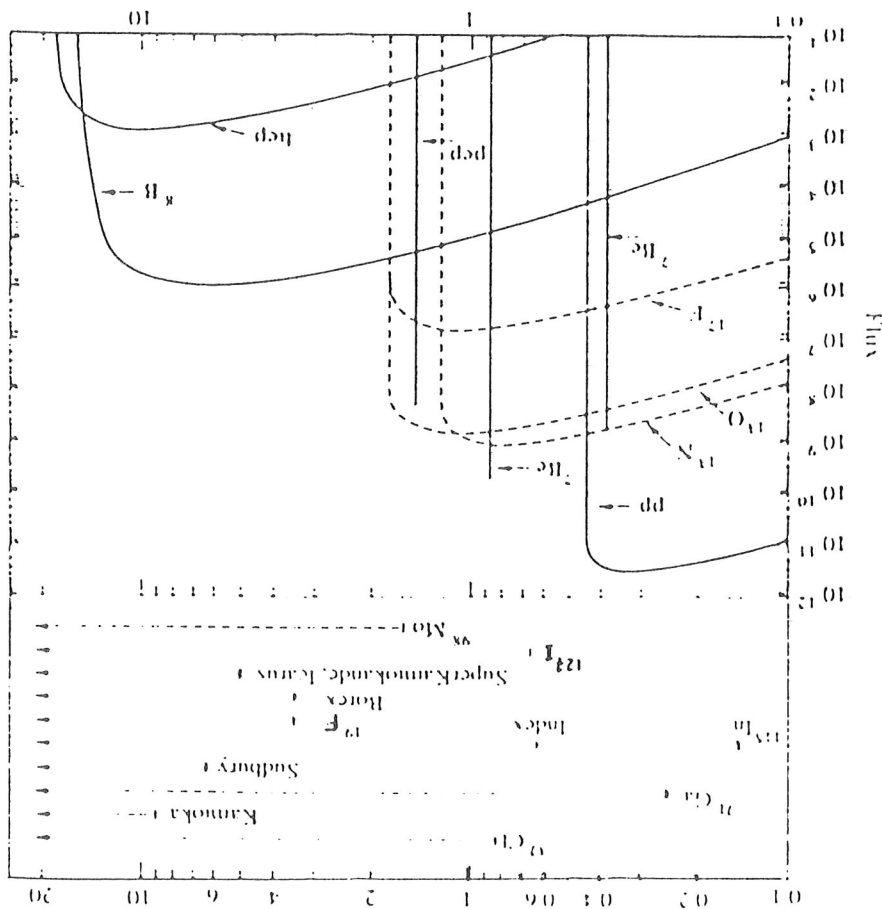


51m 20



$\delta m^2 (eV^2)$

Figure 1: FLUX DE NEUTRINOS ISSUS DU SOLEIL



En ordonnée le flux de neutrinos solaires ( $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ).  
 En abscisse l'énergie des neutrinos en MeV.  
 Sont indiquées les domaines d'énergie détectables par  
 des expériences  
 en fonctionnement (trait plein), en construction (ti-  
 ret), en projet (pointillé).

## RÉSULTATS CONCERNANT LA MASSE DU $\nu$

Les limites expérimentales sont les suivantes:

$$m_{\nu_e} \leq 10eV$$

$$m_{\nu_\mu} \leq 270keV \quad \pi \rightarrow \mu + \nu$$

$$m_{\nu_\tau} \leq 35MeV \quad \tau \rightarrow 5\pi + \nu_\tau$$

$$m_{\nu\text{eff}} \leq 2 \pm 1eV$$

mais pour ce dernier il s'agit d'une limite sur un neutrino de Majorana.

## Oscillations de neutrinos.

Si le neutrino a une masse alors les états propres de saveur sont décomposables sur les états propres de masse:

$$\nu_{\text{saveur}} = \sum_i U_{s,i} \nu_i \quad (1)$$

et dans ce cas on peut calculer une probabilité qu'un neutrino de saveur donnée se transforme en un neutrino d'une autre saveur:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta}{2} \quad (2)$$

$$\text{avec } \Delta = \frac{\delta m^2 L}{2 E}$$

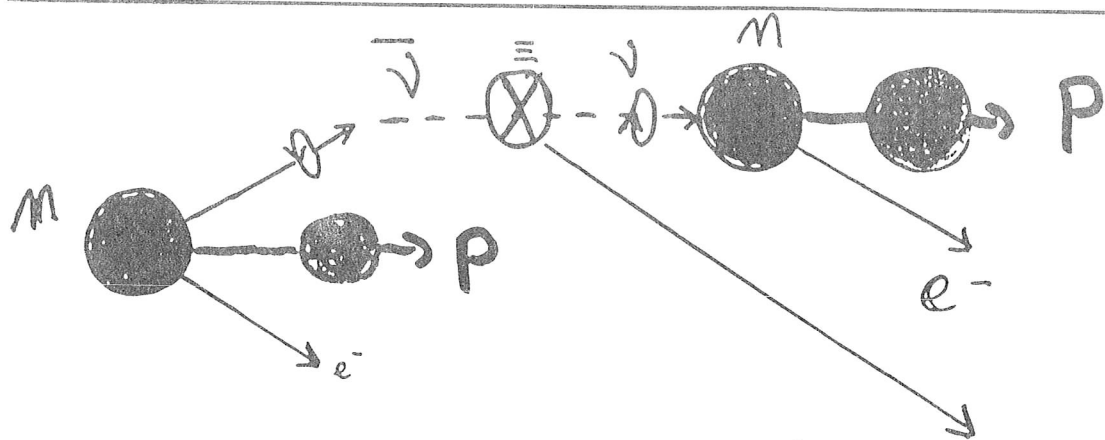
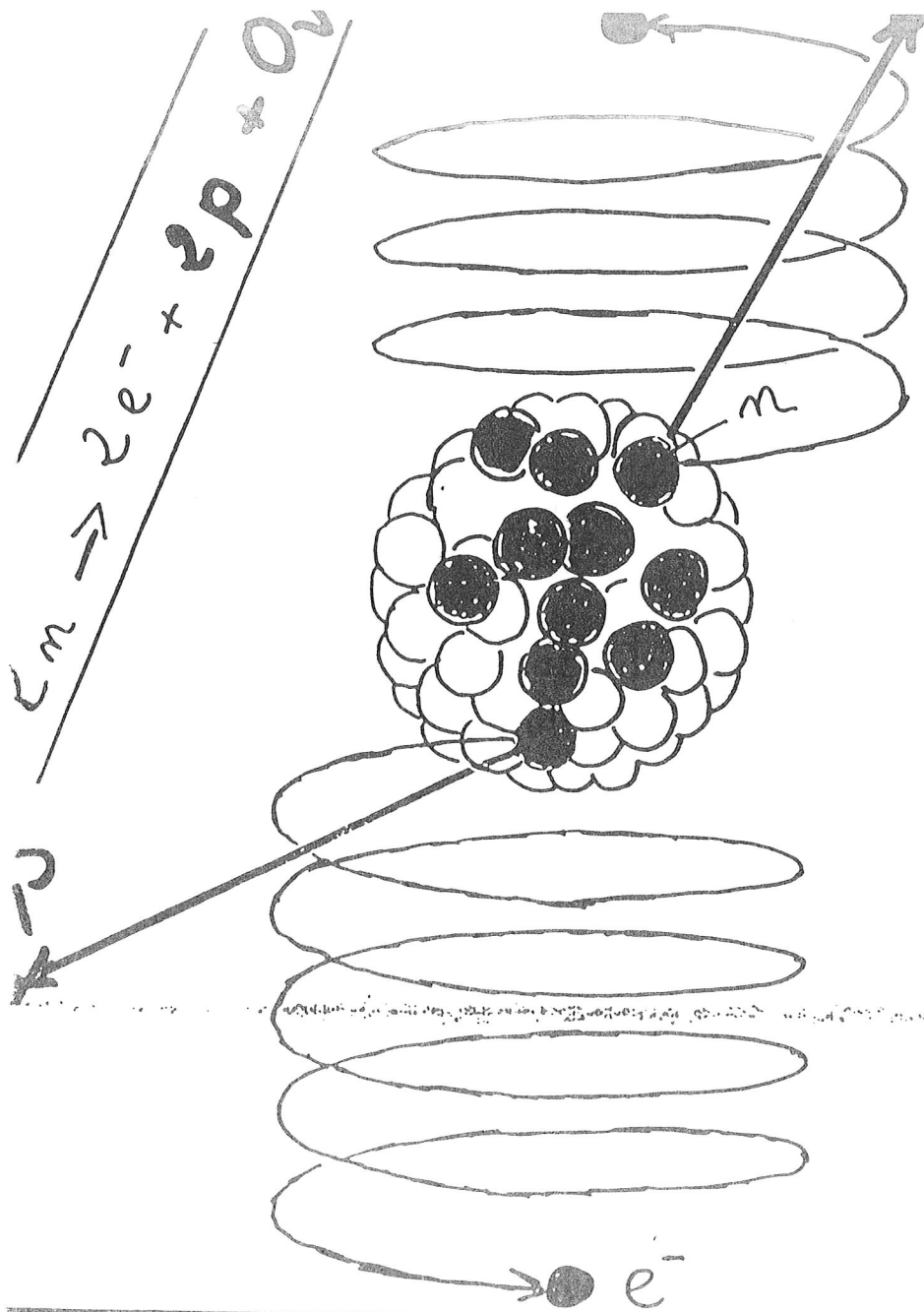
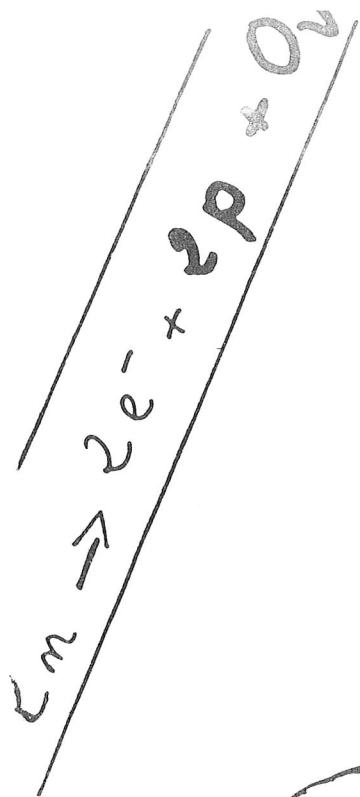
On peut alors définir une longueur d'oscillation caractéristique:  $\Delta = \frac{2\pi L}{L_0}$

Les oscillations sont accessibles si:

$$\frac{L}{E} \geq \frac{4}{\delta m^2}$$

Deux méthodes sont alors possibles:

1. soit un faisceau de  $\nu$  d'une saveur se transforme en  $\nu$  de saveur différente et l'on a une expérience d'apparition (accélérateurs).
2. soit on observe une diminution du flux de  $\nu$  en fonction de la distance source-détecteur (réacteurs, soleil..)

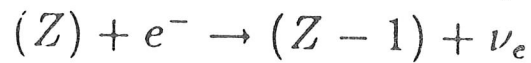


PHENOMENE RARE  
SLT SI  $\nu$  massif.

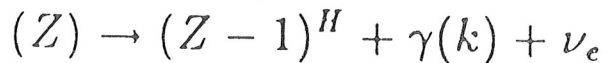
## TRANSITIONS $2\beta$ PERMISES

Transition	A	Z	(%)	Q $2e^-$ MeV
Ca-Ti	48	20	.185	4.267
Ge-Se	76	32	7.67	2.045
Se-Kr	82	34	9.19	3.003
Zr-Mo	96	40	17.4	3.364
Mo-Ru	100	42	9.62	3.034
Pd-Cd	110	46	12.7	2.004
Cd-Sn	116	48	7.58	2.811
Sn-Te	124	50	5.98	2.263
Te-Xe	128	52	31.79	.872
Te-Xe	130	52	34.49	2.543
Xe-Ba	136	54	8.87	2.718
Nd-Sm	150	60	5.6	3.390

(b) Capture électronique.



où plus prometteur :



## 2. Mesures Indirectes

Pour accéder à la masse des neutrinos il existe aussi des méthodes indirectes comme la double désintégration bêta et les oscillations de neutrinos.

### 1. La double désintégration bêta.

Cette réaction consiste en la disparition de deux neutrons qui engendrent simultanément deux protons, deux électrons et deux anti neutrinos ( $\bar{\nu}$ ) Elle ne peut avoir lieu que si la masse du noyau  $(A, Z)$  est supérieure au noyau  $(A, Z+2)$  et inférieure au noyau  $(A, Z+1)$ .

### 2. Oscillations de neutrinos.

Il s'agit là de tenter d'observer des changements de nature des neutrinos:

$$\nu_e \rightarrow \nu_\mu \text{ OU } \nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$$

ou encore des changements  $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ .

## Double désintégration bêta.

La réaction à deux neutrinos ( $2\bar{\nu}_e$ ) est défavorisée par l'espace des phases et l'on prévoit des temps de vie de l'ordre de  $10^{21}$  années.

En revanche si le neutrino est sa propre antiparticule la réaction sans neutrino peut avoir lieu elle est même favorisée et devrait être plus fréquente si l'on tolère la violation du nombre leptonique ( $\Delta L = 2$ ).

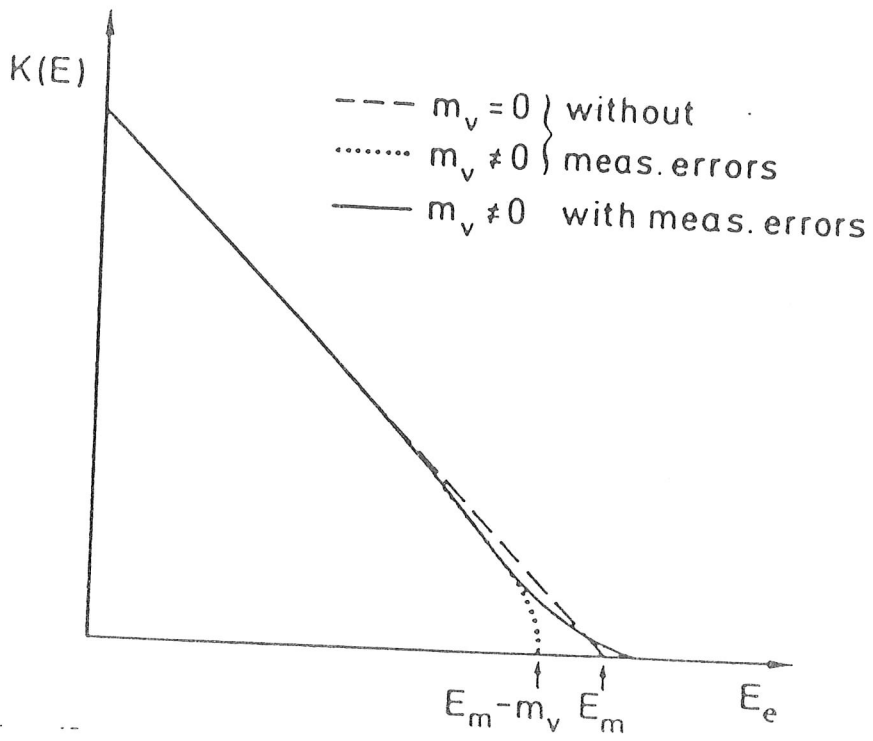
En fait cette réaction est très rare car il faut tourner les hélicités des neutrinos (non-conservation de la parité dans la désintégration bêta simple) ce qui n'est réalisable qu'à condition de donner une masse au neutrino dit de "Majorana" ( $\nu = \nu^C$ ).

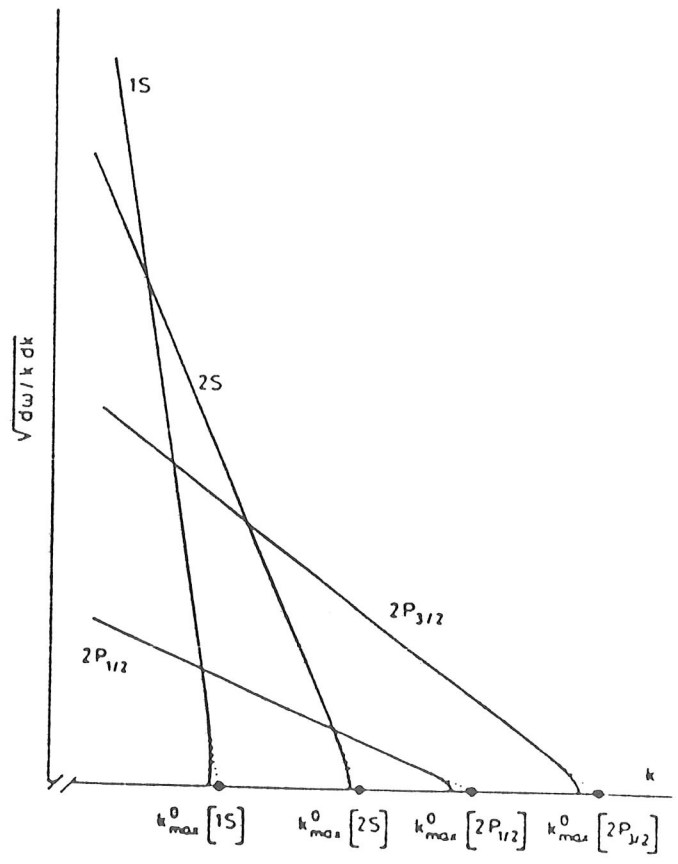
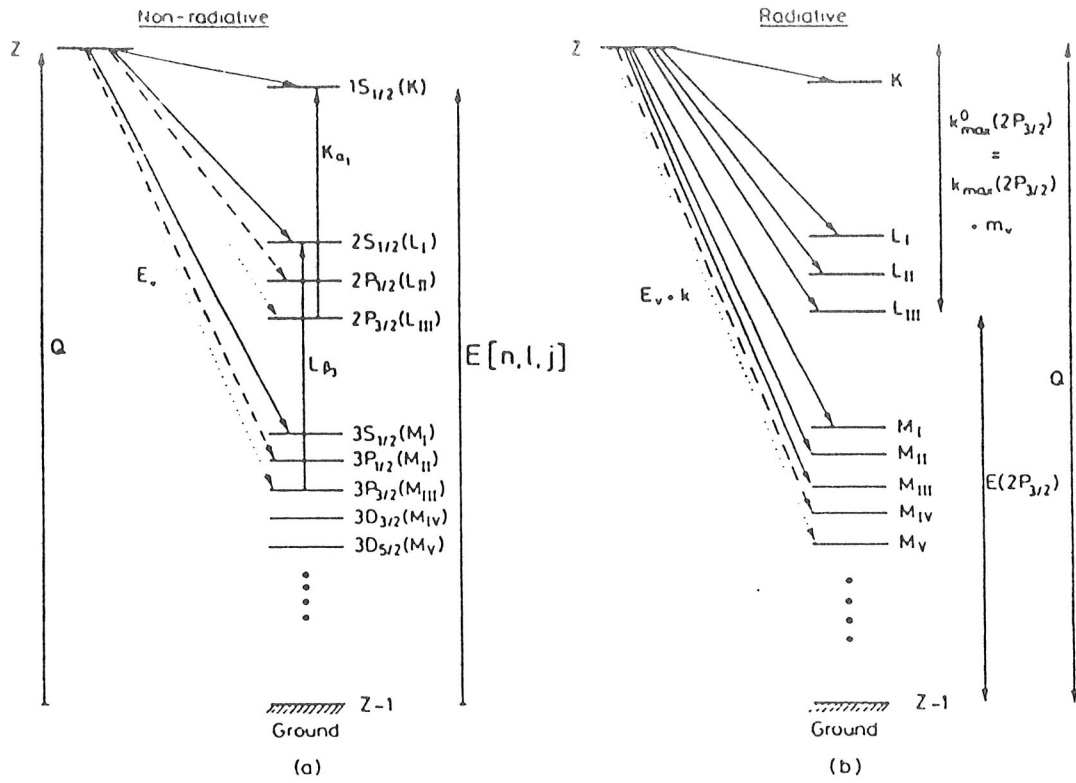
Le temps de vie de la réaction est reliée à la masse du neutrino de Majorana à travers des éléments de matrice de transition (Gamow-Teller) et l'espace des phases.

$$(T_{\frac{1}{2}}^{0\nu})^{-1} = G_{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \frac{(m_\nu)^2}{m_e}$$

L'observation d'une désintégration sans neutrino ou plus exactement jusqu'à maintenant sa non-observation permet de donner des limites supérieures pour la masse d'un neutrino de "Majorana".







## LA MASSE DU NEUTRINO ?

La question d'une masse non nulle pour le  $\nu$  est posée.

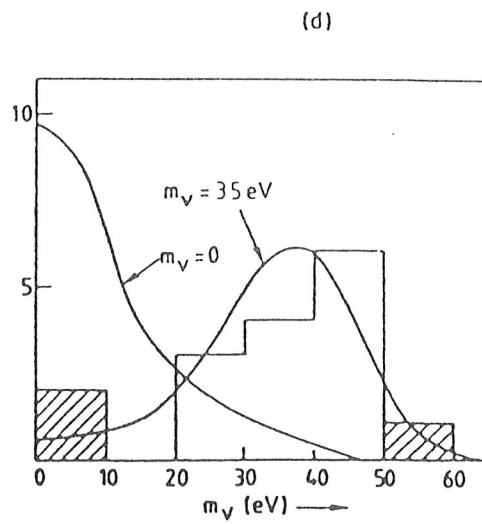
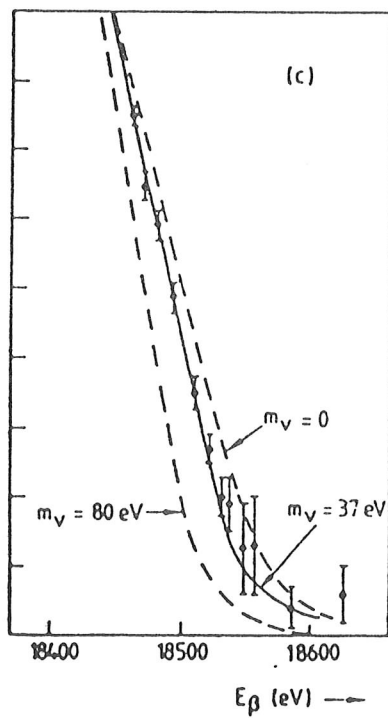
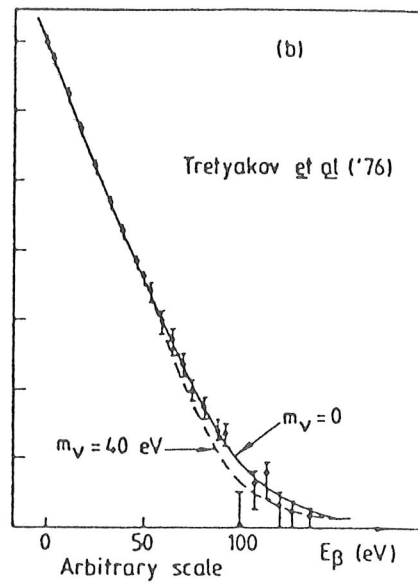
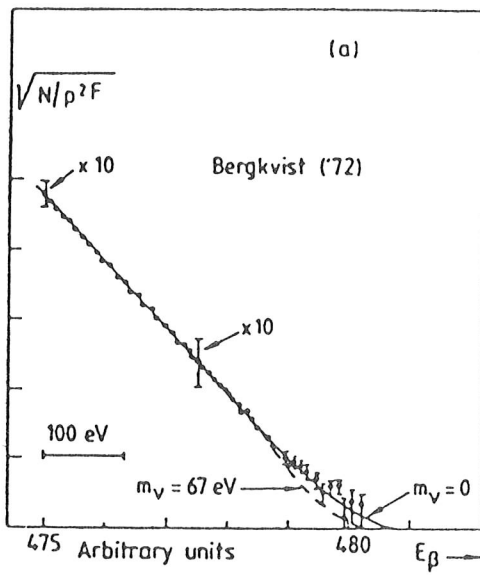
### 1. Mesures Directes:

#### (a) La désintégration bêta .

Les premières mesures de ce type résultent d'une analyse scrupuleuse de la désintégration bêta du Tritium.

Ces mesures concernent le  $\nu_e$  et présentent un certain nombre de difficultés:

- Le nombre d'électrons près de la fin du spectre est très faible et les erreurs statistiques sont grandes.
- En raison de la résolution sur la mesure de l'énergie le spectre est dégradé vers les hautes énergies.
- Les électrons changent d'énergie sur leur parcours lorsqu'ils sont émis par la source radioactive.
- Enfin si les atomes produits sont dans des états excités cela peut encore distordre le spectre.



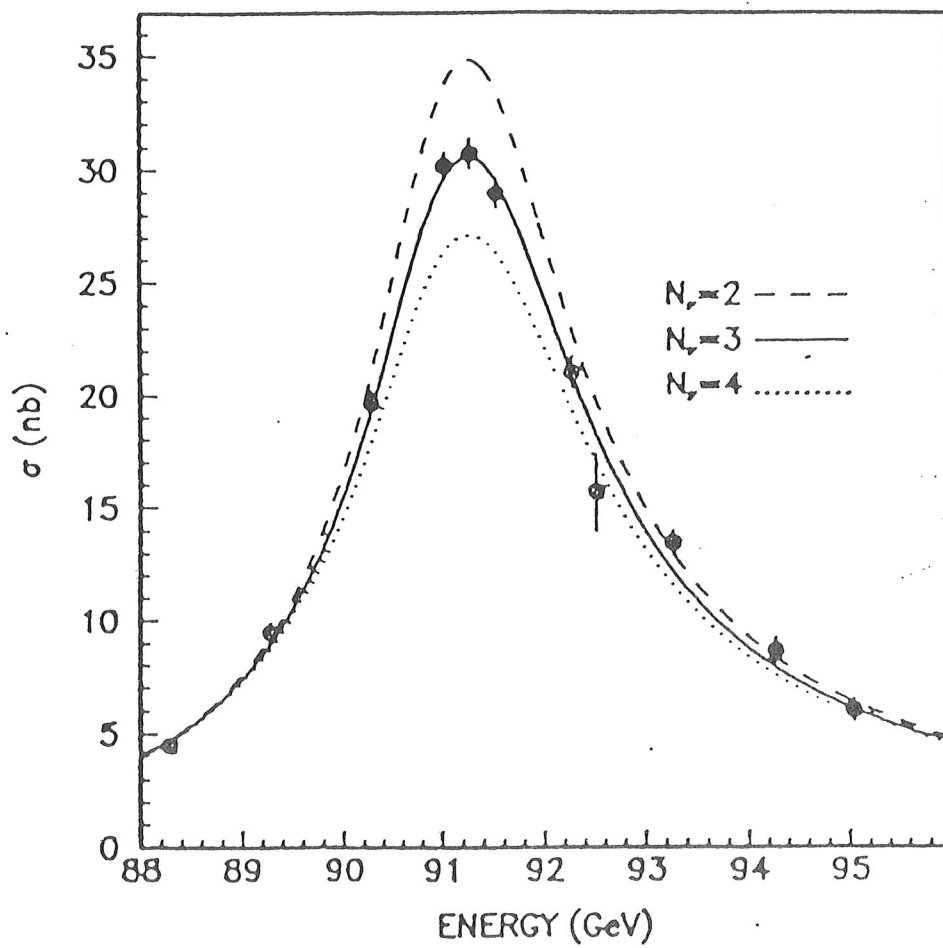
## Aujourd'hui

Suivant notre compréhension actuelle la matière "visible" est constituée de 6 leptons et 6 quarks arrangés en 3 familles :

$$\begin{array}{ccc} e^- & \mu & \tau \\ \nu_e & \nu_\mu & \nu_\tau \\ u & c & t \\ d & s & b \end{array}$$

Jusqu'à présent toutes ces particules peuvent être massives mais la théorie ne fournit aucune information sur la masse du  $\nu$  qui est artificiellement mise à zéro. Il existe cependant des indications pour une masse non nulle du neutrino.

- Le déficit des neutrinos solaires.
- la possibilité d'un neutrino de 17 keV.
- l'éventualité qu'un neutrino léger ferme l'univers.



LEP

## INTRODUCTION

Notre propos ici sera de rappeler quelles sont les questions ouvertes en physique des particules ( nucléaire ) susceptibles de trouver une réponse dans des expériences qui ne se déroulent pas auprès d'accélérateurs et demandent d'utiliser des détecteurs portés à basse température. Autrement dit des détecteurs refroidis pour quoi faire ?

### 1. Pour la physique du neutrino:

- (a) Le neutrino et ses propriétés .
- (b) Les mesures.

### 2. Pour détecter la matière noire :

- (a) Situation du problème.
- (b) Son aspect physique corpusculaire.

Nous ferons ensuite un état des lieux en produisant

### 3. les résultats des dernières expériences

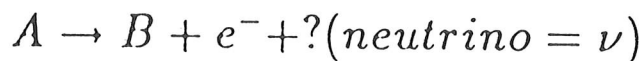
puis, nous examinerons

### 4. les limites actuelles des détecteurs

conventionnels et introduirons les détecteurs à basse température et leurs potentialités.

## GENERALITES - qu'est ce qu'un NEUTRINO ?

### • l'Idée



Pour préserver la conservation de l'énergie dans la désintégration.

$$T = \frac{(m_A^2 + m^2 - (m_B + m_\nu)^2)}{2m_A} - m \quad (1)$$

### • La découverte

Auprès d'un réacteur, les noyaux d'Uranium riches en neutrons donnent des produits de fission<sup>1</sup> instables et il y a alors désintégration bêta menant<sup>t</sup> vers des noyaux stables.

Reines et Cowan (1956) ont mis en évidence le<sup>2</sup> neutrino produit dans une réaction du type:



détecté dans une cible d'eau lourde (deutérium) :<sup>2</sup>



La notion d'événement rare peut être introduite<sup>u</sup> ici :

en effet il y a environ  $510^{13} \nu \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  mais seule-<sup>t</sup>ment  $310^{-3}$  evt par seconde ce qui correspond à une section efficace de  $10^{-43} \text{cm}^2$  et par conséquent des libres parcours moyens de  $3.10^{16} \text{kms}$  !!!!!