

# La Physique des Ions Lourds

**De la Physique aux Détecteurs**

**Roscoff 6 – 14 mars 2002**

Nadine REDON

IPN Lyon



# La Physique des Ions Lourds

- Introduction : les collisions d'ions lourds
- La structure des noyaux dans des conditions extrêmes
- L'équation d'état de la matière nucléaire
- Le plasma de quarks et de gluons

# Les collisions d'Ions Lourds

**~ 5 MeV/A**

**VIVITRON – GANIL**  
**EUROBALL EXOGAM**

**AGATA**

**Structure des noyaux  
exotiques en spin, isospin  
et forme**

**~ 20 – 100 MeV/A**

**GANIL – GSI**  
**INDRA**

**AZ4 $\pi$**

**Equation d'état de la  
matière nucléaire**

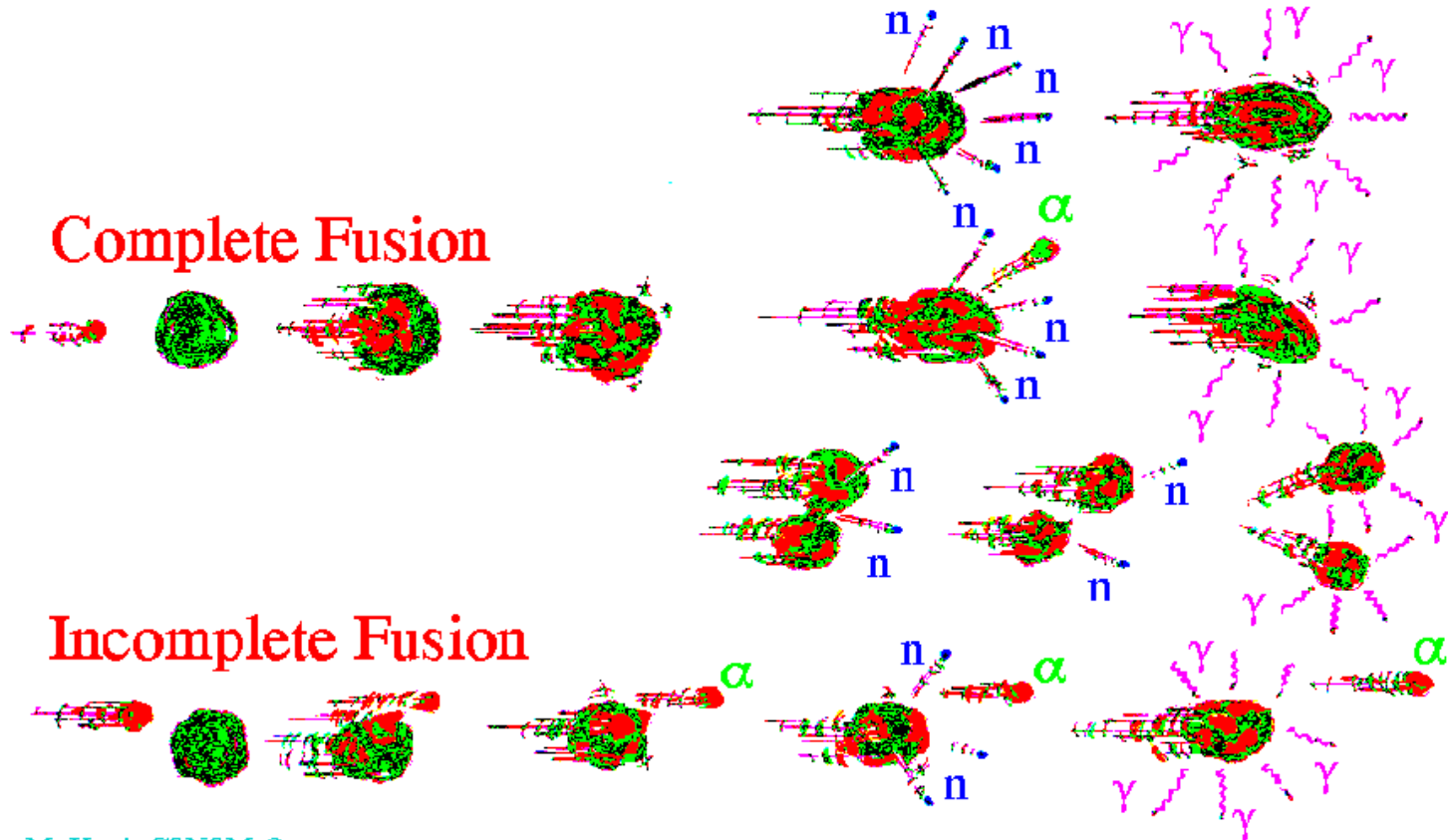
**> 150 GeV/A**

**CERN - RHIC**  
**NA 50 STAR**

**ALICE**

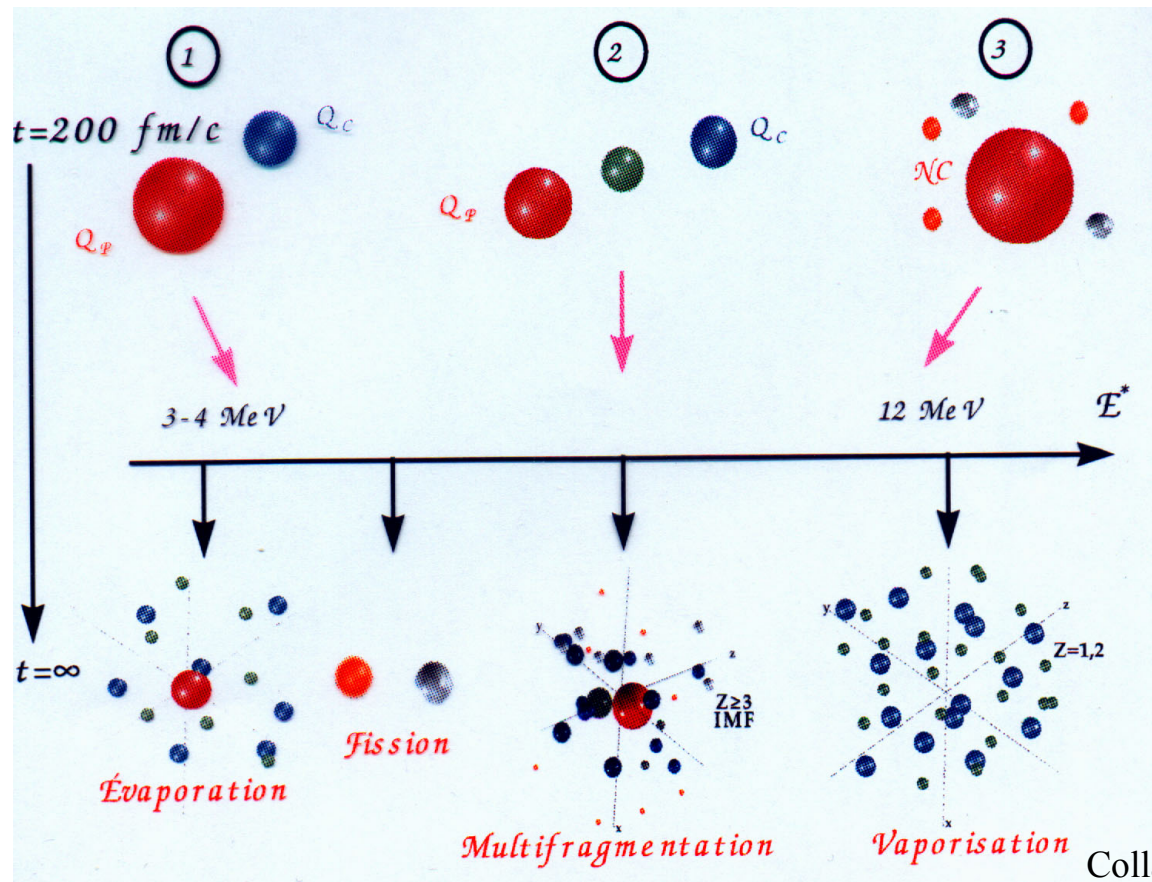
**Plasma de quarks et de  
gluons**

# Les collisions à basse énergie



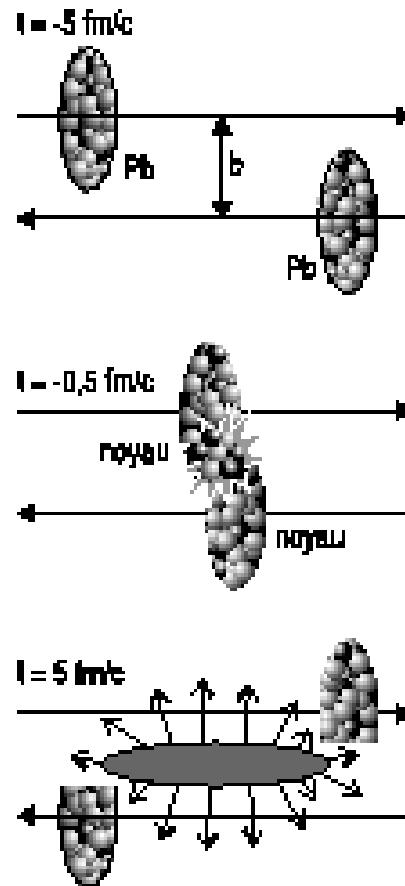
M. Kaci, CSNSM Orsay

# Les collisions à moyenne énergie



Collaboration INDRA

# Les collisions à haute énergie



J.Y. Grossiord IPN Lyon

# La structure des noyaux dans des conditions extrêmes

- ✓ La forme des noyaux
- ✓ Les noyaux en rotation
- ✓ Les multidétecteurs  $\gamma$  : EUROBALL et EXOGAM
- ✓ Exemples d'expériences
- ✓ L'avenir : le « tracking  $\gamma$  »

# La forme des noyaux

Paramétrisation de la surface  
des noyaux par des fonctions  
d'harmoniques sphériques

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[ 1 + \sum_{\lambda=2}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu}^* Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) \right]$$

$\lambda = 0$

$\lambda = 2$

$\lambda = 3$

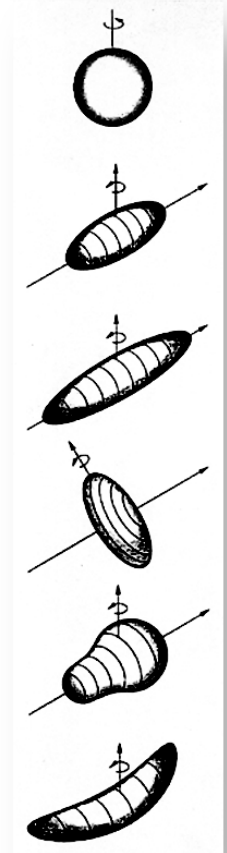
c:a = 2:1

c:a = 3:1

c:a = 1:2

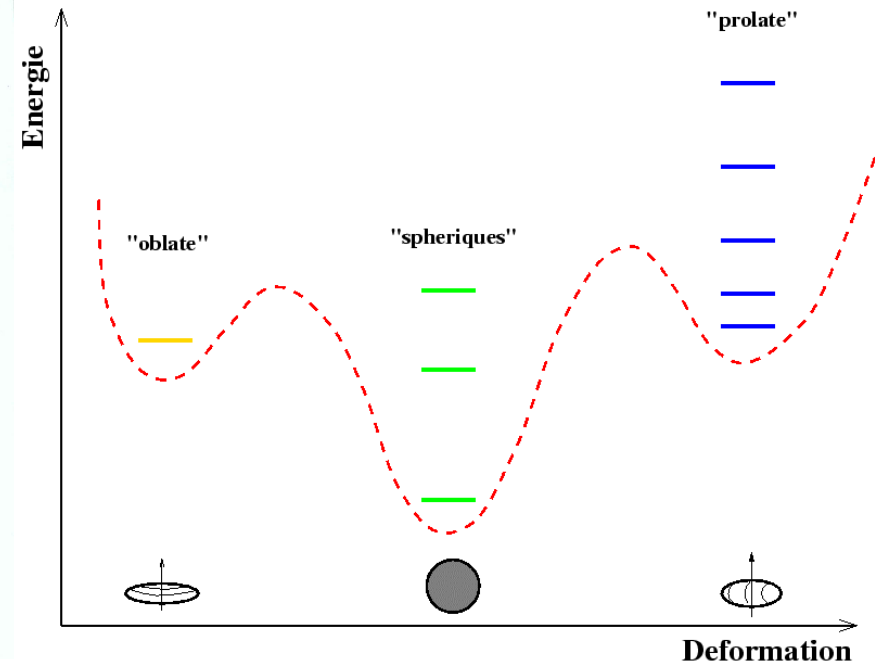
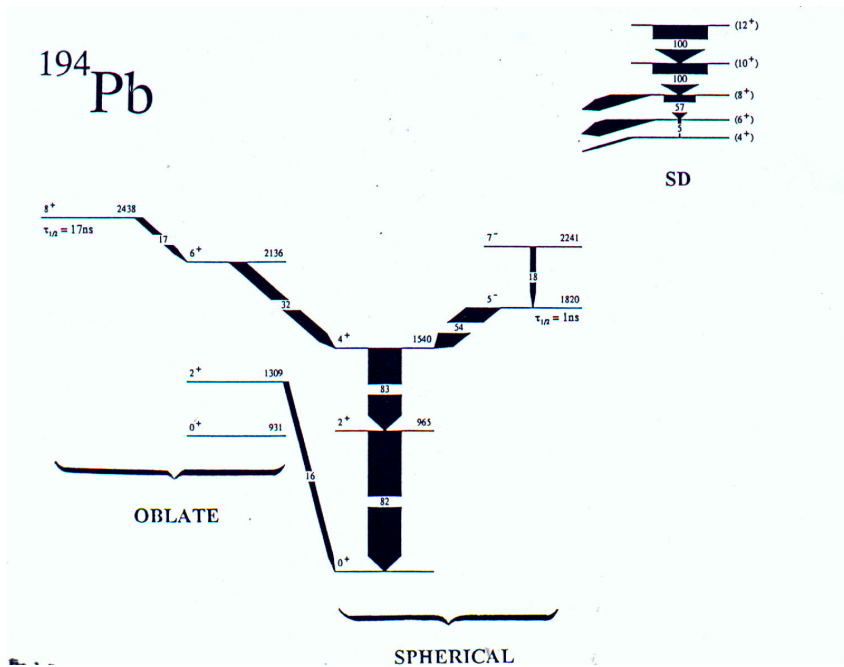
$Y_{30}$

$Y_{31}$





# Coexistence de formes



B. Gall et al. Phys. Lett. B345 (1995) 124



# Nombres magiques

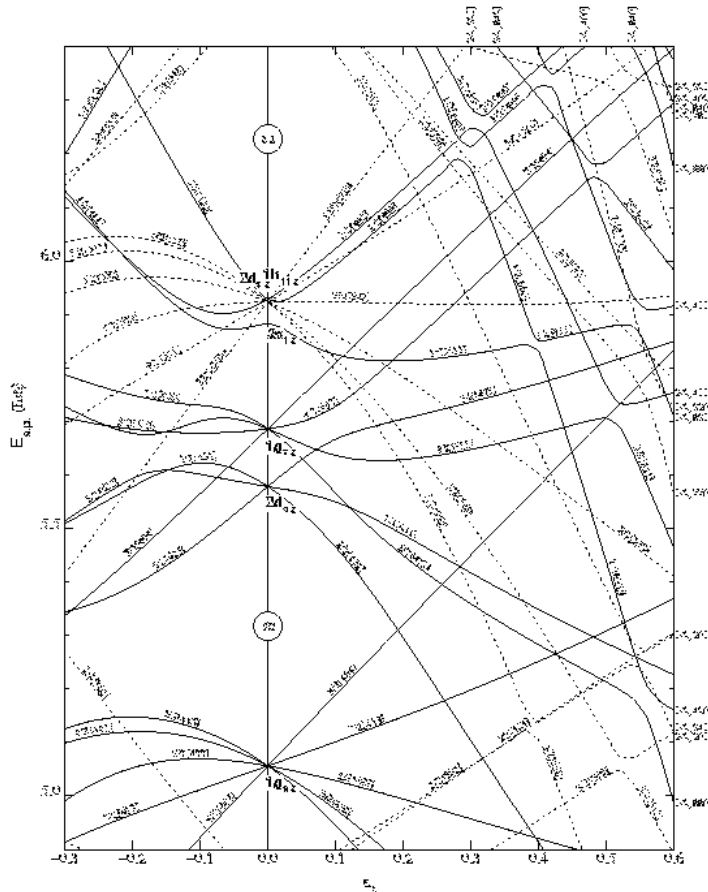
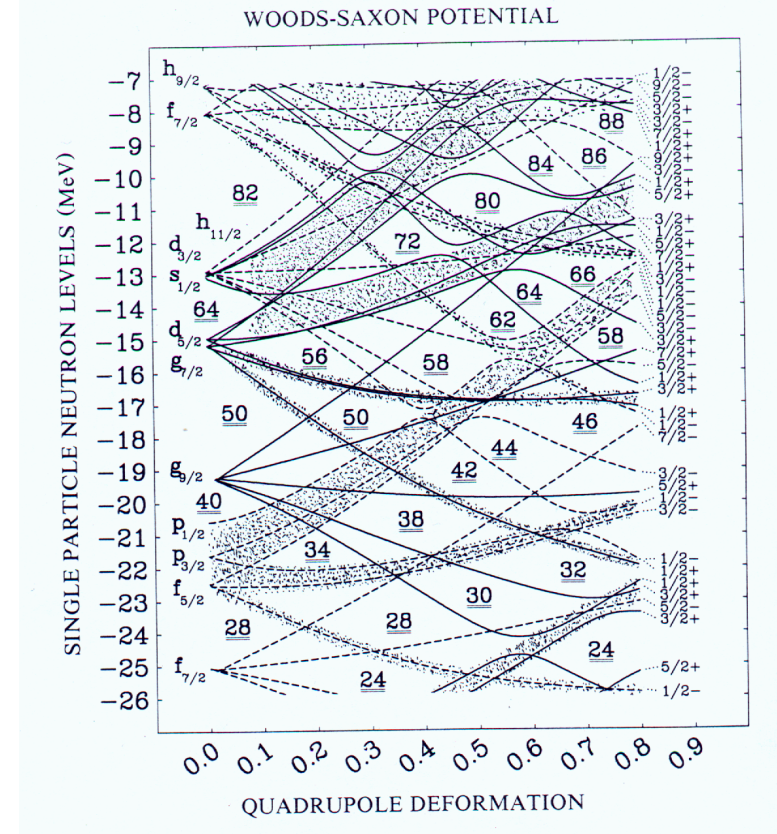


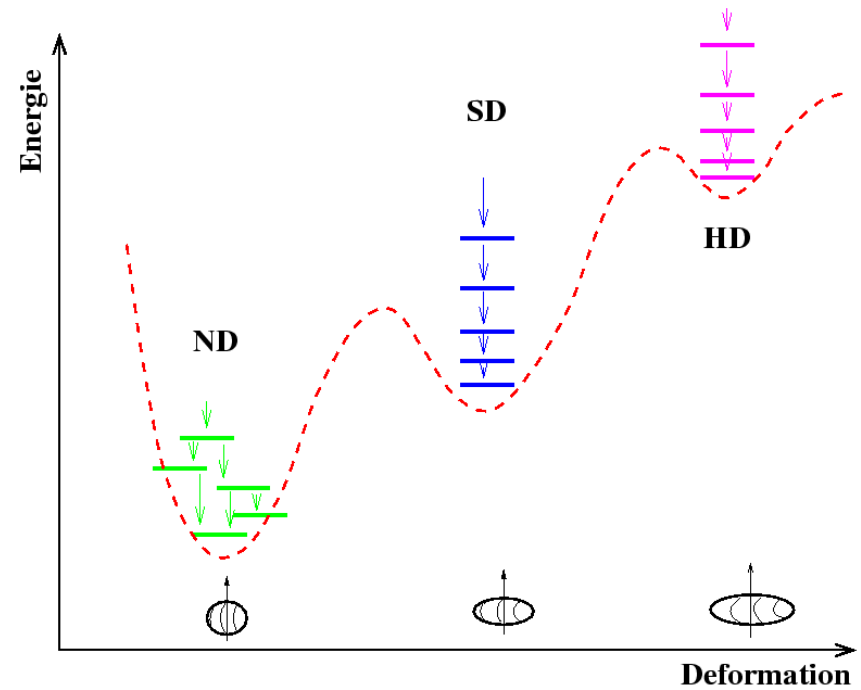
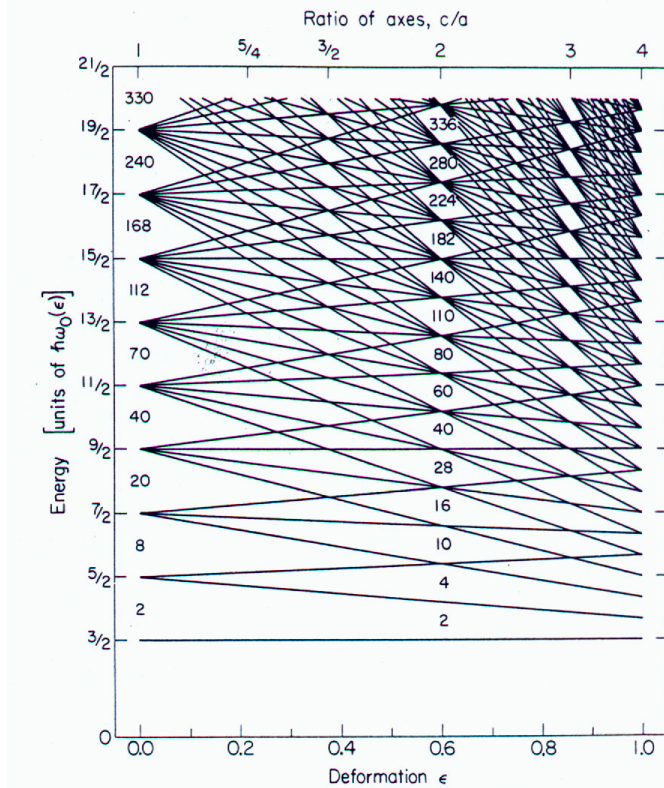
Diagramme de Nilsson



J. Dudek et al., Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 1405



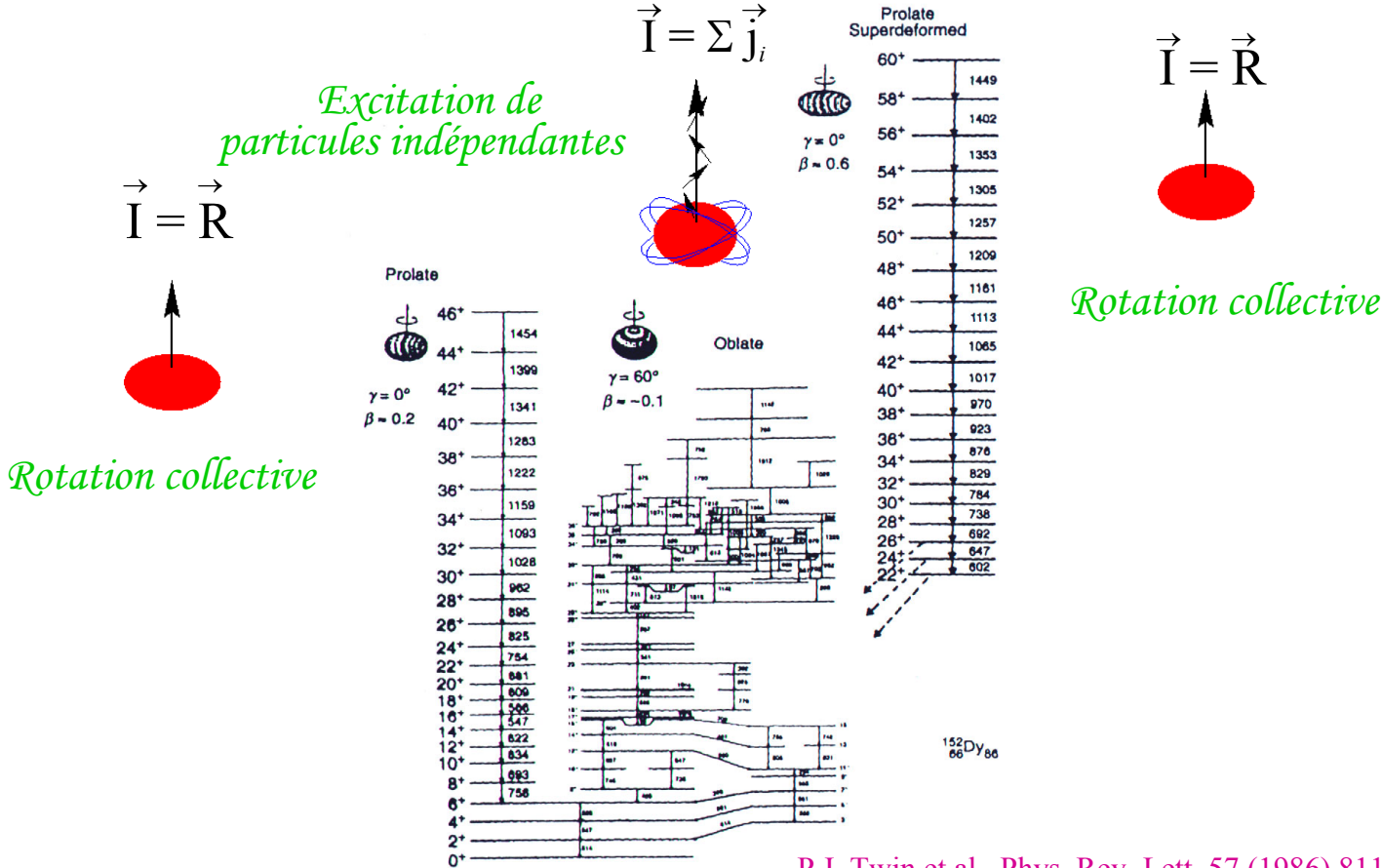
# Nombres magiques



P. Möller and J.R. Nix, 1993



# Les noyaux en rotation

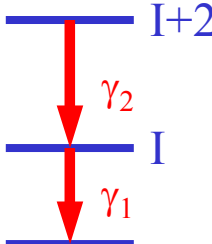


P.J. Twin et al., Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 811



# Bandes de rotation collectives

$$E_{\gamma_2} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} (4I+6)$$

$$E_{\gamma_1} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} (4I-2)$$


$$E(I) = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} I(I+1)$$

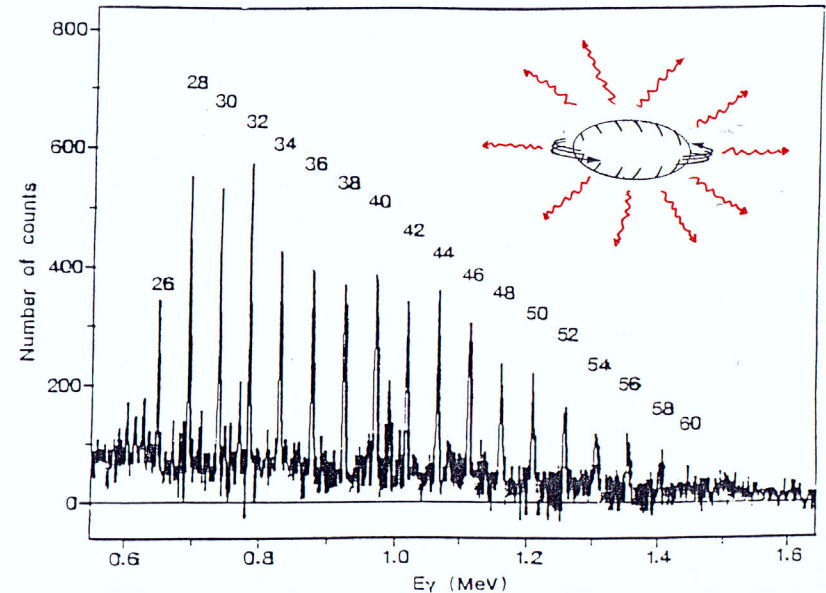
$$\Delta E_{\gamma} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \times 8 = \text{constante}$$

*Définitions*

$$\hbar\omega = \frac{dE}{dI} = \frac{E_{\gamma}}{2}$$

$$\mathfrak{I}^{(2)} = \frac{dI}{d\hbar\omega} \approx \frac{4}{\Delta E_{\gamma}}$$

Formules du rotor rigide



P.J. Twin et al., Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 811

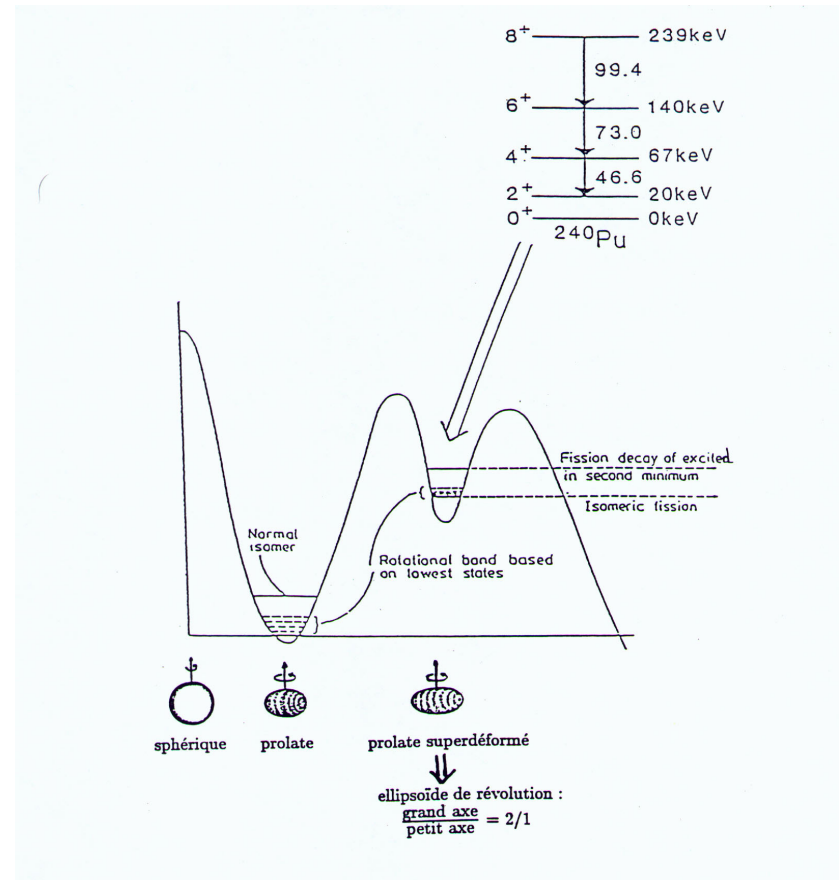
# Les noyaux superdéformés

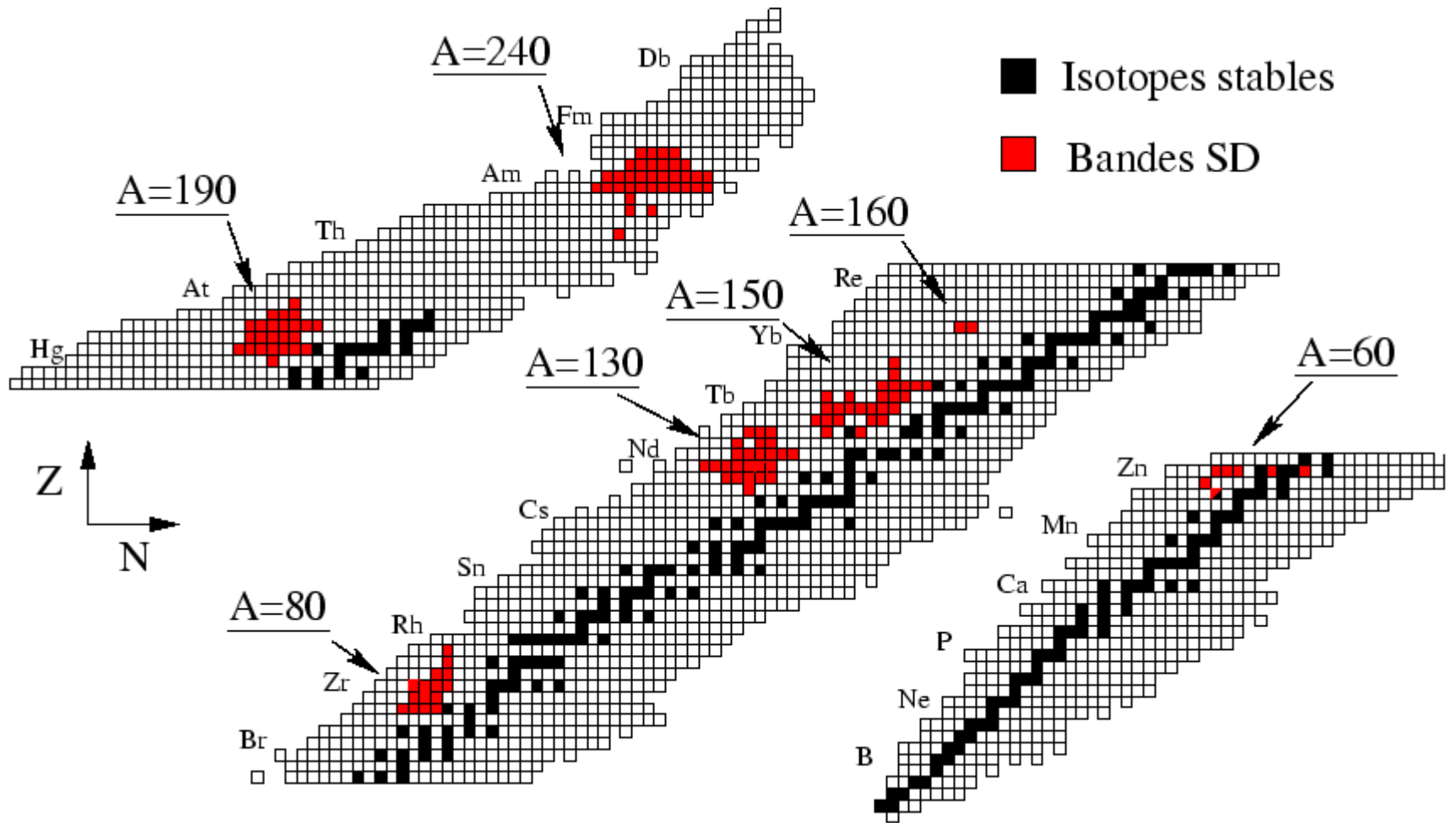
*Premières observations d'états superdéformés en 1962 dans les isomères de fission (région des actinides)*

*Etats observés à très bas spins*

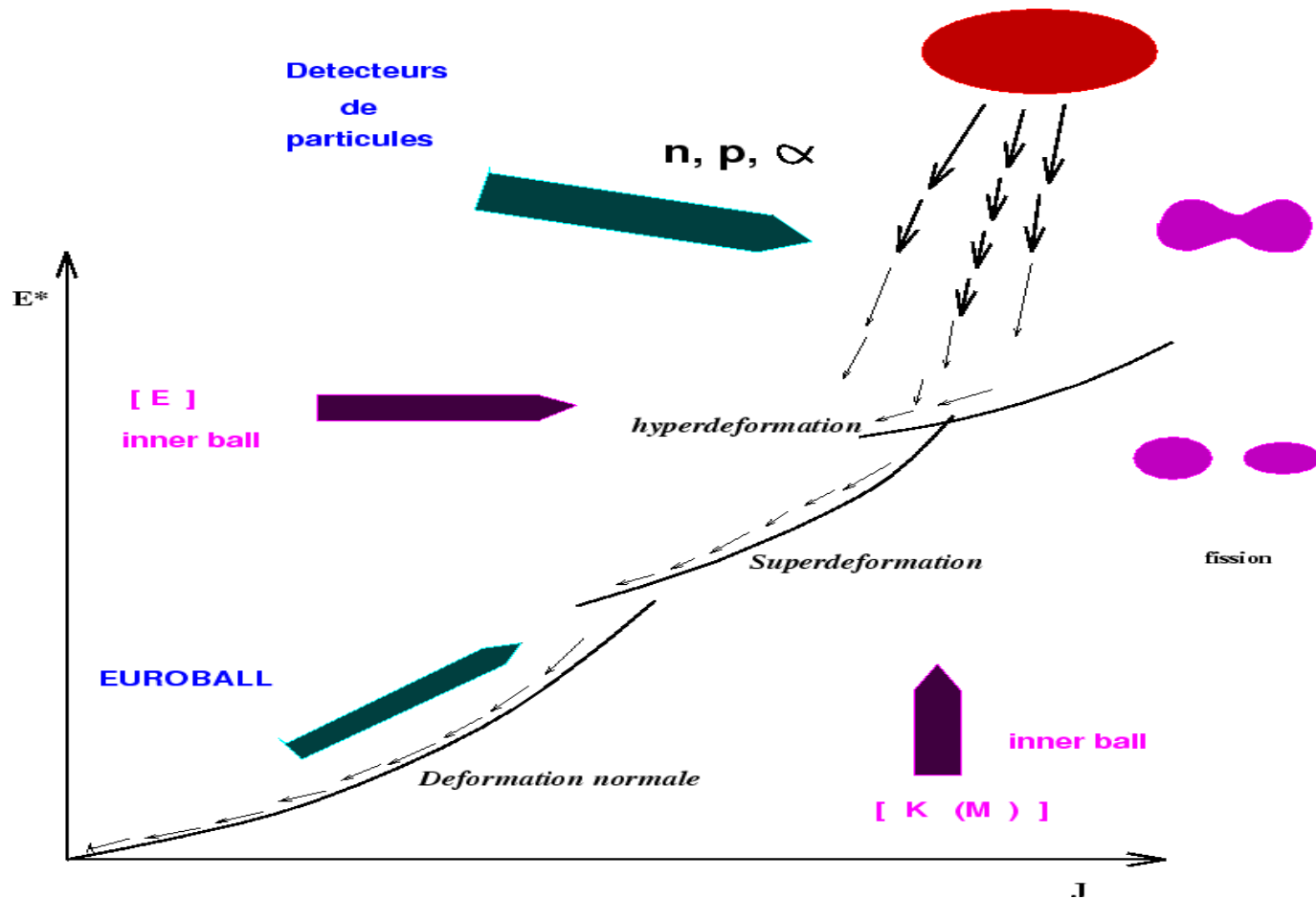
*Interprétation en termes de superdéformation en 1968 par V.M. Strutinsky*

S.M. Polikanov et al., Sov. Phys. JETP 15 (1962) 1016





# Production des noyaux en rotation rapide

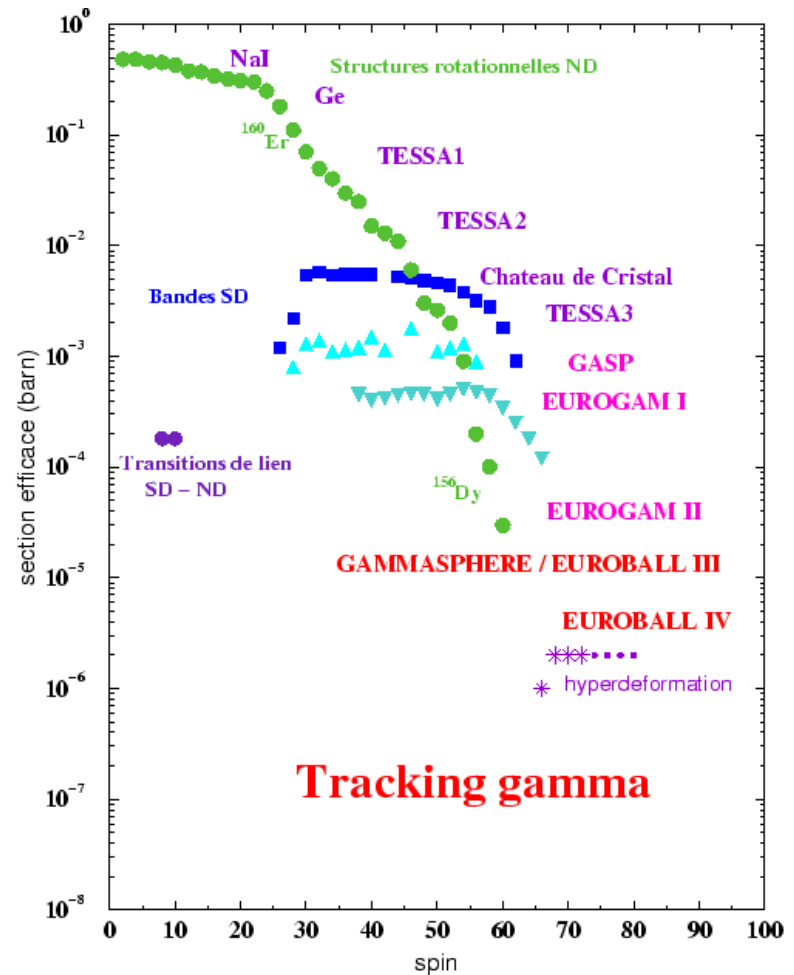




# Les multidétecteurs $\gamma$

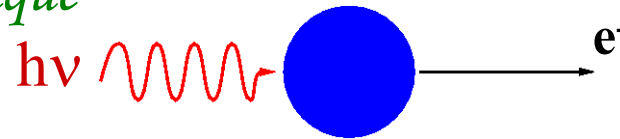
*Evolution des multidétecteurs de rayonnements  $\gamma$  au cours du temps.*

*Des phénomènes de plus en plus rares deviennent observables.*

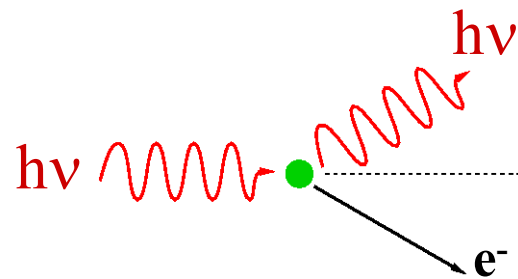


# Interaction des rayonnements $\gamma$ avec la matière

*Effet photoélectrique*



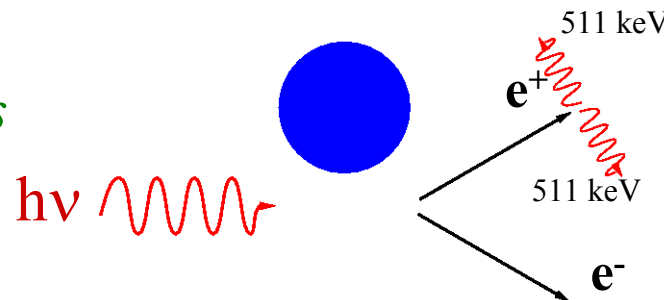
*Effet Compton*



$$h\nu' = h\nu \frac{1}{1 + \gamma \cos(\theta)}$$

$$\text{avec } \gamma = \frac{h\nu}{m_e c^2}$$

*Création de paires*



$$h\nu > 2m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}$$

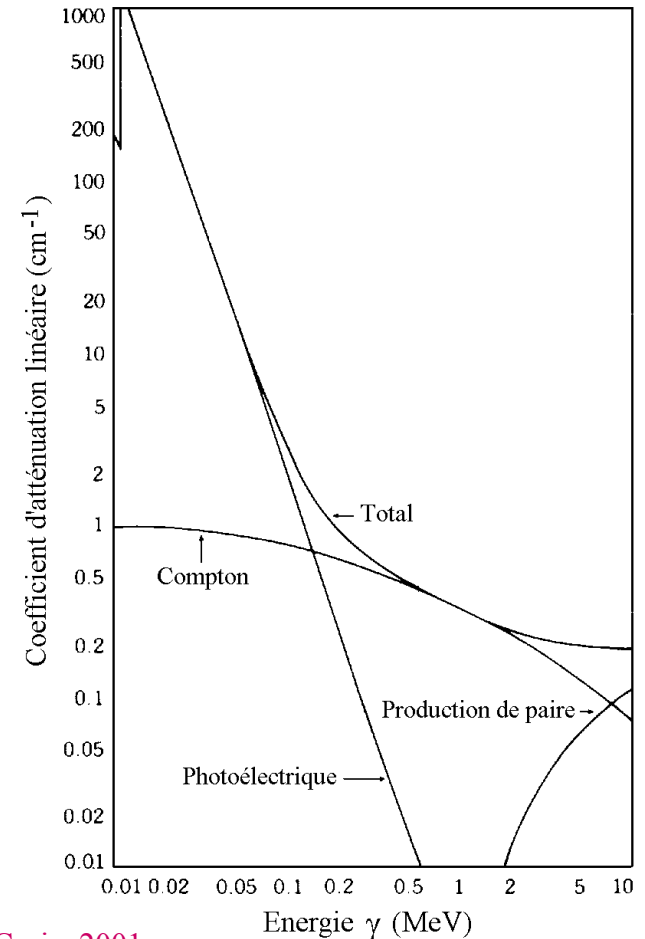
# Détecteurs au germanium (Ge)

Très bonne résolution en énergie  
~ 2 keV à 1.3 MeV

Effet Compton dominant entre  
150 keV et 8 MeV

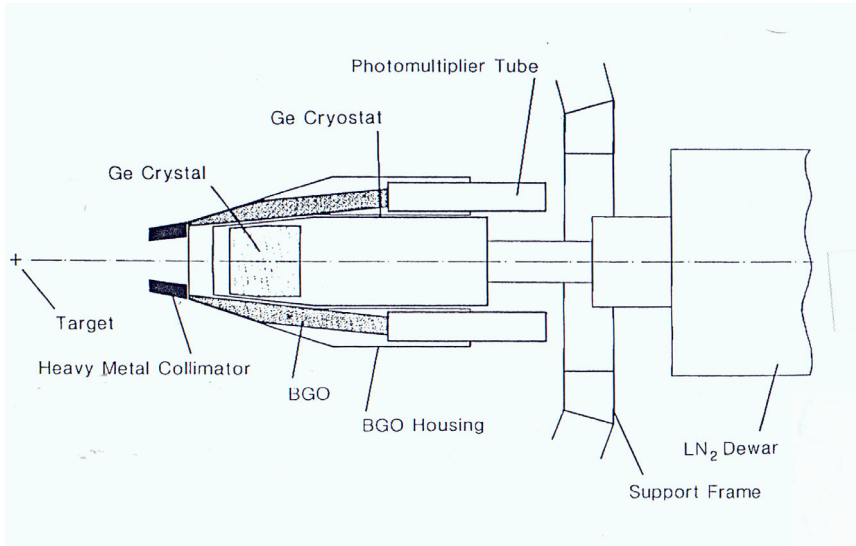


Nécessité de réduction du fond Compton



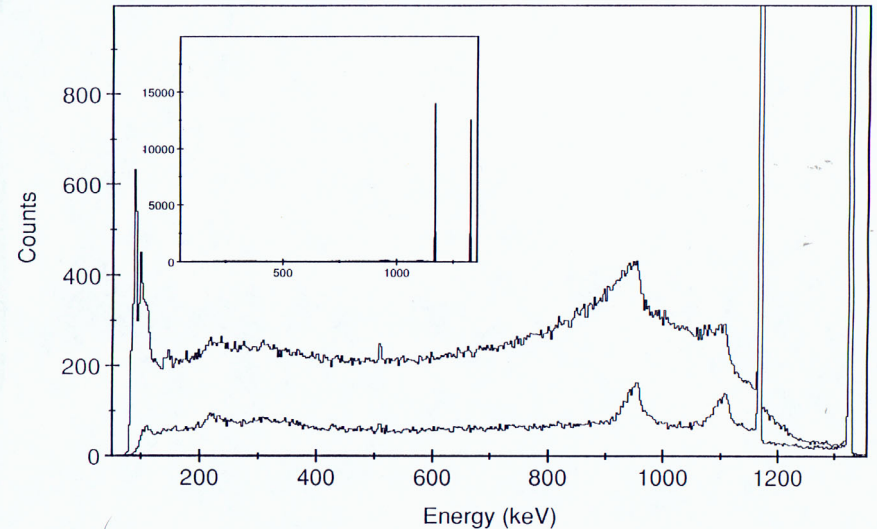
G. Duchêne, cours Joliot-Curie, 2001

# Réduction du fond Compton



$P/T \sim 0.25 \rightarrow 0.6$

Enceintes de réjection  
Compton en BGO



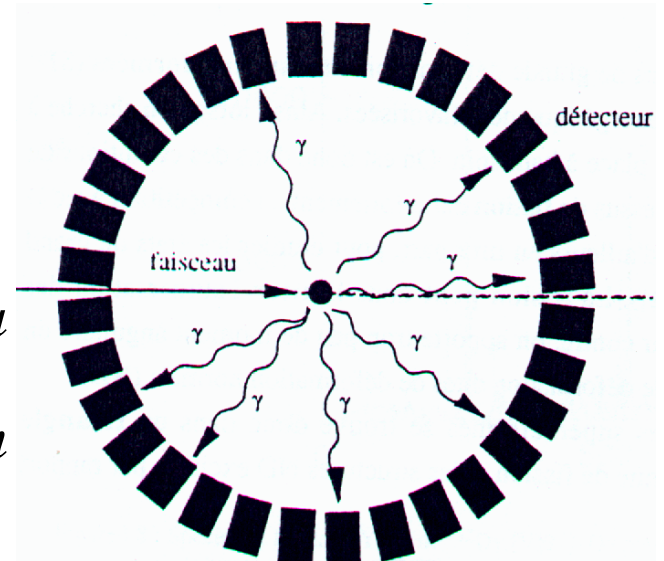
C.W. Beausang et al., NIM A313 (1992) 37

# Notions de coïncidence

Coïncidence en temps  $\sim 100$  ns

*Multiplicité* : Nombre de photons émis en cascade lors d'une désexcitation d'un noyau

*Fold* : Nombre de photons détectés en même temps dans des cristaux distincts du multidétecteur



B. Gall, cours Joliot-Curie, 1997

Un événement est constitué par les raies  $\gamma$  détectées en coïncidence

# Sélectivité

*Deux niveaux de sélection :*

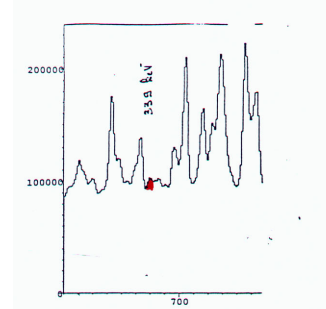
- en ligne (Trigger) pour favoriser les événements de haute multiplicité

ex :  $F_r > 3$

- lors de l'analyse des données

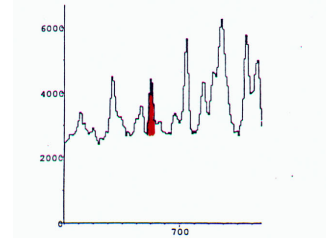
ex :  $F_c \geq 4$

0 condition



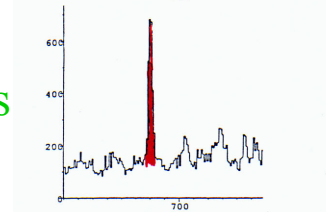
P/F=0.12

1 condition



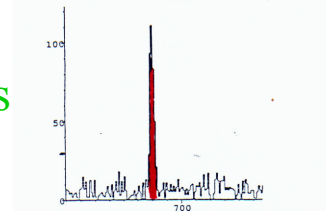
P/F=0.6

2 conditions



P/F=5.

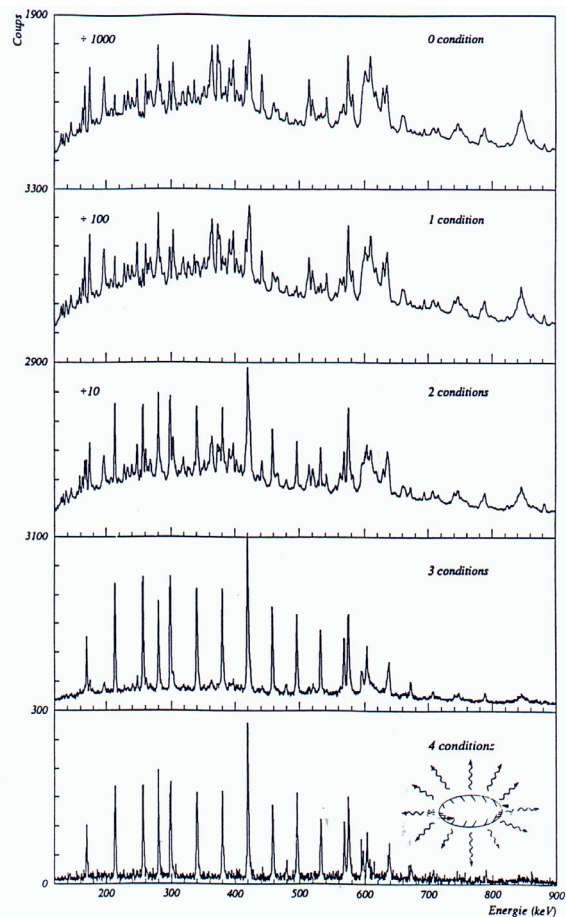
3 conditions



P/F=22.

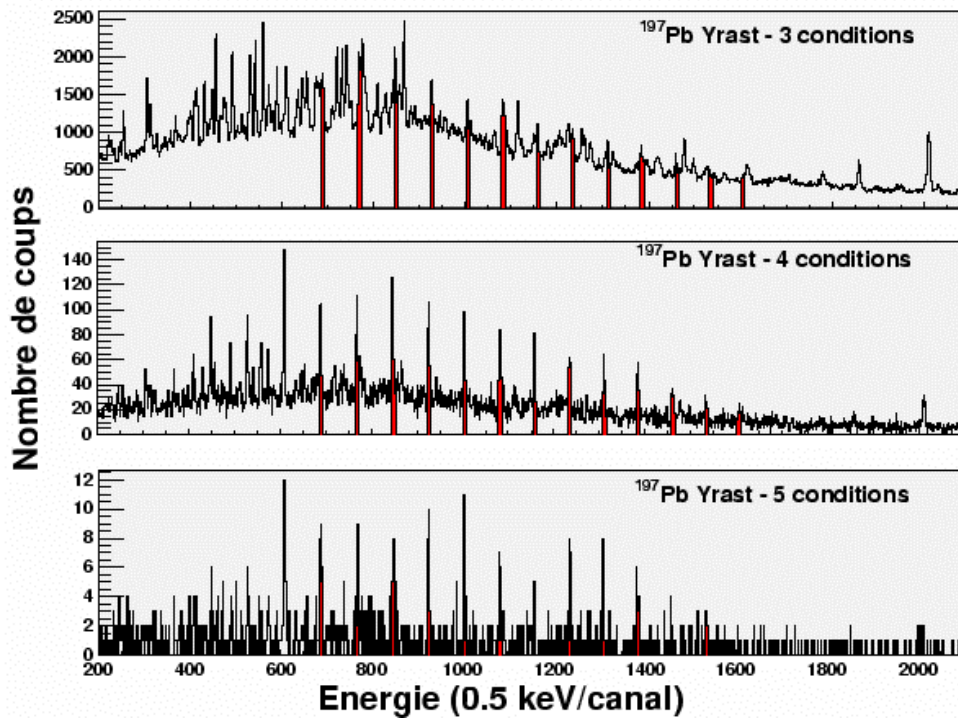
$^{194}\text{Pb}$   $F_c \geq 4$

# Exemples de sélection



$^{194}\text{Pb}$

$^{197}\text{Pb}$



# Caractéristiques des multidétecteurs $\gamma$

- ❖ Efficacité de détection photopic :  $E_p$
- ❖ Pouvoir de résolution :  $R$
- ❖ Limite d'observation :  $L$



# Efficacité de détection photopic

Efficacité de détection photopic

$$E_p = \varepsilon_p \Omega N P_\gamma$$

$\varepsilon_p \sim 20 - 70 \%$  efficacité intrinsèque du détecteur Ge par rapport à un détecteur NaI de 3" \* 3" placé à 25 cm de la source

$\Omega$  fraction de l'angle solide sous-tendu par le détecteur

$N$  nombre de détecteurs Ge identiques

$P_\gamma$  probabilité d'anti-empilement

# Pouvoir de résolution

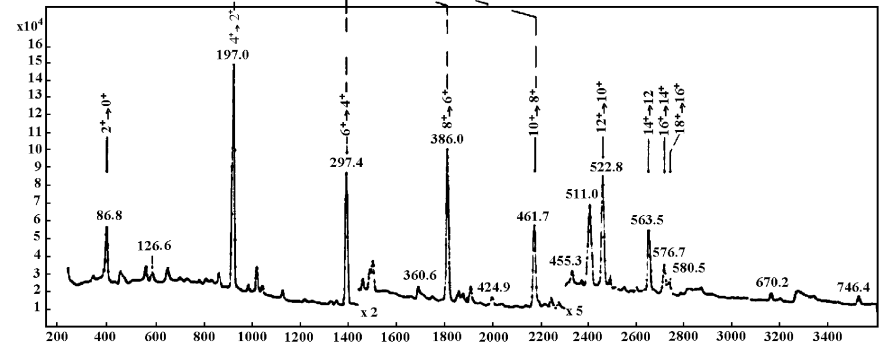
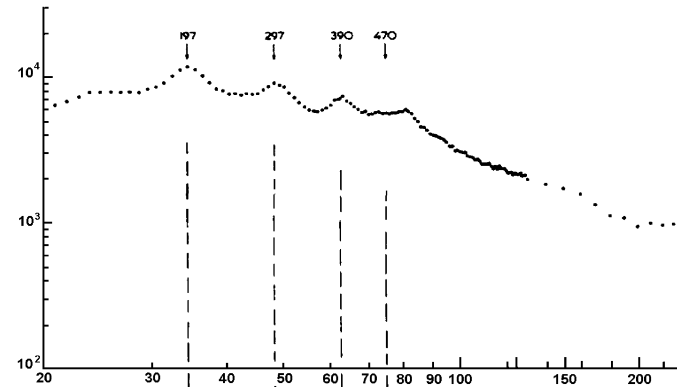
Définit la “qualité” du multidétecteur

$$R = (\delta E / \text{FWHM}) * P/T$$

$\delta E$  : espacement en énergie des transitions  $\gamma$

FWHM : largeur à mi-hauteur

P/T : pic sur total



G. Duchêne, cours Joliot-Curie, 2001



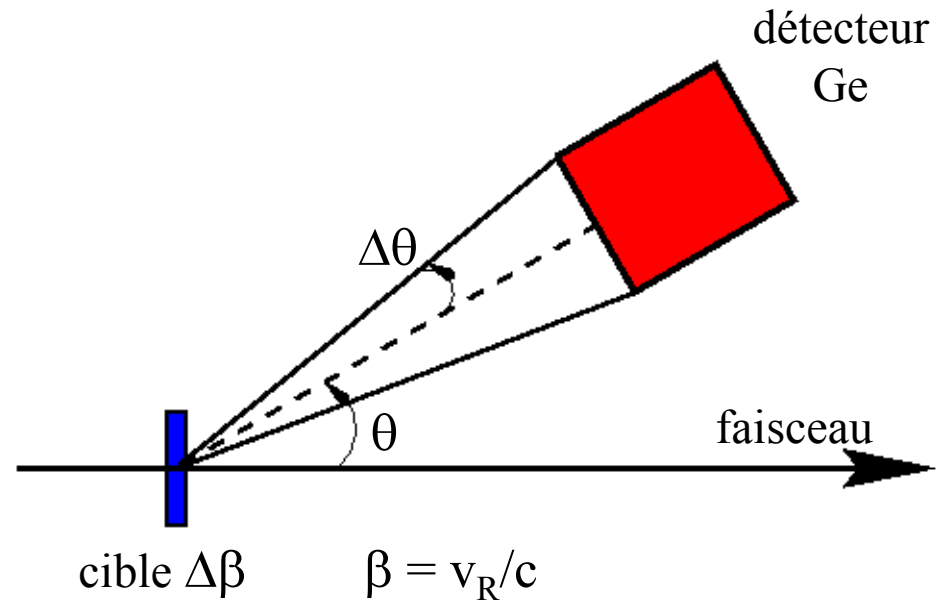
# Effets Doppler

*Déplacement :*

$$E_\gamma(\theta) = E_0 (1 + \beta \cos\theta)$$

*Élargissement :*

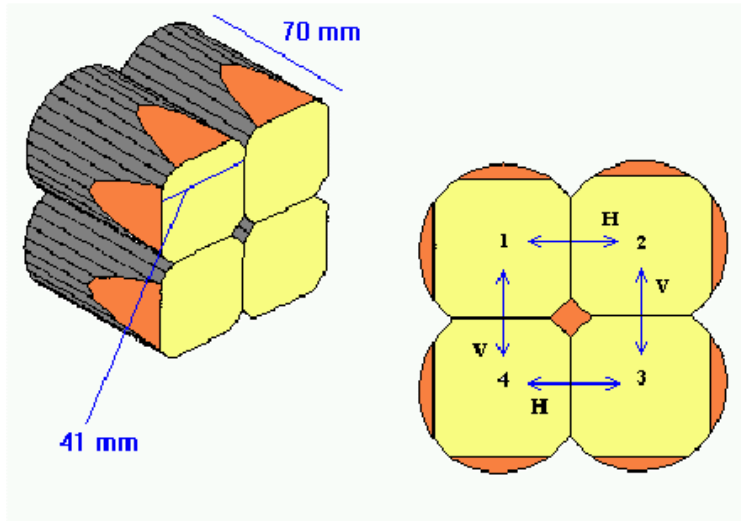
$$\Delta E_\gamma = E_0 \beta \int_{\theta-\Delta\theta}^{\theta+\Delta\theta} \sin\theta d\theta$$



$$\text{FWHM} = \{ \text{FWHM}_{\text{int}}^2 + \text{FWHM}_{\Delta\beta}^2 + \text{FWHM}_{\Delta\theta}^2 \}^{1/2}$$

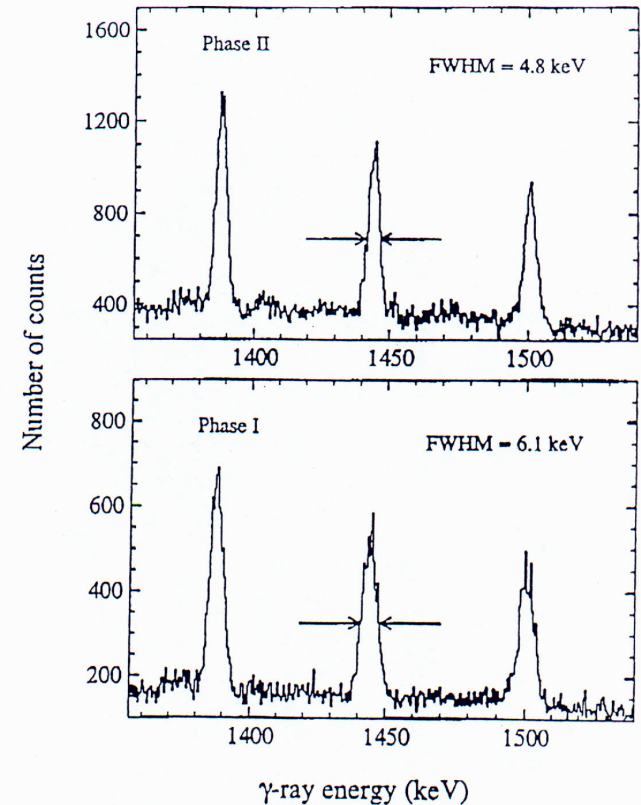
# Solution à l'élargissement Doppler

## Détecteurs clover à 90°



De plus, gain en efficacité  
avec add-back

$^{124}\text{Sn}(^{30}\text{Si}, 5n)^{149}\text{Gd}$   $E_b = 160 \text{ MeV}$



C.W. Beusang and J. Simpson, J. of Phys. G22 (1996) 527

# Limite d'observation

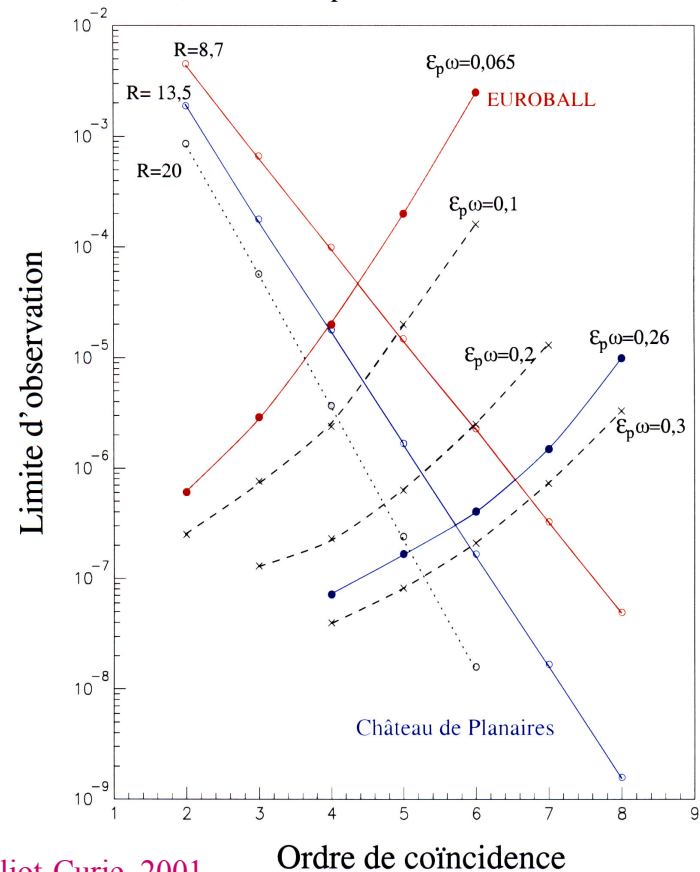
Limite d'observation



Fraction de section efficace observable

$$L = (E_p)^{\text{fold}} * (R)^{\text{fold}}$$

$M_\gamma = 30$     $M_p = 15$     $E_\gamma = 1332 \text{ keV}$



G. Duchêne, cours Joliot-Curie, 2001



# Spectromètres existants

- Etudes à haut spin
  - ✓ EUROBALL
  - ✓ GAMMASPHERE
- Etudes à grand isospin
  - ✓ EXOGAM
  - ✓ MINIBALL

# EUROBALL

- 30 tronconiques (simples)
- 26 clovers (4 cristaux)
- 15 clusters (7 cristaux)

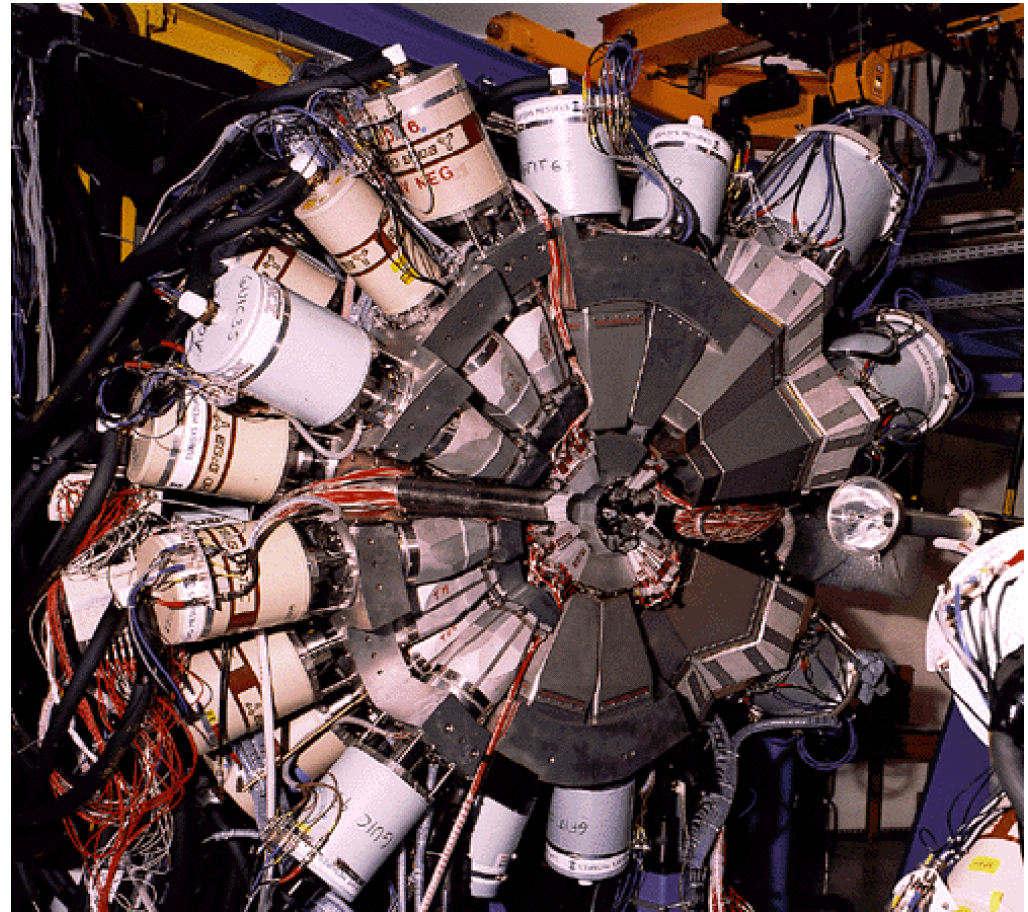
→ 239 cristaux Ge

+

210 cristaux BGO  
(boule interne)

$E_p = 0.094$   $R = 8.7$

$L \sim 10^{-4} - 10^{-5}$



# GAMMASPHERE

- 40 tronconiques (simples)
- 70 tronconiques segmentés  
électriquement en 2

→ 110 cristaux Ge  
= 160 segments

$E_p = 0.094$     $R = 8.5$   
 $L \sim 10^{-4} - 10^{-5}$





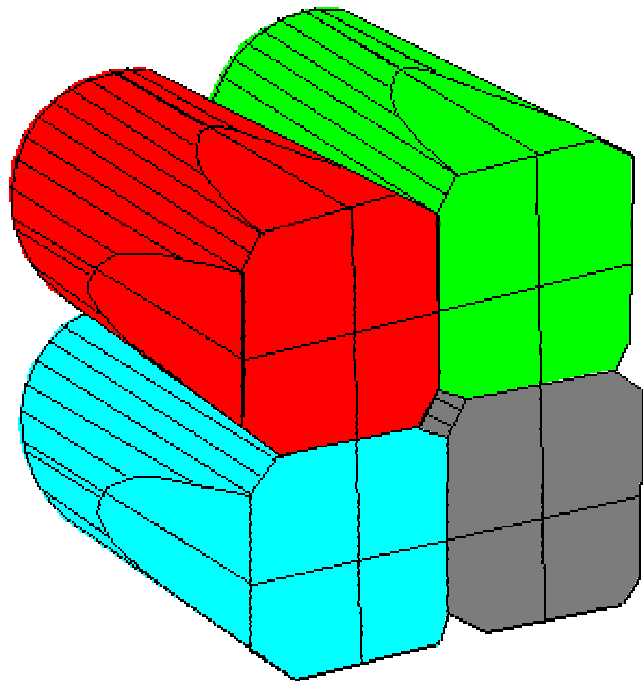
# EXOGRAM

- 16 clovers (4 cristaux segmentés électriquement en 4)

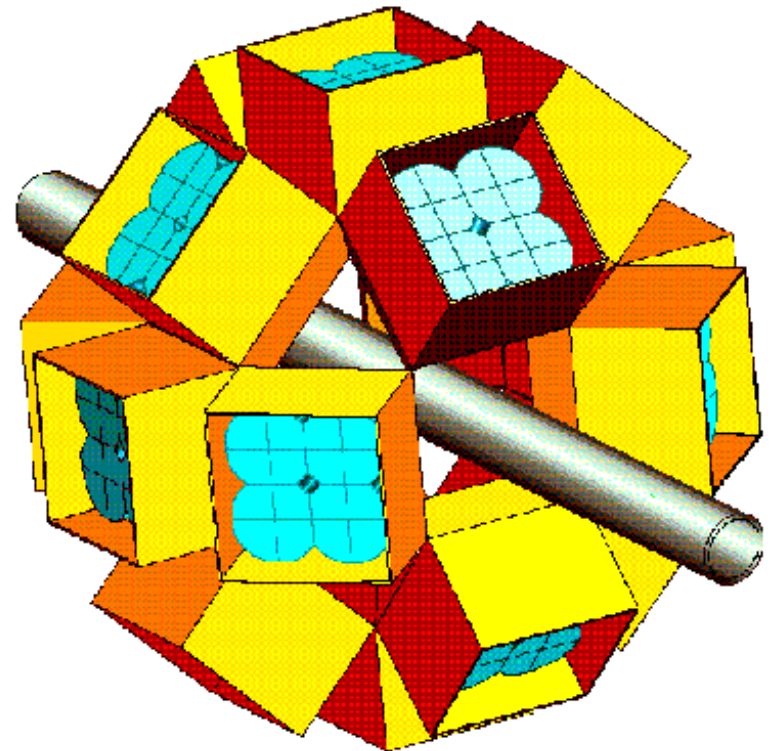
→ 64 cristaux Ge  
= 256 segments

$$E_p = 0.20 \quad R = 20 - 30$$
$$L \sim 10^{-2}$$





*Clover segmenté*

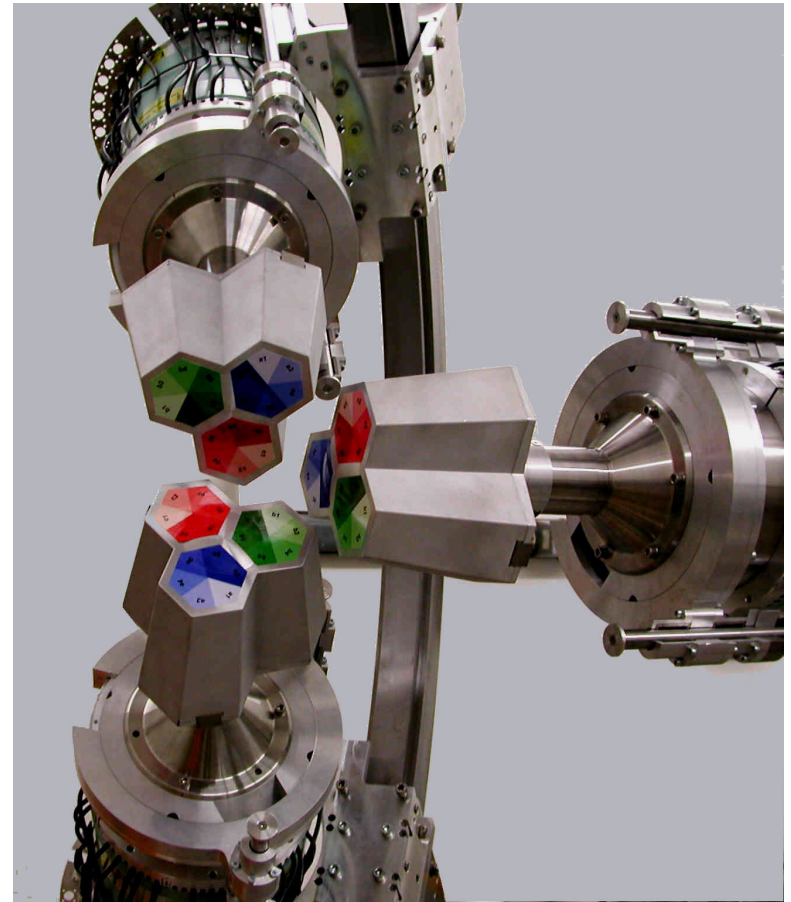


# MINIBALL

- 8 clusters (3 cristaux segmentés en 6)
- 4 clusters (4 cristaux segmentés en 6)

→ 40 cristaux Ge  
= 240 segments

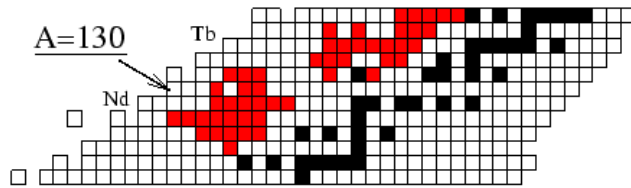
$$E_p = 0.165 \quad R = 38$$
$$L \sim 10^{-2}$$



# Exemples d'expériences

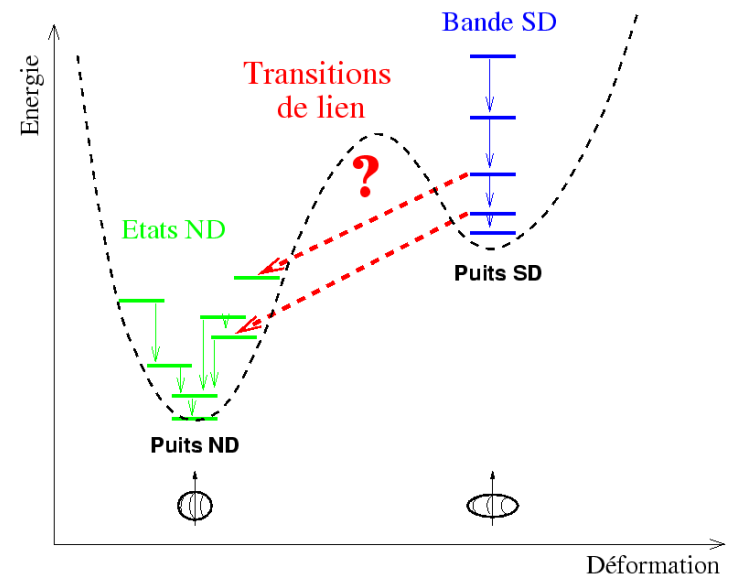
- corrélations d'appariement dans la matière superdéformée :  $^{136}\text{Nd}$
- fragments de fission :  $^{113-116}\text{Cd}$

# Corrélations d'appariement dans la matière superdéformée : $^{136}\text{Nd}$



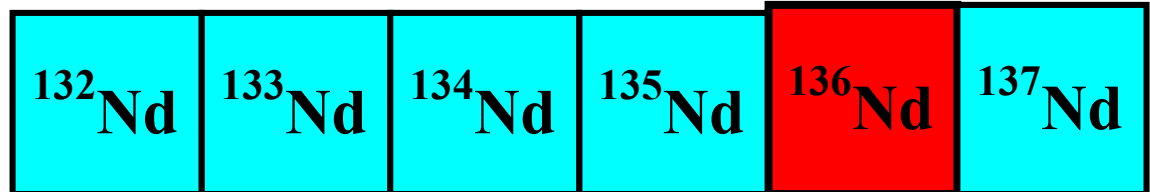
Observation des transitions de lien SD-ND dans une série isotopique

➔ Intensité de l'appariement neutron dans le puits SD



?

Isotopes de néodyme



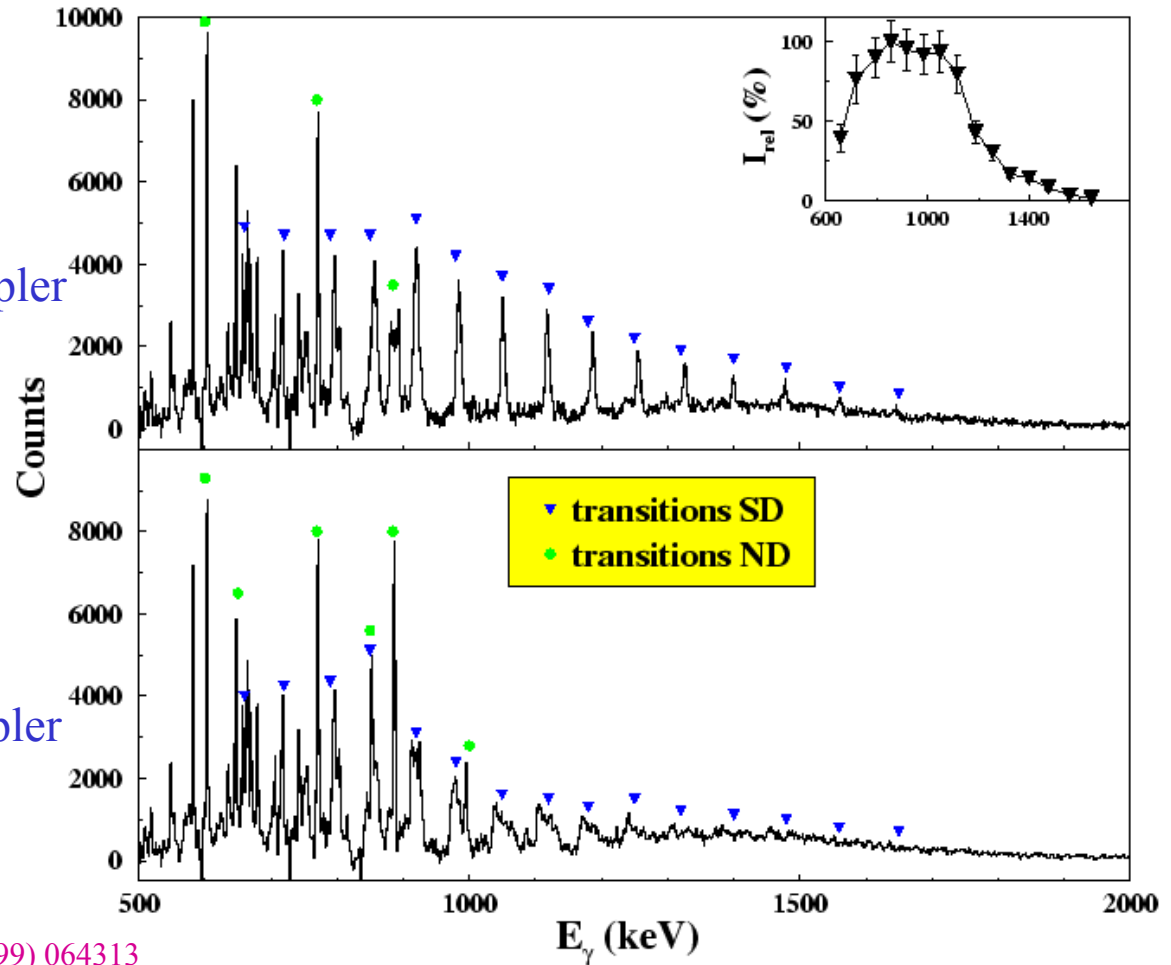
# Expérience EUROBALL III

réaction :  $^{110}\text{Pd} (^{30}\text{Si}, 4n) ^{136}\text{Nd}$  @ 130 MeV

Cible : 1 mg/cm<sup>2</sup> sur  
15 mg/cm<sup>2</sup> Au

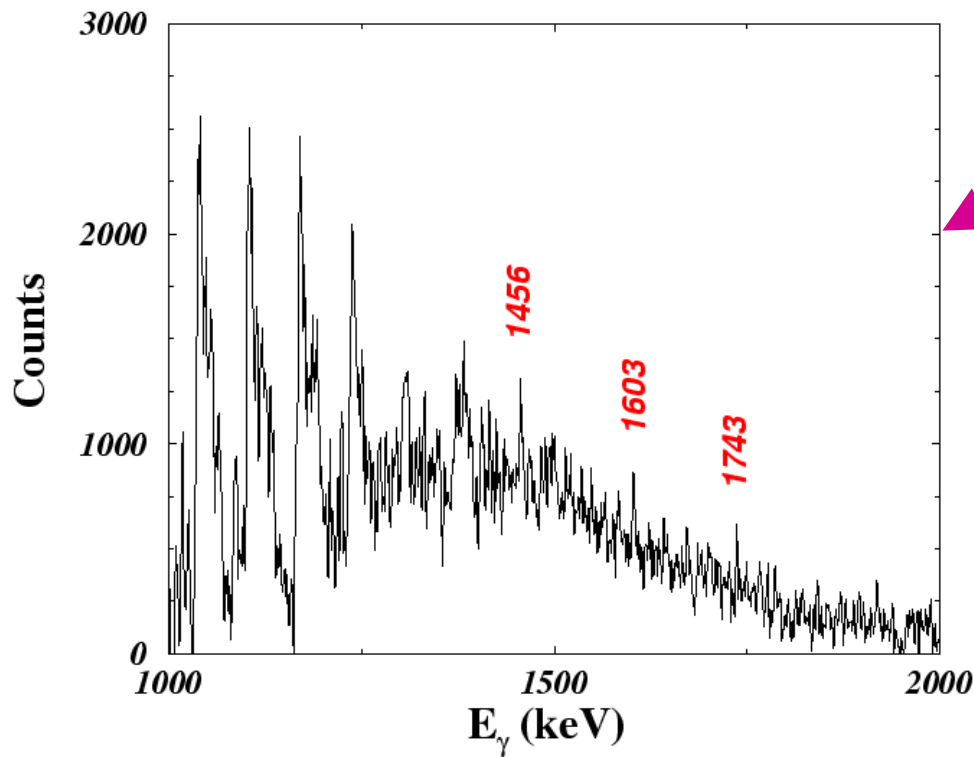
avec correction Doppler

sans correction Doppler



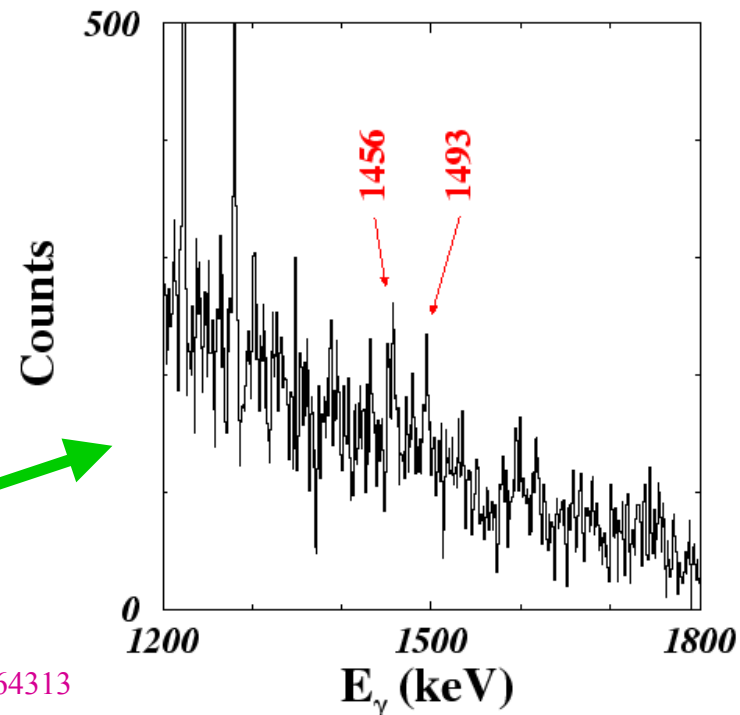
S. Perriès et al., Phys. ReV. C60 (1999) 064313





*partie haute énergie du spectre non corrigé :  
3 candidats*

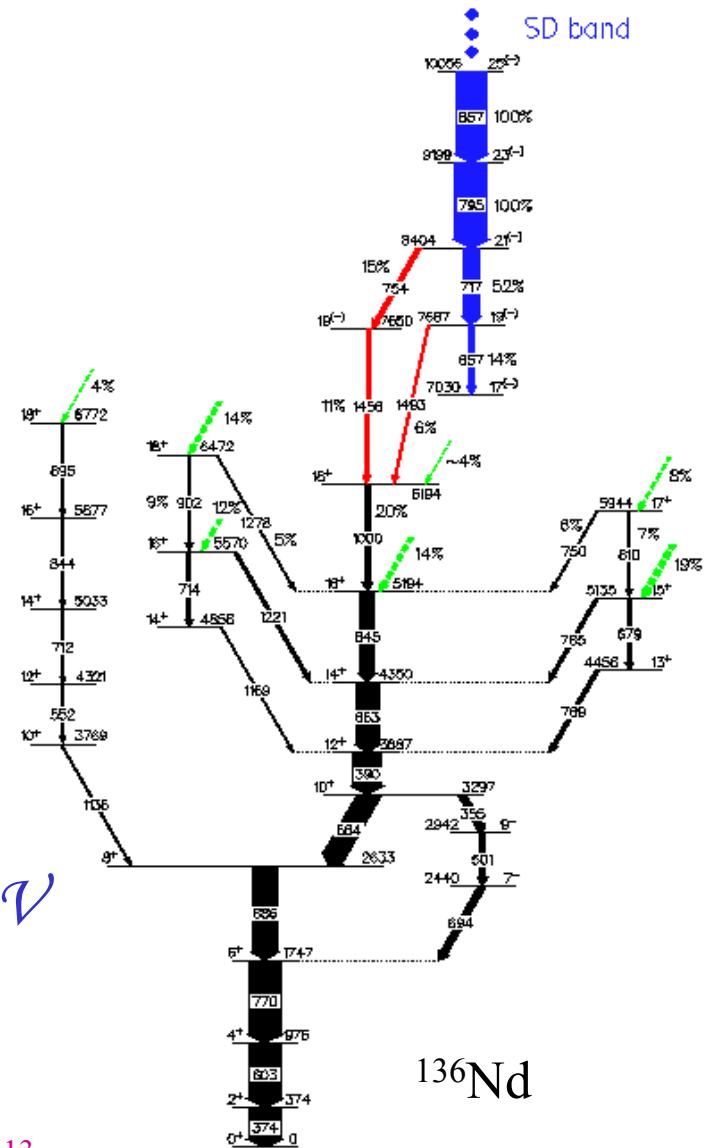
*1 condition sur la transition ND de  
390 keV + 1 condition parmi les deux  
plus basses transitions SD*



S. Perriès et al., Phys. ReV. C60 (1999) 064313

*Schéma de niveaux associé à la décroissance de la bande superdéformée de  $^{136}\text{Nd}$*

*Détermination de l'énergie d'excitation absolue des états superdéformés : 7.03 MeV*



S. Perriès et al., Phys. ReV. C60 (1999) 064313





# Extraction expérimentale des corrélations d'appariement neutron dans le puits superdéformé

Pour une série isotopique (Z,N-1) (Z,N) (Z,N+1)

*Matière ND* (N pair : 0qp, N impair : 1qp)

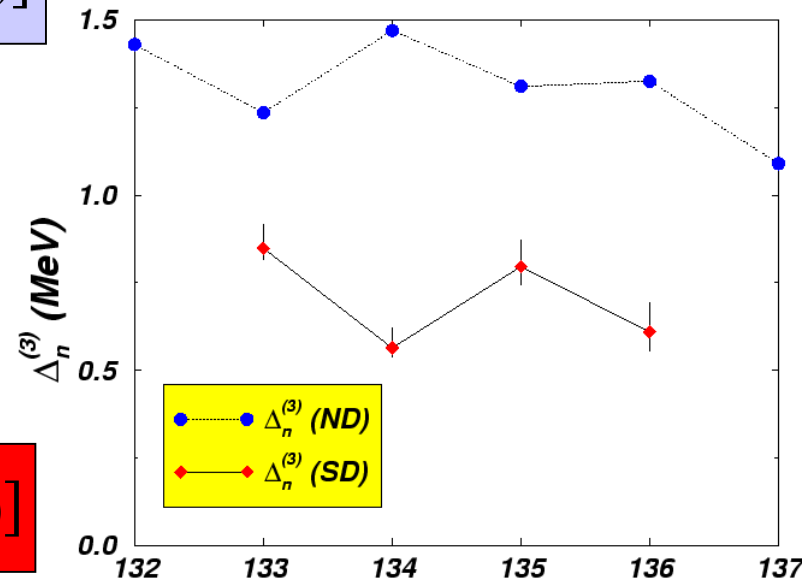
$$\Delta_n(\text{ND}) = \frac{(-)^N}{2} [M_{\text{ND}}(N-1) - 2M_{\text{ND}}(N) + M_{\text{ND}}(N+1)]$$

*Matière SD*

(A~130 N pair : 2qp, N impair : 1qp)

$$M_{\text{SD}}^I = M_{\text{SD}}^{\text{gs}} + E_{\text{rot}}$$

$$\Delta_n^I(\text{SD}) = \frac{(-)^N}{2} [M_{\text{SD}}^I(N-1) - 2M_{\text{SD}}^I(N) + M_{\text{SD}}^I(N+1)]$$

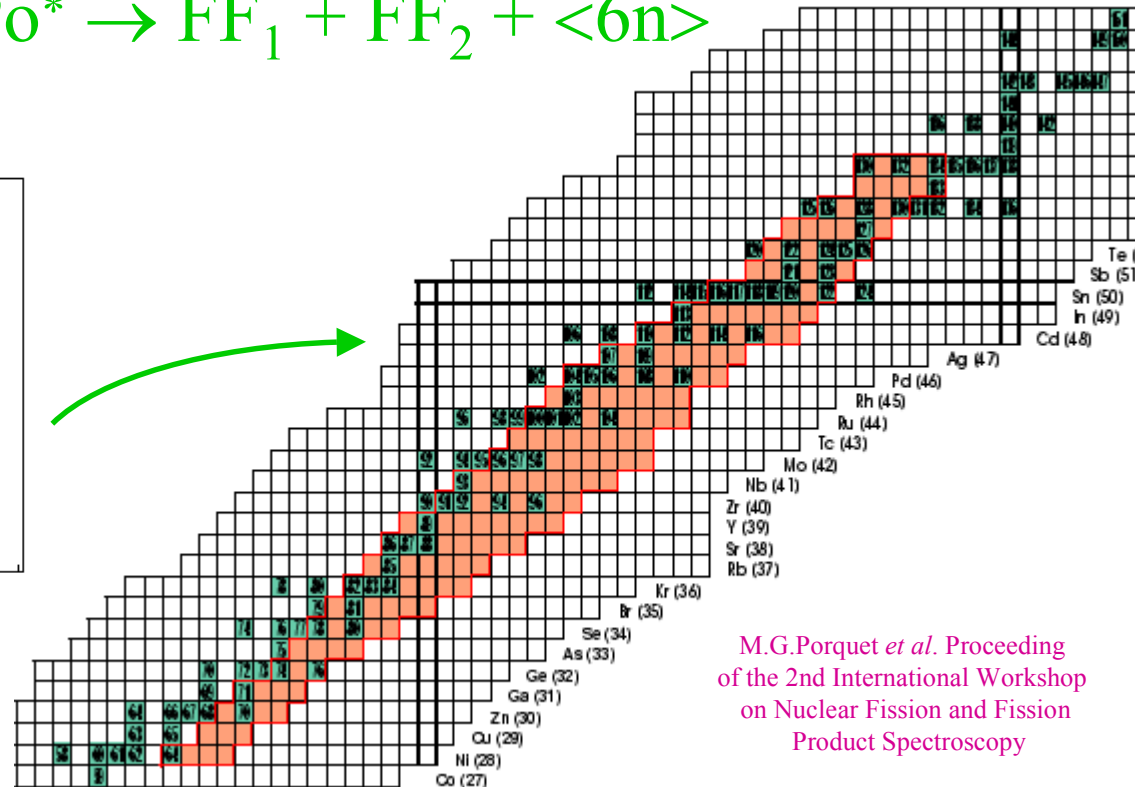
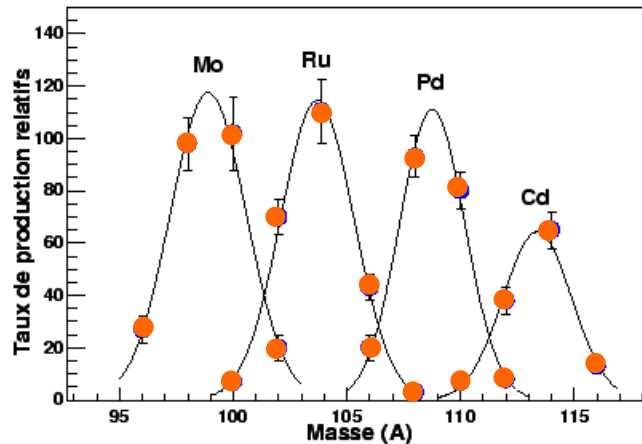
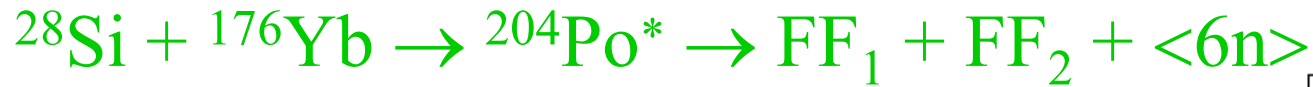


S. Perriès et al., Phys. Rev. C60 (1999) 064313

**A**



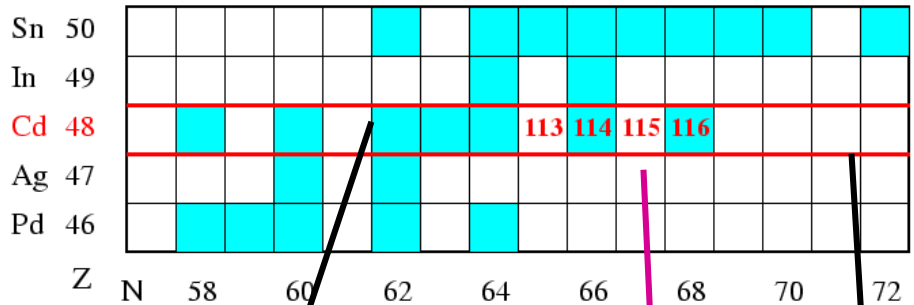
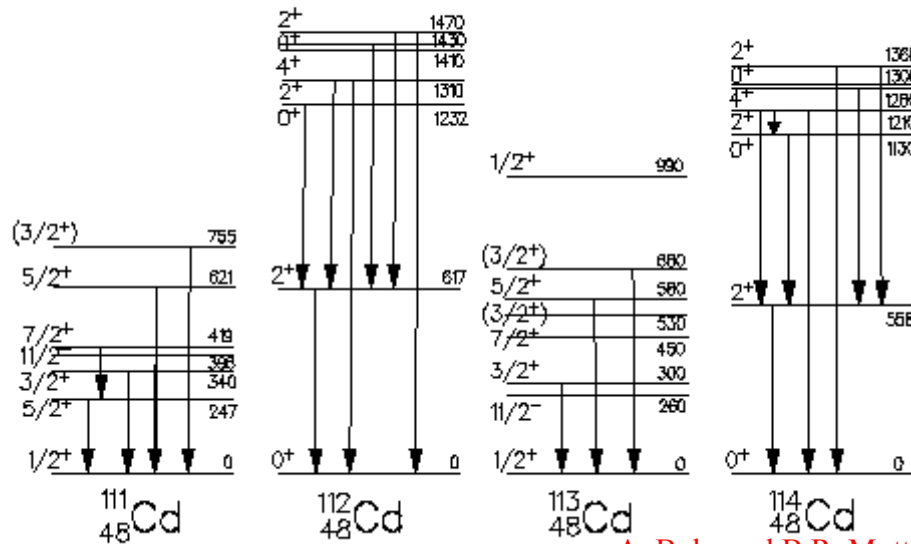
# Fragments de fission induite par Ions Lourds



M.G.Porquet *et al.* Proceeding of the 2nd International Workshop on Nuclear Fission and Fission Product Spectroscopy

# Les isotopes de cadmium

*Exemple-type de bons vibrateurs*



*Fusion-évaporation*

*Fission induite par ions lourds*

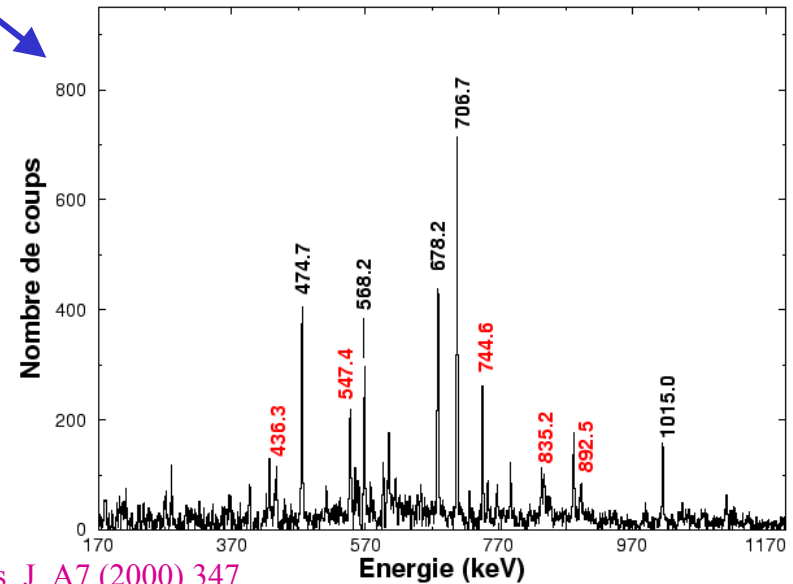
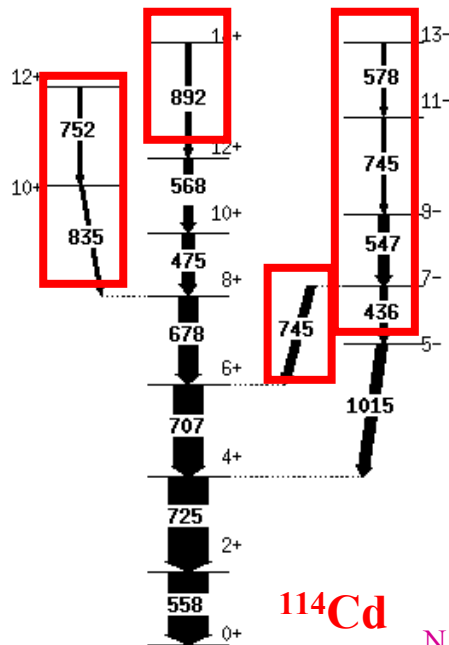
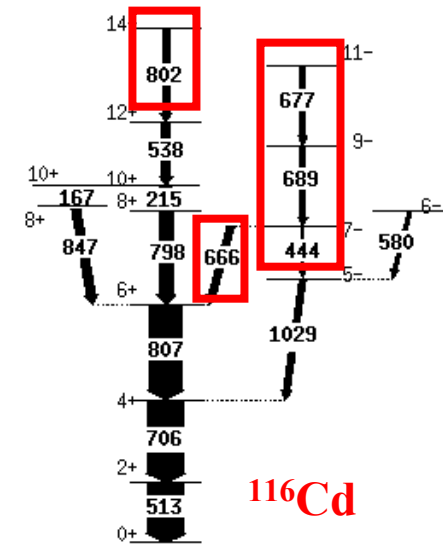
*Fission spontanée*

A. Bohr and B.R. Mottelson, Nuclear Structure, vol II (1975) 532



# Résultats dans les noyaux pairs-pairs

Coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  : identification de nouvelles transitions

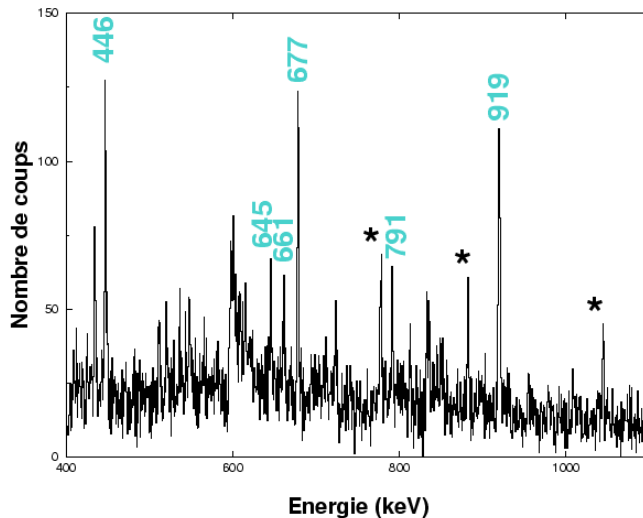
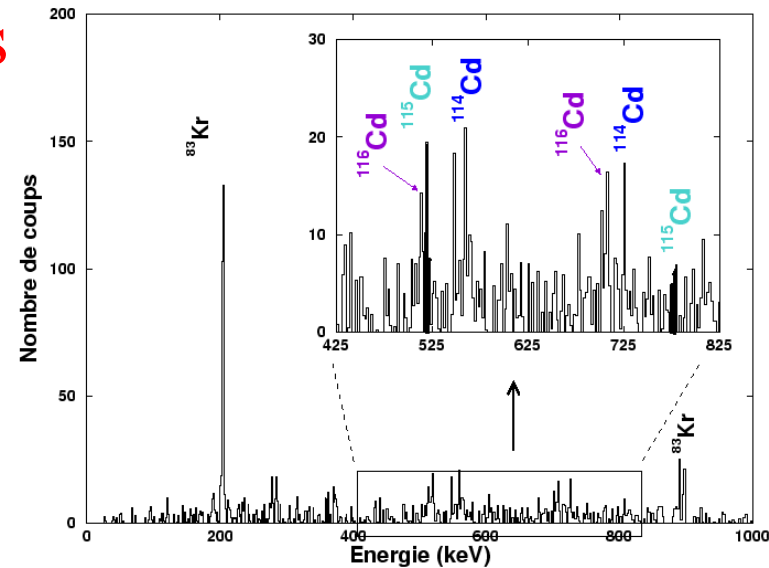


N. Buform et al., Eur. Phys. J. A7 (2000) 347

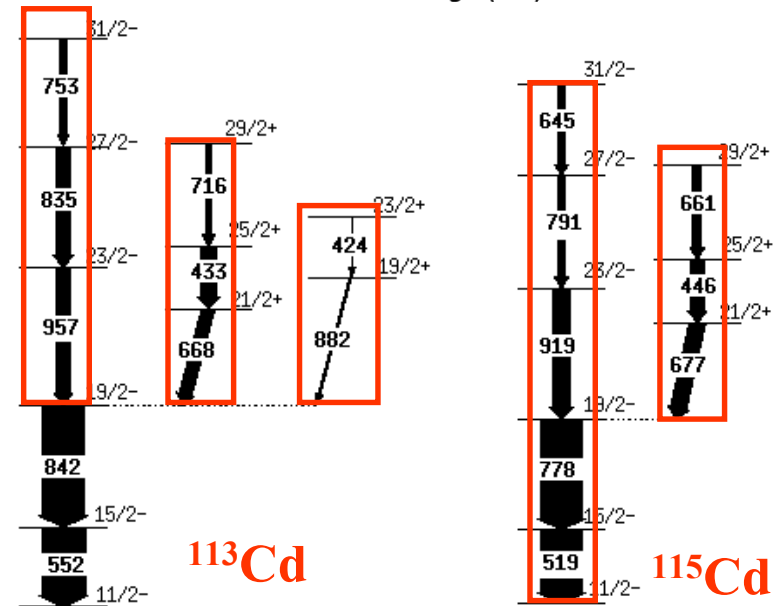


# résultats dans les noyaux impairs

Identification par les fragments complémentaires :



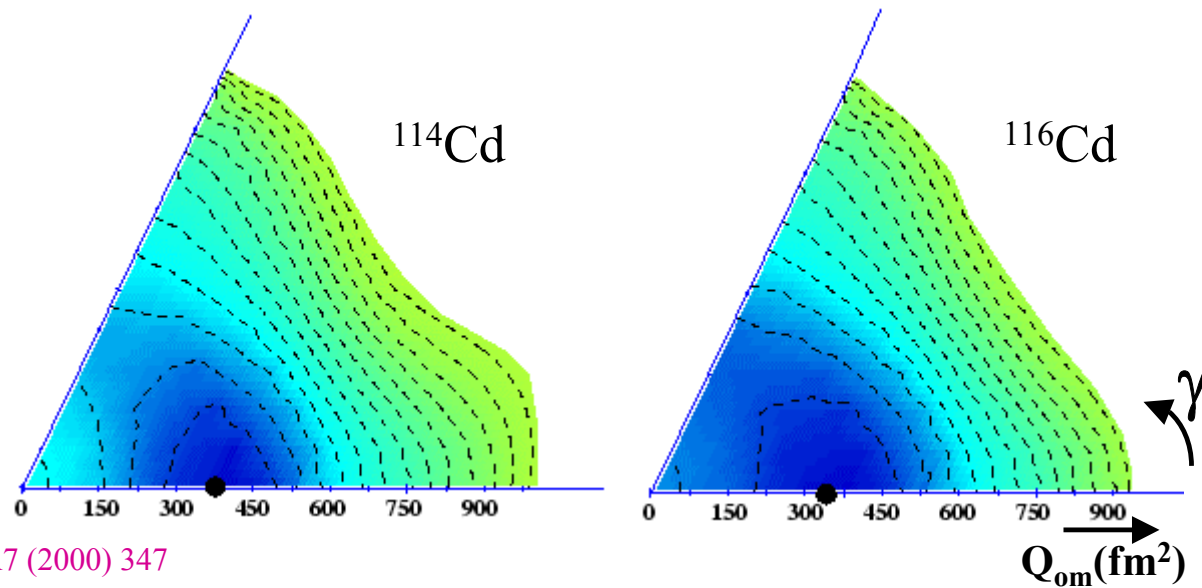
N. Buorn et al., Eur. Phys. J. A7 (2000) 347



# Interprétation des résultats

- A bas spin, les isotopes  $^{111-114}\text{Cd}$  se comportent comme de bons vibrateurs
- A plus haut spin, il y a émergence d'une déformation allongée

Calculs théoriques  
HF + BCS  
force SLy4



N. Buorn et al., Eur. Phys. J. A7 (2000) 347

# L'avenir : AGATA

**AGATA** : Advanced **G**amma **T**racking **A**rray

*Actuellement :*

$$\Omega_{\text{ge}} \sim 40\%$$

$$E_{\text{p}} \sim 10\%$$

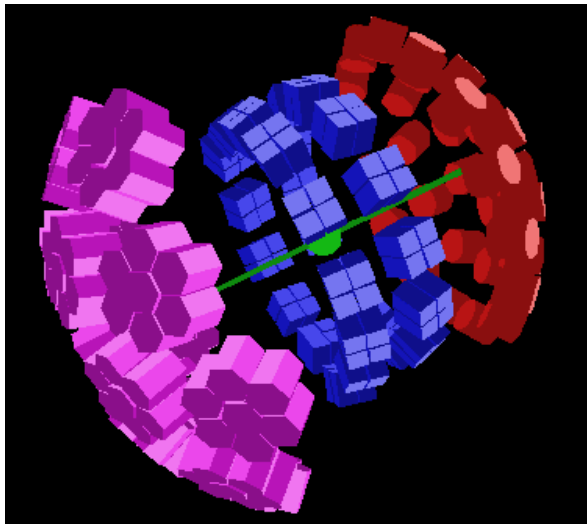
$$R \sim 2 - 8$$

*Futur :*

$$\Omega_{\text{ge}} \sim 80\%$$

$$E_{\text{p}} \sim 40\%$$

$$R \sim 8 - 15$$



O. Stézowski, IPN Lyon



Remplacer le BGO par du Ge

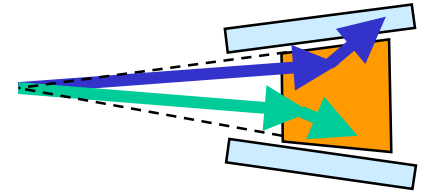
Boule de 900 détecteurs  
Ge gros volume

Boule de 100-200  
détecteurs Ge  
segmentés

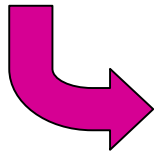
# Principe du tracking $\gamma$

*Actuellement :*  $\sim 200$  cristaux de Ge  
+ enceinte anti-Compton BGO

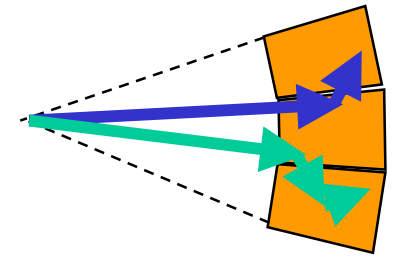
$$\Omega_{ge} \sim 40\%$$



*Suppression des cristaux BGO :*  $\Omega_{ge} \sim 80\%$

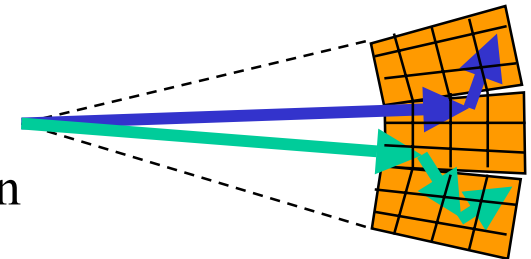


augmente l'efficacité d'absorption totale  
mais *problème* d'empilement des rayons  $\gamma$



*Solution : cristaux de Ge multisegmentés*  
*Détermination de chaque point d'interaction i :*

- coordonnées  $(x_i, y_i, z_i)$  par identification du segment touché et analyse des formes d'impulsion
- énergie  $(e_i)$  et temps  $(t_i)$



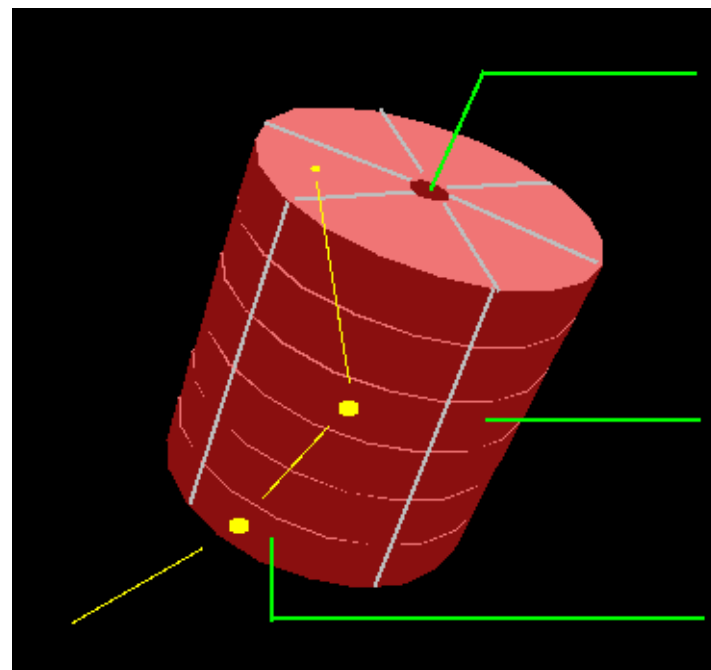
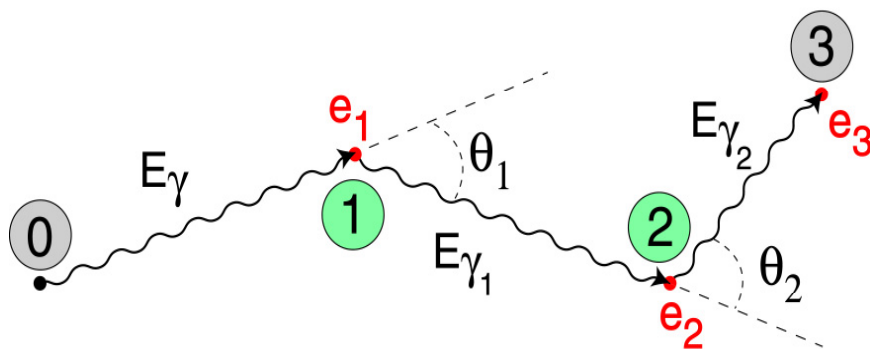
G. Duchêne, cours Joliot-Curie, 2001



*cristaux de Ge segmentés en 36*

Energie initiale :

$$E_{\gamma} = e_1 + e_2 + e_3$$



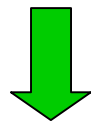
O. Stézowski, IPN Lyon

Equation de diffusion Compton : 
$$E_{\gamma_{i+1}} = \frac{E_{\gamma_i}}{1 + \frac{E_{\gamma_i}}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)}$$

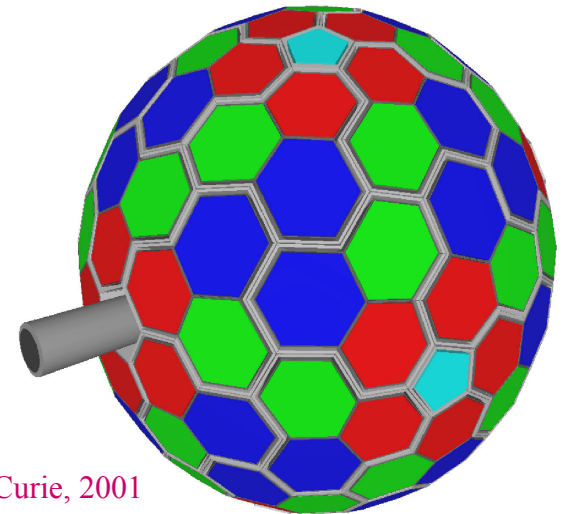
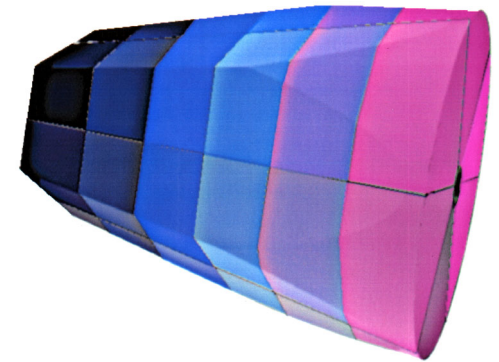
# Géométrie basée sur des coaxiaux

190 cristaux quasi-coaxiaux  
coniques, segmentés en 36 (6x6)

- 180 hexagones irréguliers regroupés en triple-clusters
- 10 pentagones
- 70 cryostats
- rayon cible – Ge : 16.5 cm



6780 segments  
6970 voies électroniques



G. Duchêne, cours Joliot-Curie, 2001

# Géométrie basée sur des planaires

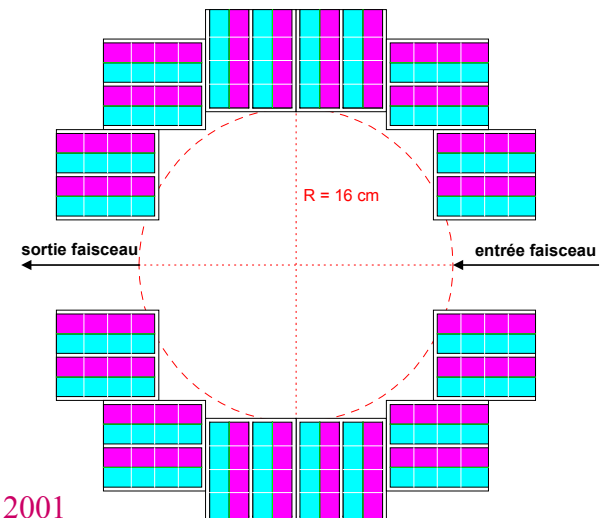
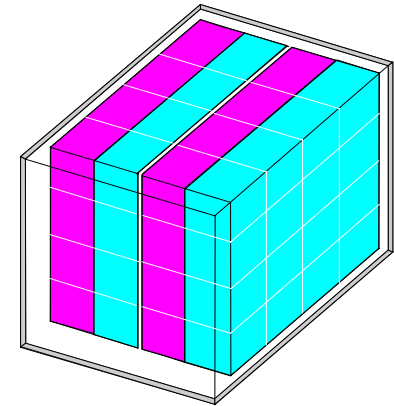
288 cristaux planaires  
segmentés en 16 (4x6)

- regroupés par ensembles de 2 paires de diodes
- HT et sortie énergie somme commune pour chaque paire
- 72 cryostats
- rayon cible – Ge : 14 – 16 cm



4608 segments  
4752 voies électroniques

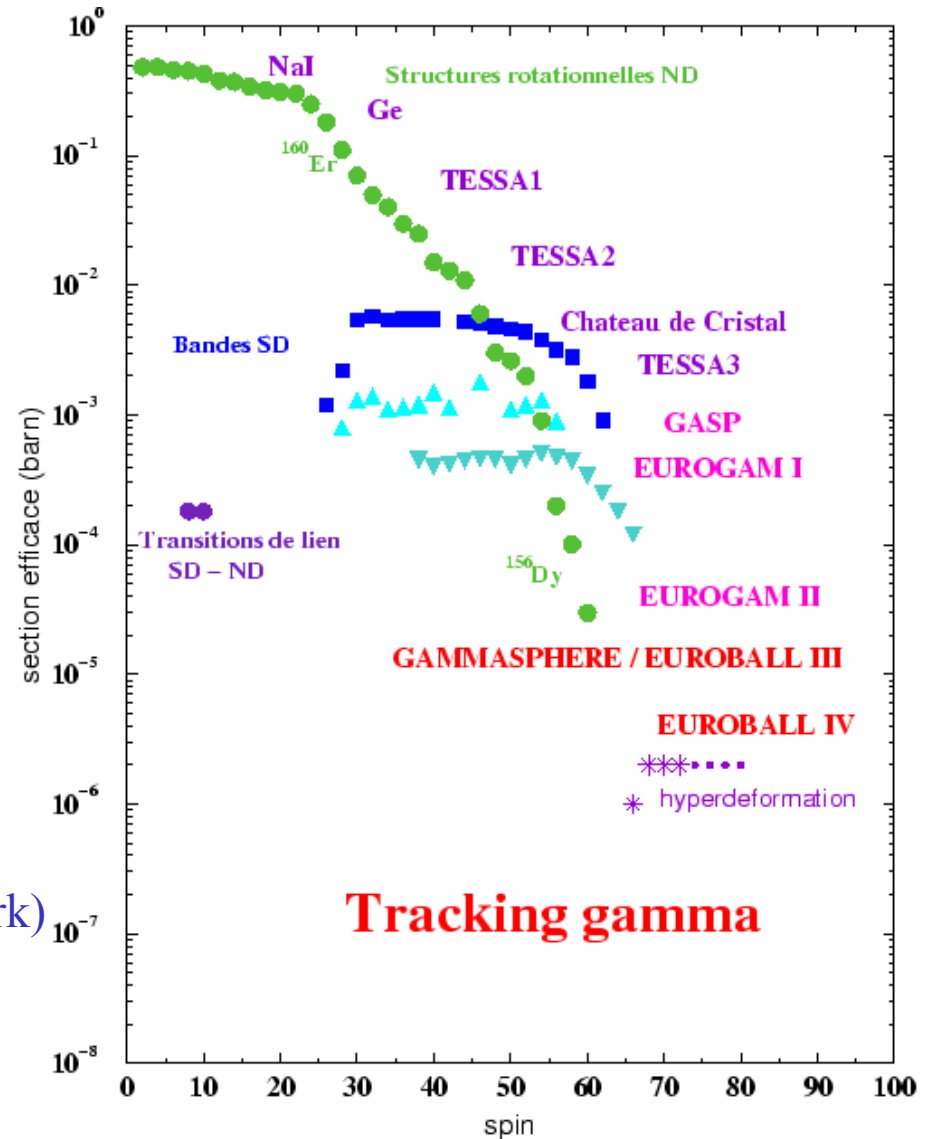
G. Duchêne, cours Joliot-Curie, 2001



# Gain en sensibilité de 2 à 3 ordres de grandeur

Collaboration internationale :  
7 pays (20 laboratoires)

- ✓ Allemagne (Cologne, Darmstadt, Jülich)
- ✓ Danemark (Copenhague)
- ✓ France (GANIL Caen, IPN Lyon, CSNSM Orsay, IPN Orsay, CEA Saclay, IReS Strasbourg)
- ✓ Italie (Milan, Padoue)
- ✓ Royaume-Uni (Daresbury, Liverpool, Manchester, Surrey, York)
- ✓ Suède (Stockholm, Uppsala)
- ✓ Roumanie (Bucarest)



# L'équation d'état de la matière nucléaire

- ✓ L'équation d'état et les collisions d'ions lourds
- ✓ Les détecteurs de particules chargées : INDRA
- ✓ Résultats expérimentaux
- ✓ L'avenir : faisceaux radioactifs et  $AZ4\pi$

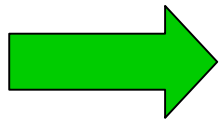
# Notions d'équation d'état

Concept de **matière nucléaire** : système nucléaire idéal, **infini**, constitué dans son état fondamental de nucléons en interaction à la densité de saturation (densité nucléonique constante  $\rho_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3}$ )

Exemple : Supernovae de type II

( $\sim 10^{60}$  nucléons,  $\rho = 0.1 \text{ fm}^{-3}$ ,  $T \sim 10 \text{ MeV}$ )

**Noyaux** : effet de taille **finie** à prendre en compte



Etude des propriétés thermodynamiques  
de la matière nucléaire

# Equation de van der Waals

Relation de van der Waals pour les fluides réels :

$$P = \frac{kt\rho}{1 - b\rho} - a\rho^2$$

$a\rho^2$  et  $b\rho$   $\longrightarrow$  déviation du système par rapport à l'équation d'état d'un gaz parfait

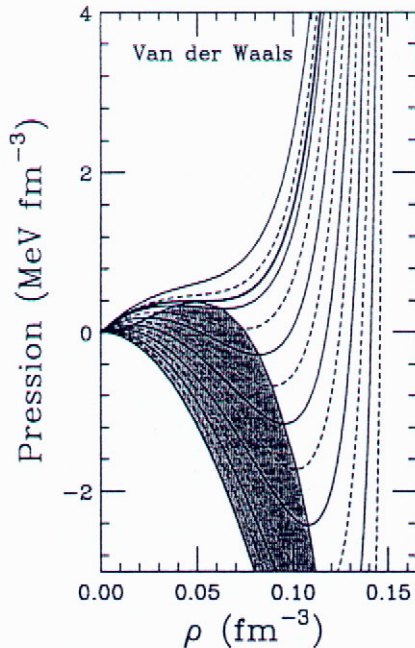
*Interaction entre molécules :*  $a\rho^2$   $\longrightarrow$  partie attractive de longue portée  
 $b\rho$   $\longrightarrow$  partie répulsive de courte portée

$\downarrow$   
*Potentiel à la Lennard-Jones :*  $E_{\text{pot}} = -V_0 \left\{ 2 \left[ \frac{r_0}{r} \right]^6 - \left[ \frac{r_0}{r} \right]^{12} \right\}$

$r$  : distance entre deux molécules

$V_0$  et  $r_0$  : paramètres microscopiques qui peuvent être reliés à  $a$  et  $b$

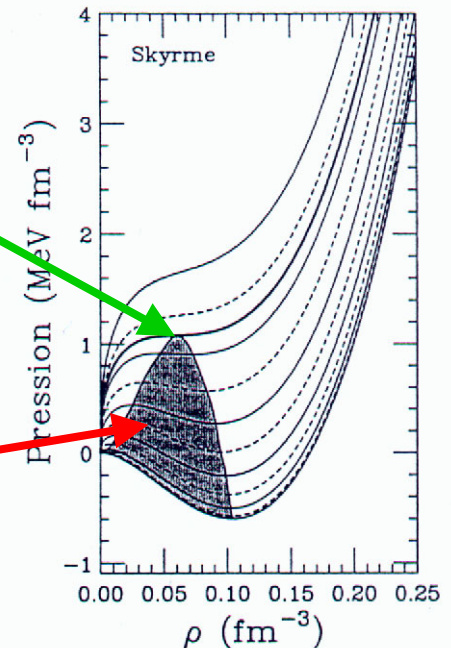
# Equation d'état de la matière nucléaire



*Isothermes tous les  
2 MeV* →

*température critique*

*région spinodale*



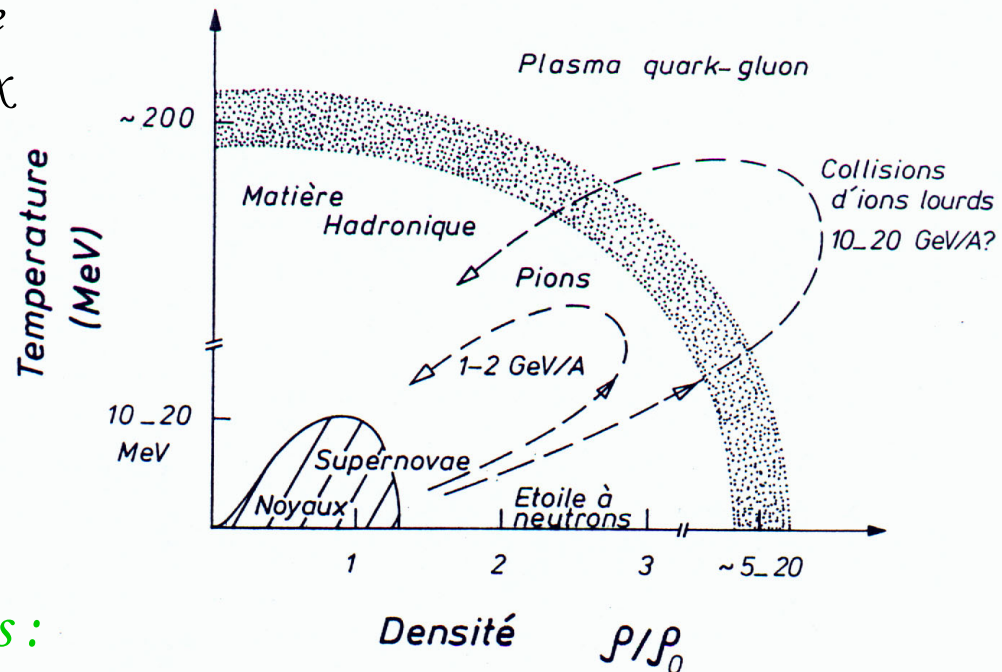
Van der Waals → Skyrme :  $U(\rho) = A \left[ \frac{\rho}{\rho_0} \right] + B \left[ \frac{\rho}{\rho_0} \right]^\sigma$



# Diagrammes de phases

## 4 phases :

- **liquide** : autour de la température et de la densité normale des noyaux + cœur des supernovae de type II
- **solide** : matière dense et froide (condensats) – étoiles à neutrons
- **gazeuse** : matière hadronique (gaz dilué de noyaux légers et de nucléons libres avec une forte composante pionique)
- **plasma de quarks et de gluons** : (déconfinement des quarks)



E. Suraud, cours Joliot-Curie 1990

# Diagrammes de phases

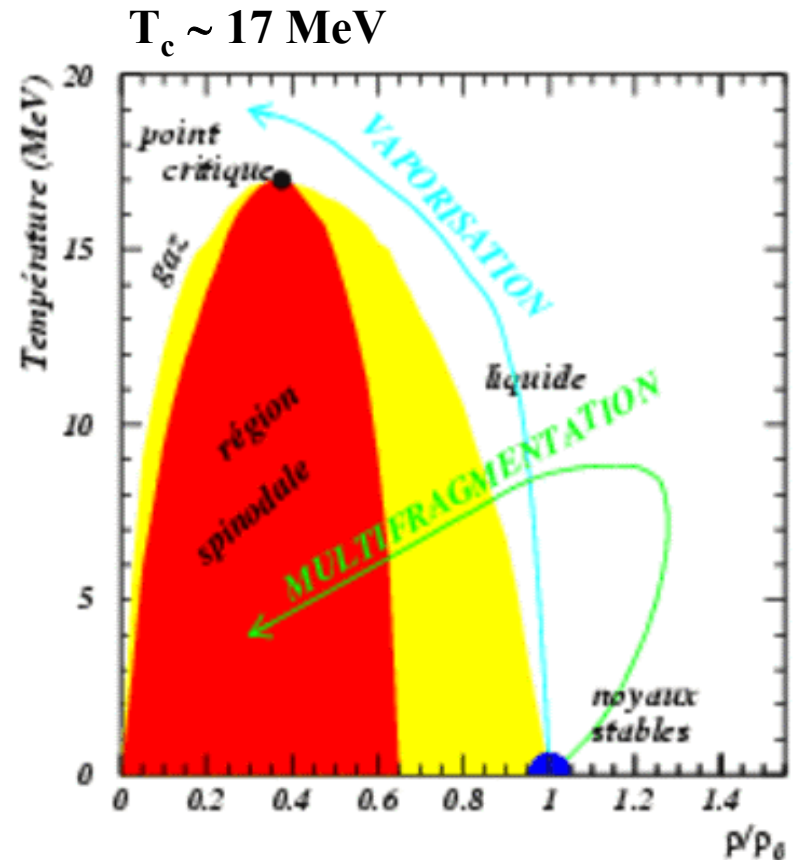
*Zone proche de la saturation*

*Région spinodale* : zone mécaniquement instable où les petites fluctuations de densité sont amplifiées de façon irréversible (décomposition spinodale)

*Les collisions représentent un chemin dans le diagramme de phases*

*Multifragmentation* : compression puis expansion avec entrée dans la zone spinodale

*Vaporisation* : élévation de température



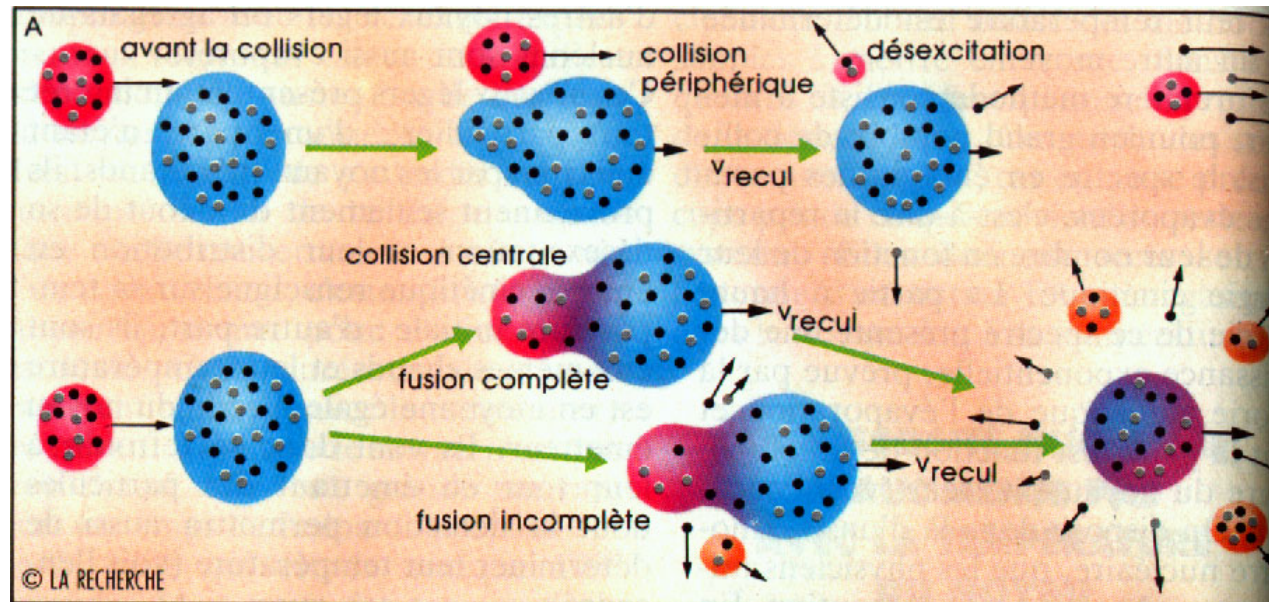
Collaboration INDRA

# Les collisions d'ions lourds

Le *paramètre d'impact  $b$*  représente le degré de recouvrement des deux noyaux lors d'une collision

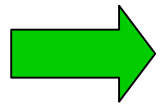
*$b$  grand :*  
collisions périphériques

*$b$  petit :*  
collisions centrales



J. Péter et B. Tamain, La Recherche 228 (1991) 28

# Collisions centrales en fonction de l'énergie incidente



*formation d'un système « chaud » et comprimé qui se dilate plus ou moins brutalement selon l'énergie de la collision*

(a)  $E/A \approx 20-30$  MeV

*Oscillation du système autour de la densité de saturation, formation d'un noyau « chaud »*

→ *fusion incomplète*

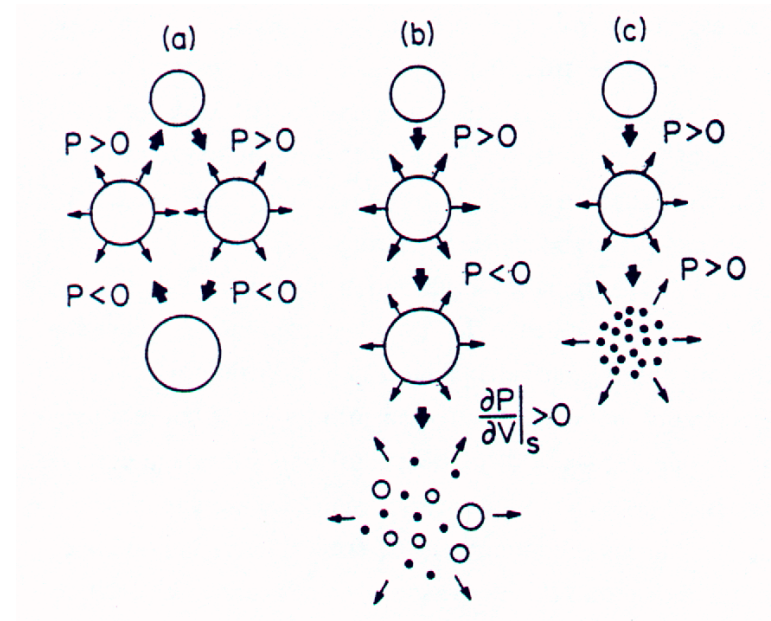
(b)  $E/A \approx 30-100$  MeV

*Dilatation suffisamment violente pour casser le système en une multitude de noyaux de masses variées* → *multifragmentation*

(c)  $E/A \geq 100$  MeV

*Le noyau est « vaporisé » sous forme d'un gaz de particules légères (nucléons, deutons, ...)*

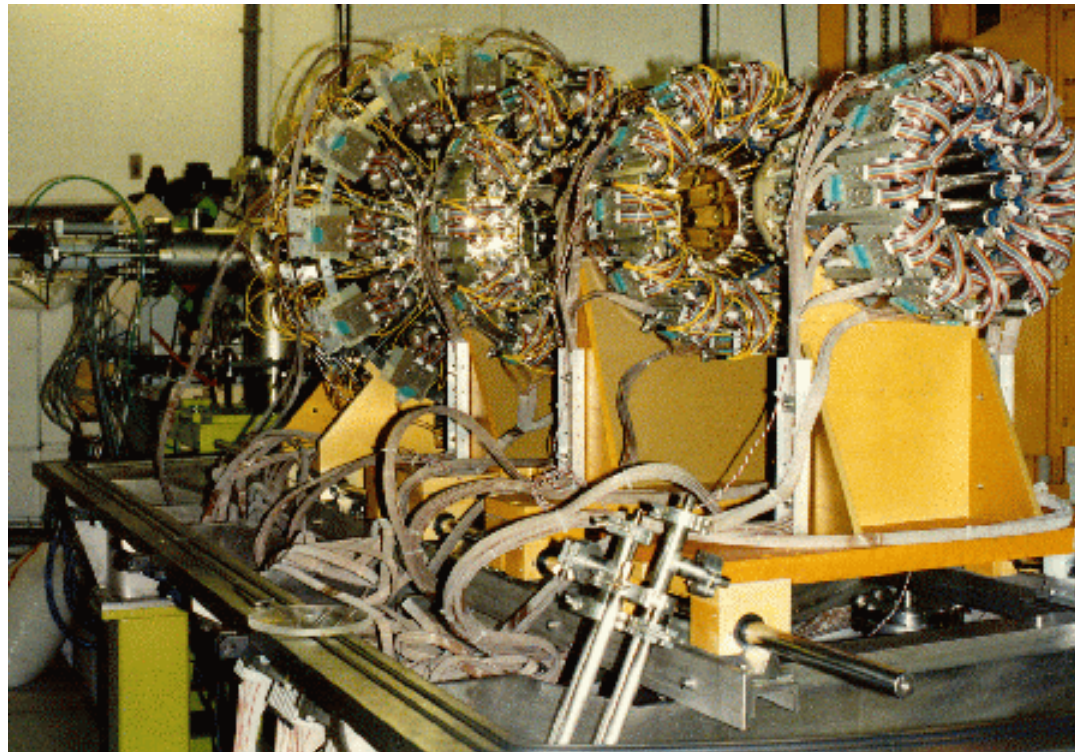
→ *vaporisation*



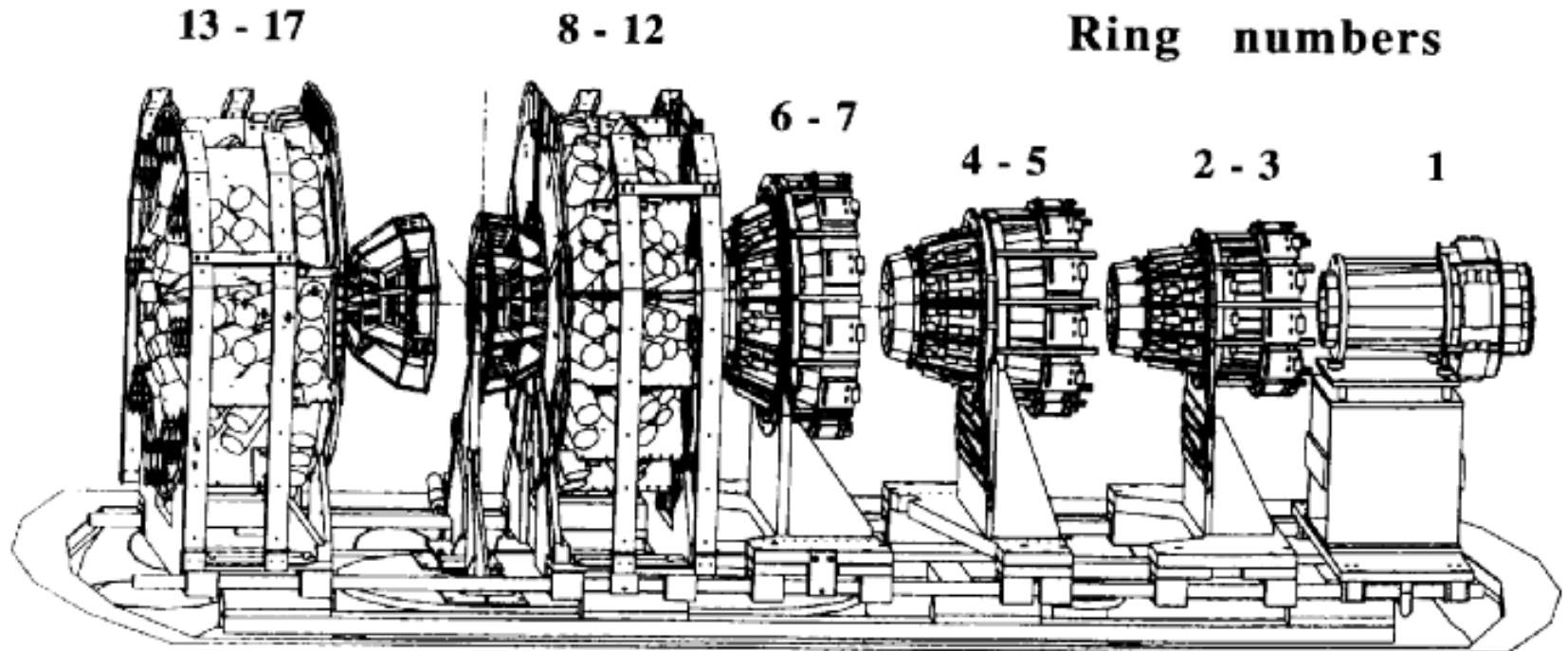
E. Suraud, cours Joliot-Curie 1990

# INDRA : multidétecteur de particules chargées

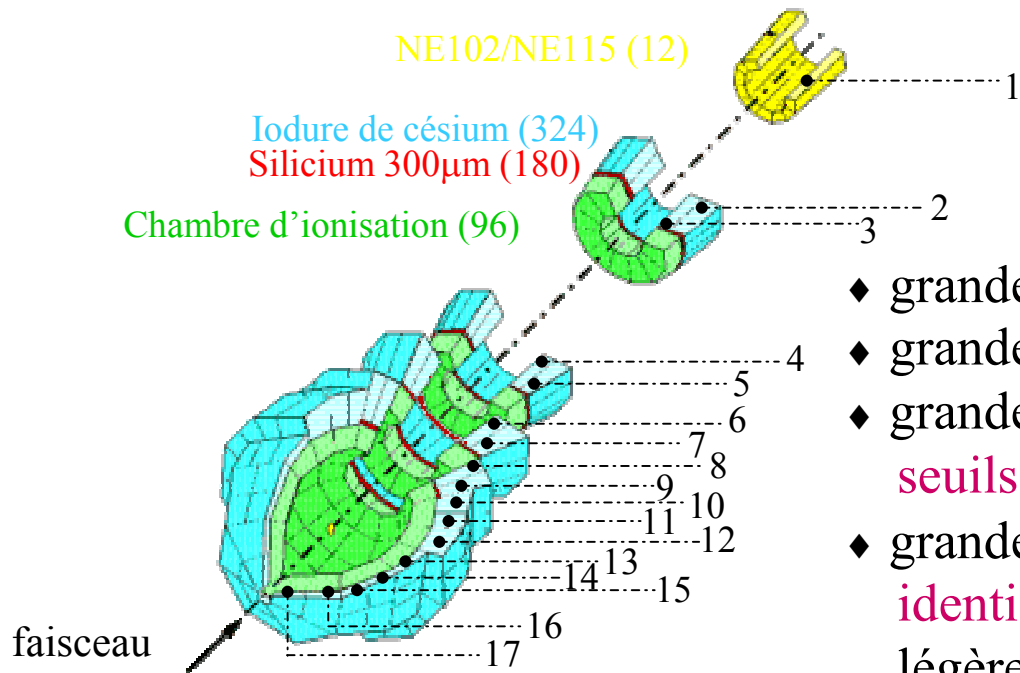
Identification de Noyaux et Détection avec Résolutions Accrues



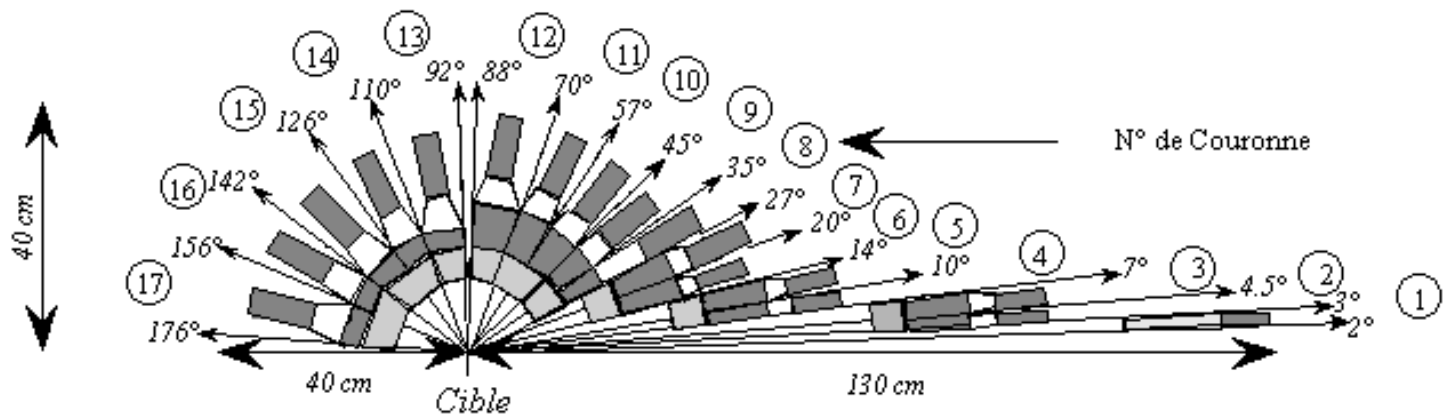
## Structure en couronnes



*17 couronnes de détection couvrant 90% de l'espace géométrique autour de la cible*



- ◆ grande **couverture angulaire** :  $\sim 90\%$  de  $4\pi$
- ◆ grande **granularité** (628 détecteurs)
- ◆ grande **dynamique en énergie** avec de bas **seuils de détection**  $\sim 1$  MeV/A
- ◆ grande **résolution en charge** jusqu'à  $Z \sim 50$   
**identification isotopique** des particules légères chargées

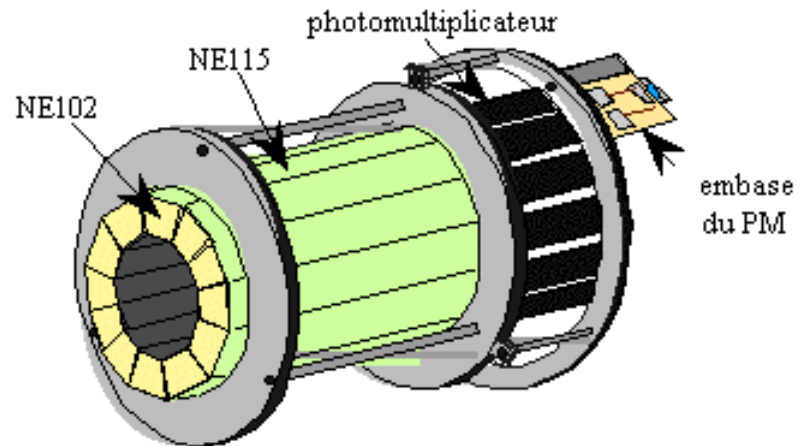


# Les 12 scintillateurs plastiques *phoswichs*

- un plastique rapide NE102 ( $\tau \sim 2.4$  ns) de  $500 \mu\text{m}$  d'épaisseur, utilisé pour la mesure du  $\Delta E$
- un plastique lent  $\tau \sim 240$  ns, ayant une épaisseur de 25 cm, pour la mesure de l'énergie

de  $2^\circ$  à  $3^\circ$

*Les scintillateurs plastiques supportent un taux de comptage élevé (diffusion élastique aux petits angles)*





# Les modules de détection

de 3° à 45° :

3 étages de détection :

- 1 chambre à ionisation
- 1 plaquette de 3 ou 4 détecteur Si (300 $\mu$ m)
- 1 scintillateur à iodure de césium

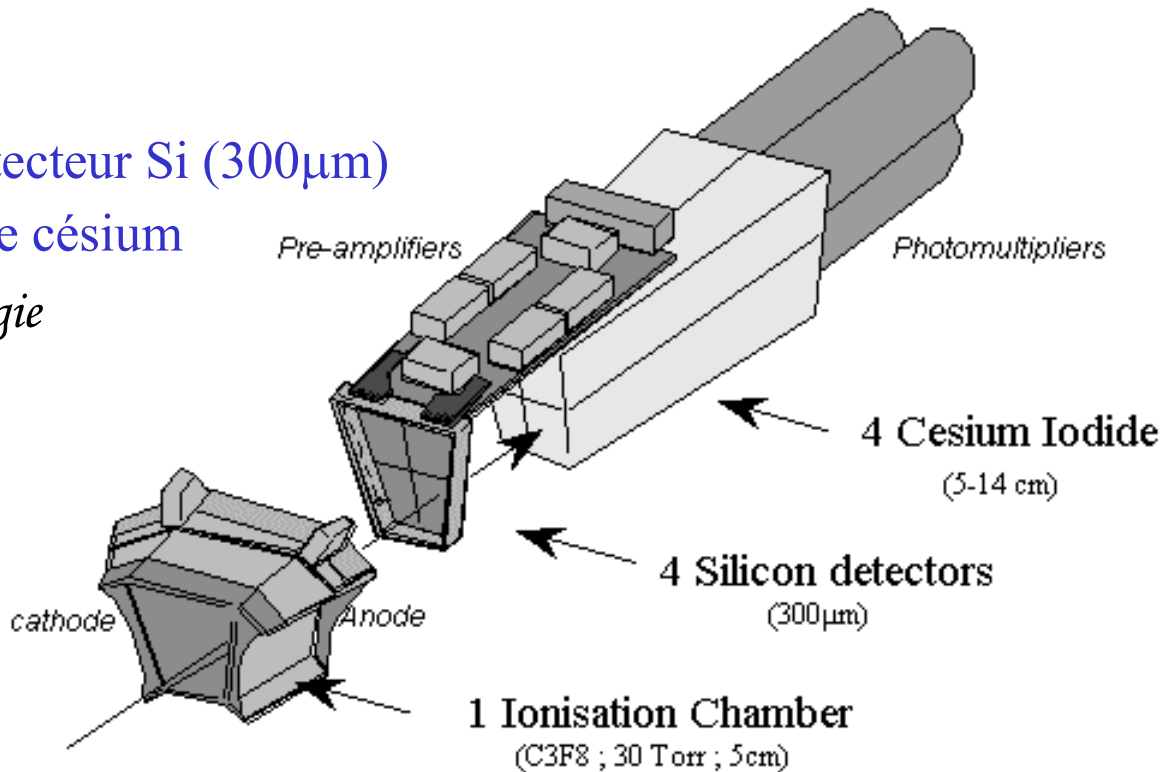
*grande dynamique en énergie  
des produits de la réaction*

de 45° à 176° :

2 étages de détection :

- 1 chambre à ionisation
  - de 2 à 4 CsI
- + 1 télescope Si étalon

*Gamme en énergie des fragments  
aux angles arrières réduite*

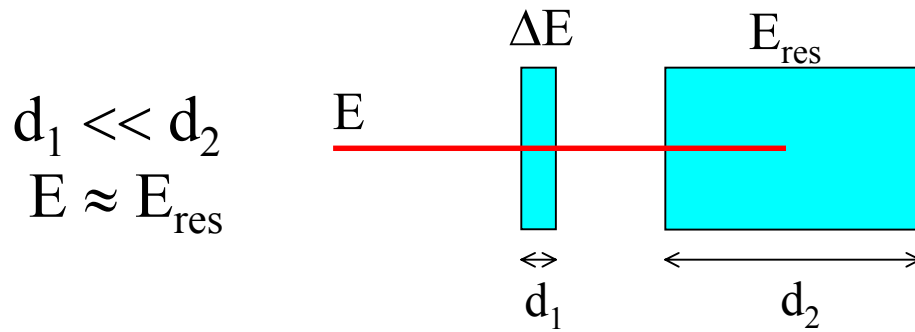


# Calibration et identification

L'**étalonnage** des détecteurs se fait :

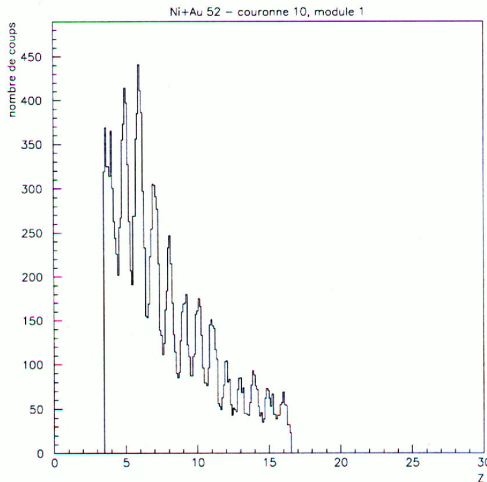
- avec une source  $\alpha$  (Si, particules légères)
- en utilisant des réactions de diffusion élastique avec différents faisceaux

L'**identification en Z** se fait essentiellement par la méthode **E -  $\Delta E$**

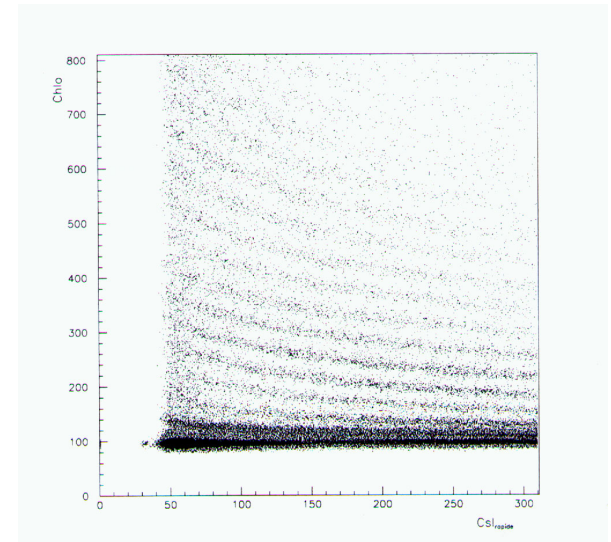


Pouvoir d'arrêt électronique de la matière, **formule de Bethe** :

$$-\frac{dE}{dx} = k \frac{Z^2}{v^2} \ln \left( \frac{2mv^2}{I} \right) \quad \longrightarrow \quad E \Delta E \propto Z^2 \quad \longrightarrow \quad \text{matrices d'identification } E - \Delta E$$



distribution de charges



Thèse A.M. Maskay – Wallez, 1999, Lyon



# Les campagnes d'INDRA

## 5 campagnes :

- 1993 GANIL

effet de taille (systèmes symétriques), effet de la voie d'entrée, systèmes lourds, systèmes légers (mesure du flot)

- 1994 GANIL

Ex :  $^{129}\text{Xe}+\text{Sn}$ ,  $^{155}\text{Gd}+^{238}\text{U}$ ,  $^{36}\text{Ar}+^{58}\text{Ni}$  de 25 à 95 MeV.A

- 1997 GANIL

collisions à faible dissipation (périphériques)

- 1998 GSI

collisions à haute énergie (200 – 300 MeV/A)

- 2000 GANIL

compléments d'expériences

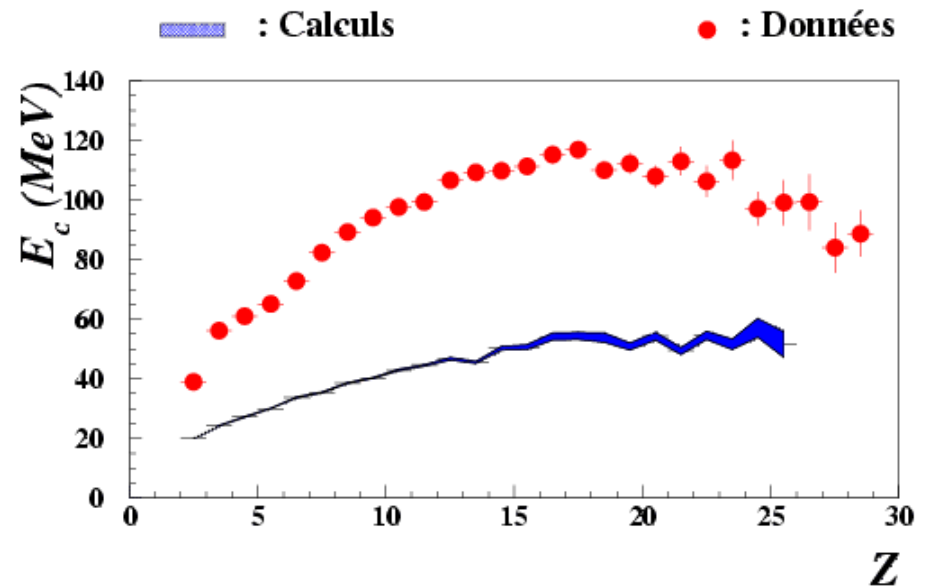
# Résultats expérimentaux

- la multifragmentation
- la vaporisation

# La multifragmentation

## Identification de la phase d'expansion :

après sélection des événements correspondant à un arrêt complet, où 90% de la charge du système initial est détectée, les énergies cinétiques des fragments émis (●) sont supérieures à la somme calculée (en bleu) des contributions de la répulsion coulombienne et de l'énergie thermique

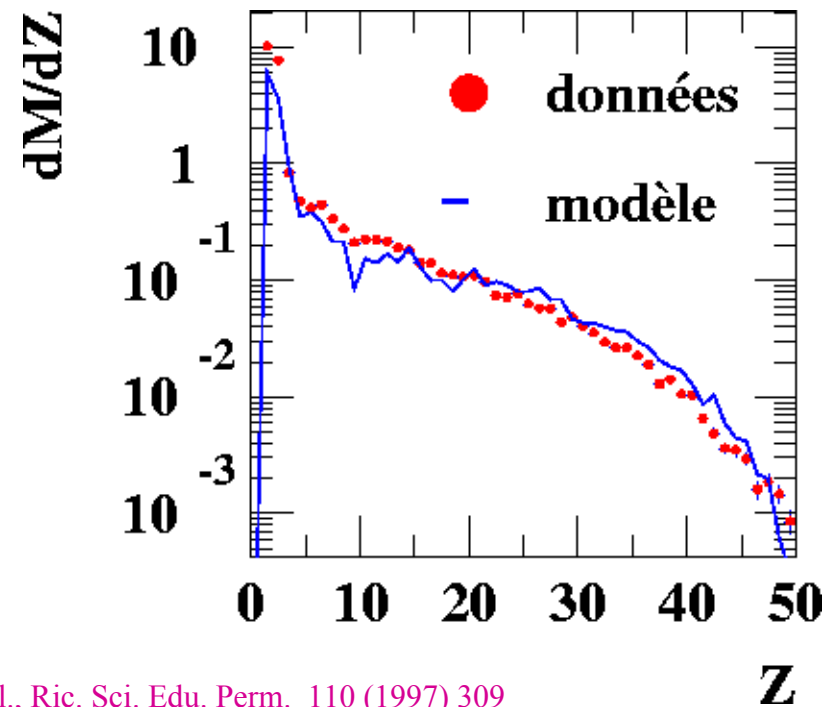


N. Marie et al., Phys. Lett. B391 (1997) 15

*La distribution en taille des fragments est reproduite :*

- *par un modèle de multifragmentation statistique moyennant une taille et une énergie d'excitation inférieures aux estimations expérimentales du noyau qui multifragmente*

- *par un calcul semi-classique d'équations de transport basé sur l'équation de Boltzmann nucléaire couplé à une désexcitation statistique des fragments*

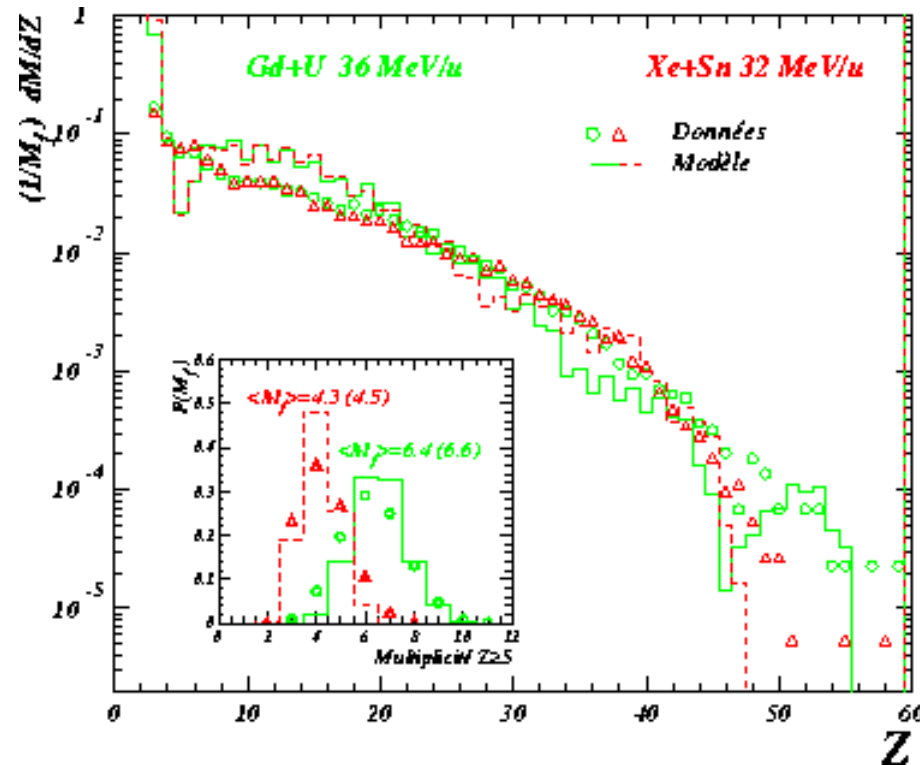


J.L. Charvet et al., Ric. Sci. Edu. Perm. 110 (1997) 309



## *Instabilité de volume* (théoriquement reliable à une coexistence de forme):

*à une énergie d'excitation donnée, la distribution en taille des fragments est trouvée indépendante de la taille du système qui multifragmente (la multiplicité est proportionnelle). Cette indépendance ressort naturellement du calcul semi-classique basé sur la décomposition spinodale en fragments des systèmes*



M.F. Rivet et al., Phys. Lett. B430 (1998) 217



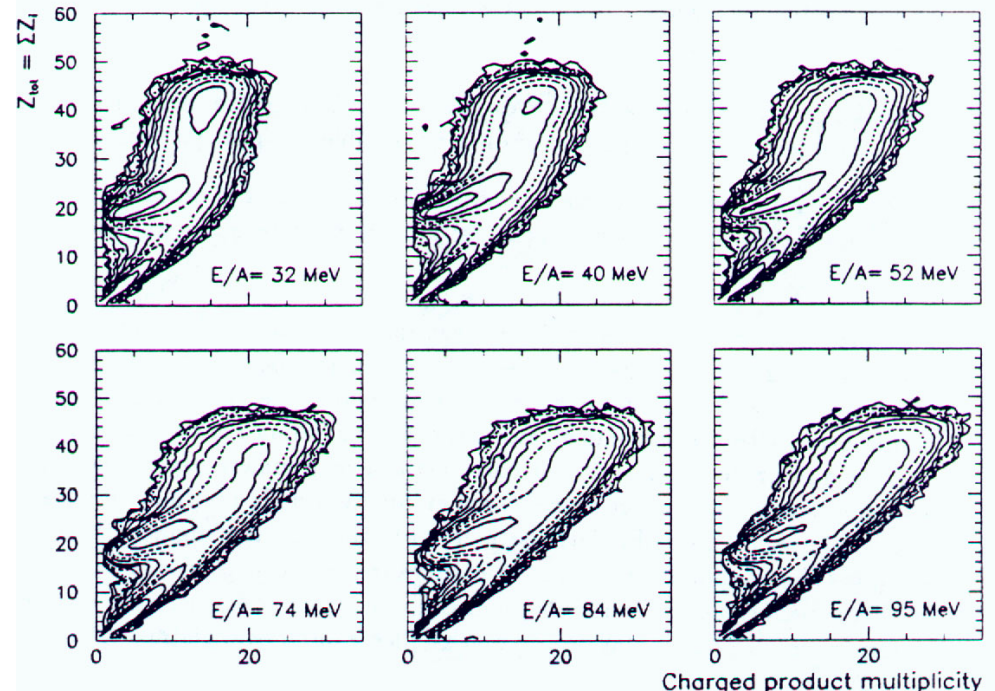
# La vaporisation

La *vaporisation* correspond à des événements où l'on détecte au moins 90% de la charge initiale sous forme de particules légères ( $Z=1,2$ )



E/A de 32 MeV à 95 MeV

Effet de l'énergie incidente sur la *distribution de charge totale détectée*

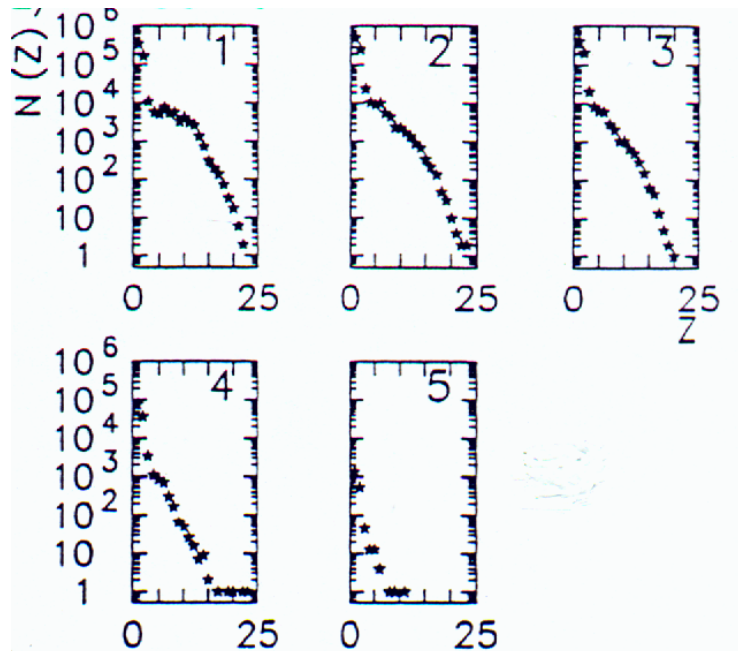
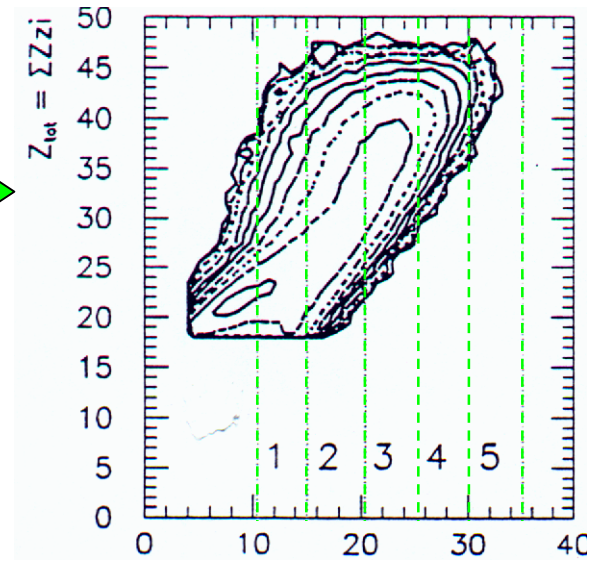


A. Ouatizerga, thèse 1995, Orsay



Découpage en zones de multiplicité 

Distribution en charge en fonction de la zone de multiplicité

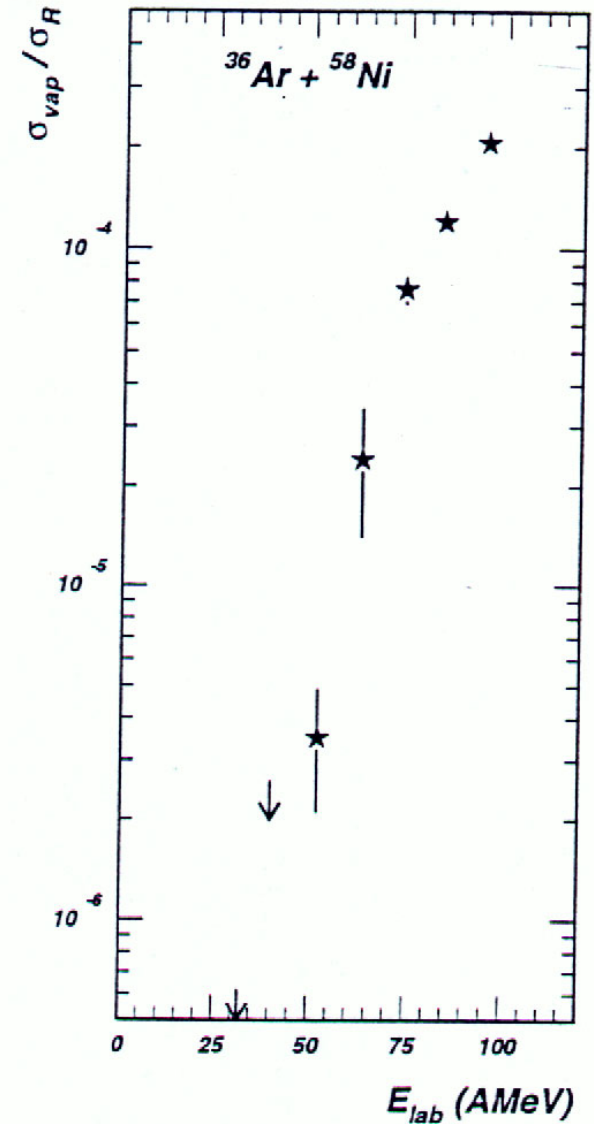


- *abondance des particules légères chargées dominante*
- *la distribution en charge se réduit pour les zones de haute multiplicité*

 *vaporisation*

A. Ouatizerga, thèse 1995, Orsay

*Evolution de la section efficace de vaporisation en fonction de l'énergie incidente*



A. Ouatizerga, thèse 1995, Orsay

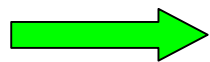
# L'avenir

- Utilisation des faisceaux radioactifs disponibles au GANIL (SISSI et SPIRAL) pour une étude en fonction de l'isospin  $N/Z$
- Amélioration du détecteur pour identification de la masse des fragments

# Faisceaux radioactifs

L'utilisation des faisceaux radioactifs permettra une variation contrôlée du rapport  $N/Z$  (**isospin**)

*Isospin* : - apportera de nouvelles contraintes pour les modèles  
- responsable d'effets observés qui seront mieux compris



recherches de signatures nouvelles liées au degré de liberté **isospin**

- *Les propriétés de la zone spinodale dépendent de son enrichissement neutronique.*
- *Dans le phénomène de **multifragmentation**, la phase de **compression-expansion** dépend de la compétition entre **répulsion coulombienne** et **force nucléaire**.*

**SPIRAL (basse énergie)** : effets thermiques (instabilités, courbes caloriques, ...) dans la multifragmentation

**SISSI (haute énergie)** : effets dynamiques (instabilités mécaniques liées à la décomposition spinodale, ...)

# Amélioration du détecteur

- couplage d'**INDRA** à **VAMOS**
  - détection **particules chargées légères**  
+ **résidu d'évaporation**
- programme R&D pour une identification en charge et en **masse** des fragments

 tests de Si dopés NTD  
(Neutron Transmuted Detector)

# Le plasma de quarks et de gluons

- ✓ Le plasma de quarks et de gluons
- ✓ Signatures expérimentales
- ✓ Le détecteur Na50
- ✓ Résultats expérimentaux
- ✓ L'avenir : STAR et ALICE



# Introduction

CERN : Communiqué de presse du 10 février 2000

Un nouvel **état de la matière** créé au **CERN**

Lors d'un séminaire spécial qui s'est tenu le 10 février, les porte-parole des expériences constituant le programme des ions lourds du CERN ont présenté **des preuves décisives de l'existence d'un nouvel état de la matière** *dans lequel les quarks, au lieu d'être confinés dans des particules plus complexes, comme les protons et les neutrons, sont déliés et se déplacent librement.*

La théorie prédit que cet état a dû exister environ  $10\mu\text{s}$  après le Big Bang, avant la formation de la matière telle que nous la connaissons aujourd'hui, mais aucune confirmation expérimentale n'avait été obtenue jusqu'ici.



# Interactions fondamentales

	gravitation	faible	électromagnétique	forte
particules	toutes	leptons quarks	chargées	quarks
médiateur	graviton	$W^+$ , $W^-$ , $Z$	photon	gluons
intensité	$\sim 10^{-40}$	$\sim 10^{-5}$	$\sim 10^{-2}$	1

# Caractéristiques de l'interaction forte

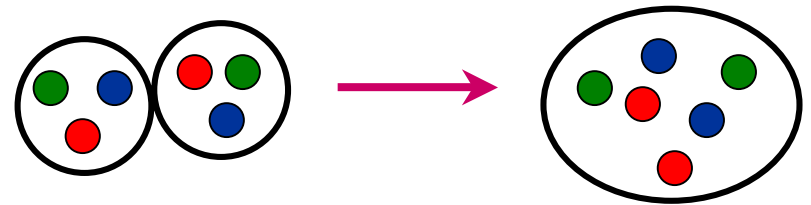
- chaque quark possède une caractéristique particulière : la “couleur” qui se présente sous trois formes (R,V,B) (antiquark → anti-couleur)
  - les quarks interagissent par échange de particules de spin 1 (bosons): les gluons (au nombre de 8) porteurs d'une paire couleur/anti-couleur
  - interaction entre quarks → interaction entre charges de couleur  
QCD (chromodynamique quantique) : théorie décrivant l'interaction forte entre les quarks
  - force de couleur entre les quarks : combinaisons à 3 quarks (baryons, B=1), paires quark-antiquark (mésons, B=0)  
→ système observé sans couleur
  - confinement des quarks dans les hadrons (baryons+mésons)  
→ pas de quarks libres
- les gluons ont une charge de couleur → interactions entre gluons



# Plasma de quarks et de gluons

Dans les **nucléons**, les quarks sont confinés dans une région de  $\sim 1$  fm. Dans les **noyaux**, la distance entre les nucléons est de  $\sim 2$  fm  $\longrightarrow$  les nucléons sont au contact

En augmentant la densité de la matière nucléaire par compression ou chauffage

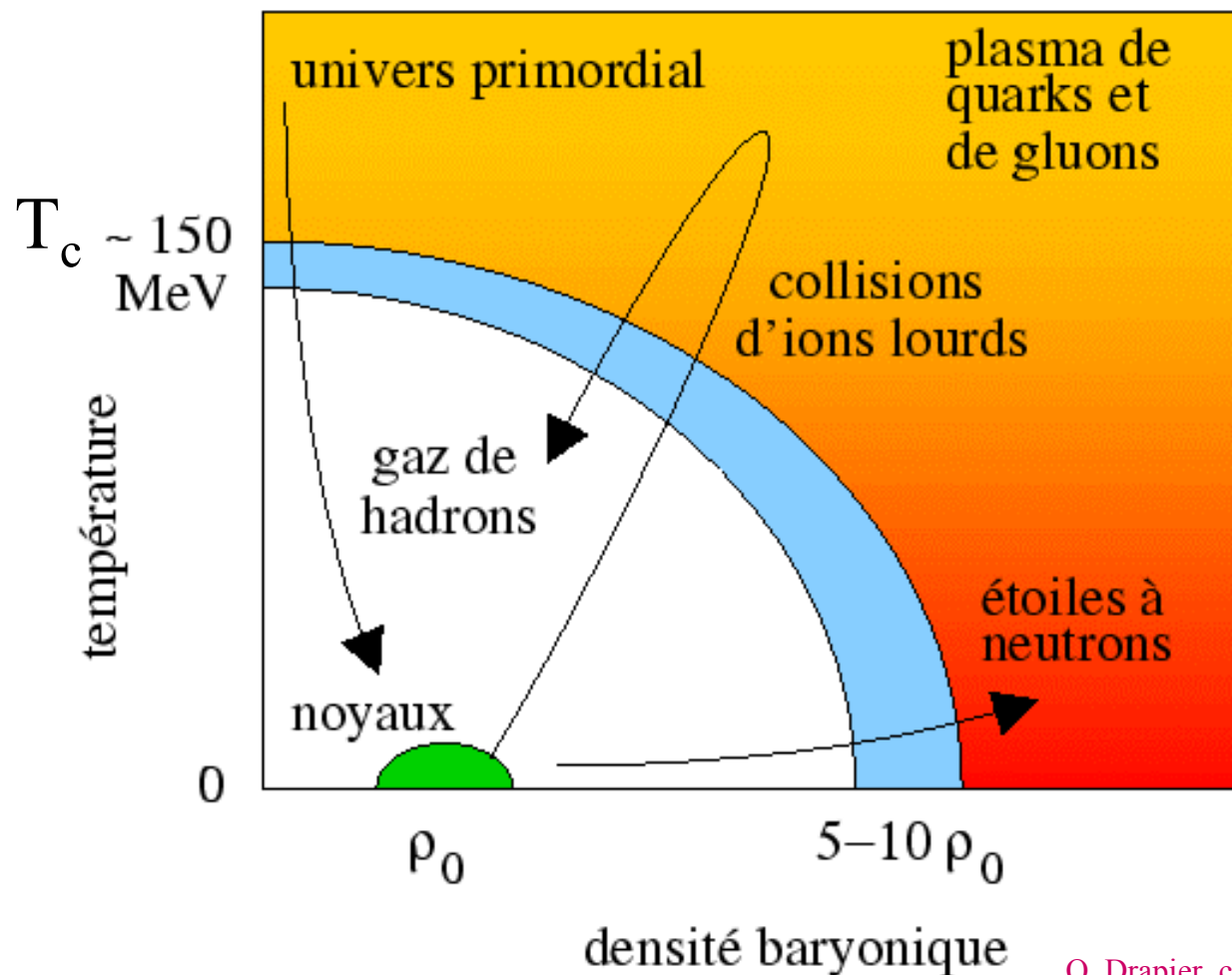


$\longrightarrow$  les nucléons se recouvrent et perdent leur identité

Les quarks et les gluons sont les nouveaux degrés de liberté

$\longrightarrow$  nouvelle phase : **plasma de quarks et de gluons**

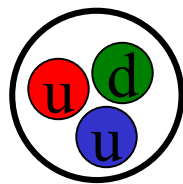
# Diagramme de phase de la matière nucléaire



O. Drapier, cours Joliot-Curie, 1995

# Transition de phase

Modèle du sac : description phénoménologique du confinement des quarks dans les nucléons



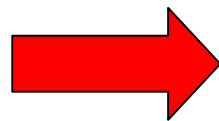
← pression  
du sac B

équilibre



pression sac = pression quarks

en minimisant l'énergie totale du sac :



$$B^{1/4} = 206 \text{ MeV} \quad \text{pour } r_{\text{sac}} = 0.8 \text{ fm}$$

La **transition de phase** de déconfinement de la matière hadronique se manifeste par une variation brutale du **nombre de degrés de liberté** effectifs du système

Gaz de pions :  $N_p = 3$

Gaz de quarks et de gluons :

$$N_{qg} = \underbrace{(7/8)}_{\text{statistique}} * \underbrace{2}_{\text{nb q}} * \underbrace{2}_{\text{nb } \bar{q}} * \underbrace{2}_{\text{spin}} * \underbrace{3}_{\text{couleur}} + \underbrace{2}_{\text{spin}} * \underbrace{8}_{\text{nb g}} = 37$$

Dans un modèle simple : les deux phases = gaz parfaits

densité d'énergie :

$$\epsilon_p = 3 \frac{\pi^2}{30} T^4$$

$$\epsilon_{qg} = 37 \frac{\pi^2}{30} T^4 + B$$

pression :

$$P_p = \frac{\epsilon}{3} = 3 \frac{\pi^2}{90} T^4$$

$$P_{qg} = 37 \frac{\pi^2}{90} T^4 - B$$

Changement de phase :

$$P_p = P_{qg} \Rightarrow T = \left\{ 90 / (34 * \pi^2) \right\}^{1/4} * B^{1/4}$$

$T \approx 150 \text{ MeV}$  en accord avec les calculs  
de QCD (150-200 MeV)

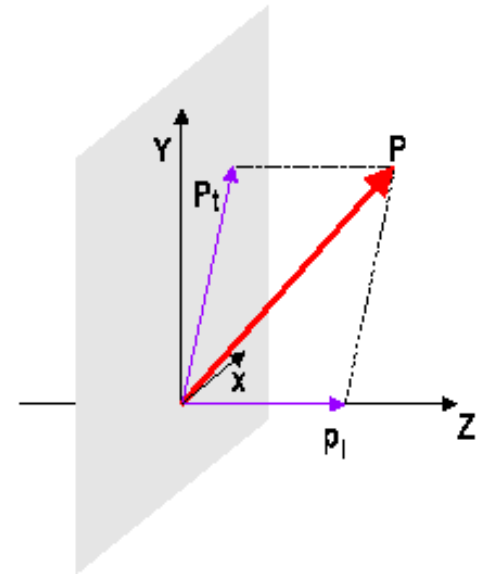
Ordres de grandeur :  $T = 200 \text{ MeV} \longrightarrow T = 2000 * 10^9 \text{ K}$   
*soit 100000 fois  $T$  au centre du soleil ( $20 * 10^6 \text{ K}$ )*  
*pression correspondant à  $\varepsilon = 3 \text{ GeV/fm}^3$*   
 $\longrightarrow P = 1.6 * 10^{32} \text{ kg/cm}^2 = 8 M_{\text{soleil}}/\text{cm}^2$



## ➤ Cinématique :

- énergie totale dans le centre de masse ( $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0$ ) =  $\sqrt{s}$   
s = carré de la quadri-impulsion totale du système  
=  $(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 = m_1^2 + 2E_1E_2 - 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2 + m_2^2$   
ex : p+p à 158 GeV ( $p_2=0$ ) →  $\sqrt{s} = 17.2$  GeV  
collisionneur :  $\vec{p}_1 = -\vec{p}_2$  →  $\sqrt{s} = 2E$

- impulsion longitudinale  $\vec{p}_1 = \vec{p}_z$   
(z direction du faisceau)  
impulsion transverse  $\vec{p}_t = \vec{p}_x + \vec{p}_y$   
masse transverse  $m_t = (\vec{p}_t^2 + m^2)^{1/2}$



## ➤ rapidité

- rapidité :  $y = \frac{1}{2} * \ln \frac{(E+p_1)}{(E-p_1)}$

$y \rightarrow$  vitesse  $v$  si  $v \ll c$

*en mécanique classique : additivité des vitesses lors  
des changements de repère*

*en mécanique relativiste : additivité des rapidités*

- pseudo-rapacité : si  $p \gg m$   $y \rightarrow \eta = - \ln \left[ \tan \frac{\theta}{2} \right]$

avec  $\theta =$  angle entre  $p$  et le faisceau incident

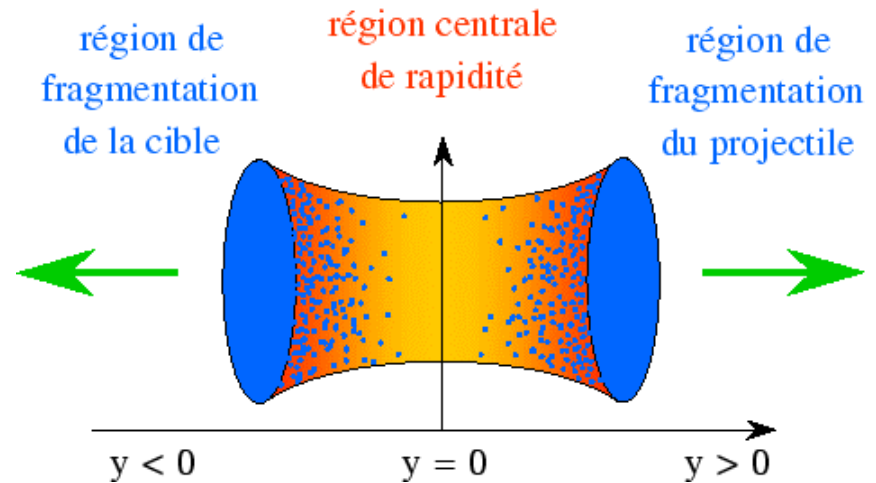
$$\text{si } \theta = \pi/2 \Rightarrow \eta = 0 \quad \text{si } \theta = 0 \Rightarrow \eta = \infty$$

# Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes

*dans le centre de masse :*

*les dimensions longitudinales des deux ions sont contractées d'un facteur  $\gamma$  (Lorentz,  $\sim 10$  pour 200 GeV sur cible fixe)*

*Les deux ions se traversent et laissent entre eux un milieu hautement excité dont le contenu dépend de la transparence des noyaux donc de leur énergie initiale.*



O. Drapier, cours Joliot-Curie, 1995

*Transparence nucléaire (haute énergie) : la région centrale est très excitée mais dépourvue de nucléons. L'énergie se trouve sous la forme d'un gaz de hadrons (pions) de densité baryonique nulle.*

*La densité d'énergie initiale déposée lors de la collision peut être calculée par la formule de Bjorken :*

$$\varepsilon = \left. \frac{dE_t}{dy} \right|_{y=0} \frac{1}{S_t \tau}$$

$E_t$  : énergie transverse des particules émises par unité de rapidité autour de  $y = 0$

$S_t \tau$  : volume de recouvrement ( $S_t$  : surface de recouvrement des deux noyaux, dépendant du paramètre d'impact  $b$  ;  $\tau$  : temps de formation des partons lors de l'interaction,  $\tau \sim 1 \text{ fm}/c$ )

# Evolution spatio-temporelle d'un plasma de quarks et de gluons

## Expansion longitudinale (z) en fonction du temps (t)

Les différentes étapes de la réaction peuvent s'exprimer dans le repère propre des composants du système formé

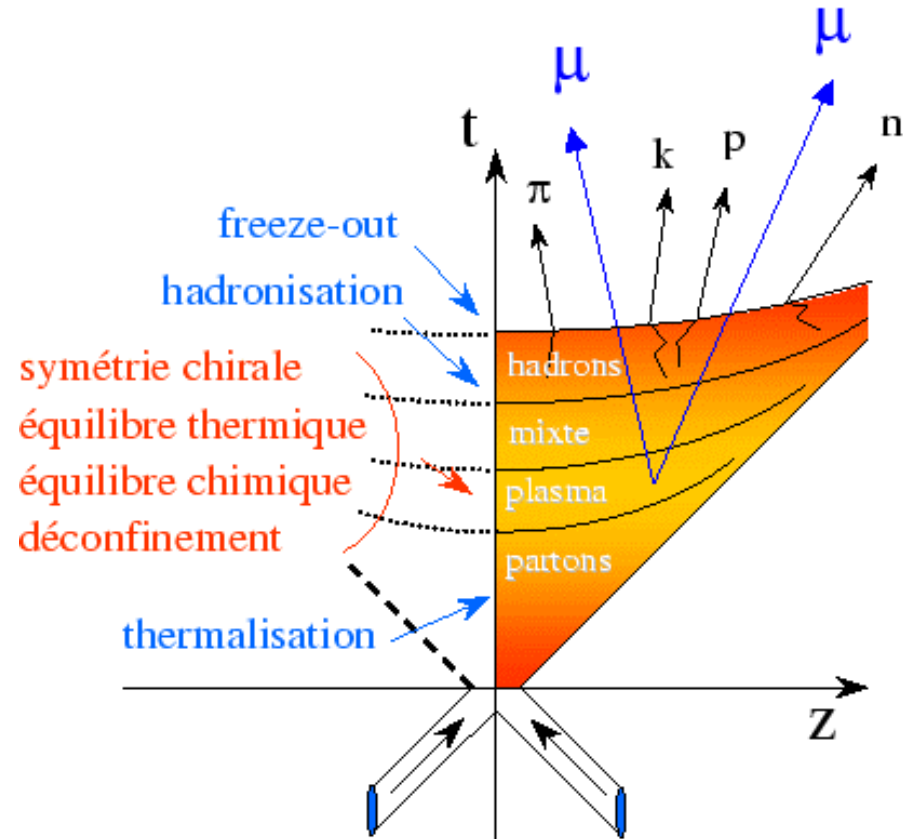
temps propre :

$$\tau = (t^2 - z^2)^{1/2}$$

$\tau = \text{cste} \rightarrow$  hyperbole

Collision au point  $t = 0, z = 0$

O. Drapier, cours Joliot-Curie, 1995



# Phases de l'évolution spatio-temporelle

- *phase de pré-équilibre* ( $\tau \sim 1 \text{ fm}/c \sim 3 \cdot 10^{-24} \text{ s}$ ) : les cascades d'interactions hadroniques créent un grand nombre de partons qui atteignent la *thermalisation* (toutes les particules ont la même température) et l'*équilibre chimique* (rapports entre nombre de quarks  $u, d, s$  fixes)  $T \sim 230 \text{ MeV}$ ,  $\varepsilon \sim 3 \text{ GeV}/\text{fm}^3$  (SPS)
- *phase plasma* ( $\tau \sim 5 \text{ fm}/c$ ) : le système de quarks et de gluons déconfinés subit une forte expansion et se refroidit  
 $T_c \sim 179 \text{ MeV}$ ,  $\varepsilon_c \sim 1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$
- *phase mixte* ( $\tau \sim 10 \text{ fm}/c$ ) : à la température critique  $T_c$  les hadrons commencent à se former  $T = \text{cste}$ ,  $\varepsilon \searrow$  (nb d° de liberté  $\searrow$ )
- *phase hadronique* ( $\tau \sim 20 \text{ fm}/c$ ) : le gaz de hadrons se détend et se refroidit jusqu'au moment où les hadrons cessent d'interagir entre eux (*freeze-out*)  $T \sim 100\text{-}140 \text{ MeV}$ ,  $\varepsilon \sim 0.05 \text{ GeV}/\text{fm}^3$

# Signatures expérimentales du plasma

- ✓ pour mettre en évidence la formation d'un plasma, il faut mesurer les observables ayant un comportement différent selon que le plasma ait été formé ou non
- ✓ expérimentalement : mesurer ces observables en collision p-A (où  $\varepsilon < \varepsilon_c$ ), extrapoler ces valeurs aux collisions A-A et les comparer à celles mesurées. Des différences significatives peuvent indiquer l'existence du plasma
- ✓ caractérisation du système formé lors de la collision A-A : observables globales (conditions géométriques initiales, évolution spatio-temporelle, caractéristiques thermodynamiques)

## Principales signatures proposées :

- ❑ le déconfinement doit interdire la formation d'états résonants de saveurs lourdes :  $J/\psi$  (état  $c - \bar{c}$ )
- ❑ l'équilibre chimique doit conduire à une production d'**étrangeté** supérieure à la normale
- ❑ comme tout milieu thermalisé, le plasma doit rayonner des photons qui peuvent se matérialiser en paires de leptons (électrons ou muons) : les **dileptons thermiques**
- ❑ la restauration de la symétrie chirale peut entraîner un déplacement en masse de certaines résonances :  $\rho$  ou  $\phi$



# Les faisceaux d'ions lourds ultra-relativistes

accélérateur	AGS	SPS	RHIC	LHC
$\sqrt{s}$ (GeV/nn)	5	17	200	5500
$\varepsilon$ (GeV/fm <sup>3</sup> )	1.5	3.7	7.6	13
T (MeV)	150	200	250	280

# Historique

## ➤ *faisceaux sur cibles fixes*

- 1986 SPS-CERN  $^{16}\text{O}$  200 GeV/n  
AGS-BNL  $^{16}\text{O}$  14.6 GeV/n
- 1987 SPS  $^{32}\text{S}$  200 GeV/n
- 1992 AGS Au 11.6 GeV/n
- 1994 SPS Pb 158 GeV/n (7 expériences)

## ➤ *faisceaux en collision*

- 2000 RHIC-BNL Au 30-200 GeV/n (4 expériences)
- 2006 LHC-CERN Pb 5500 GeV/n (ALICE, CMS)

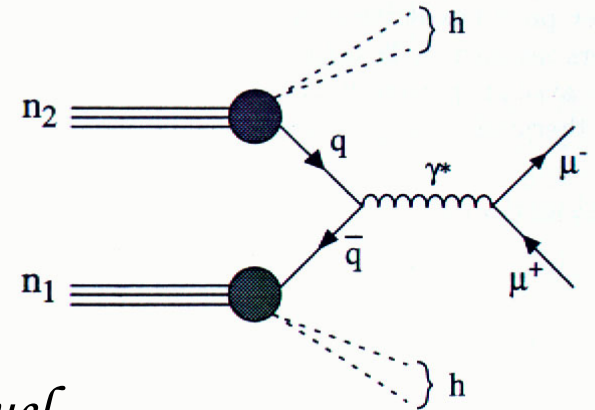
# Expériences au CERN avec les faisceaux de Pb

code	mesures
Na44	distrib. pt de $\pi, K, p \dots$ corrélations à plusieurs particules
Na45	paires $e^+e^-$ jusqu'à $m \sim 1.5 \text{ GeV}/c^2$
Na49	hadrons chargés et particules étranges neutres ( $K^0, \Lambda$ )
Na50	paires $\mu^+\mu^-$
Na52	Recherche d'objet exotiques (étrangelets, états multi-quarks ayant des contenus en quarks u,d,s similaires)
Wa97/Na57	Baryons et anti-baryons étranges ( $\Lambda, \Sigma, \Xi, \Omega$ )
Wa98	Photons directs, $\pi^0, \eta$ et hadrons chargés

# Signatures leptoniques dans Na50

- production de dimuons thermiques

*mécanisme de Drell-Yann : processus d'annihilation électromagnétique, quark-antiquark, donnant une paire de leptons via l'émission d'un photon virtuel*



L. Capelli, thèse Lyon, 2001

- suppression du  $J/\psi$

*diminution de la production du  $J/\psi$  ( $c\bar{c}$ ) par effet d'écrantage du plasma de quarks et de gluons*

# Le détecteur Na50

L'appareillage doit réaliser



mesure des impulsions des muons  
mesure de la centralité des collisions  
mesure de la position de la cible  
un déclenchement ou trigger

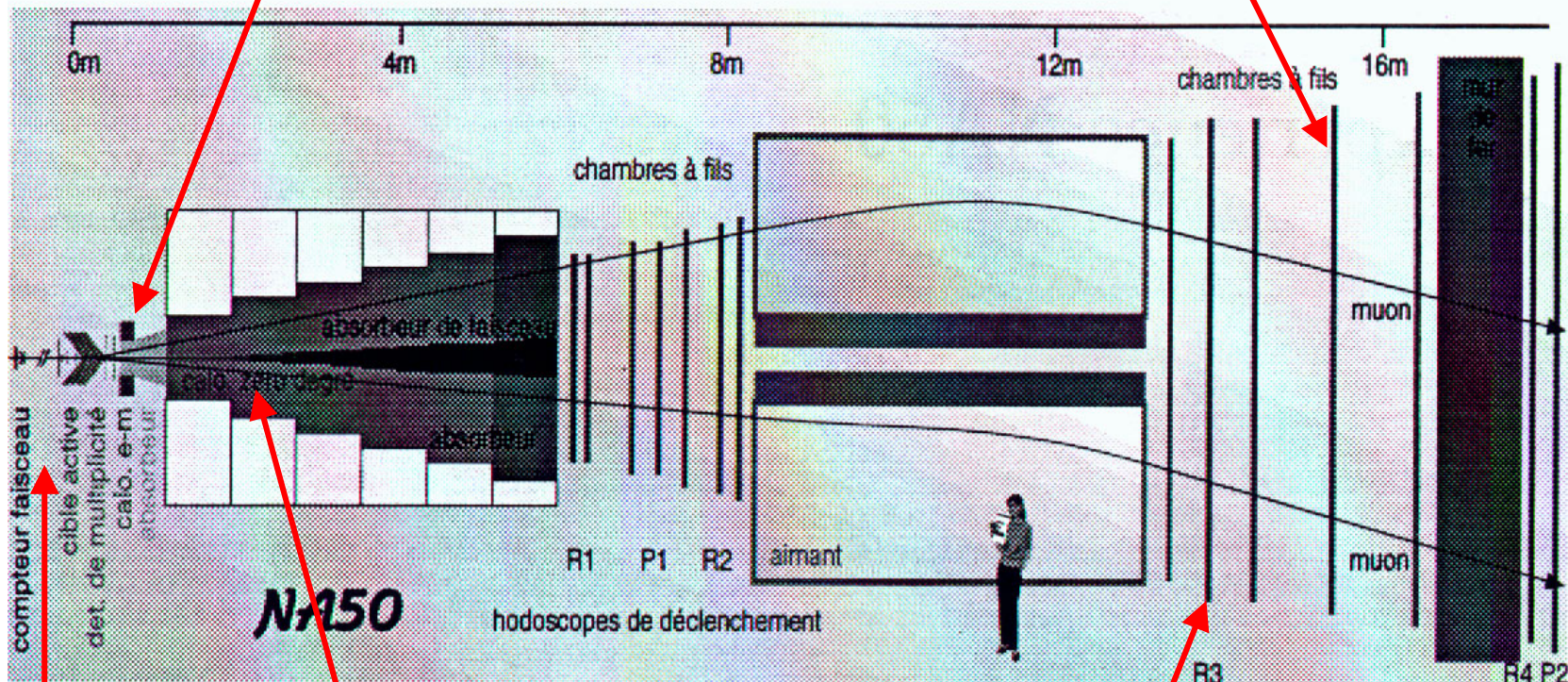
il faut



un spectromètre  
un calorimètre(s)  
un détecteur de cibles  
des hodoscopes de scintillateurs

calorimètre électromagnétique

chambres



calorimètre hadronique

hodoscopes

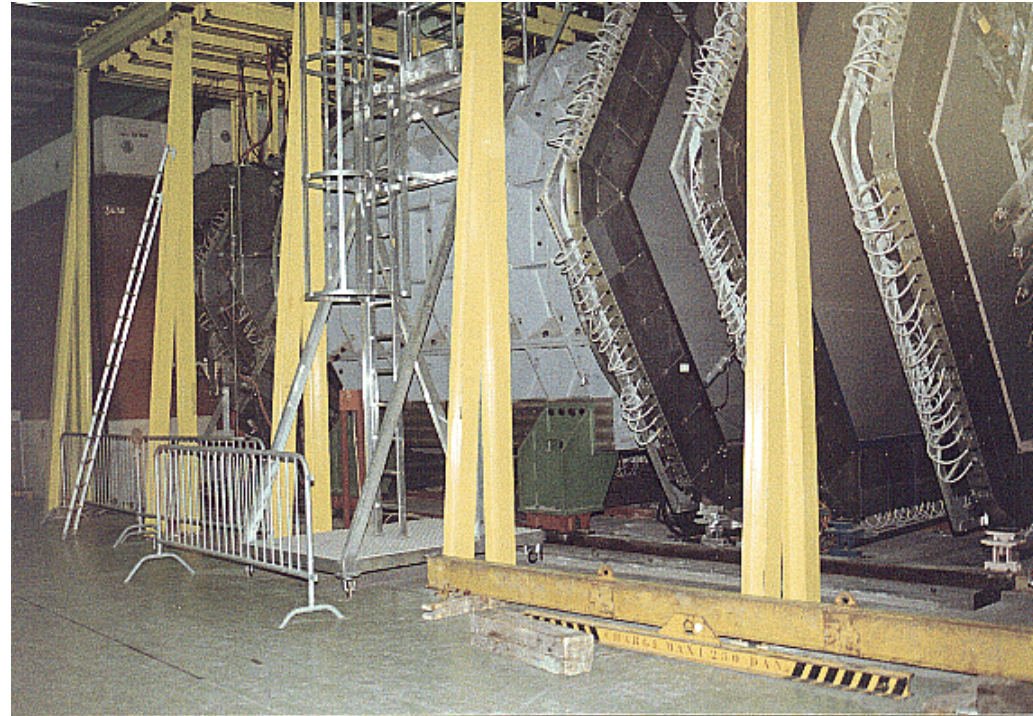
région cible



# Le spectromètre à muons

constitué d'un aimant toroïdal (7000 Gauss) et encadré par 2 groupes de 4 chambres à fils (détecteurs gazeux)

Les particules chargées sont déviées par le champ magnétique, les chambres à fils donnent l'**angle de déviation** et les **trajectoires**



Connaissant le champ magnétique, on en déduit l'**impulsion**

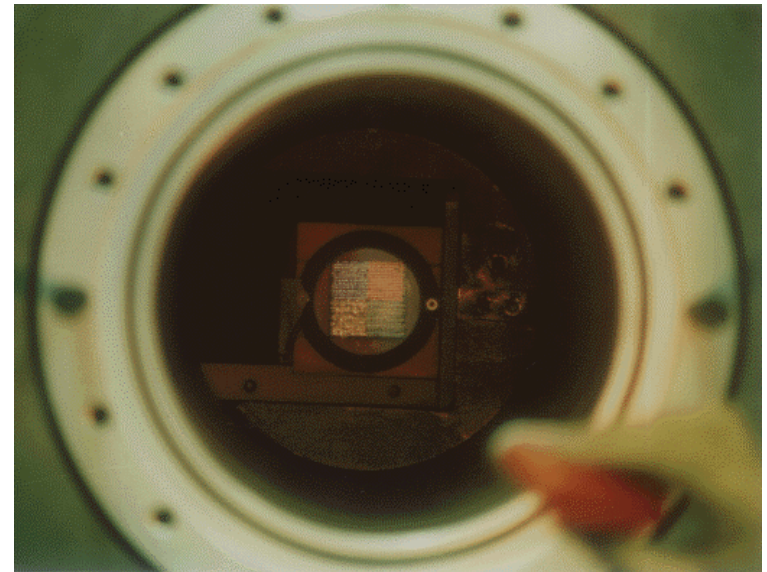
# Les calorimètres

## o calorimètre électromagnétique

mesure l'énergie totale du flux photons et électrons issus de la collision par création de paires  $e^+e^-$  et le rayonnement de freinage (bremstrahlung)

## o calorimètre hadronique

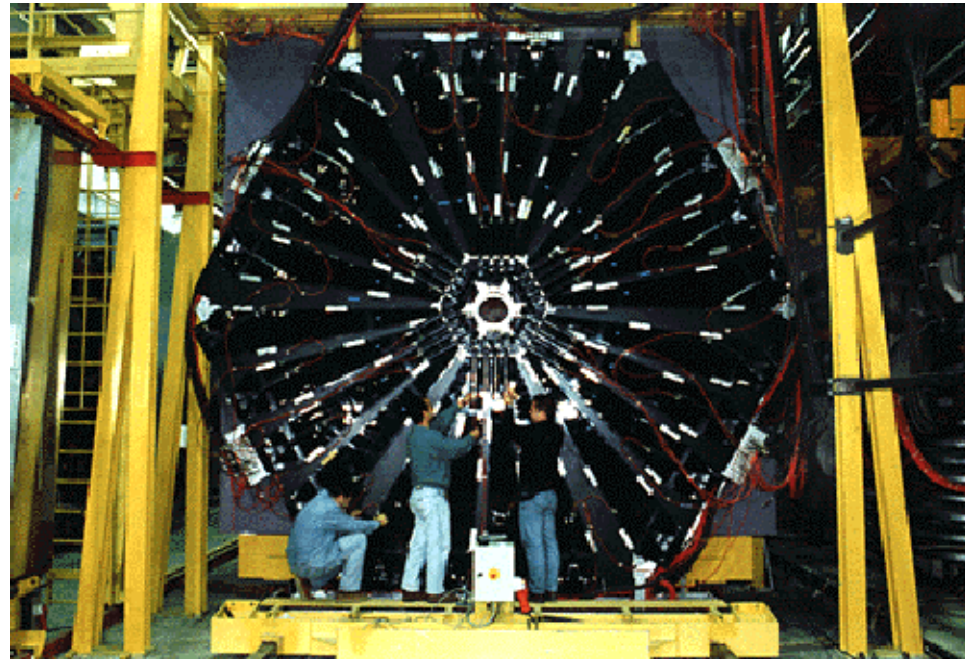
mesure l'énergie des hadrons  
interaction nucléaire des hadrons  
→ gerbes de particules





# Le déclenchement

Le déclenchement est fourni par le passage de muons dans 4 plans de détection constitués d'**hodoscopes** de lattes de scintillateurs

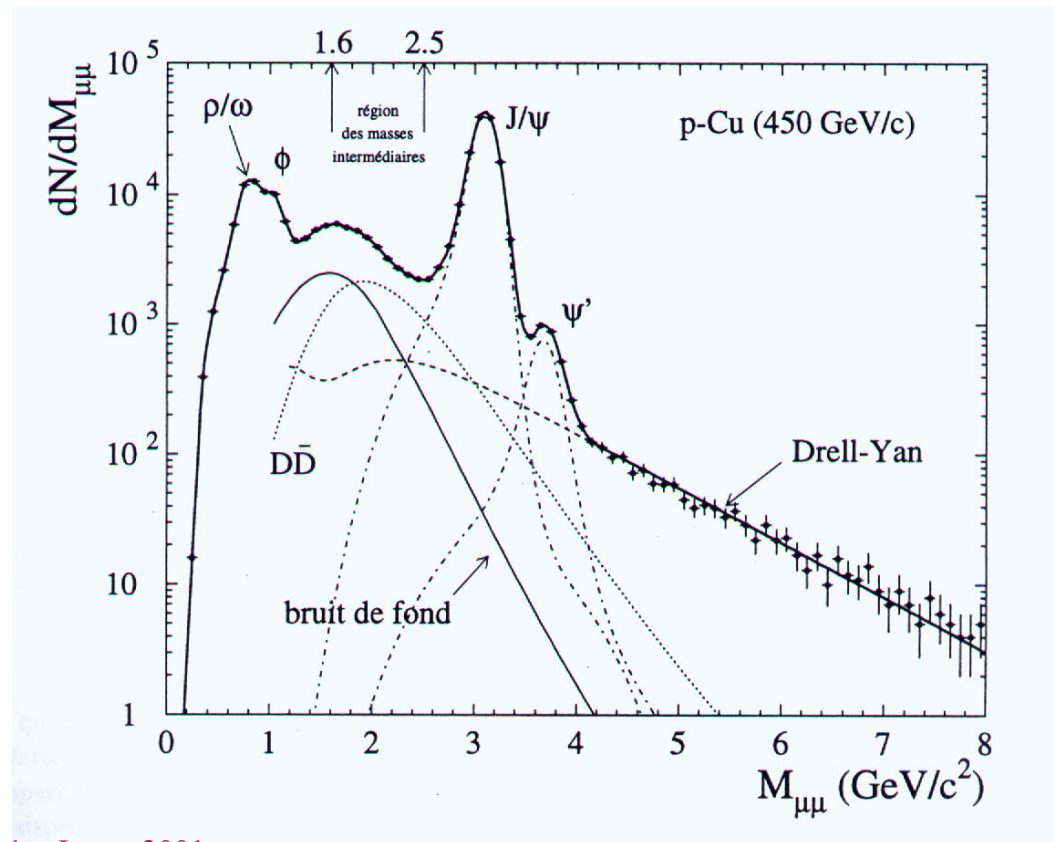


# Analyses

## Contributions au spectre de dimuons

*Les distributions en masse  $dN/dM$  du  $DY$ , du  $J/\psi$  et du  $\psi'$  sont connues.*

*La forme de la distribution du charme ouvert  $D\bar{D}$  (méson contenant un quark ou un anti-quark  $c$ ) a été étudiée.*

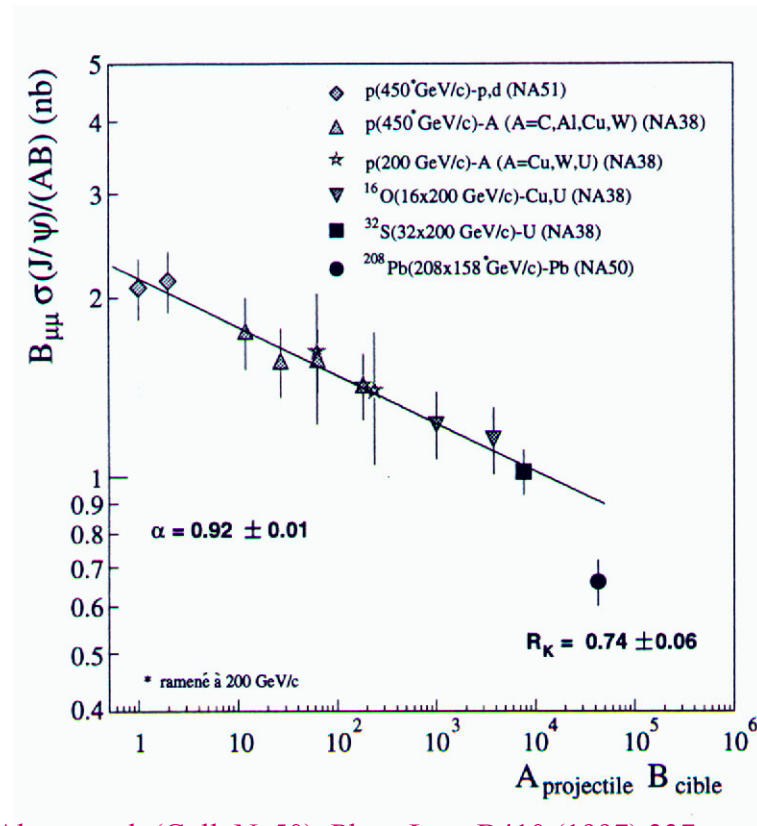


L. Capelli, thèse Lyon, 2001

# Résultats : la suppression du $J/\psi$

section efficace de production  
du  $J/\psi$  par collision nucléon-  
nucléon en fonction du produit  
 $A*B$  des nombres de masse du  
projectile et de la cible

Le point **Pb-Pb** est 25% plus  
bas que l'extrapolation

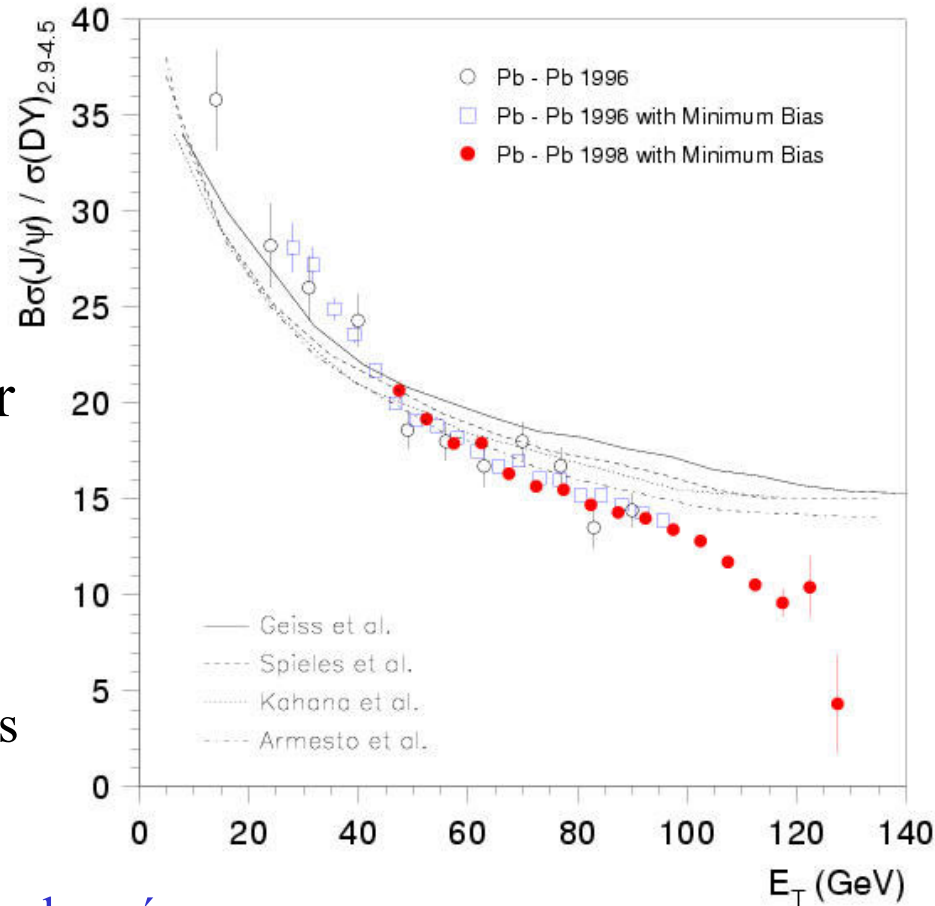


M.C. Abreu et al. (Coll. Na50), Phys. Lett. B410 (1997) 337

production de  $J/\psi$  comparé au Drell-Yann dans la région (2.9 – 4.5) GeV en fonction de l'énergie transverse.

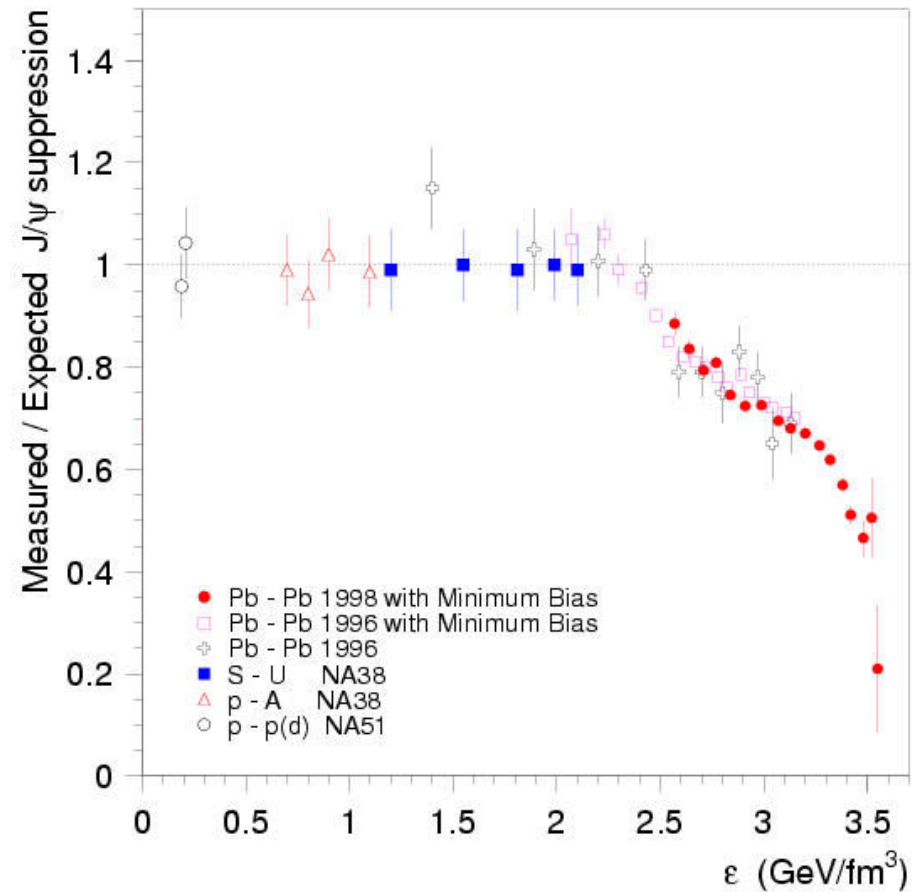
deux ruptures de pentes, autour de 35 GeV et 100 GeV  
 $\Rightarrow$  absorption anormale

Les courbes représentent des modèles d'absorption du  $J/\psi$  dans la matière nucléaire et dense ou dans un gaz de hadrons. Elles ne reproduisent pas les données.



M.C. Abreu et al. (Coll. Na50), Phys. Lett. B477 (2000) 28

taux de production du  $J/\psi$  mesuré normalisé par le taux de production attendu en cas d'absorption nucléaire en fonction de la densité d'énergie.



M.C. Abreu et al. (Coll. Na50), Phys. Lett. B477 (2000) 28

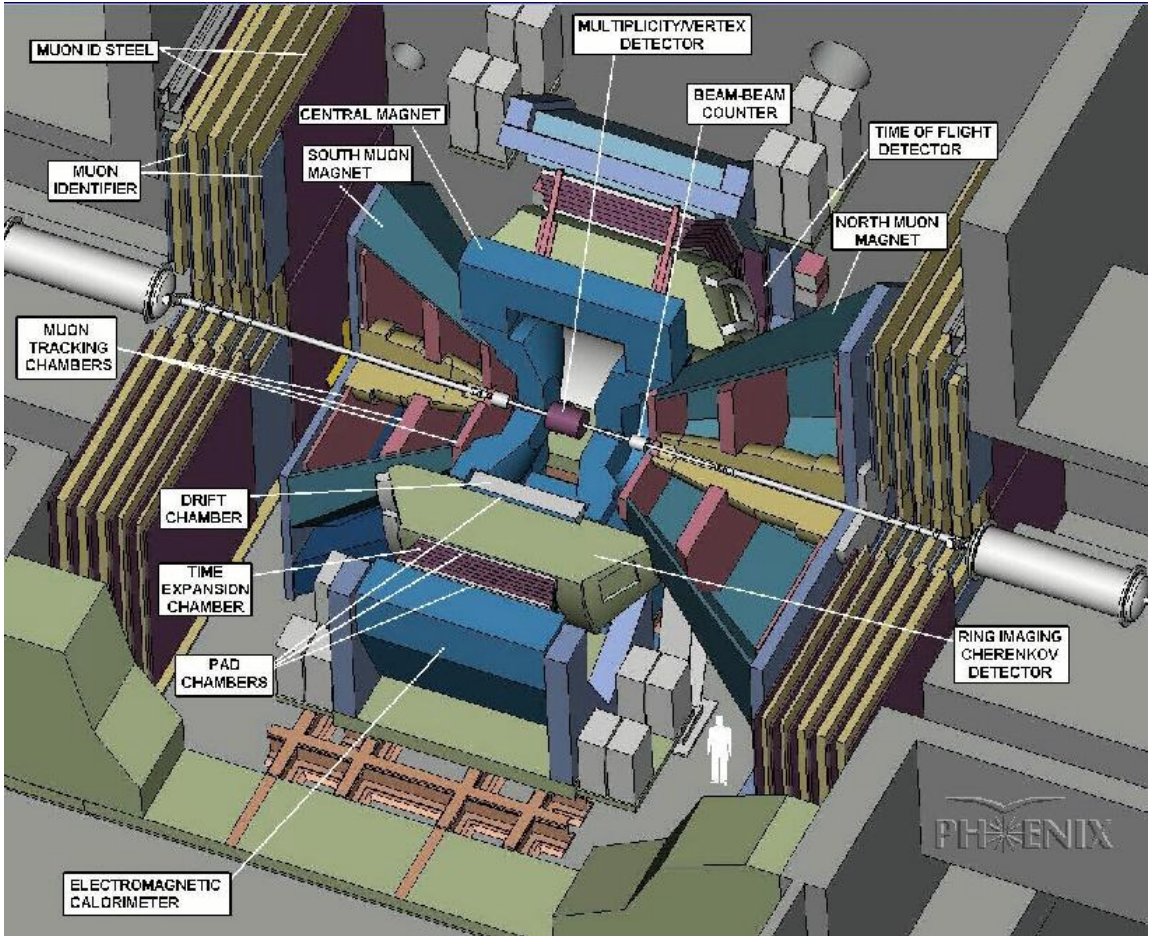
Les résultats obtenus sur **Na50** participent au faisceau d'indices permettant de conclure que les quarks et les gluons ont été déconfinés dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Le **déconfinement** signifie que nous sommes proches de l'apparition du **plasma de quarks et de gluons**

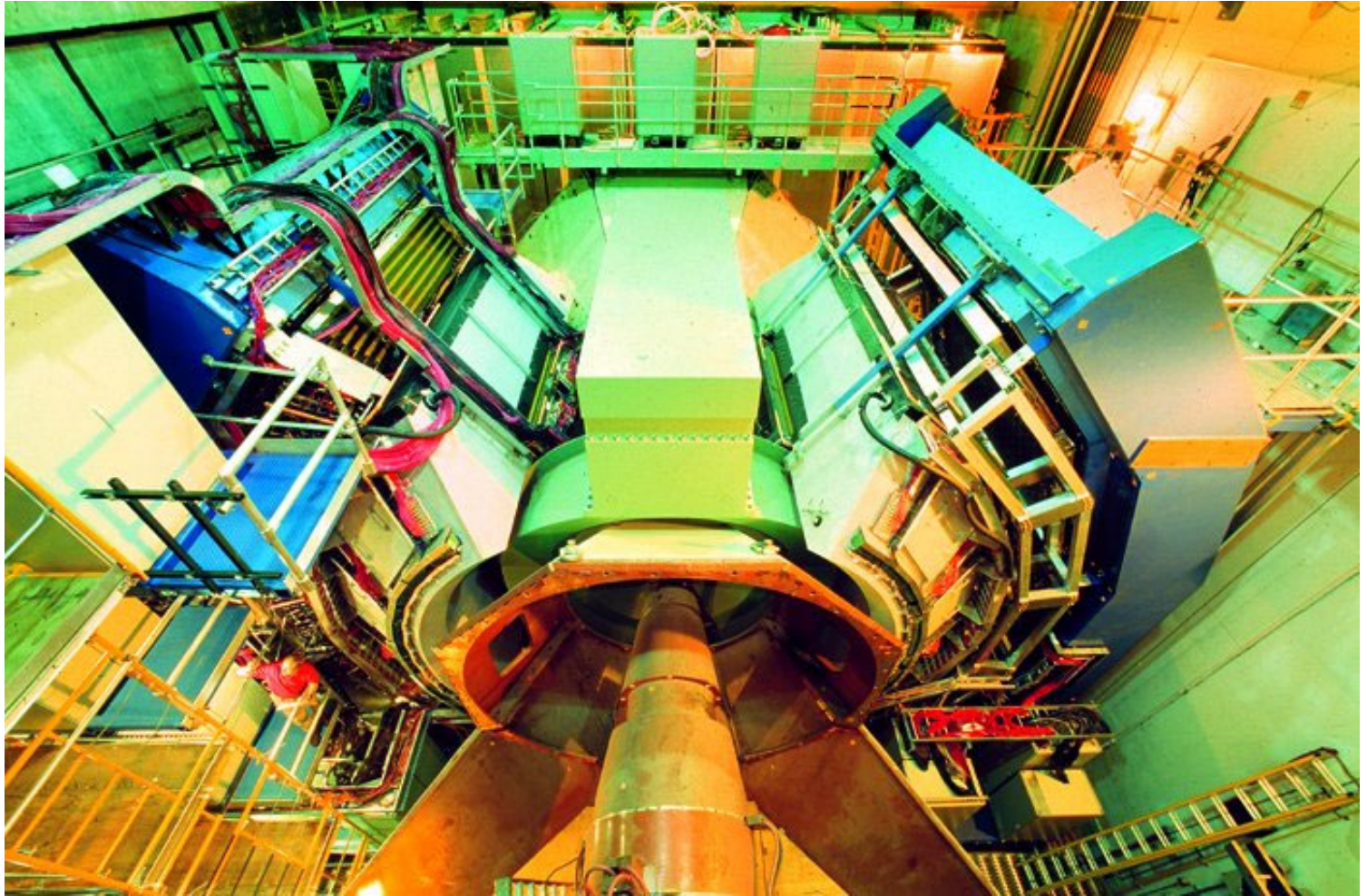


**Expériences sur collisionneurs**

# RHIC - BNL

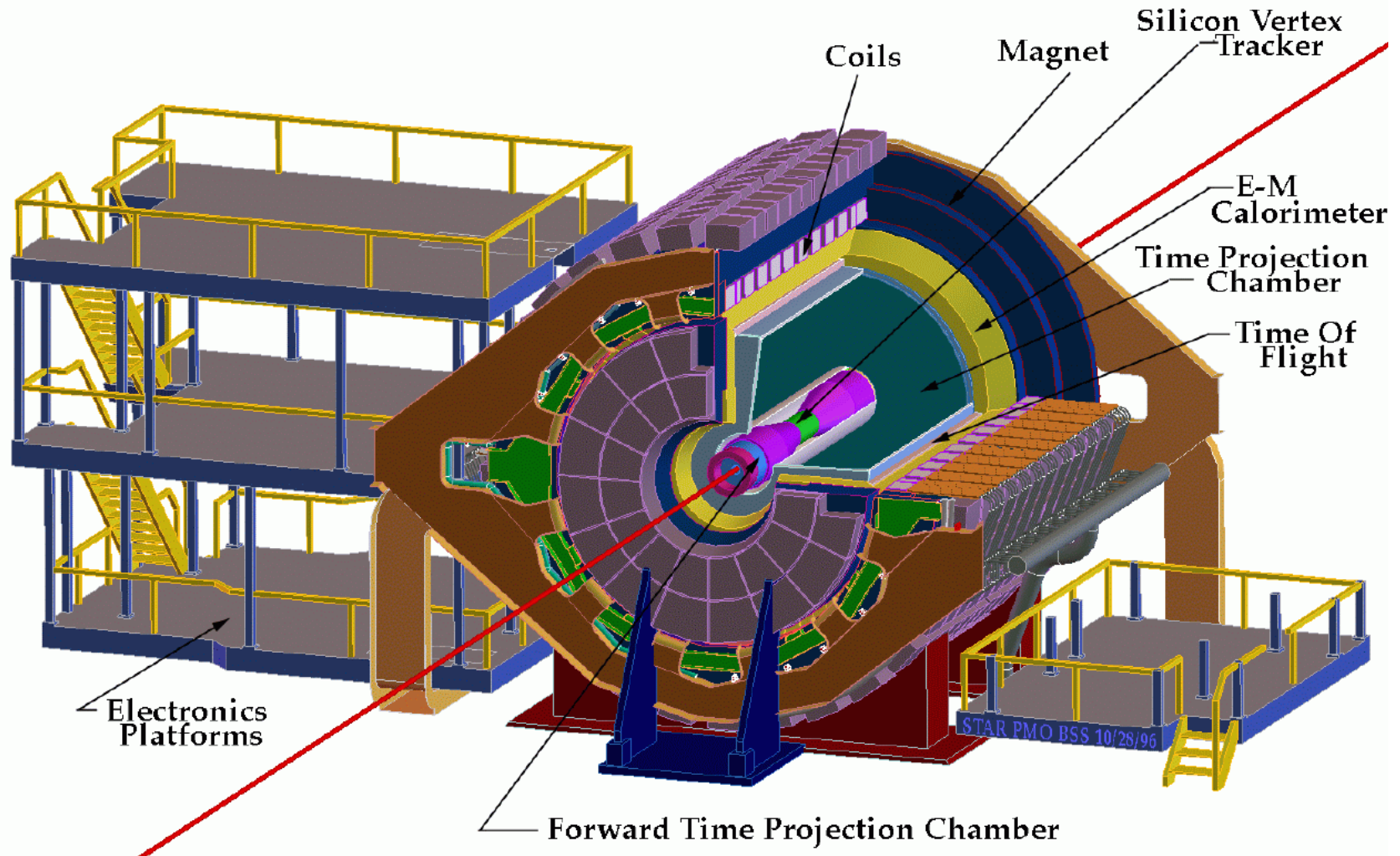
## PHENIX

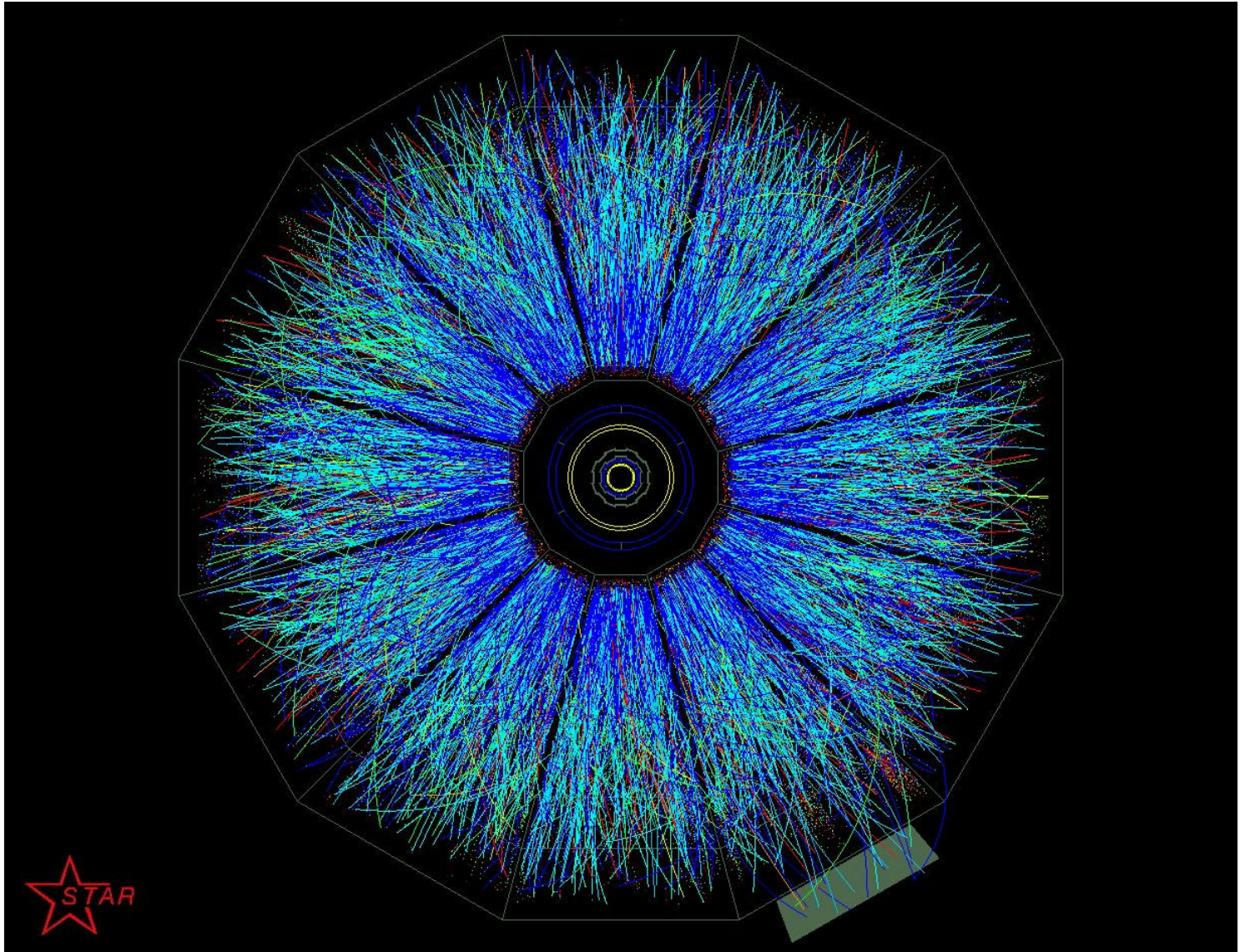


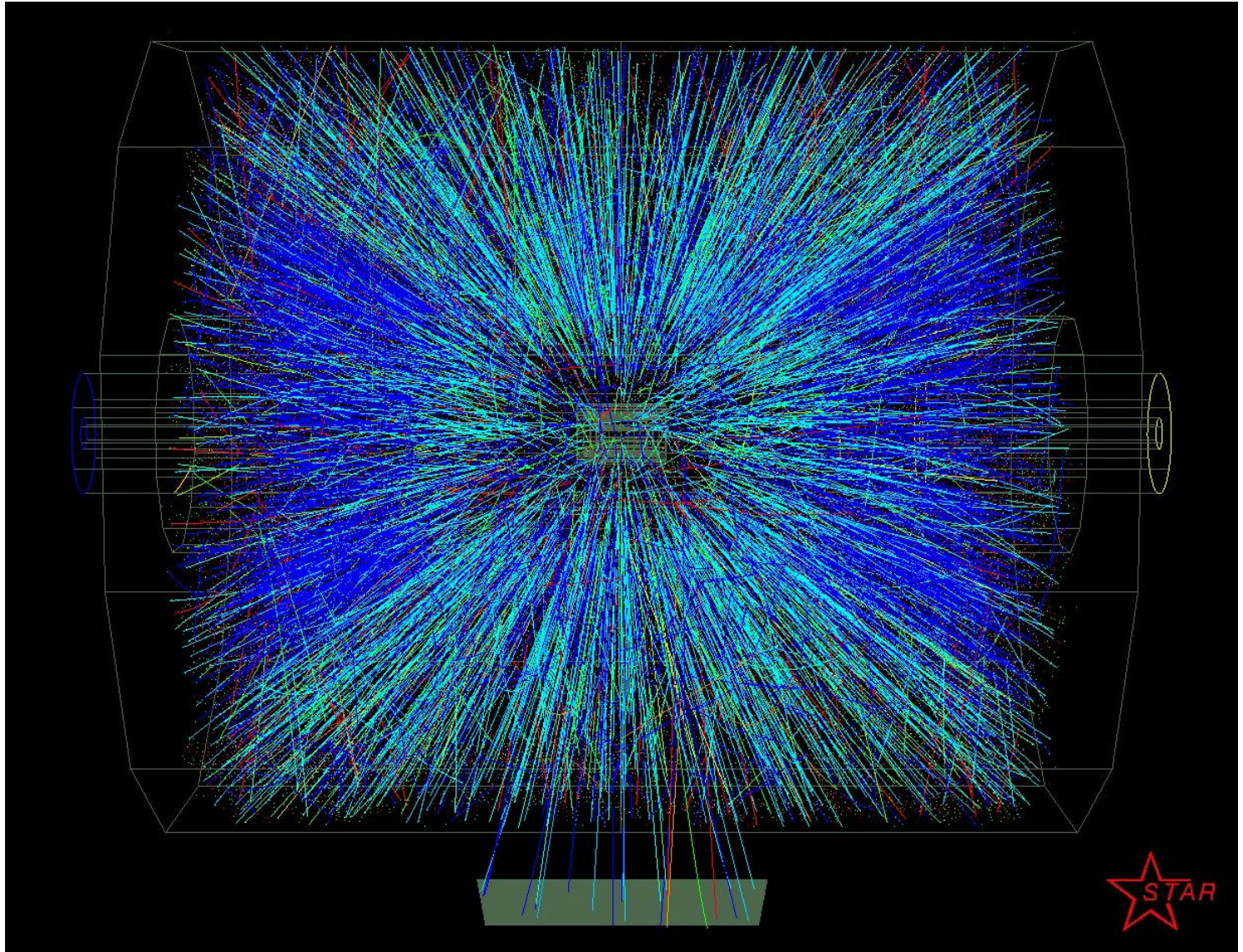




# STAR Detector

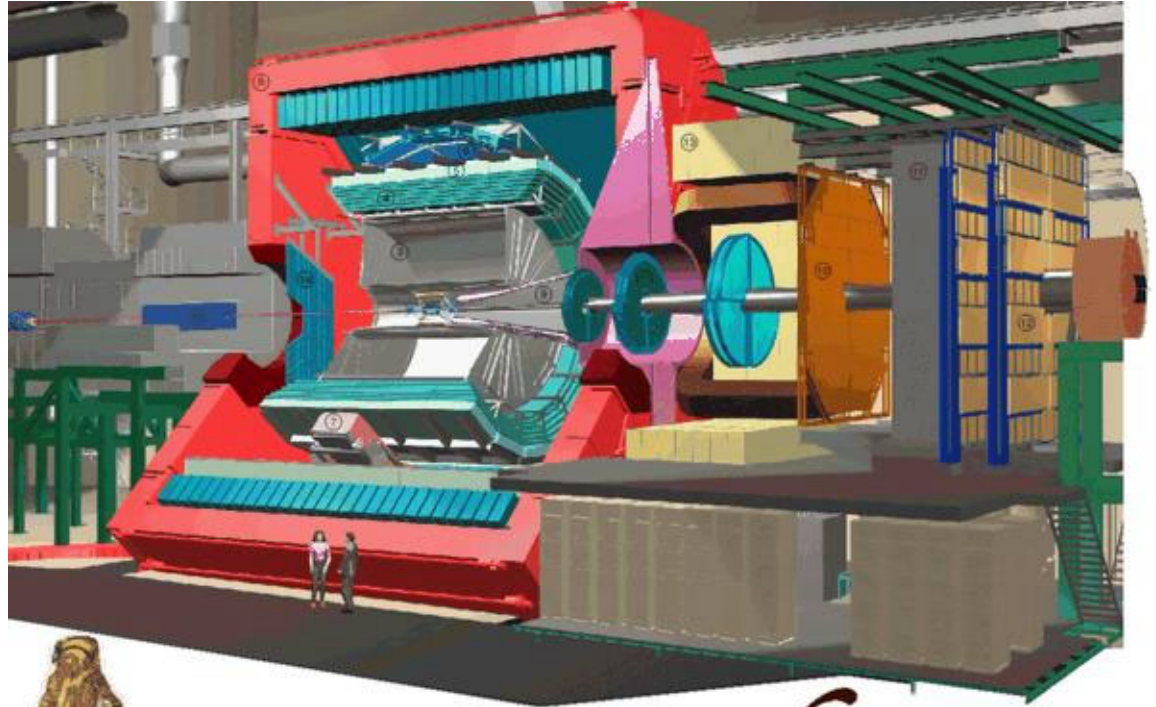




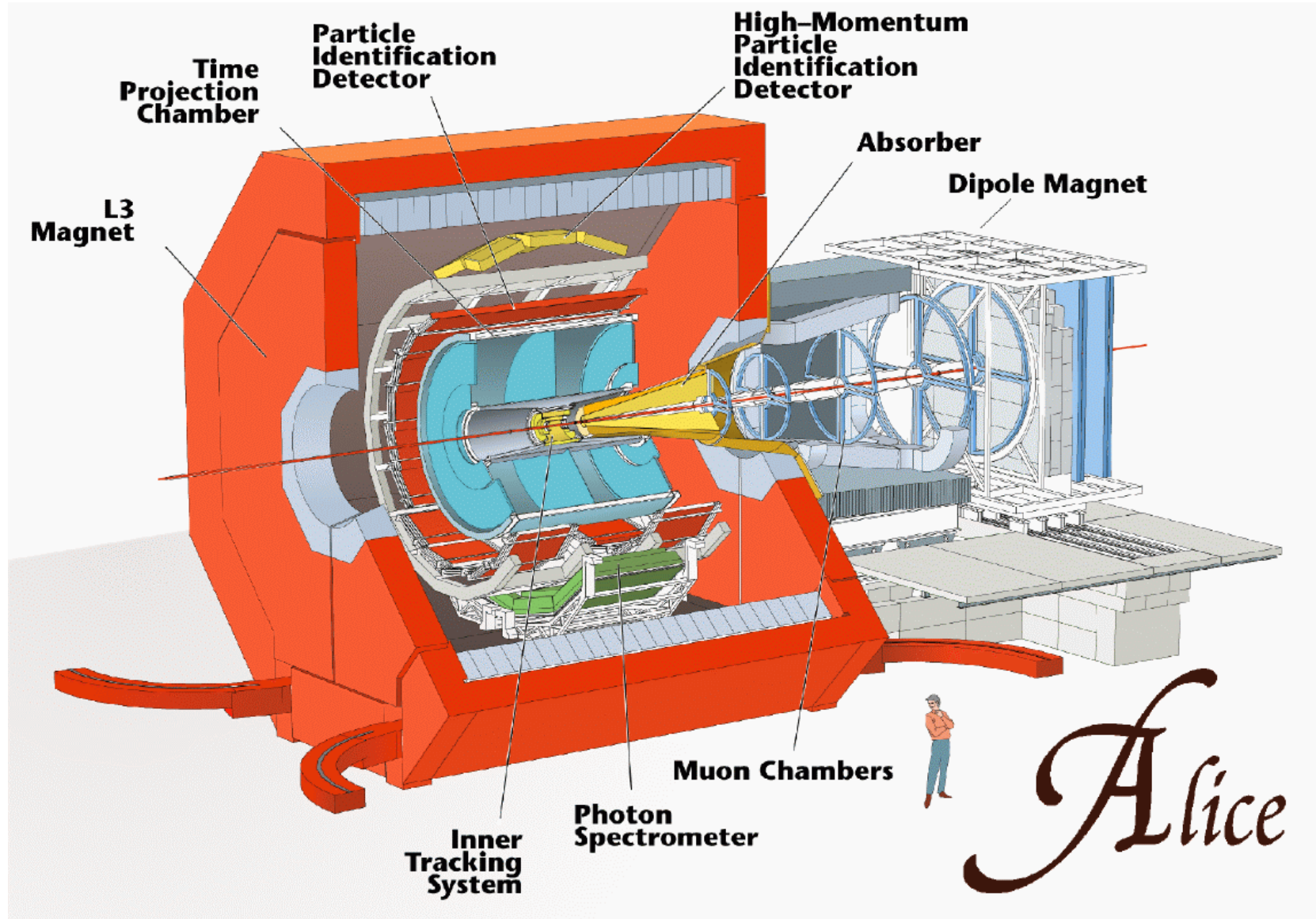


# ALICE

A Large  
Ion  
Collider  
Experiment  
at CERN  
LHC



*Alice*



# Description du détecteur ALICE

## □ tonneau central

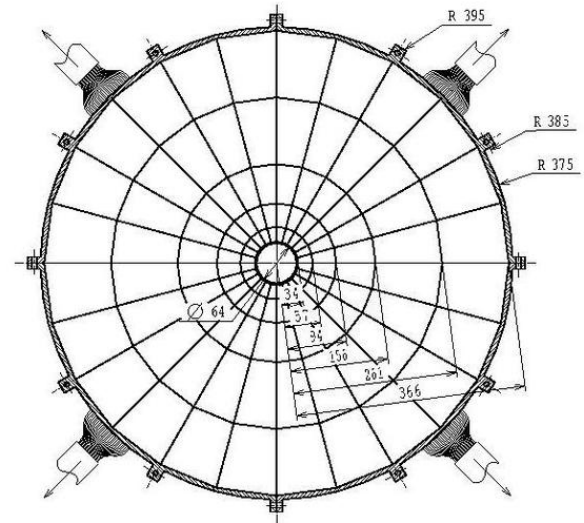
contenu dans l'entrefer de l'aimant L3,  
se compose de couches de détection  
concentriques d'acceptances azimutales diverses,  
optimisé pour la mesure des observables  
hadroniques et des signaux électromagnétiques  
(diélectrons et photons)

## □ spectromètre à muons

couvre une acceptance  $2^\circ < \theta < 9^\circ$ ,  
constitué d'un ensemble d'absorbeurs  
(absorbeur frontal, blindage de faisceau et  
filtre à muons), d'un aimant dipolaire, de 10  
chambres de tracking et de 4 chambres de  
trigger

## □ détecteur V0

dédié à la physique  $p-p \rightarrow 2\mu + X$   
pour la validation des triggers dimuons donnés  
par les chambres de trigger du spectromètre  
constitué de **2 hodoscopes**  
de scintillateurs situés de  
part et d'autre du vertex  
d'interaction  
V0R devant l'absorbeur du  
spectromètre dimuons,  
V0L à 3.5 cm du centre de l'aimant L3





# Merci

O. Stézowski, G. Duchêne, N. Buforn,  
B. Gall, M. Meyer, A. Prévost, et la  
collaboration EUROBALL

Ph. Lautesse, E. Gerlic, D. Guinet et la  
collaboration INDRA

A. Guichard, R. Haroutunian, J.-Y. Grossiord,  
et les collaborations Na50 et ALICE

