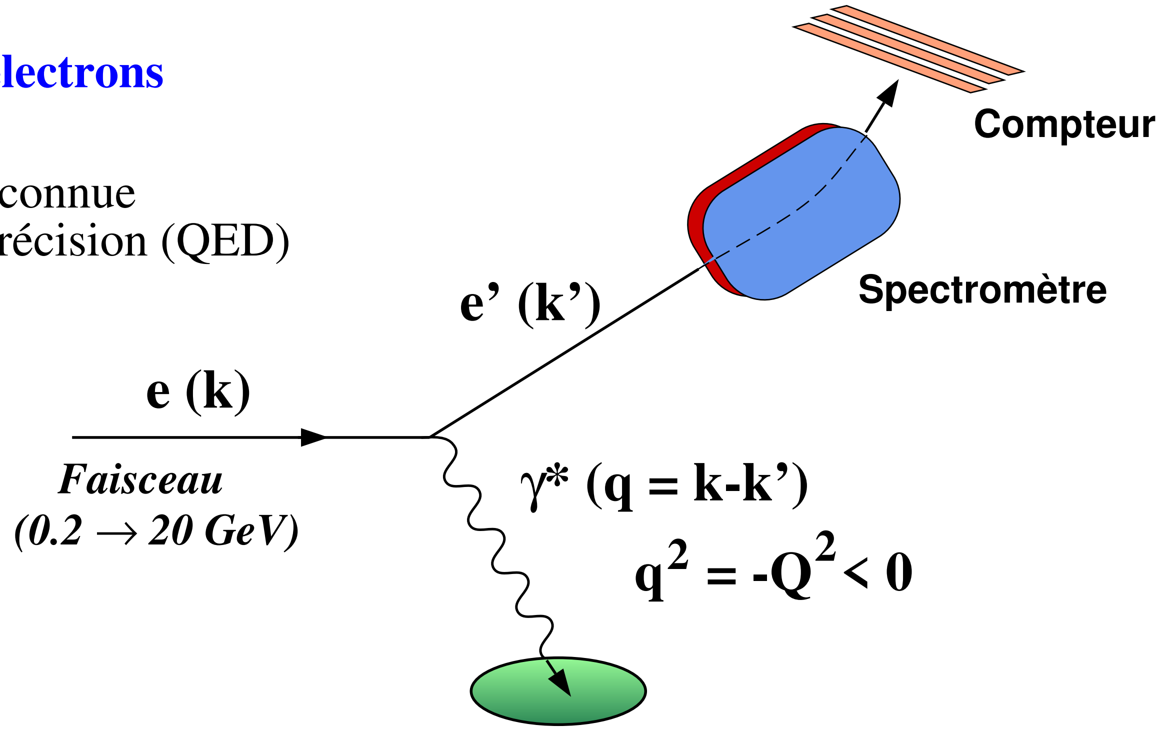
Les Facteurs de Forme

- Généralités
- Les noyaux
- Le nucléon
- Les facteurs de formes étranges, expérience HAPPEx
- Le Deuton, expérience t20
- Perspectives

La sonde électromagnétique

Diffusion d'électrons

➔ Sonde connue
avec précision (QED)



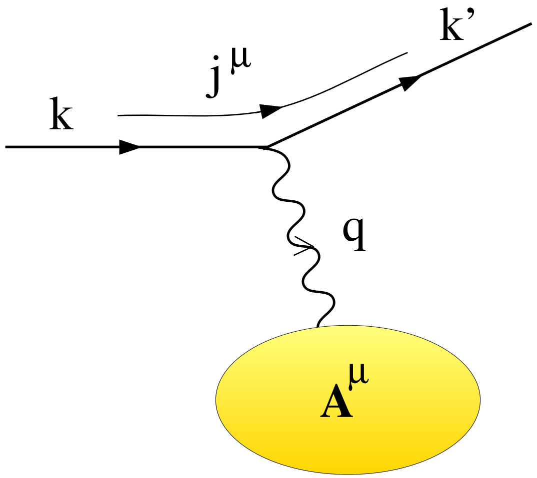
- Approximation de Born:

  l'interaction est modélisée par l'échange d'un seul photon.

But: distributions de charges et de courants dans la matière nucléaire

Diffusion sur une charge statique

Amplitude de transition:



Onde plane dans un potentiel coulombien :

$$T_{fi} \propto \int e^{i(k-k')\cdot x} V_C(x)\, dx^4$$

Independant du temps:

$$T_{fi} \propto \int e^{i\overrightarrow{(k-k')}\cdot \vec{x}} V_C(\vec{x}) d\vec{x}^3$$

(+ Conservation de E)

Diffusion sur une charge statique

$$T_{fi} \propto \int e^{i\vec{q}\cdot\vec{x}} V_C(\vec{x})\, d\vec{x}^3 \qquad (q = k - k')$$

$$T_{fi} \propto \frac{1}{|\vec{q}|^2} \int e^{i\vec{q}\cdot\vec{x}} |\vec{q}|^2 V_C(\vec{x})\, d\vec{x}^3$$

$$q \leftrightarrow \nabla$$

Gauss: $\nabla E = \nabla^2 V = \rho$

$$\boxed{T_{fi} \propto \frac{1}{|\vec{q}|^2} \underline{\int e^{i\vec{q}\cdot\vec{x}} \rho(x)\, d\vec{x}^3}}$$

Diffusion sur une charge statique

$$T_{fi} \propto \frac{1}{|\vec{q}|^2} \int e^{i\vec{q}\cdot\vec{x}} \rho(x) d\vec{x}^3$$

Charge ponctuelle:

$$\rho(x) = e\delta(x)$$

$$d\sigma_R \propto |T_{fi}|^2 \propto \frac{1}{|\vec{q}|^4}$$

Diffusion Rutherford !

Distribution de charge:

$$\boxed{d\sigma = d\sigma_{Rutherford} \times |F(q)|^2}$$

Facteur de Forme

TF de la distribution de charge

Résolution de la structure

$$F(q) = TF[\rho(x)] = \int (1 + i(\vec{q}\cdot\vec{x}) - \tfrac{1}{2}(\vec{q}\cdot\vec{x})^2 + \ldots)\rho(x)\,d\vec{x}^3$$

Disribution sphérique:

$$\boxed{F(q) = 1 - \frac{1}{6}|q|^2\langle r^2\rangle + \ldots}$$

$$\langle r^2\rangle = \int_0^{\infty} r^2\rho(r)\,d^3r$$

rayon de charge moyen

$$\boxed{|q|^2 \geq \frac{(\hbar c)^2}{\langle r^2\rangle}}$$

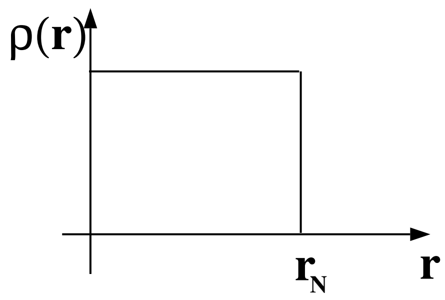
Sensibilité à l'extension de la répartition de charge

$|q| \sim 200 MeV/c$ pour 1fm

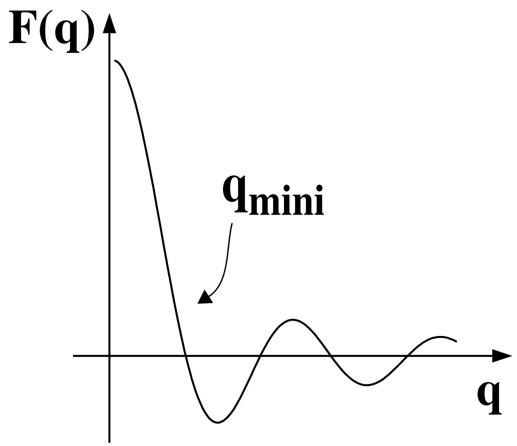
Diffusion sur un noyau

A bas transfert, bonne approximation de la distribution de charge statique $\longrightarrow$ $$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{Pt} \cdot |F(q)|^2$$

Modèle simpliste:



TF $\longrightarrow$

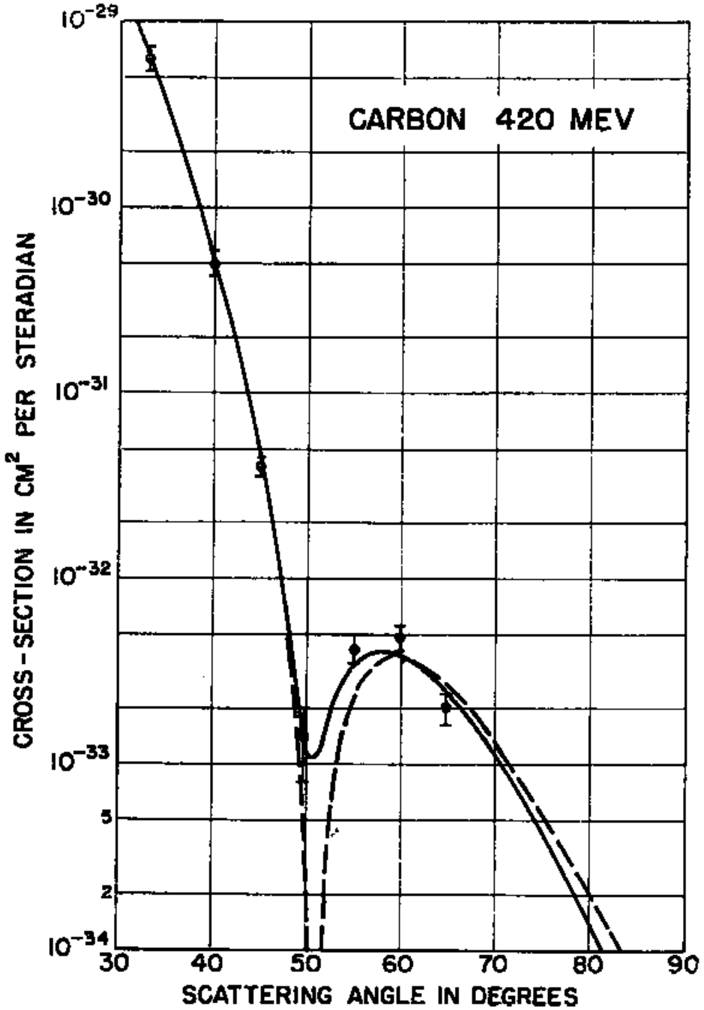


Forme en $\dfrac{\sin(qr_N)}{qr_N}$ $\longrightarrow$ **Minimum (de diffraction) dans la section efficace**

Le 1er minimum du facteur de forme donne le rayon de charge du noyau

$$r_N = \frac{\pi hc}{q_{mini}}$$

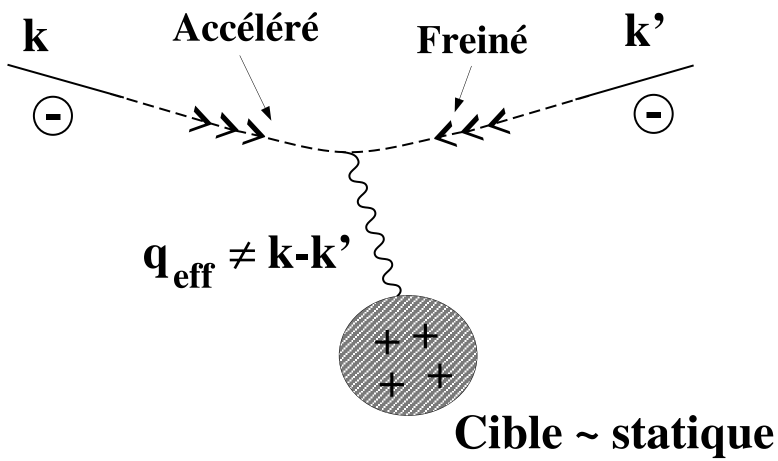
Diffusion sur un noyau



R. Hofstadter

Prix Nobel 1961

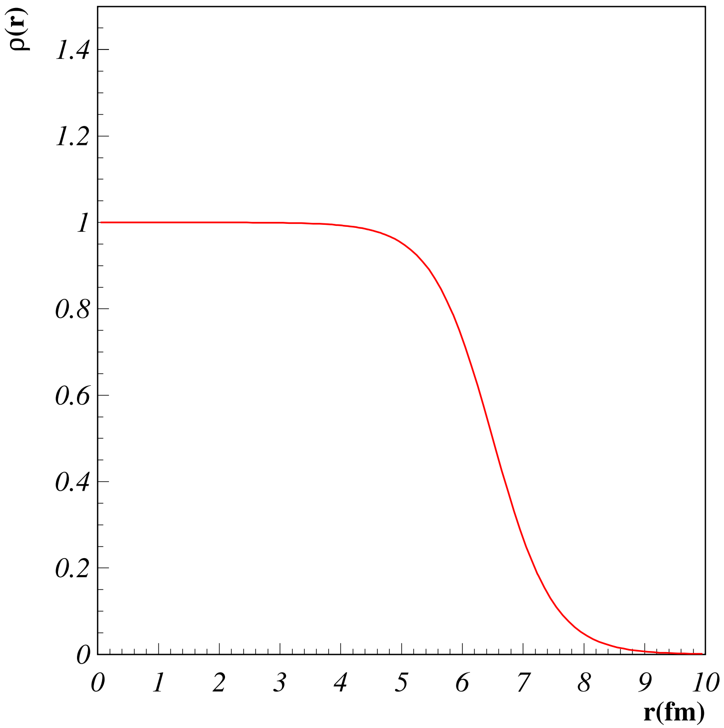
Déviation de l'approx. de Born : déformation de l'onde plane à l'approche du noyau



Rayon de charge des noyaux

Loi en $A^{1/3}$ pour le rayon de charge

Saturation de la densité nucléaire au coeur des noyaux



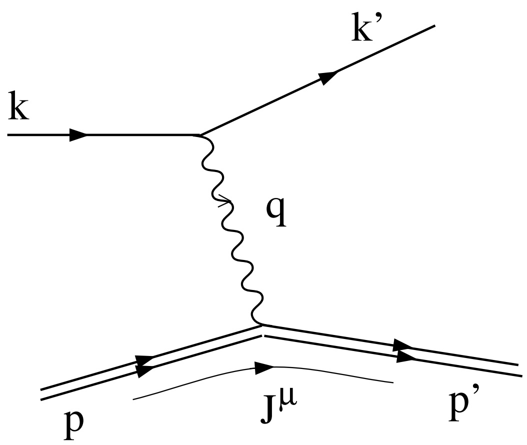
→ Affinement des modeles de structure nucleaire avec la diffusion d'électrons

Cible de proton

Particule ponctuelle

de spin 1/2:

$$J^\mu = e\overline{U}(p', s')\gamma^\mu U(p, s)$$



➔ Courant le plus général pour un spin 1/2:

(Cf thèse Maud)

-Invariance de Lorentz **- Invariance de jauge**

-Symétries de Parité **- Hermiticité**

$$J^\mu = e\overline{U}(p', s')\left\{\underbrace{F_1(q^2)}_{\text{FF de Dirac}}\gamma^\mu + \frac{\kappa}{2M}\underbrace{F_2(q^2)}_{\text{FF de Pauli}}i\sigma^{\mu\nu}q_\nu\right\}U(p, s)$$

FF de Dirac **FF de Pauli**

$$F_1 = F_2 \underset{Q^2 \to 0}{=} 1$$

charge e, $\mu = \frac{1}{2}(1+\kappa)$

κ: **moment magnétique anomal du nucléon**

effet de la structure interne

Covariance: $\vec{q} \to q^2$

Section efficace

$$G_E = F_1 + \tau\,\kappa F_2$$

$$G_M = F_1 + \kappa F_2$$

$G_E^p(0) = 1$ Charge

$G_M^p(0) = \mu$ Moment magnétique

$$\left(\tau = \frac{Q^2}{4M^2}\right)$$

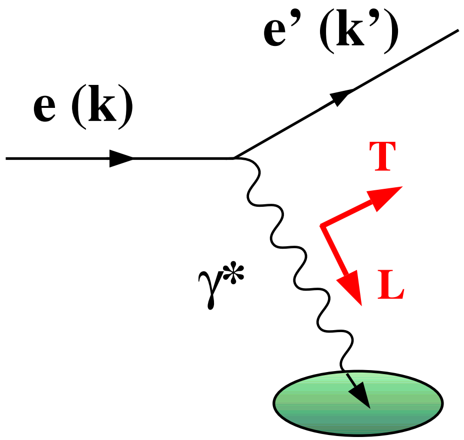
$$\left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{lab} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4\frac{\Theta}{2}} \cdot \frac{E'}{E} \cos^2\frac{\Theta}{2} \cdot \left(\underbrace{\frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1+\tau}}_{\textbf{A}} + \underbrace{2\tau G_M^2}_{\textbf{B}} \tan^2\frac{\Theta}{2} \right)$$

Cible ponctuelle statique   Terme de recul   Spin 1/2

Formule de Rosenbluth:

$$\left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{lab} = \left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{Mott} \cdot \left(A + B\tan^2\frac{\Theta}{2} \right)$$

Pourquoi G_E et G_M?



Décomposition longitudinale-transverse

$$\left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{lab} \propto \varepsilon\frac{d\sigma_l}{d\Omega} + \frac{d\sigma_T}{d\Omega}$$

$$\varepsilon = 1 \Big/ \left[1 + 2(1+\tau)\tan^2\frac{\Theta}{2}\right]$$

taux de polarisation du photon virtuel

$$\left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{lab} \propto \varepsilon \times \left(\underbrace{\frac{d\sigma_l}{d\Omega} + \frac{d\sigma_T}{d\Omega}}_{\mathbf{A}} + \underbrace{2(1+\tau)\frac{d\sigma_T}{d\Omega}\tan^2\frac{\Theta}{2}}_{\mathbf{B}}\right)$$

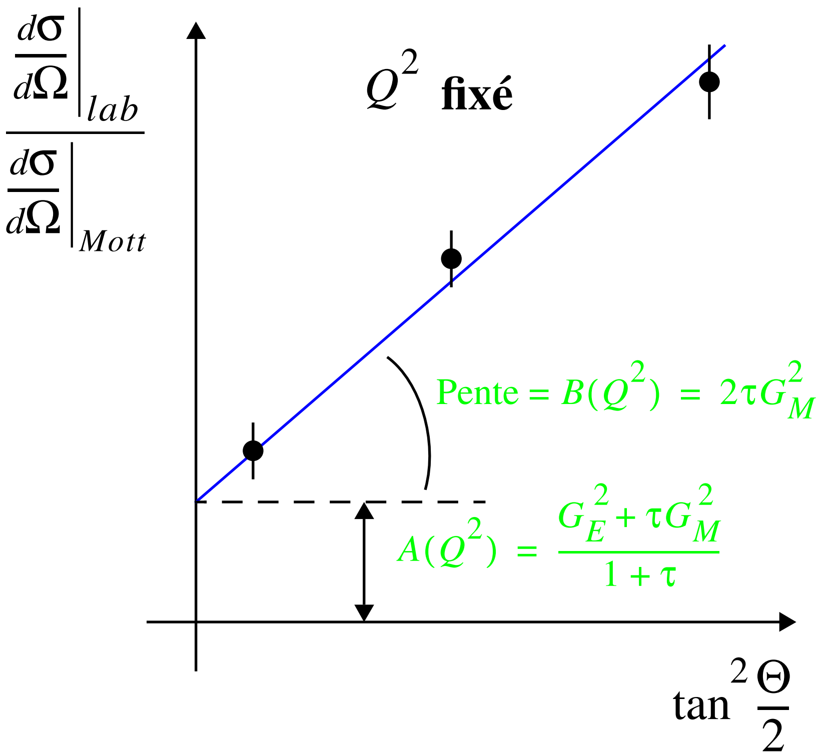
$\longrightarrow$ $\boxed{\frac{d\sigma_l}{d\Omega} \propto G_E^2}$ $\boxed{\frac{d\sigma_T}{d\Omega} \propto G_M^2}$

Méthodes expérimentales

Séparation angulaire

$$\left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{lab} = \left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{Mott} \cdot \left(A + B\tan^2\frac{\Theta}{2}\right)$$

Plot de Rosenbluth

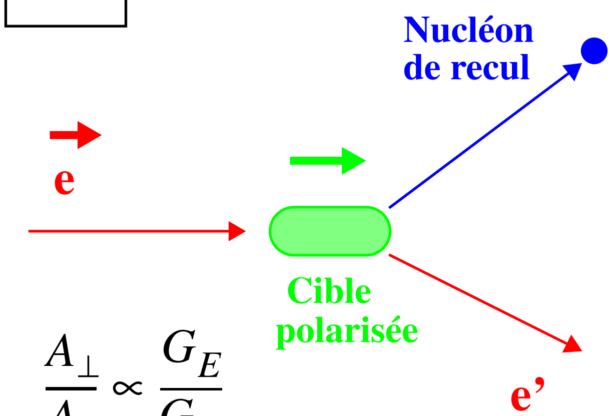


$\longrightarrow$ G_E **difficile à extraire à grand transfert.**

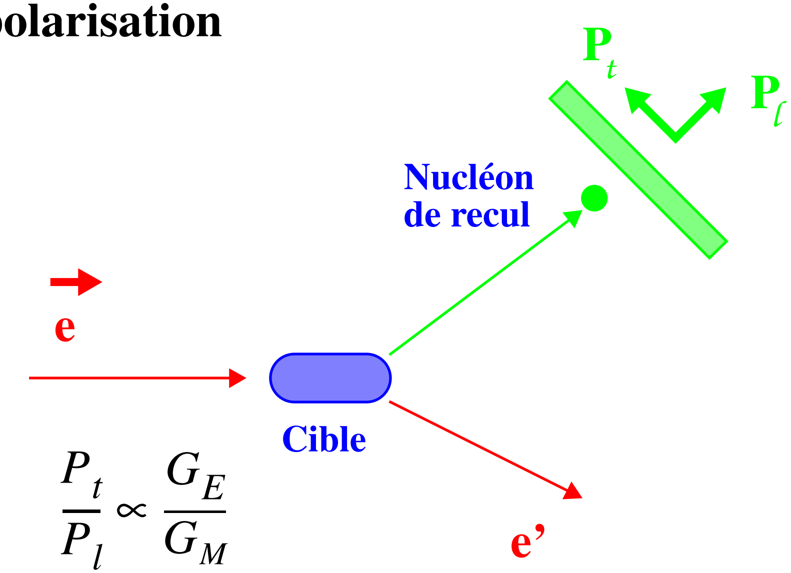
Méthodes expérimentales

Double polarisation

G_E



$$\frac{A_{\perp}}{A_{//}} \propto \frac{G_E}{G_M}$$



$$\frac{P_t}{P_l} \propto \frac{G_E}{G_M}$$

Méthode plus performante à grand transfert

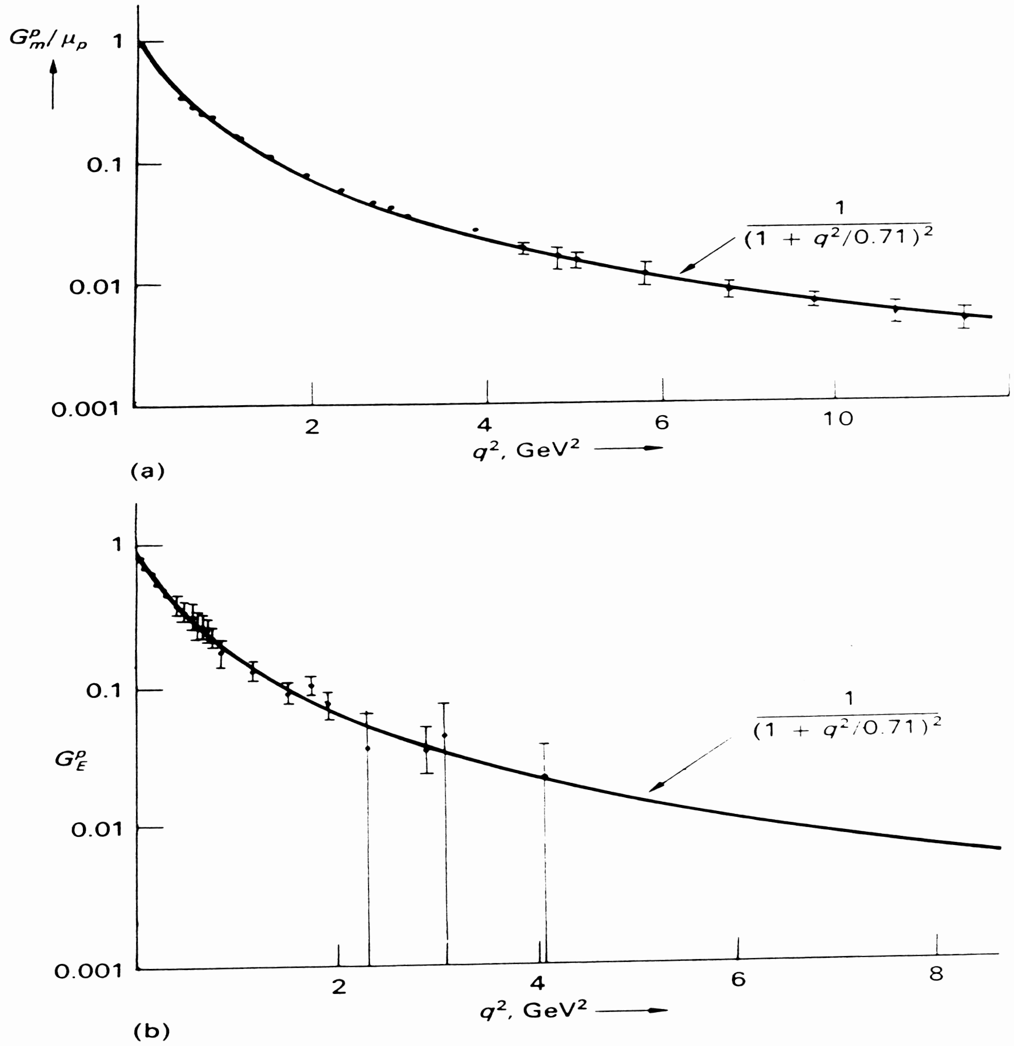
G_M

$$\frac{G_M^n}{G_M^p} = \frac{e(d, e'n)}{e(d, e'p)}$$

Moins dépendant des effets nucléaires

Mesures sur le proton

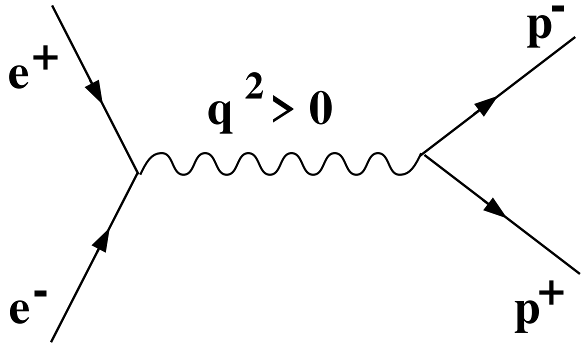
Etat de l'art en 1967



Forme dipolaire pour G_E et G_M :

- $\rho(r) = TF[G(Q^2)] = e^{-r/r_0}$
- $\langle r^2 \rangle = (0.81\,fm)^2$
- Pôle à $q^2=-Q^2=(0.843\text{ GeV})^2$?

La région temps



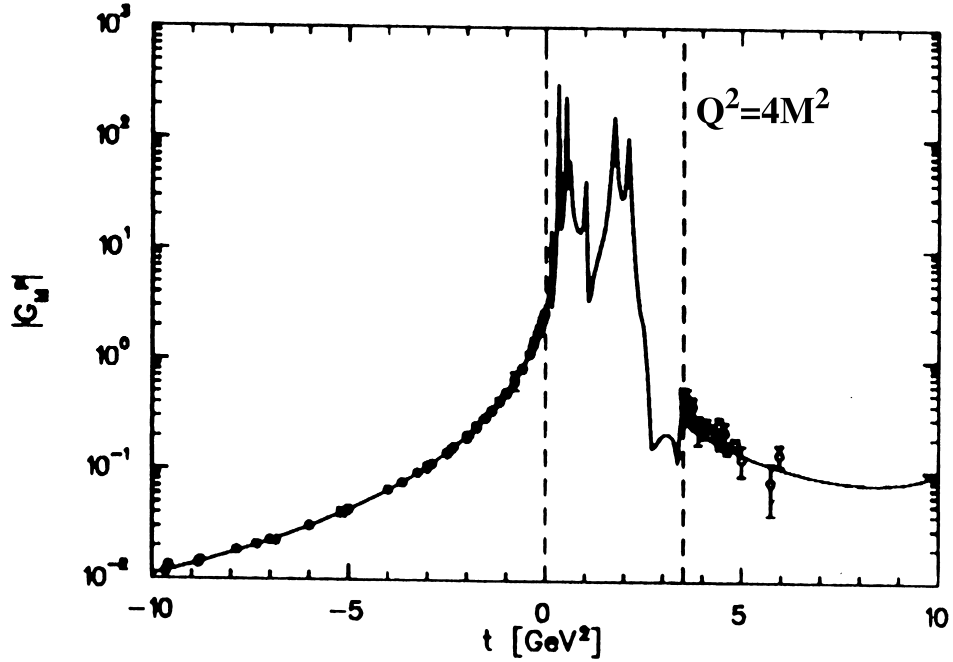
$$u^2 = (ct)^2 + r^2$$

	Temps	Espace
u^2	>0	<0

Seuil physique de production

de la paire $p\bar{p}$: $Q^2 \geq 4M_p^2$

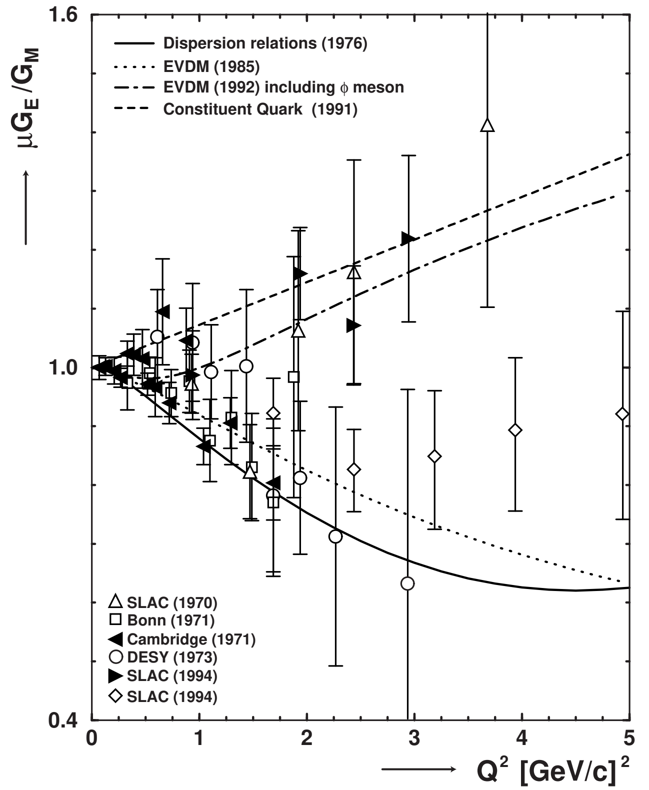
$$F(Q^2) = \sum_i \frac{C_i}{\left(1 + \frac{Q^2}{M_i^2}\right)}$$

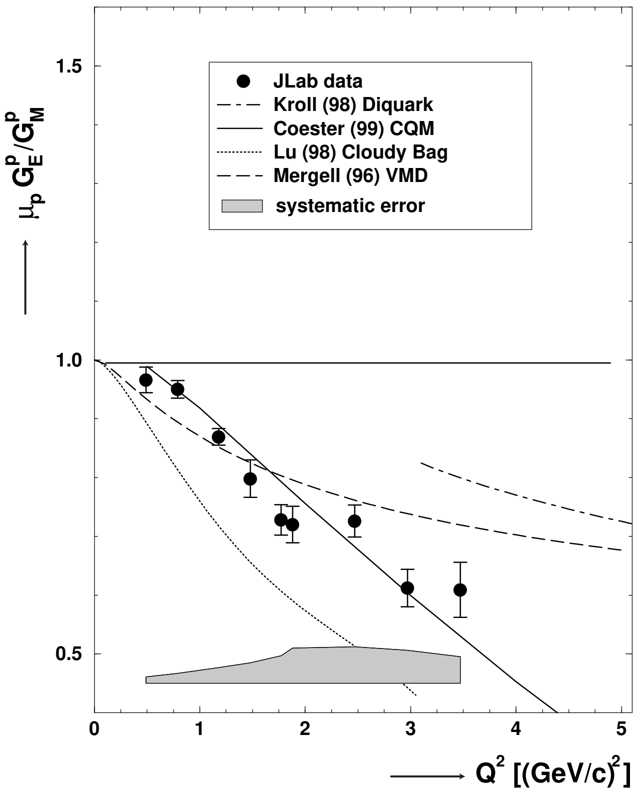


Données récentes

Expérience en polarisé à JLab

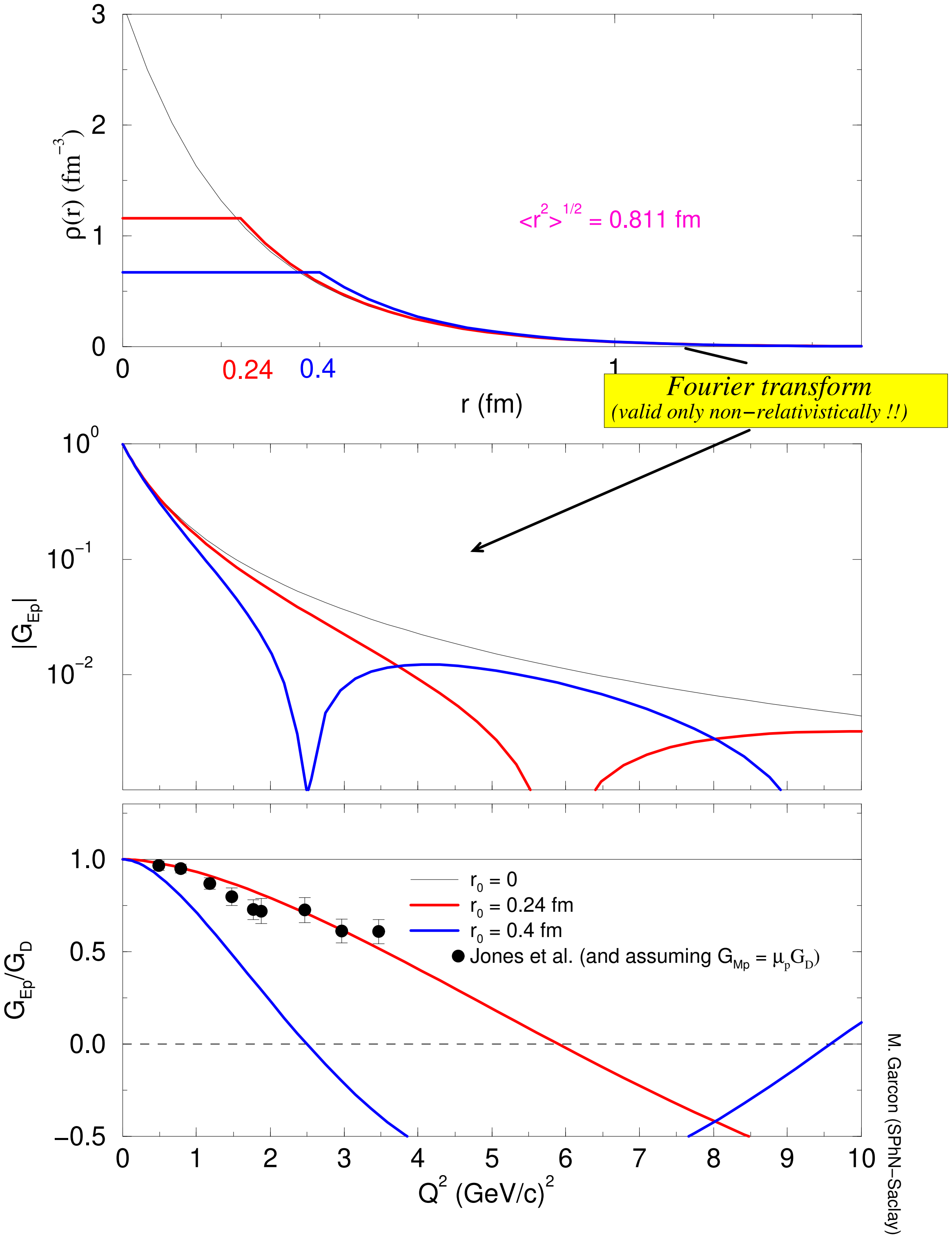
Séparation de Rosenbluth





→ **Déviation importante de la forme dipolaire!**

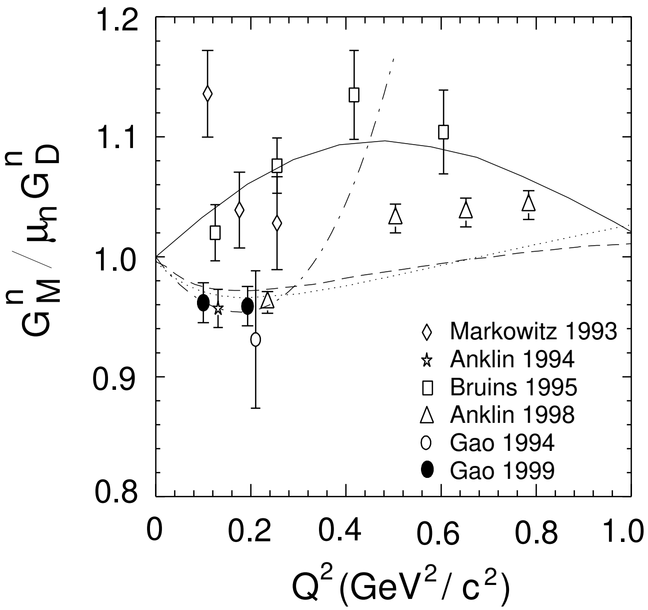
Tronquons le proton



Mesures sur le neutron

G_M: - Difficile, pas de neutron libre

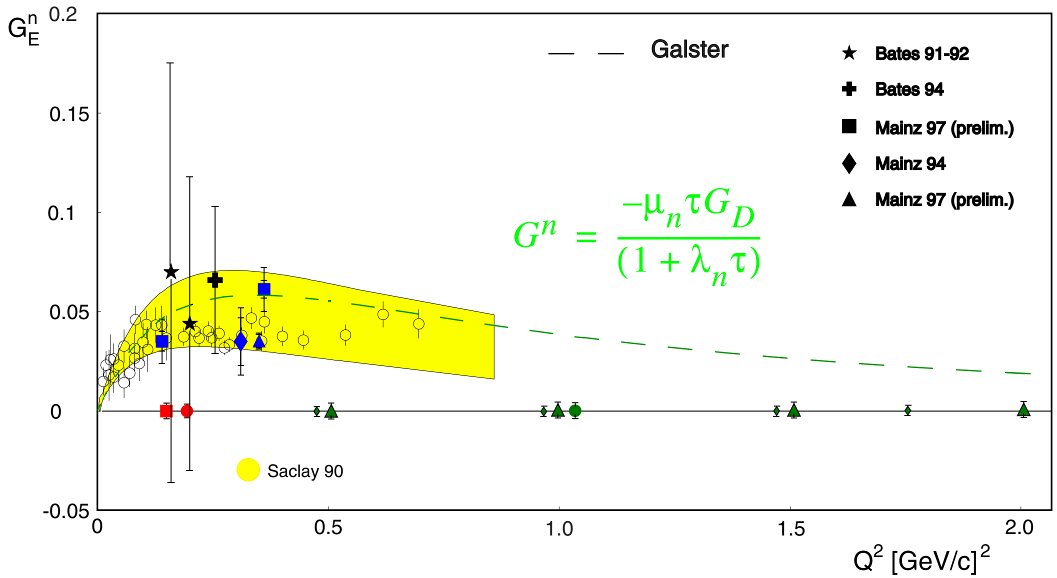
- Effet de la structure nucléaire du noyau cible



G_E :

Encore plus dur,

charge totale=0 !



Données

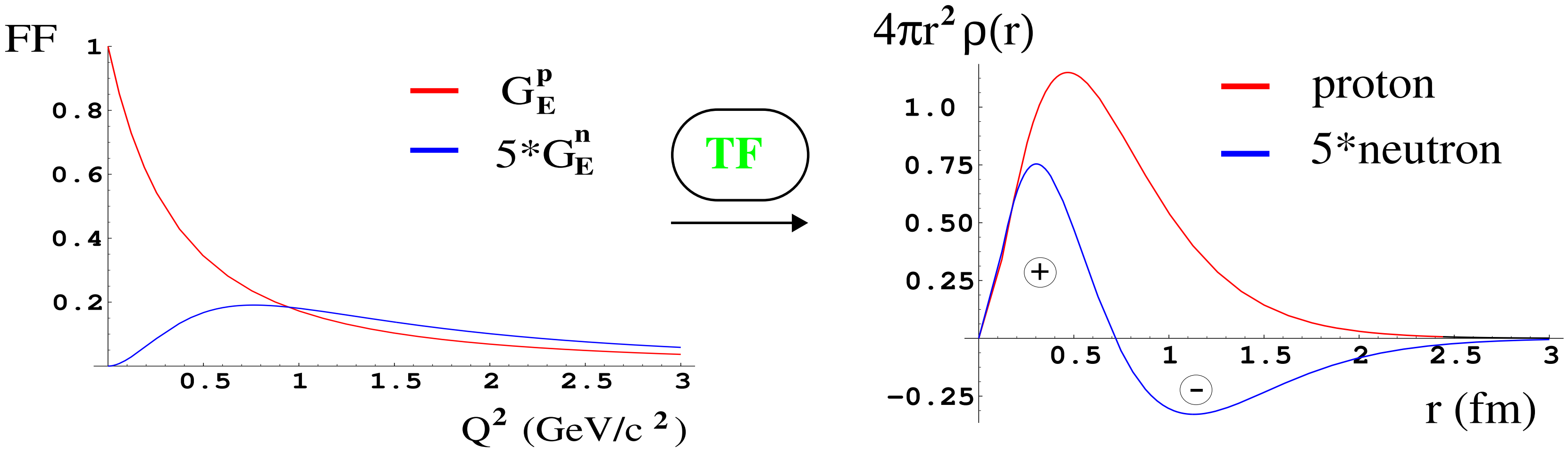
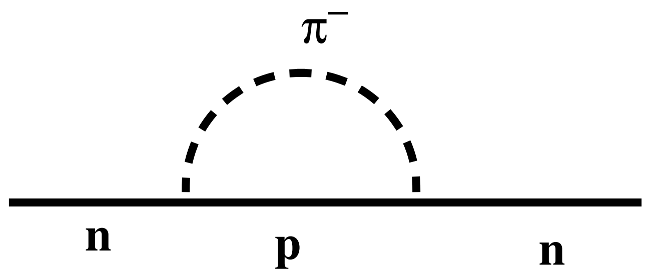


Image du neutron:

coeur de proton entouré d'un nuage de π–



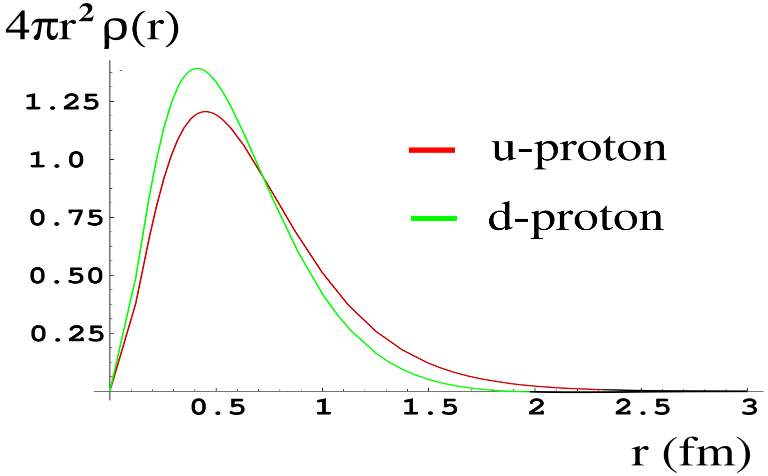
Décomposition sur les quarks de valence

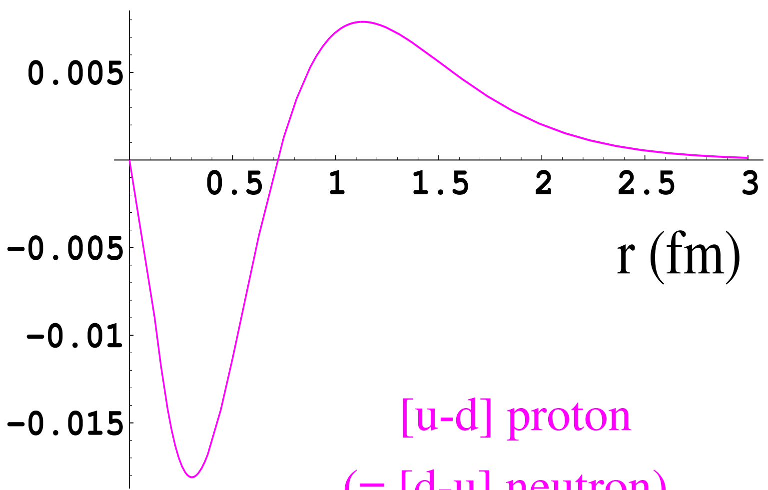
$$G^{\gamma}_{E,M}(p) = \frac{2}{3} G^{u}_{E,M} - \frac{1}{3} G^{d}_{E,M}$$

$$G^{\gamma}_{E,M}(n) = \frac{2}{3} G^{d}_{E,M} - \frac{1}{3} G^{u}_{E,M}$$

Symétrie de charge

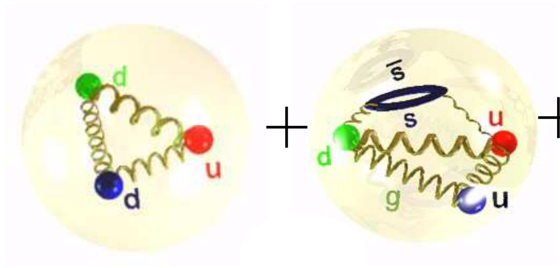
Charges électriques





Etrangeté dans le nucleon

Nucleon =



+ •••

Valence + mer quark-gluon

Rôle du quark étrange dans les propriétés du nucleon?

Pas de contribution de valence

$\hookrightarrow$ **Sonde sélective de la mer de quarks**

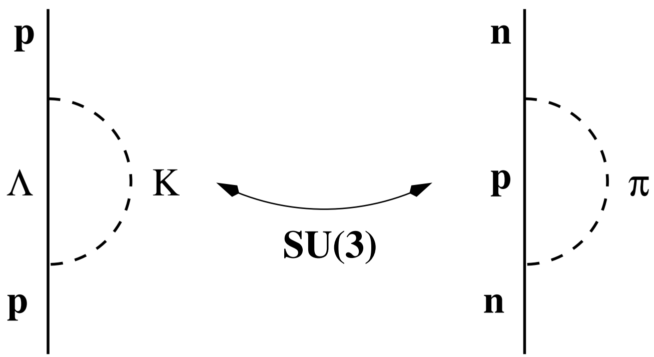


Image de la contribution des boucles de π dans G_E^n, décorrélée des quarks de valence.

Les facteurs de forme étranges du nucléon

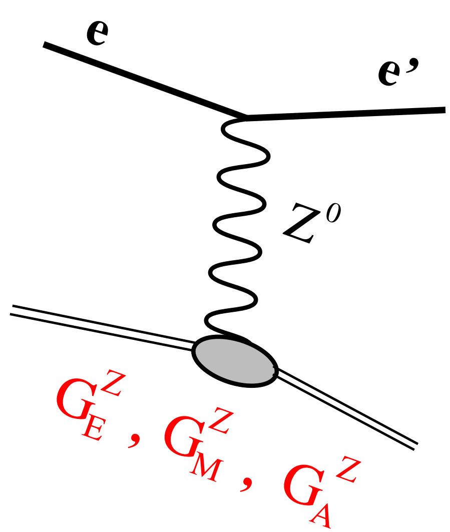
Contribution du quark "s" aux distributions de charges et de courant

- Décomposition des FF sur les saveurs de quark u,d et s:

$$G^{\gamma}_{E,M}(p) = \frac{2}{3}G^{u}_{E,M} - \frac{1}{3}G^{d}_{E,M} - \frac{1}{3}G^{s}_{E,M}$$

$$G^{\gamma}_{E,M}(n) = \frac{2}{3}G^{d}_{E,M} - \frac{1}{3}G^{u}_{E,M} - \frac{1}{3}G^{s}_{E,M}$$

Symétrie de charge



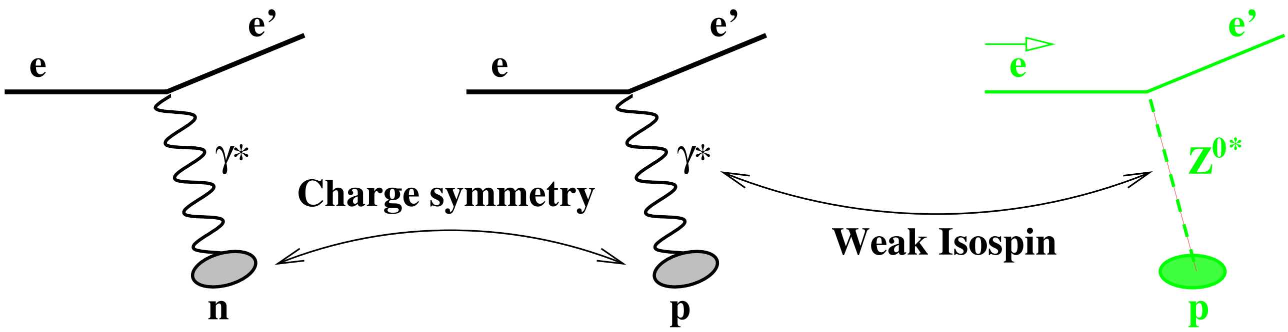
→ **3^eme mesure indépendante nécessaire**

Nouvelle sonde:

le courant neutre faible

Facteurs de Forme Faibles

Nouvelle information par la sonde faible neutre:



$$G_E^{\gamma}\,,\, G_M^{\gamma}$$

$$\boxed{G_E^{Z}\,,\, G_M^{Z}}\,,\, G_A^{Z}$$

$$\boxed{G^Z_{E,M}(p) = Q_W^u G^u_{E,M} + Q_W^d G^d_{E,M} + Q_W^s G^s_{E,M}}$$

Charges faibles

$$\left(Q_W^u = \frac{1}{4} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_W\right)$$

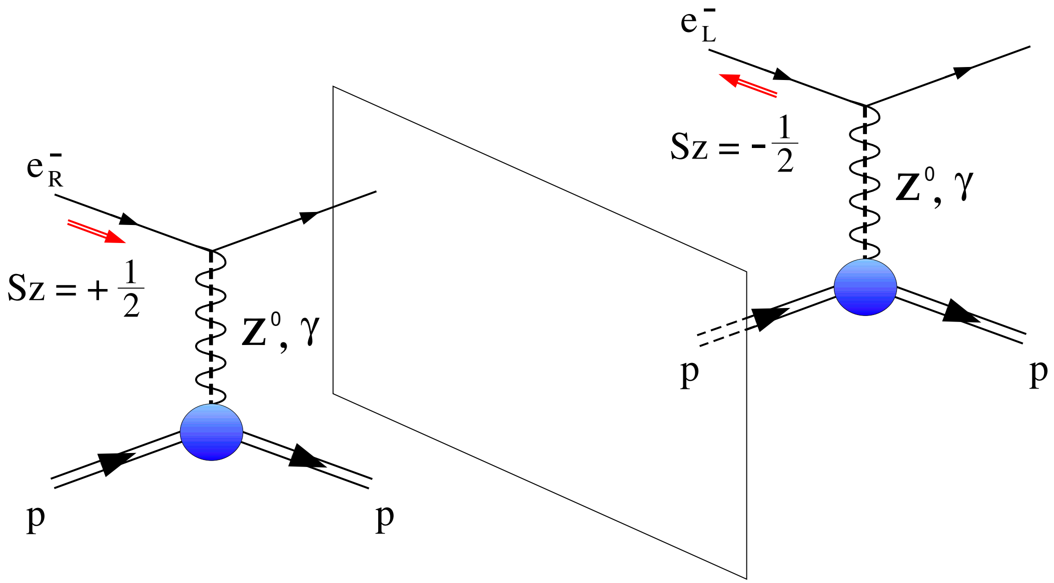
$$G^{\gamma}_{E,M}(\mathrm{p}) \qquad G^u_{E,M}$$

$$G^{\gamma}_{E,M}(\mathrm{n}) \longleftrightarrow G^d_{E,M}$$

$$G^{Z}_{E,M}(\mathrm{p}) \qquad G^s_{E,M}$$

$$\rightarrow \quad \boxed{G_p^Z = \frac{1}{4}(1 - 4\sin\Theta_W)G_p^{\gamma} - G_n^{\gamma} - \boxed{G^s}}$$

Asymétrie de violation de Parité



$$\sigma = \left| M_\gamma + M_Z \right|^2 \qquad A = \frac{\sigma_R - \sigma_L}{\sigma_R + \sigma_L} \sim \frac{M_Z}{M_\gamma}$$

$$A^{PV} = -\frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \times \left\{ (1 - 4\sin\Theta_W{}^2) - \frac{\varepsilon G_E^p\,(G_E^n + G_E^s) + \tau G_M^p\,(G_M^n + G_M^s) - (1 - 4\sin\Theta)\varepsilon' G_M^p\, G_A^p}{\varepsilon G_E^{p\,2} + \tau G_M^{p\,2}} \right\}$$

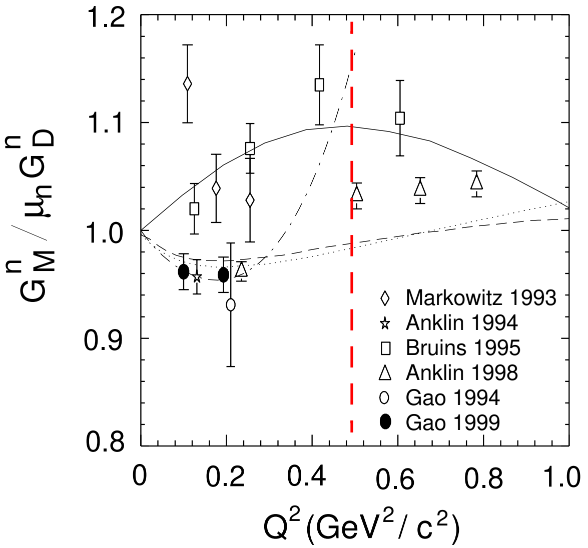
Expérience HAPPEx

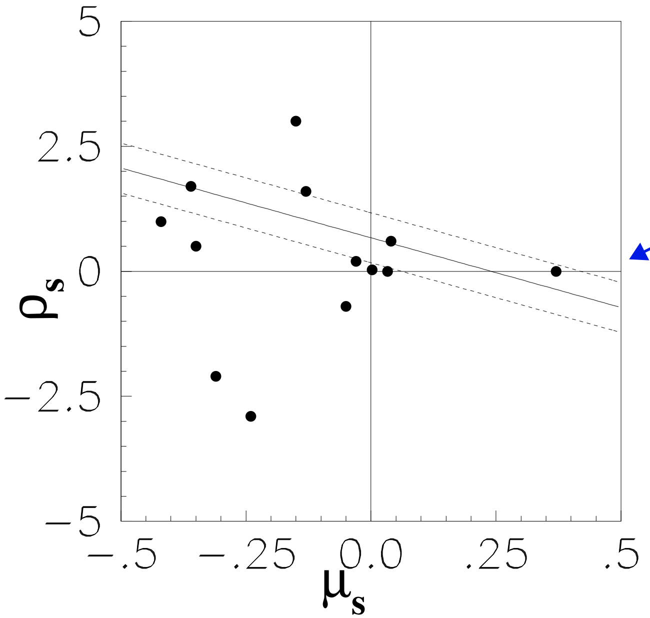
Résultats publiés: 1er point à Q^2= 0.5 Gev/c^2

$$\frac{G_E^s + 0.39 G_M^s}{G_M^p/\mu_p} = 0.091 \pm 0.054 \pm 0.039$$

$0.143 \pm 0.054 \pm 0.047$

(avec les données de Bonn de G_M^n)





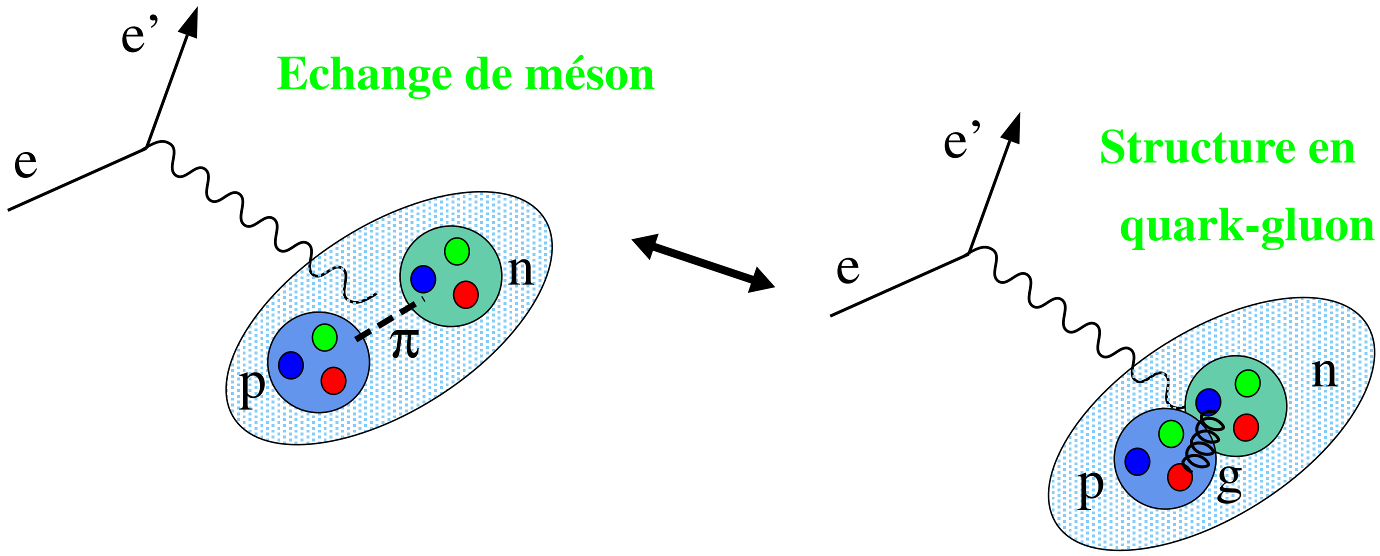
Extrapolation vers Q^2=0 donne une bande de contrainte dans le plan ρ_s-μ_s.

Sensible à l'évolution en Q^2

➜ Programme de mesures à faible transfert (HAPPEx2, ^{4}He)

Les facteurs de forme du Deuton

- Noyau privilégié pour l'étude de l'intéraction nucléon-nucléon
- Facteurs de forme mesurables jusqu'à des grands transferts
- Test de la validité de différents mécanismes d'intéraction



Les facteurs de forme du Deuton

Sur un noyau de spin S non nul:

$$\left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{lab} = \left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{Mott} \cdot \left(A + B \tan^2 \frac{\Theta}{2} \right)$$

Avec *A* et *B* fonctions de (2S+1) facteurs de forme.

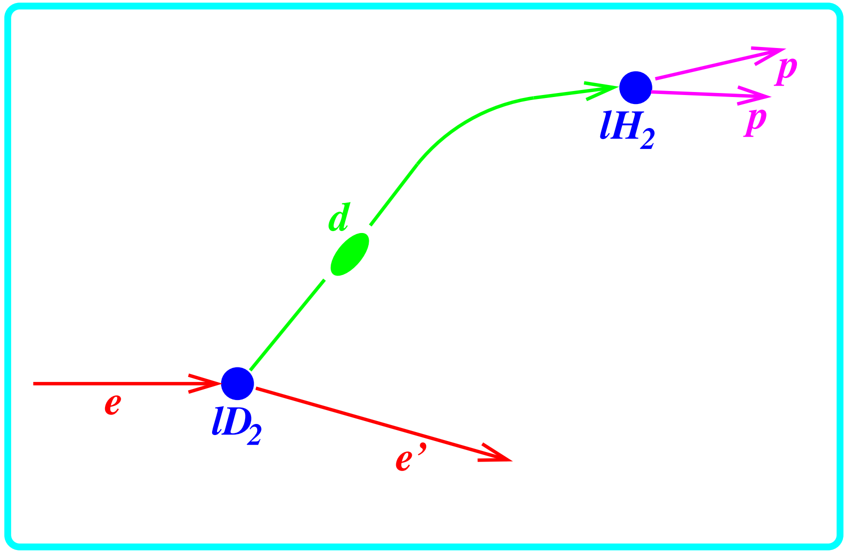
Deuton *S=1* → 3 facteurs de forme :

- **G_C: FF de charge, équivalent de G_E**
- **G_M: FF magnétique**
- **G_Q: FF quadrupolaire, déviation à la sphéricité**

L'expérience t_{20}

Mesures en non polarisé (Rosenbluth) → $A(Q^2)$, $B(Q^2)$ ⟷ $G_C(Q^2)$, $G_M(Q^2)$, $G_Q(Q^2)$

Observable de polarisation → t_{20}

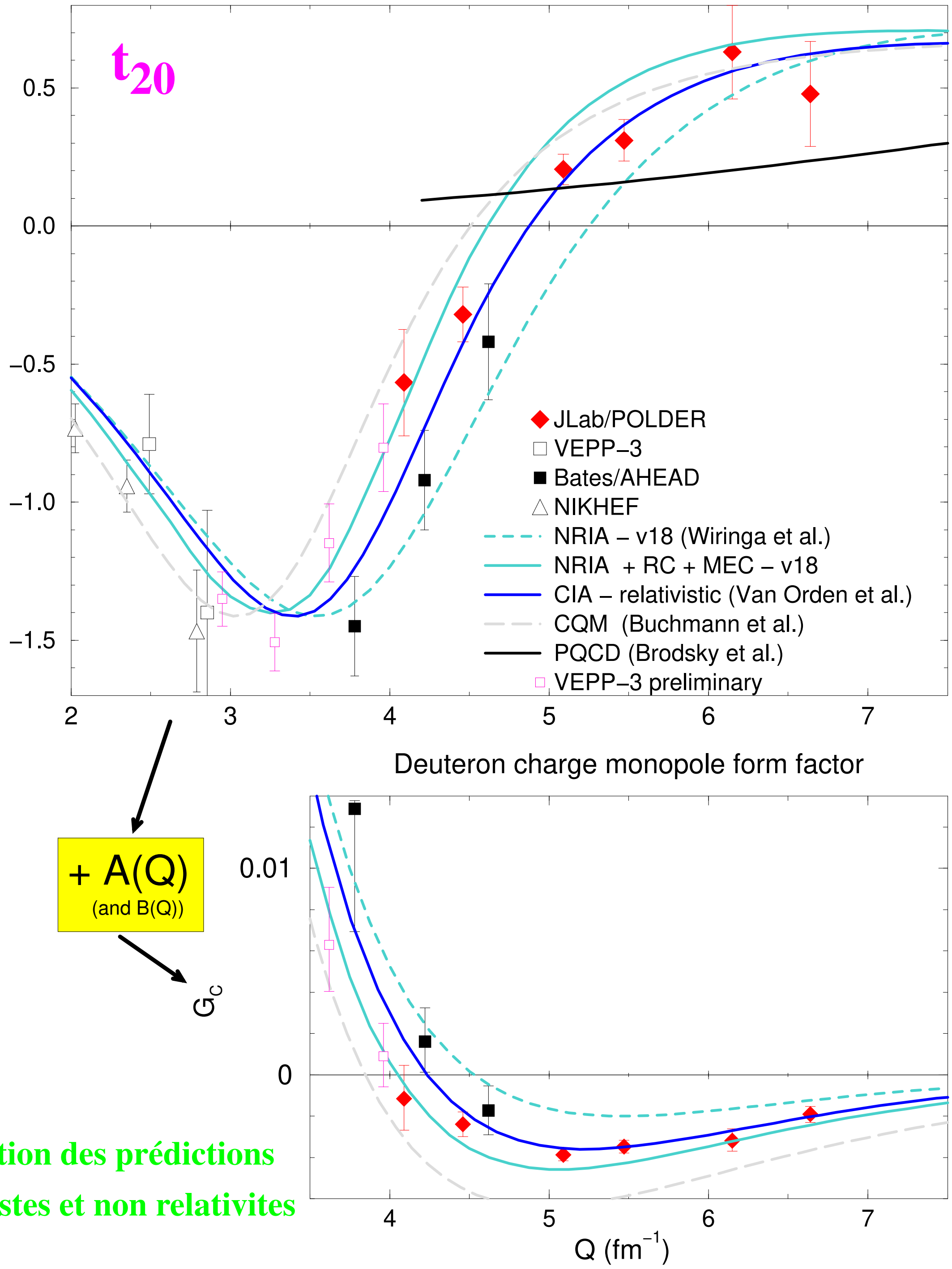


$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{npol} \cdot (1 + t_{20}T_{20} + \ldots)$$

$$t_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}} \times \frac{\sigma_{+1} + \sigma_{-1} - 2\sigma_0}{\sigma_{+1} + \sigma_{-1} + \sigma_0}$$

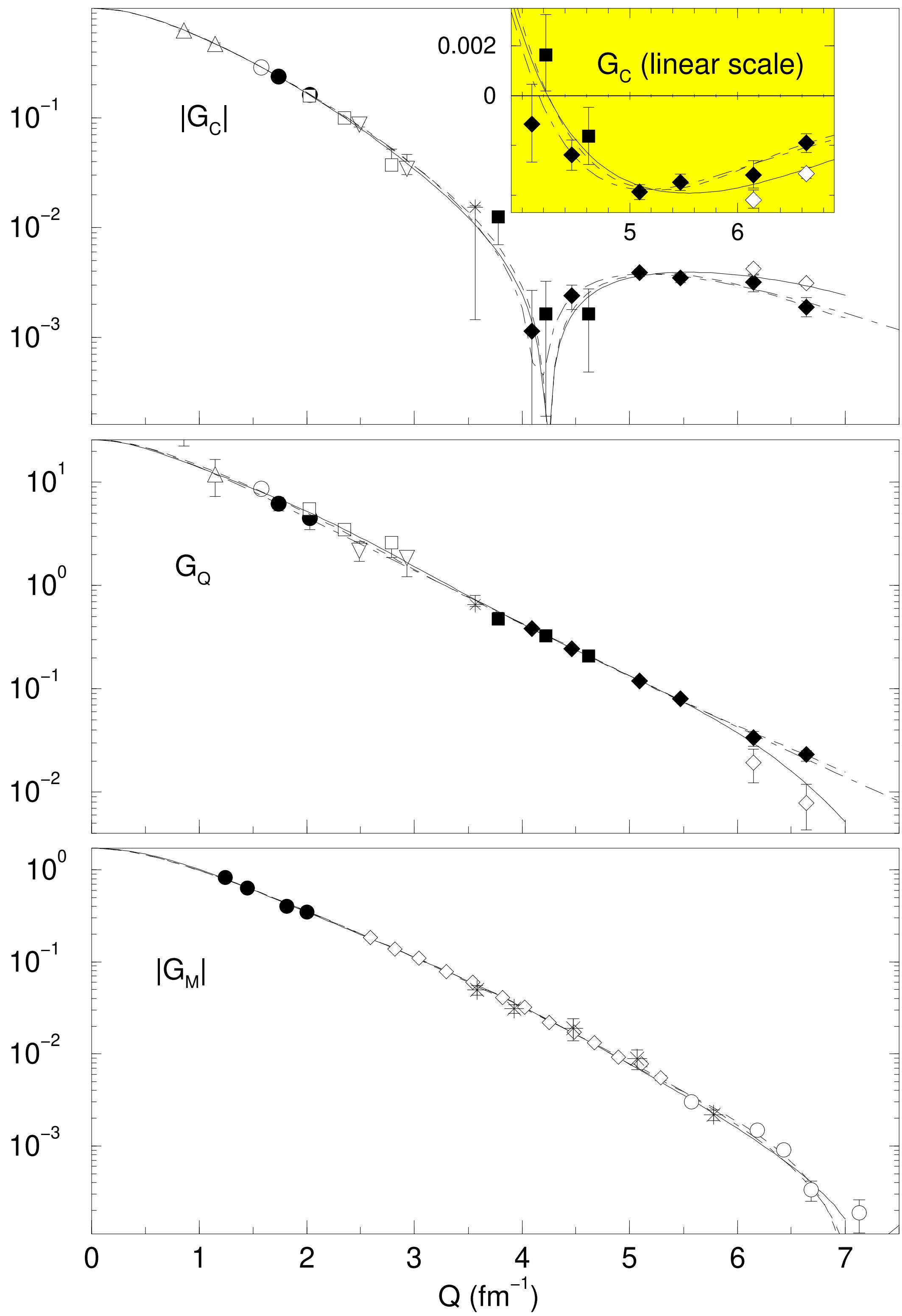
Probabilité du deuton d'être dans un état de spin donné (-1,0,+1)

L'expérience t_{20}



- **Distinction des prédictions relativistes et non relativites**
- **Comportement général compatible avec 2 nucléons en intéraction**

Les 3 facteurs de forme du deuton



Perspectives

Mesures	Existantes	Prévues à moyen terme	Projet (CEBAF 11GeV)
G_M^p	→ Q^2= 9 GeV/c^2 (~30)	—	→ Q^2= 18 GeV/c^2 Hall A (MAD)
G_E^p	→ Q^2= 3.5 GeV/c^2 (~7)	→ Q^2= 5.6 GeV/c^2 (Hall A) 9 GeV/c^2 (Hall C)	→ Q^2= 14 GeV/c^2 Hall Aou C (SHMS ou MAD+calo)
G_M^n	→ Q^2= 4 GeV/c^2 (désaccord à petit Q^2)	→ Q^2= 4.8 GeV/c^2 (CLASS) petits Q^2 (Hall A)	→ Q^2= 14 GeV/c^2 Hall B (CLASS rénové)
G_E^n	→ Q^2= 0.7 GeV/c^2	→ Q^2= 1.7 GeV/c^2 (Hall C) petits Q^2 (Bates/BLAST)	—
$G_{E,M}^s$	Q^2= 0.47 GeV/c^2	Q^2= 0.1 GeV/c^2 (Hall A) → Q^2= 1 GeV/c^2 (Hall C)	