Réactions de dissociation: aspects théoriques

Maubuisson, septembre 2007

Daniel Baye
Université Libre de Bruxelles

Réactions de dissociation: aspects théoriques (I)

- Introduction
- Modèle
  - Modèle à deux corps du projectile
  - Modèle de réaction à trois corps
- Approximations semi-classiques
  - Sections efficaces
  - Théorie des perturbations au 1er ordre de la dissociation coulombienne
  - Résolution numérique de l'équation de Schrödinger dépendant du temps
- Approximations quantiques
  - Sections efficaces
  - Approximations eikonales
  - Voies couplées avec continu discrétisé (CDCC)
- Conclusion

Introduction

Motivations physiques

- Noyaux exotiques: courte durée de vie, faible énergie de liaison (noyaux à halo)
- Dissociation (dissociation « élastique » ou « diffractive »):
  principal outil pour extraire les propriétés de noyaux de courte durée de vie
- But: déduire les propriétés du projectile à partir des distributions des fragments émis
- Cause de la dissociation: différentes forces agissent sur les composantes du projectile
- Dissociation coulombienne: mesure des propriétés électromagnétiques d'un noyau, mesure indirecte des sections efficaces de capture radiative pour des réactions d'intérêt astrophysique
- L'analyse des données exige des modèles théoriques

Difficultés d’une description théorique

- Problème à plusieurs corps dans le continu (états initial et final)
- Simplification: système à peu de corps dans le continu (structure de la cible négligée, description simplifiée à 2 ou 3 corps de la structure du projectile)
- Des approximations supplémentaires sont nécessaires pour traiter le mécanisme de la réaction

Modèle

- Trois particules sans structure
  cible T, projectile P = coeur c + fragment f
- Exemples de projectile
  $^{11}Be = {}^{10}Be + n$, $^{8}B = {}^{7}Be + p$, $^{7}Li = \alpha + t$
- Trois interactions effectives
  - interaction effective entre le cœur et le fragment (réelle)
  - potentiels optiques cœur-cible et fragment-cible (complexes)
- Autres simplifications (dans cet exposé)
  - spins negligés
  - moment cinétique orbital initial nul

Modèle à deux corps du projectile

Hamiltonien

$$H_0 = \frac{p^2}{2\mu_{cf}} + V_{cf}(r)$$

$$\mu_{cf} = m_c m_f / m_P \qquad\qquad m_P = m_c + m_f$$

Etats liés

$$H_0 \phi_{nlm}(\boldsymbol{r}) = E_{nl} \phi_{nlm}(\boldsymbol{r})$$

$$\langle \phi_{nlm} | \phi_{n'l'm'} \rangle = \delta_{nn'} \delta_{ll'} \delta_{mm'}$$

Etats de diffusion

$$H_0 \phi_{klm}(\boldsymbol{r}) = E \phi_{klm}(\boldsymbol{r}) \qquad\qquad E = \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu_{cf}}$$

$$\langle \phi_{klm} | \phi_{k'l'm'} \rangle = \delta(k - k') \delta_{ll'} \delta_{mm'}$$

Relation de fermeture

$$\sum_{nlm} |\phi_{nlm}\rangle\langle\phi_{nlm}| + \sum_{lm} \int_0^\infty |\phi_{klm}\rangle\langle\phi_{klm}| dk = 1$$

Fonctions d'onde radiales $\phi_{klm}(\boldsymbol{r}) = r^{-1} Y_l^m(\Omega) u_{kl}(r)$

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{2\mu_{cf} V_{cf}(r)}{\hbar^2} + k^2 \right) u_{kl}(r) = 0$$

$$u_{kl}(0) = 0$$

Normalisation $\int_0^\infty u_{kl}(r) u_{k'l}(r) dr = \delta(k - k')$

$$\begin{aligned} u_{kl}(r) \quad & \underset{r \to \infty}{\longrightarrow} \quad \sqrt{\frac{2}{\pi}} [\cos \delta_l F_l(\eta, kr) + \sin \delta_l G_l(\eta, kr)] \\ & \underset{r \to \infty}{\longrightarrow} \quad \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sin(kr - \tfrac{1}{2} l\pi - \eta \ln 2kr + \sigma_l + \delta_l) \end{aligned}$$

Paramètre de Sommerfeld $\eta = Z_c Z_f e^2 / \hbar v$

Déphasages coulombiens $\sigma_l = \arg \Gamma(l + 1 + i\eta)$

Etats stationnaires de diffusion entrants $H_0\phi^{(+)}_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r}) = E\phi^{(+)}_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r})$

$$\phi^{(+)}_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r}) \underset{r\to\infty}{\longrightarrow} (2\pi)^{-3/2}\left(e^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}+\dots} + f(\Omega)\,\frac{e^{ikr-\dots}}{r}\right)$$

$f(\Omega)$: amplitude de diffusion

Section efficace élastique $\dfrac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\Omega)|^2$

Etats stationnaires de diffusion sortants
(renversés par rapport au temps) $\phi^{(-)}_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r}) = \left(\phi^{(+)}_{-\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r})\right)^*$

$$\phi^{(-)}_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r}) \underset{r\to\infty}{\longrightarrow} (2\pi)^{-3/2}\left(e^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}+\dots} + f^*(\Omega)\,\frac{e^{-ikr-\dots}}{r}\right)$$

$$\langle\phi^{(\pm)}_{\boldsymbol{k}}|\phi^{(\pm)}_{\boldsymbol{k}'}\rangle = \delta(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}')$$

$$\sum_{nlm}|\phi_{nlm}\rangle\langle\phi_{nlm}| + \int|\phi^{(\pm)}_{\boldsymbol{k}}\rangle\langle\phi^{(\pm)}_{\boldsymbol{k}}|d\boldsymbol{k} = 1$$

Développement en ondes partielles

$$\phi_{\boldsymbol{k}}^{(\pm)}(\boldsymbol{r}) = k^{-1} \sum_{lm} i^l Y_l^{m*}(\Omega_k) e^{\pm i(\sigma_l + \delta_l)} \phi_{klm}(\boldsymbol{r})$$

Ondes partielles entrantes et sortantes

$$\begin{aligned} \phi_{klm}^{(\pm)}(\boldsymbol{r}) &= k \int Y_l^m(\Omega_k) \phi_{\boldsymbol{k}}^{(\pm)}(\boldsymbol{r}) \\ &= i^l e^{\pm i(\sigma_l + \delta_l)} \phi_{klm}(\boldsymbol{r}) \end{aligned}$$

Fonctions radiales entrantes et sortantes

$$u_{kl}^{(\pm)}(r) = i^l e^{\pm i(\sigma_l + \delta_l)} u_{kl}(r)$$

(ne diffèrent que par une phase)

Modèle à trois corps

Cible T $\quad m_T,\ Z_T$

Coeur c du projectile $\quad m_c,\ Z_c$

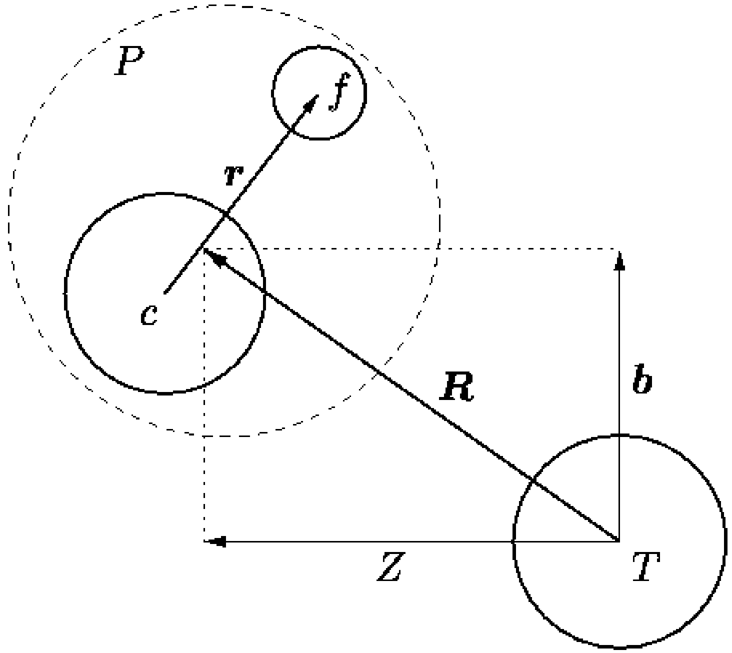
Fragment f du projectile $\quad m_f,\ Z_f$

Hamiltonien $\quad H = \dfrac{p_f^2}{2m_f} + \dfrac{p_c^2}{2m_c} + \dfrac{p_T^2}{2m_T} + V_{cf} + V_{fT} + V_{cT}$

V_{cf} : potentiel réel coeur-fragment
(peut dépendre du moment cinétique)

V_{fT} : potentiel optique fragment-cible

V_{cT} : potentiel optique cœur-cible



Coordonnées de Jacobi et impulsions

$$\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}_f - \boldsymbol{r}_c \qquad \boldsymbol{p} = \frac{m_c \boldsymbol{p}_f - m_f \boldsymbol{p}_c}{m_P}$$

$$\boldsymbol{R} = \frac{m_f \boldsymbol{r}_f + m_c \boldsymbol{r}_c}{m_P} - \boldsymbol{r}_T \qquad \boldsymbol{P} = \frac{m_T(\boldsymbol{p}_f + \boldsymbol{p}_c) - m_P \boldsymbol{p}_T}{m_P + m_T}$$

Moment cinétique (interne) total

$$\boldsymbol{J} = \boldsymbol{l} + \boldsymbol{L} = \boldsymbol{r} \times \boldsymbol{p} + \boldsymbol{R} \times \boldsymbol{P}$$

Séparation du mouvement du centre de masse

$$\left(\frac{P^2}{2\mu_{PT}} + H_0 + V_{PT}(\boldsymbol{R}, \boldsymbol{r})\right) \Psi(\boldsymbol{R}, \boldsymbol{r}) = E_{\text{tot}} \Psi(\boldsymbol{R}, \boldsymbol{r})$$

$$V_{PT}(\boldsymbol{R}, \boldsymbol{r}) = V_{cT}\left(\boldsymbol{R} - \frac{m_f}{m_P}\boldsymbol{r}\right) + V_{fT}\left(\boldsymbol{R} + \frac{m_c}{m_P}\boldsymbol{r}\right)$$

Approximations semi-classiques

- Description quantique du mouvement interne du projectile
- Description classique du mouvement relatif projectile-cible
- Trajectoire classique: paramètre d'impact b, vitesse initiale v
- Approximation supplémentaire: petits angles, trajectoires rectilignes

  (trajectoires coulombiennes)

Equation de Schrödinger dépendant du temps

Trajectoire ***R***(t) (vitesse initiale *v*, paramètre d'impact *b*)

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\Psi(\boldsymbol{r},t) = \left[H_0(\boldsymbol{r}) + V(\boldsymbol{r},t)\right]\Psi(\boldsymbol{r},t)$$

$$V(\boldsymbol{r},t) = V_{PT}(\boldsymbol{R}(t),\boldsymbol{r}) - \frac{(Z_c + Z_f)Z_T e^2}{R(t)}$$

Opérateur d'évolution

$$\Psi(\boldsymbol{r},t) = U(t,t_0)\Psi(\boldsymbol{r},t_0)$$

(U unitaire si *V* réel)

Etat initial $\quad \Psi(\boldsymbol{r},t) \underset{t\to-\infty}{\longrightarrow} e^{-iE_0 t/\hbar}\phi_0(\boldsymbol{r})$

Sections efficaces

Hypothèse simplificatrice: un seul état lié (noyau à halo)

Elastique $P_0 = |\langle \phi_0 | \Psi(+\infty) \rangle|^2$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_R}{d\Omega}\ P_0(b) \qquad\qquad (b = a \cot \tfrac{1}{2}\theta)$$

Dissociation $\dfrac{dP}{d\boldsymbol{k}} = \left| \langle \phi_{\boldsymbol{k}}^{(-)} | \Psi(+\infty) \rangle \right|^2$

$$\frac{d\sigma}{d\boldsymbol{k}} = 2\pi \int_0^\infty b db \frac{dP}{d\boldsymbol{k}}$$

Probabilité totale

$$P_0 + \int \frac{dP}{d\boldsymbol{k}} d\boldsymbol{k} = \langle \Psi(+\infty) | \Psi(+\infty) \rangle$$

Développement en ondes partielles

Distribution d'impulsions

$$\frac{dP}{d\boldsymbol{k}} = k^{-2} \left| \sum_{lm} (-i)^l Y_l^m(\Omega_k) e^{i(\sigma_l + \delta_l)} \langle \phi_{klm} | \Psi(+\infty) \rangle \right|^2$$

$$\frac{dP}{dk} = k^2 \int d\Omega_k \frac{dP}{d\boldsymbol{k}} = \sum_{lm} |\langle \phi_{klm} | \Psi(+\infty) \rangle|^2$$

Distribution d'énergies

$$\frac{dP}{dE} = \left(\frac{dE}{dk} \right)^{-1} \frac{dP}{dk} = \frac{1}{\hbar v_{cf}} \sum_{lm} |\langle \phi_{klm} | \Psi(+\infty) \rangle|^2$$

$$\frac{d\sigma}{dE} = 2\pi \int_0^\infty b db \frac{dP}{dE}$$

Théorie des perturbations au 1er ordre

ESDT

$$i\hbar\frac{d}{dt}|\Psi(t)\rangle = [H_0 + V(t)]|\Psi(t)\rangle$$

Approximation

$$|\Psi(t)\rangle \rightarrow |\Psi(-\infty)\rangle = e^{-iH_0 t/\hbar}|\phi_0\rangle$$

$$e^{iEt/\hbar}\langle\phi_{klm}|\Psi(+\infty)\rangle = \frac{1}{i\hbar}\int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\omega t}\langle\phi_{klm}|V(t)|\phi_0\rangle dt$$

$$\omega = (E - E_0)/\hbar$$

Distribution de probabilités en fonction de l'énergie

$$\frac{dP}{dE} = \frac{1}{\hbar v_{cf}}\sum_{lm}|\langle\phi_{klm}|\Psi(+\infty)\rangle|^2$$

Dissociation coulombienne au 1er ordre

$$V^C(\boldsymbol{r},t) = \frac{Z_c Z_T e^2}{|\boldsymbol{R}(t) - \frac{m_f}{m_P}\boldsymbol{r}|} + \frac{Z_f Z_T e^2}{|\boldsymbol{R}(t) + \frac{m_c}{m_P}\boldsymbol{r}|} - \frac{(Z_c + Z_f) Z_T e^2}{R(t)}$$

$$\frac{1}{|\boldsymbol{r}' - \boldsymbol{r}|} = \sum_{\lambda=0}^{\infty} \frac{r_<^\lambda}{r_>^{\lambda+1}} \frac{4\pi}{2\lambda+1} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} Y_\lambda^{\mu *}(\Omega') Y_\lambda^\mu(\Omega)$$

$$r_> = \max(r, r'), \;\; r_< = \min(r, r')$$

Approximation du champ lointain $\qquad r_> = R, \;\; r_< = r$

$$V^C(\boldsymbol{r},t) \approx Z_T e \sum_{\lambda=1}^{\infty} \frac{4\pi}{2\lambda+1} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \frac{Y_\lambda^{\mu *}(\Omega_R)}{R^{\lambda+1}} \mathcal{M}_\mu^{(E\lambda)}$$

Opérateur multipolaire électrique $\qquad \mathcal{M}_\mu^{(E\lambda)} = Z_{\mathrm{eff}}^{(\mathrm{E}\lambda)} e r^\lambda Y_\lambda^\mu(\Omega)$

Charge effective $\qquad Z_{\mathrm{eff}}^{(\mathrm{E}\lambda)} = Z_c \left(\frac{m_f}{m_P}\right)^\lambda + Z_f \left(-\frac{m_c}{m_P}\right)^\lambda$

Rôle des charges effectives

$$Z_{\text{eff}}^{(\mathsf{E}\lambda)} = Z_c \left(\frac{m_f}{m_P}\right)^\lambda + Z_f \left(-\frac{m_c}{m_P}\right)^\lambda$$

f = neutron ($Z_f = 0$)

^{11}Be = ^{10}Be + n   E1: 4/11 ~ 0.36
E2: 4/121 ~ 0.03

- corrections du second ordre E1-E1dominantes

f = proton ($Z_f = 1$)

^{8}B = ^{7}Be + p   E1: -3/8 ~ - 0.38
E2: 53/64 ~ 0.83

- corrections du premier ordre E2 importantes

$$\langle \phi_{klm} | \Psi(+\infty) \rangle \approx \frac{Z_T e}{i\hbar} \sum_{\lambda=1}^{\infty} \frac{4\pi}{2\lambda+1} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \langle \phi_{klm} | \mathcal{M}_{\mu}^{(E\lambda)} | \phi_0 \rangle I_{\lambda\mu}$$

$$I_{\lambda\mu} = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\omega t} \, \frac{Y_{\lambda}^{\mu *}[\Omega_R(t)]}{R(t)^{\lambda+1}} \, dt$$

Trajectoire rectiligne

$$I_{\lambda\mu} = \frac{1}{v} \sqrt{\frac{2\lambda+1}{\pi}} \frac{i^{\lambda+\mu}}{\sqrt{(\lambda+\mu)!(\lambda-\mu)!}} \left(\frac{\omega}{v}\right)^{\lambda} K_{\mu}\left(\frac{\omega b}{v}\right)$$

Force dipolaire ($l_0 = 0$)

$$\frac{dB(E1)}{dE} = \frac{1}{\hbar v_{cf}} \sum_{m} \left| \langle \phi_{k1m} | \mathcal{M}_{m}^{(E1)} | \phi_0 \rangle \right|^2$$

Section efficace de dissociation E1 $\quad P \to c + f$

$$\frac{dP(E1)}{dE} = \frac{1}{\hbar v_{cf}} \sum_m |\langle \phi_{k1m} | \Psi(+\infty) \rangle|^2$$
$$= \frac{16\pi}{9} \left(\frac{Z_T e \omega}{\hbar v^2} \right)^2 [K_0(x)^2 + K_1(x)^2] \frac{dB(E1)}{dE}$$

$$x = \omega b / v$$

$$\frac{d\sigma(E1)}{dE} = 2\pi \int_{b_{\mathrm{min}}}^{\infty} b db \frac{dP(E1)}{dE}$$
$$= \frac{32\pi^2}{9} \left(\frac{Z_T e}{\hbar v} \right)^2 x_{\mathrm{min}} K_0(x_{\mathrm{min}}) K_1(x_{\mathrm{min}}) \frac{dB(E1)}{dE}$$

$$x_{\mathrm{min}} = \omega b_{\mathrm{min}} / v$$

Relation avec la section efficace E1 de capture radiative $\quad c(f, \gamma)P$

$$\sigma_\gamma^{(E1)}(E) \propto \frac{dB(E1)}{dE}$$

Approximation simple pour un halo à un neutron:

onde plane pour l'état libre

$$\phi_{klm} = k\sqrt{\frac{2}{\pi}} j_l(kr) Y_l^m(\Omega)$$

forme asymptotique pour l'état lié

$$\phi_0 = \sqrt{2\kappa_0} r^{-1} e^{-\kappa_0 r} Y_0^0(\Omega) \qquad |E_0| = \hbar^2 \kappa_0^2 / 2\mu_{cf}$$

Force dipolaire

$$\frac{dB(E1)}{dE} = \frac{3}{\pi^2} (Z_{\text{eff}}^{(\text{E1})} e)^2 \frac{\hbar^2}{\mu_{cf} E_0^2} f\left(\frac{E}{|E_0|}\right)$$

$$f(x) = \frac{x^{3/2}}{(x+1)^4} \qquad \int_0^\infty f(x)dx = \frac{\pi}{16}$$

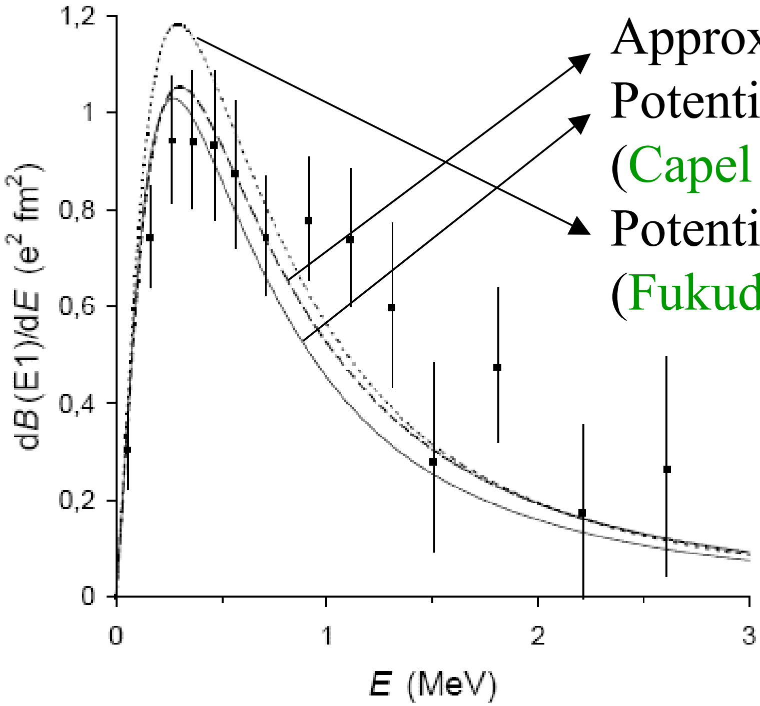
f maximum à $x = 3/5 \longrightarrow$ force dipolaire maximum at $E = 3|E_0|/5$

Facteur spectroscopique S and constante de normalisation asymptotique N

$$\phi_0 \rightarrow \sqrt{S}\tilde{\phi}_0 \approx \sqrt{S} N r^{-1} e^{-\kappa_0 r} Y_0^0(\Omega)$$

« Détermination » du facteur spectroscopique S
Exemple: $^{11}Be + ^{208}Pb \rightarrow ^{10}Be + n + ^{208}Pb$

Force dipolaire du ^{11}Be (72 MeV/nucléon)



Approximation analytique: $S \approx 1$

Potentiel reproduisant l'état $1/2^-$ (Capel et al): $S \approx 1$

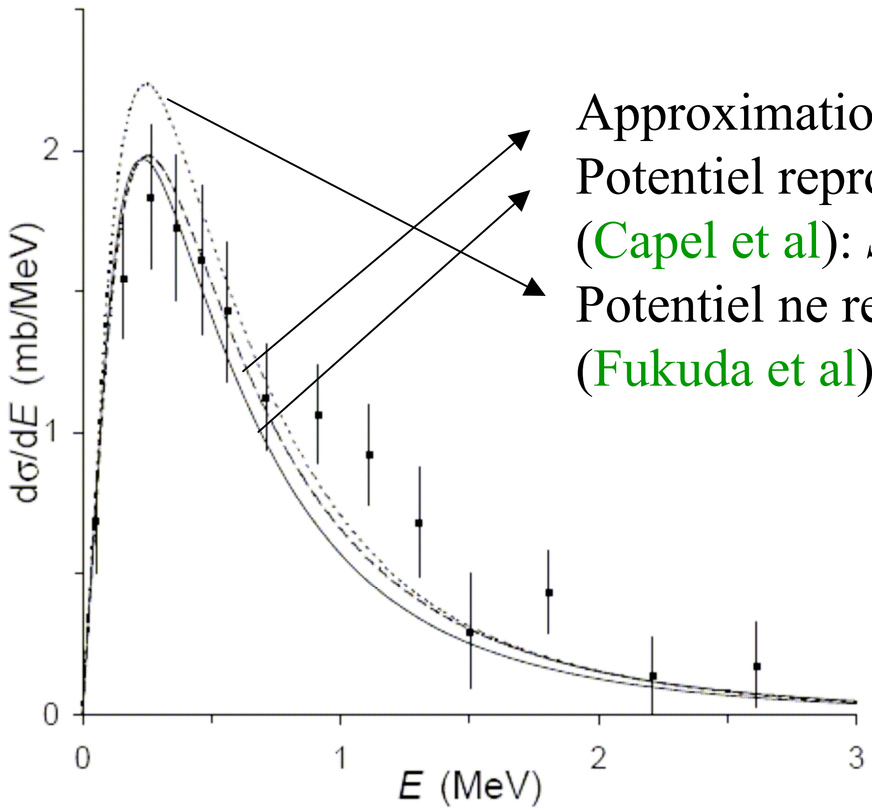
Potentiel ne reproduisant pas l'état $1/2^-$ (Fukuda et al): $S \approx 0.8$

Exp: T. Nakamura et al, Phys. Lett. B 331 (1994) 296

Semi-classique, CDCC: P. Capel, F.M. Nunes, Phys. Rev. C 73 (2006) 014615

Exemple: $^{11}Be + ^{208}Pb \rightarrow ^{10}Be + n + ^{208}Pb$

Section efficace de dissociation du ^{11}Be
(72 MeV/nucléon)



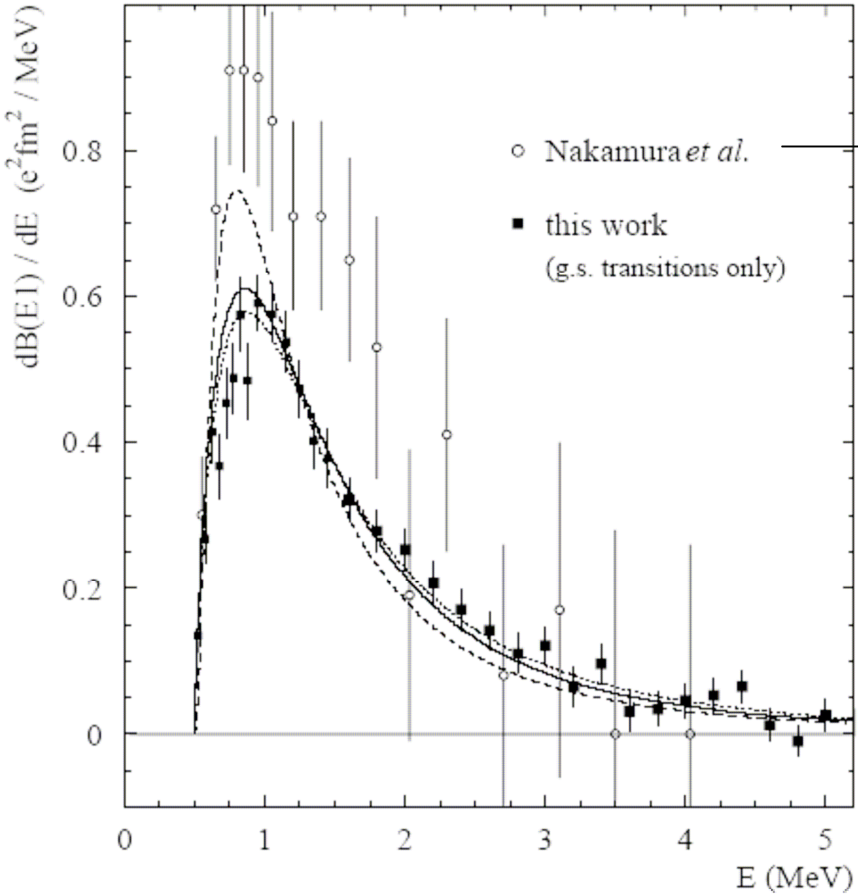
Approximation analytique: $S \approx 1$
Potentiel reproduisant l'état $1/2^-$
(Capel et al): $S \approx 1$
Potentiel ne reproduisant pas l'état $1/2^-$
(Fukuda et al): $S \approx 0.8$

Exp: T. Nakamura et al, Phys. Lett. B 331 (1994) 296

Mais

Comparaison des forces dipolaires de RIKEN et GSI

72 and 520 MeV/nucléon



facteur 0.85

$S \approx 0.85$?

ou

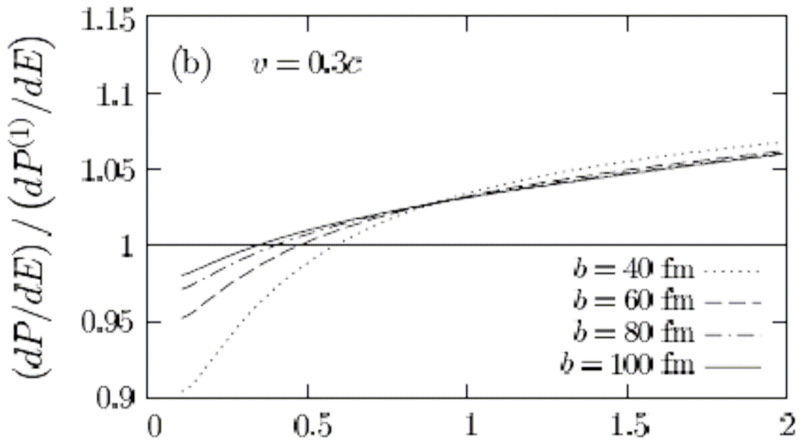
$S \approx 0.72$?

(Nakamura)

R. Palit et al, Phys. Rev. C 68 (2003) 034318

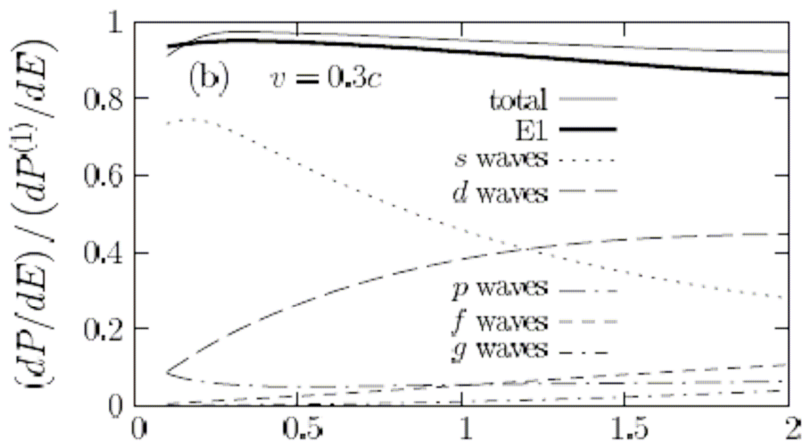
Rapport des distributions de probabilités obtenues par résolution numérique et par théorie des perturbations au 1er ordre

$^{11}Be + {}^{208}Pb \rightarrow {}^{10}Be + n + {}^{208}Pb$



P. Capel, D.B., Phys. Rev. C 71 (2005) 044609

$^{8}B + {}^{208}Pb \rightarrow {}^{7}Be + p + {}^{208}Pb$



Approximation du champ lointain peu précise

Résolution numérique de l'équation de Schrödinger dépendant du temps

Principe

- référentiel du projectile (cible en mouvement)
- représentation de la fonction d'onde du projectile sur un réseau 3D
- état lié initial à $-T$ (T grand)
- évolution de $-T$ to $+T$ par petits pas de temps Δt

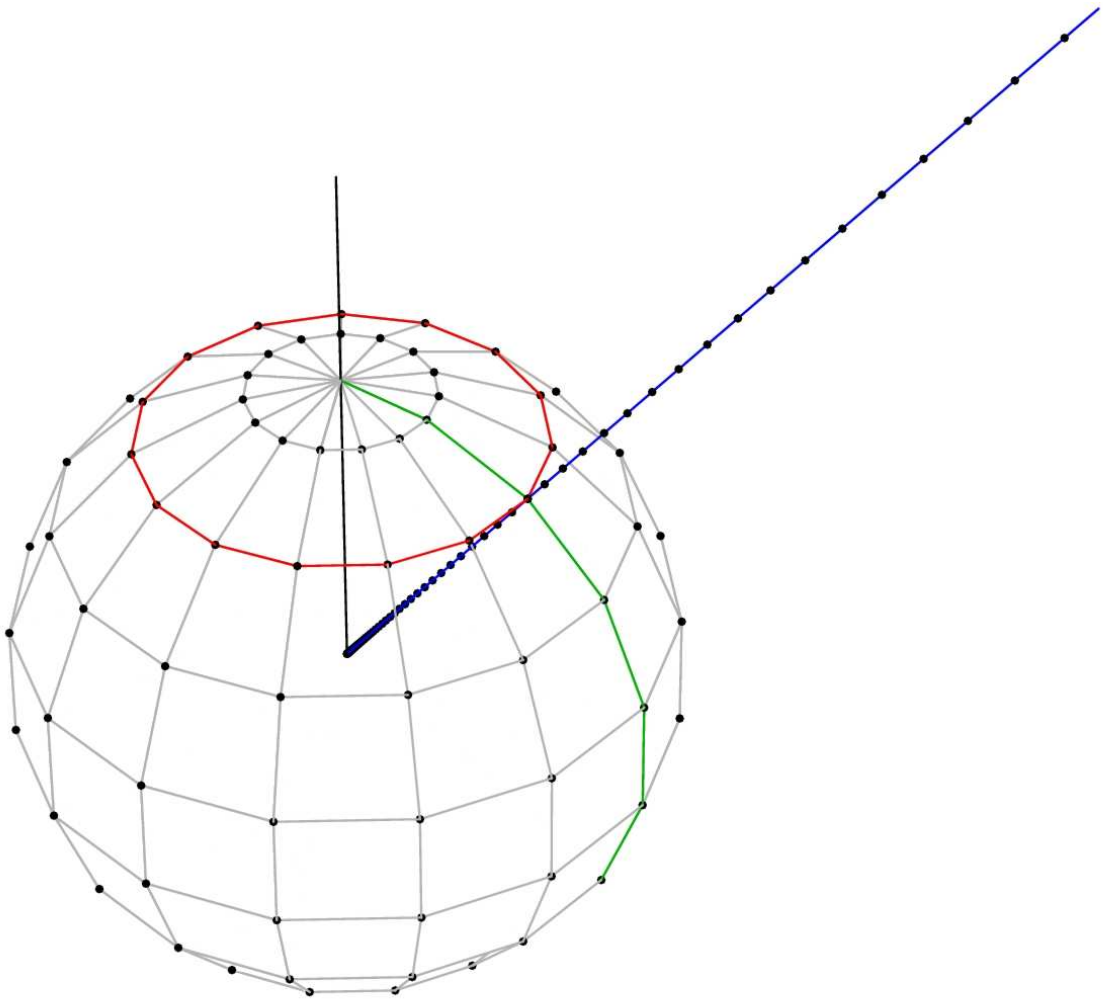
$$\psi(t + \Delta t) = U(t + \Delta t, t)\psi(t)$$

U: opérateur d'évolution approché

- information physique extraite de $\psi(T)$

Exemple de réseau 3D

Mouvement relatif entre le cœur et le fragment



P. Capel, D. B., V.S. Melezhik, Phys. Rev. C 68 (2003) 014612

^{11}Be

Etats liés

$1/2^+$ ($l = 0$) at –0.503 MeV

$1/2^-$ ($l = 1$) at –0.183 MeV

Resonnance

$5/2^+$ ($l = 2$) at 1.27 MeV ($\Gamma = 0.10 \pm 0.02$ MeV)

Potentiel $V_0(r)$ pour ^{10}Be + n

- Woods-Saxon + spin-orbite (dépendant de l et j)
- Etats liés non physiques 0s1/2 et 0p3/2 (principe de Pauli)
- Potentiel avec une résonnance physique 0d5/2

Potentiels optiques pour ^{208}Pb + n et ^{208}Pb + ^{10}Be

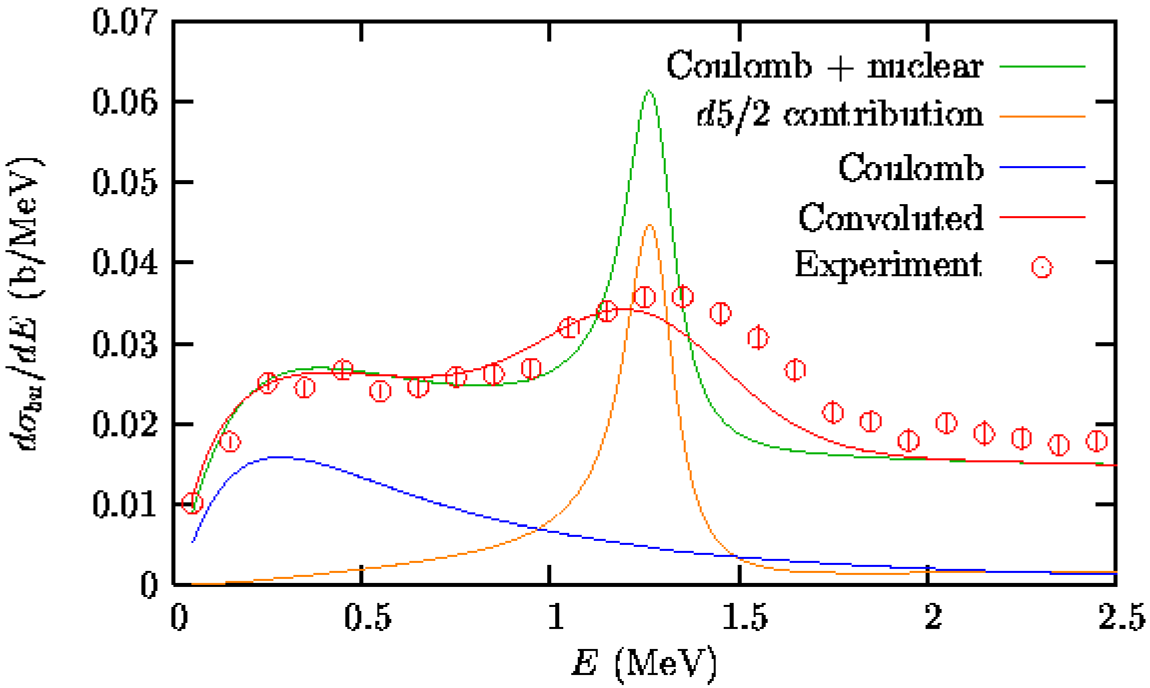
pour ^{12}C + n et ^{12}C + ^{10}Be

Pas de paramètre

$^{11}Be + ^{12}C \rightarrow ^{10}Be + n + ^{12}C$

Calcul semi-classique

67 MeV/nucléon



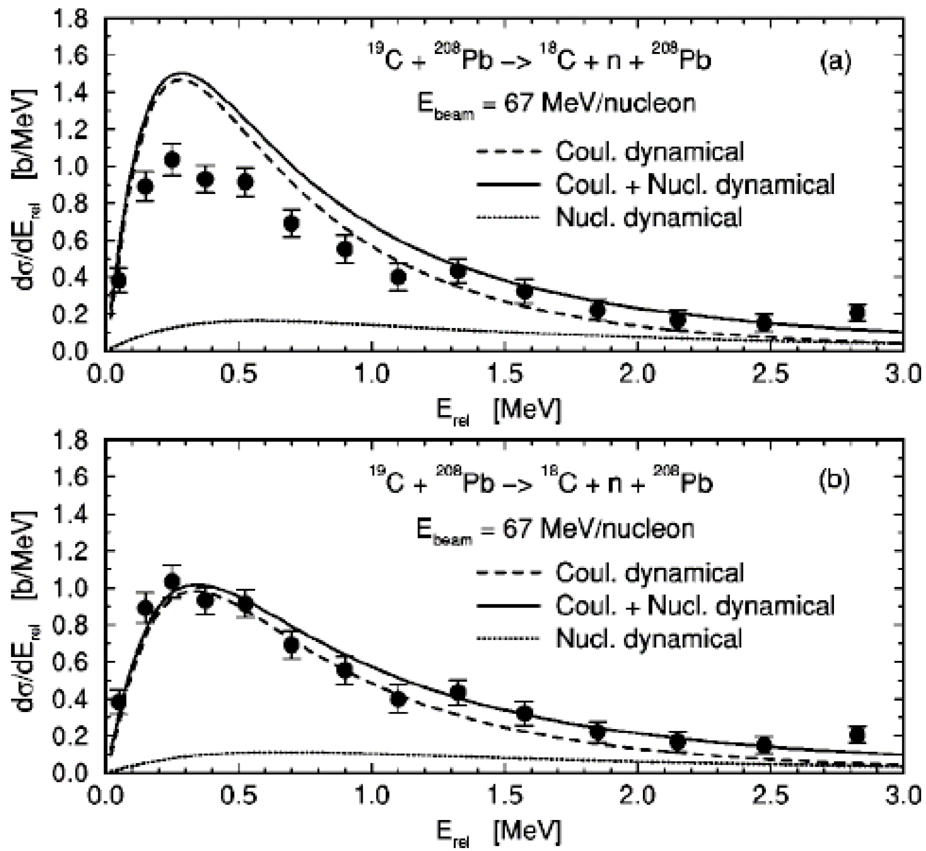
Th: P. Capel et al, Phys. Rev. C 70 (2004) 064605

Exp.: N. Fukuda et al., Phys. Rev. C 70 (2004) 054606

Convolution de la théorie avec la résolution en énergie expérimentale

Influence de l'énergie de séparation du neutron

$^{19}C + ^{208}Pb \rightarrow ^{18}C + n + ^{208}Pb$



$E_0 = 530$ keV

$(E_{exp} = 530 \pm 130$ keV$)$

$E_0 = 650$ keV

S. Typel, R. Shyam, Phys. Rev. C 64 (2001) 024605

Résumé et commentaires

- Théorie des perturbations au 1er ordre
  - l'approximation E1 peut ne pas être assez précise
  - E1 + E2 pour un fragment chargé
  - corrections d'ordre supérieur et/ou relativistes non négligeables

- Résolution numérique de l'ESDT
  - précise mais coûteuse en temps de calcul
  - traitement assez simple sur réseau

- Traitement semi-classique
  - valable seulement pour des sections efficaces intégrées sur les angles (sections efficaces différentielles angulaires peu réalistes)
  - base d'approximations quantiques

Trajectoires coulombiennes classiques

Distance $2a$ d'approche minimum pour des collisions centrales

$$2a = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{E}$$

Equations paramétriques de l'hyperbole

$$\begin{aligned} R &= a(\epsilon \cosh \omega + 1) \\ \cos \vartheta &= \frac{\sqrt{\epsilon^2 - 1} \sinh \omega}{\epsilon \cosh \omega + 1} \\ vt &= a(\epsilon \sinh \omega + \omega) \end{aligned}$$

Excentricité $\qquad \epsilon = \dfrac{1}{\sin \frac{1}{2}\theta}$

Paramètre d'impact $\qquad b = a \cot \frac{1}{2}\theta$

Réactions de dissociation: aspects théoriques

Maubuisson, septembre 2007

Daniel Baye
Université Libre de Bruxelles

Réactions de dissociation: aspects théoriques (II)

- Introduction
- Modèle
  - Modèle à deux corps du projectile
  - Modèle de réaction à trois corps
- Approximations semi-classiques
  - Sections efficaces
  - Théorie des perturbations au 1er ordre de la dissociation coulombienne
  - Résolution numérique de l'équation de Schrödinger dépendant du temps
- Approximations quantiques
  - Sections efficaces
  - Approximations eikonales
  - Voies couplées avec continu discrétisé (CDCC)
- Conclusion

Approximations quantiques

- Sections efficaces
- Elastique
- Dissociation
- Approximation eikonale
- Approximation eikonale dynamique
- Relation avec approximation semi-classique
- Approximation des voies couplées avec continu discrétisé

  (CDCC: coupled discretized-continuum channels)
- Deux variantes

Expression générale non relativiste des sections efficaces

$$d^{3N}\sigma = \frac{(2\pi)^4}{\hbar v}|\tilde{T}_{fi}|^2 \delta\left(\sum_{f=1}^{N} E'_f - E_1 - E_2 - Q\right) \times \delta\left(\sum_{f=1}^{N} \boldsymbol{k}'_f - \boldsymbol{k}_1 - \boldsymbol{k}_2\right)\left(\prod_{f=1}^{N} d\boldsymbol{k}'_f\right)$$

- Lois de conservation dans les fonctions δ (énergie, impulsion)
- T_{fi}: élément de matrice du potentiel d'interaction entre états final et initial
- Etat initial: fonction d'onde de collision complète
  (solution « exacte » de l'équation de Schrödinger)
- Etat final: $N - 1$ mouvements relatifs libres

Procédure

- Intégration sur le vecteur d'onde total $\boldsymbol{K}_{\text{tot}}$
- Intégration sur une énergie dans un certain référentiel

→ section efficace $3N - 4$ fois différentielle

Collisions élastiques ($N = 2$)

Vecteurs d'onde finals

$$\boldsymbol{K}'_{\text{tot}} = \boldsymbol{k}'_P + \boldsymbol{k}'_T \qquad \boldsymbol{k}' = \frac{m_T \boldsymbol{k}'_P - m_P \boldsymbol{k}'_T}{m_P + m_T}$$

Intégration sur le vecteur d'onde total

$$d^3\sigma = \frac{1}{(2\pi)^2 \hbar v} |T_{fi}|^2 \delta\left(\frac{\hbar^2 k'^2}{2\mu_{PT}} - E - Q\right) d\boldsymbol{k}'$$

Elément de matrice de transition $\quad \psi(\boldsymbol{r}) \underset{z \to -\infty}{\longrightarrow} e^{i(kz + \ldots)}$

$$T_{fi} = (2\pi)^{-3} \tilde{T}_{fi} = \langle e^{i\boldsymbol{k}' \cdot \boldsymbol{r}} | V_{PT} | \psi(\boldsymbol{r}) \rangle$$

Section efficace élastique

$$d\boldsymbol{k}' = k'^2 dk' d\Omega$$

$$\delta[f(x) - f(x_0)] = \frac{1}{|f'(x_0)|} \delta(x - x_0)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{\mu_{PT}^2}{\hbar^4} |T_{fi}|^2 = |f(\theta)|^2$$

$$f(\theta) = -\frac{\mu_{PT}}{2\pi\hbar^2} T_{fi}$$

Dissocation ($N = 3$)

Vecteurs d'onde finals

$$\boldsymbol{K}'_{\mathrm{tot}} = \boldsymbol{k}'_f + \boldsymbol{k}'_c + \boldsymbol{k}'_T \qquad \boldsymbol{K}' = \frac{m_T(\boldsymbol{k}'_f + \boldsymbol{k}'_c) - m_P \boldsymbol{k}'_T}{m_P + m_T}$$

$$\boldsymbol{k} = \frac{m_c \boldsymbol{k}'_f - m_f \boldsymbol{k}'_c}{m_P}$$

Intégration sur le vecteur d'onde total

$$d^6\sigma = \frac{1}{(2\pi)^5 \hbar v} |T_{fi}|^2 \delta \left(\frac{\hbar^2 K'^2}{2\mu_{PT}} + \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu_{cf}} - E - Q \right) d\boldsymbol{k} d\boldsymbol{K}'$$

Elément de matrice de transition $\Psi(\boldsymbol{R}, \boldsymbol{r}) \underset{Z \to -\infty}{\longrightarrow} e^{i(KZ + \ldots)} \phi_0(\boldsymbol{r})$

$$T_{fi} = (2\pi)^{-9/2} \tilde{T}_{fi} = \langle e^{i\boldsymbol{K}' \cdot \boldsymbol{R}} \phi^{(-)}_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r}) | V_{PT} | \Psi(\boldsymbol{R}, \boldsymbol{r}) \rangle$$

Section efficace de dissociation
(référentiel du centre de masse) $\displaystyle \frac{d\sigma}{d\boldsymbol{k} d\Omega} = \frac{1}{(2\pi)^5} \frac{\mu_{PT} K'}{\hbar^3 v} |T_{fi}|^2$

Approximation eikonale

Diffusion par un potentiel

$$\left(\frac{p^2}{2\mu}+V(r)\right)\psi = E\psi$$

$$\psi(\boldsymbol{r}) = e^{ikz}\widehat{\psi}(\boldsymbol{r})$$

$$\left(\frac{p^2}{2\mu}+vp_z+V(r)\right)\widehat{\psi} = 0$$

$$v = \hbar k/\mu$$

Approximation (haute énergie) $\quad |\Delta\widehat{\psi}| \ll k|\nabla\widehat{\psi}|$

$$\left(-i\hbar v\frac{\partial}{\partial z}+V(r)\right)\widehat{\psi} = 0$$

Fonction d'onde eikonale

$$\psi(\boldsymbol{r}) = \exp\left[ikz - \frac{i}{\hbar v}\int_{-\infty}^{z} V(\boldsymbol{b}, z')dz'\right]$$

R.J. Glauber, Lectures on Theoretical Physics, vol.1 (Interscience, 1959) p.315

Amplitude de diffusion (exacte si ψ exact)

$$f(\theta) = -\frac{\mu}{2\pi\hbar^2}\int \exp(-i\boldsymbol{k}'\cdot\boldsymbol{r})V(r)\psi(\boldsymbol{r})d\boldsymbol{r}$$

Impulsion transférée $\boldsymbol{q} = \boldsymbol{k}' - \boldsymbol{k}$

Approximation (petits angles) $\boldsymbol{k}'\cdot\boldsymbol{r} - kz = \boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r} \approx \boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{b}$ $\qquad \boldsymbol{r} = (\boldsymbol{b}, z)$

$$\begin{aligned} f(\theta) &\approx -\frac{\mu}{2\pi\hbar^2}\int d\boldsymbol{b}\, e^{-i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{b}}\int_{-\infty}^{+\infty} dz\, V(\boldsymbol{b},z)\exp\left[-\frac{i}{\hbar v}\int_{-\infty}^{z} V(\boldsymbol{b},z')dz'\right] \\ &= \frac{ik}{2\pi}\int d\boldsymbol{b}\, e^{-i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{b}}\left[1 - e^{i\chi(b)}\right] \end{aligned}$$

Fonction de déphasage

$$\chi(b) = -\frac{1}{\hbar v}\int_{-\infty}^{\infty} V(\boldsymbol{b},z)dz$$

Amplitude de diffusion eikonale

$$f(\theta) = ik\int_0^{\infty} b\,db\,J_0(qb)\left[1 - e^{i\chi(b)}\right]$$

Potentiel coulombien

$$\chi_C(b) = -\frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{b^2 + z^2}} \, dz$$

Divergence!

Coupure $a >> b$

$$\chi_C(b) \approx 2\eta \ln \frac{b}{2a}$$

Amplitude de diffusion coulombienne eikonale

$$f_C^{\text{eik.}}(\theta) = f_C(\theta) e^{-2i\eta \ln 2ka}$$

Amplitude de diffusion coulombienne exacte

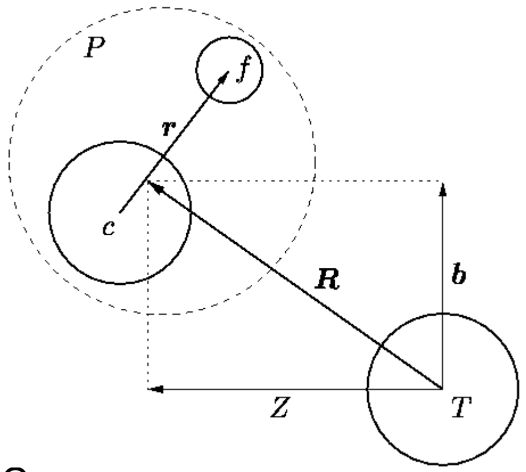
$$f_C(\theta) = -\frac{\eta}{2k \sin^2 \frac{1}{2}\theta} \, e^{2i(\sigma_0 - \eta \ln \sin \frac{1}{2}\theta)}$$

R.J. Glauber, Lectures on Theoretical Physics, vol.1 (Interscience, 1959) p.315

Approximation eikonale pour la dissociation d'un système à 2 corps

$$\left(\frac{P^2}{2\mu_{PT}} + H_0 + V_{PT}(\boldsymbol{R},\boldsymbol{r})\right)\Psi(\boldsymbol{R},\boldsymbol{r}) = E_{\text{tot}}\Psi(\boldsymbol{R},\boldsymbol{r})$$

$$\Psi(\boldsymbol{R},\boldsymbol{r}) = e^{iKZ}\widehat{\Psi}(\boldsymbol{R},\boldsymbol{r})$$



$$E_{\text{tot}} = \frac{\hbar^2K^2}{2\mu_{PT}} + E_0$$

$$v = \hbar K/\mu_{PT}$$

$$\left(\frac{P^2}{2\mu_{PT}} + vP_Z + H_0 + V_{PT}(\boldsymbol{R},\boldsymbol{r}) - E_0\right)\widehat{\Psi} = 0$$

Approximations eikonale $|\Delta_R\widehat{\Psi}| \ll K|\nabla_R\widehat{\Psi}|$ et adiabatique $H_0 \approx E_0$

$$\left(-i\hbar v\frac{\partial}{\partial Z} + V_{PT}(\boldsymbol{R},\boldsymbol{r})\right)\widehat{\Psi}_{\text{eik.}} = 0$$

Fonction d'onde eikonale

$$\widehat{\Psi}_{\text{eik.}}(\boldsymbol{R},\boldsymbol{r}) = \exp\left[-\frac{i}{\hbar v}\int_{-\infty}^{Z} V_{PT}(\boldsymbol{b},Z',\boldsymbol{r})dZ'\right]\phi_0(\boldsymbol{r})$$

Diffusion élastique $\quad \boldsymbol{q} = \boldsymbol{K}' - \boldsymbol{K}$

$$S_0^{\mathrm{eik.}}(b) = \lim_{Z\to+\infty} \langle \phi_0(\boldsymbol{r}) | \hat{\Psi}_{\mathrm{eik.}}(\boldsymbol{R},\boldsymbol{r})\rangle - 1$$

$$f(\theta) = iK \int_0^\infty b db J_0(qb) S_0^{\mathrm{eik.}}(b)$$

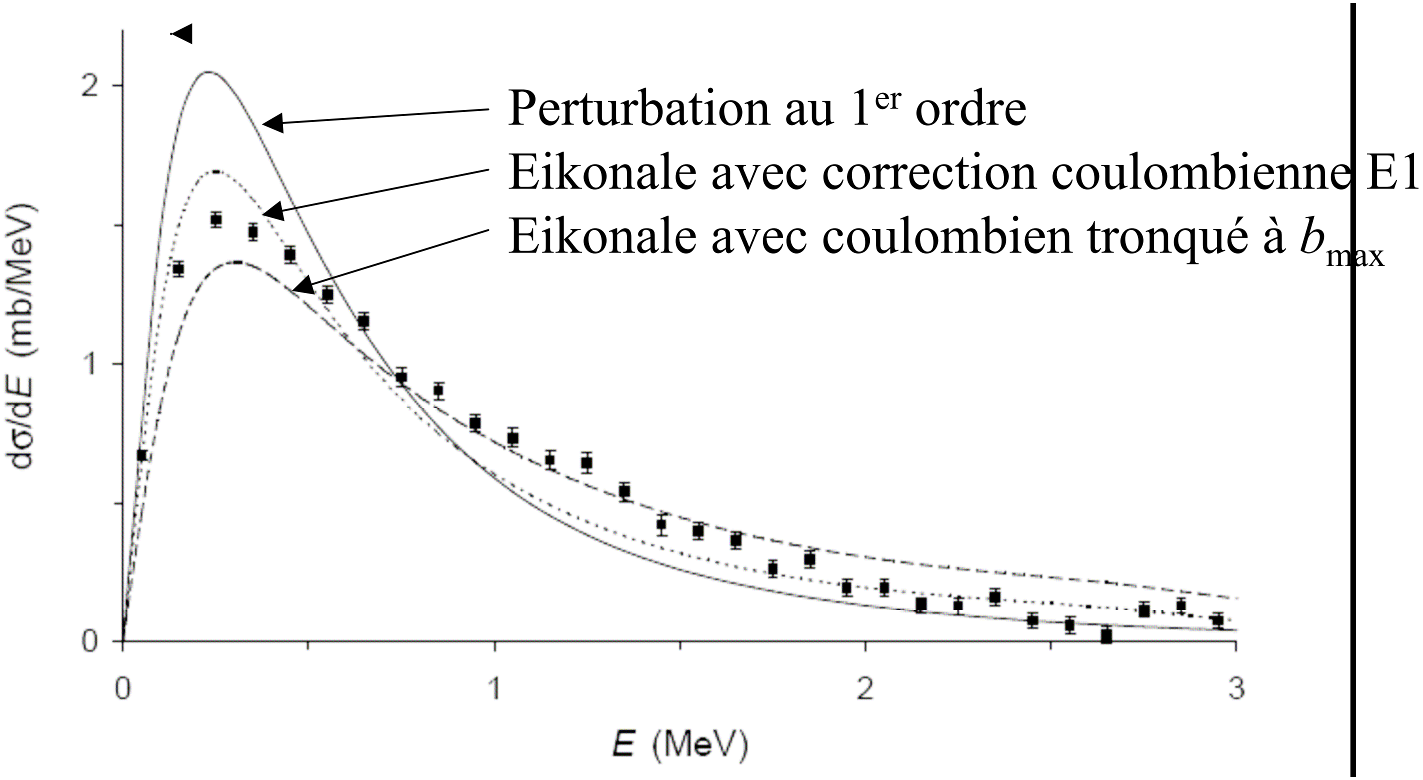
Dissociation

$$S^{\mathrm{eik.}}(\boldsymbol{k},\boldsymbol{b}) = \lim_{Z\to+\infty} \langle \phi_{\boldsymbol{k}}^{(-)}(\boldsymbol{r}) | \hat{\Psi}_{\mathrm{eik.}}(\boldsymbol{R},\boldsymbol{r})\rangle$$

$$T_{fi} \approx i\hbar v \int d\boldsymbol{b}\, e^{-i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{b}} S^{\mathrm{eik.}}(\boldsymbol{k},\boldsymbol{b})$$

$$\frac{d\sigma}{d\boldsymbol{k}d\Omega} = \frac{KK'}{(2\pi)^5} \left| \int d\boldsymbol{b}\, e^{-i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{b}} S^{\mathrm{eik.}}(\boldsymbol{k},\boldsymbol{b}) \right|^2$$

Dissociation élastique $^{11}Be + ^{208}Pb$ à 68 MeV/nucléon



Correction coulombienne E1:

J. Margueron et al, Nucl. Phys. A 720 (2003) 337

B. Abu-Ibrahim, Y. Suzuki, Prog. Theor. Phys. 112 (2004) 1013

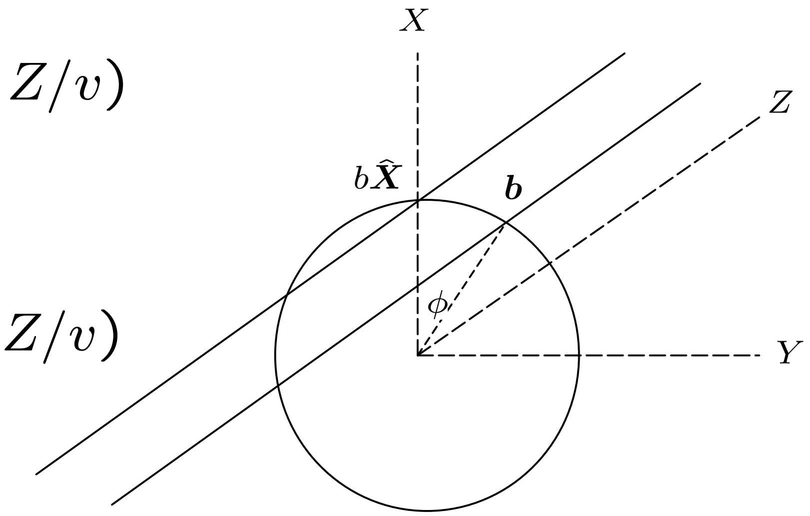
Approximation eikonale dynamique

Pas d'approximation adiabatique $(\cancel{H_0 \to E_0})$

$$i\hbar v \frac{\partial}{\partial Z}\widehat{\Psi}(\boldsymbol{R},\boldsymbol{r}) = (H_0 + V_{PT} - E_0)\,\widehat{\Psi}(\boldsymbol{R},\boldsymbol{r})$$

Formellement identique à ESDT (lignes droites) $t = Z/v$

$$\widehat{\Psi}(\boldsymbol{R},\boldsymbol{r}) \propto \widehat{\Psi}_{\mathrm{s.c.}}(\boldsymbol{r}, Z/v)$$



Problème de phase

$$\Psi_{\mathrm{dyn.eik.}}(\boldsymbol{R},\boldsymbol{r}) = e^{iKZ} e^{-i\varphi_b l_z}\widehat{\Psi}_{\mathrm{s.c.}}(\boldsymbol{r}, Z/v)$$

Amplitude de dissociation

$$S(\boldsymbol{k},\boldsymbol{b}) = \lim_{Z\to+\infty}\langle \phi_{\boldsymbol{k}}^{(-)}(\boldsymbol{r})|\widehat{\Psi}_{\mathrm{s.c.}}(\boldsymbol{r}, Z/v)\rangle$$

D. B., P. Capel, G. Goldstein, Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 082502

Développement en ondes partielles

$$S(\boldsymbol{k},\boldsymbol{b}) = \frac{4\pi}{k}\sum_{lm} Y_l^m(\Omega_k) e^{-im\varphi_b} S_{klm}(b)$$

$$S_{klm}(b) = \lim_{Z\to+\infty} \langle \phi_{klm}^{(-)} | \hat{\Psi}_{\mathrm{s.c.}}(\boldsymbol{r}, Z/v)\rangle$$

Développement de la fonction d'onde semi-classique

$$\lim_{Z\to+\infty} \hat{\Psi}_{\mathrm{s.c.}}(\boldsymbol{r}, Z/v) = \frac{1}{r}\sum_{lm} \hat{\psi}_{lm}(r) Y_l^m(\Omega_r)$$

Amplitudes partielles de dissociation

$$S_{klm}(b) = i^{-l} e^{i(\sigma_l+\delta_l)} \int_0^\infty u_{kl}(r)\hat{\psi}_{lm}(r)dr$$

Section efficace

$$\frac{d\sigma}{d\boldsymbol{k}d\Omega} = \frac{KK'}{k^2}\left|\sum_{lm} i^{|m|} Y_l^m(\Omega_k) e^{-im\varphi} \int_0^\infty bdbJ_{|m|}(qb) S_{klm}(b)\right|^2$$

Intégration sur les directions des fragments (Ω_k)

$$\frac{d\sigma}{dEd\Omega} = \frac{KK'}{\hbar v_{cf}} \sum_{lm} \left| \int_0^\infty bdbJ_{|m|}(qb)S_{klm}(b) \right|^2$$

Intégration sur les directions du c.m. du projectile (Ω)

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{2\pi}{\hbar v_{cf}} \sum_{lm} \int_0^\infty bdbS^*_{klm}(b) \int_0^\infty b'db'S_{klm}(b') \int_0^{2K} qdqJ_{|m|}(qb)J_{|m|}(qb')$$

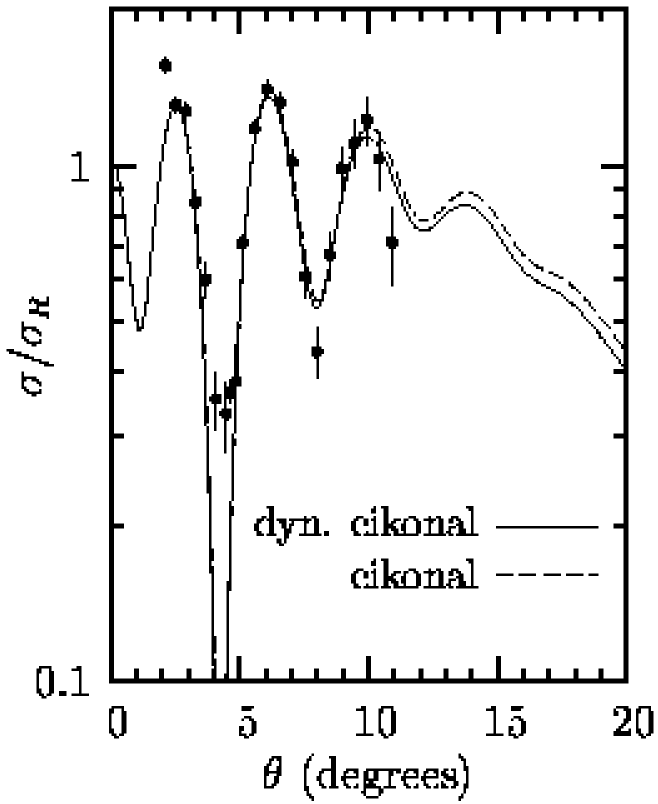
Approximation $K \to \infty$ $$\int_0^\infty qdqJ_m(qb)J_m(qb') = \frac{1}{b}\delta(b-b')$$

Relation avec semi-classique

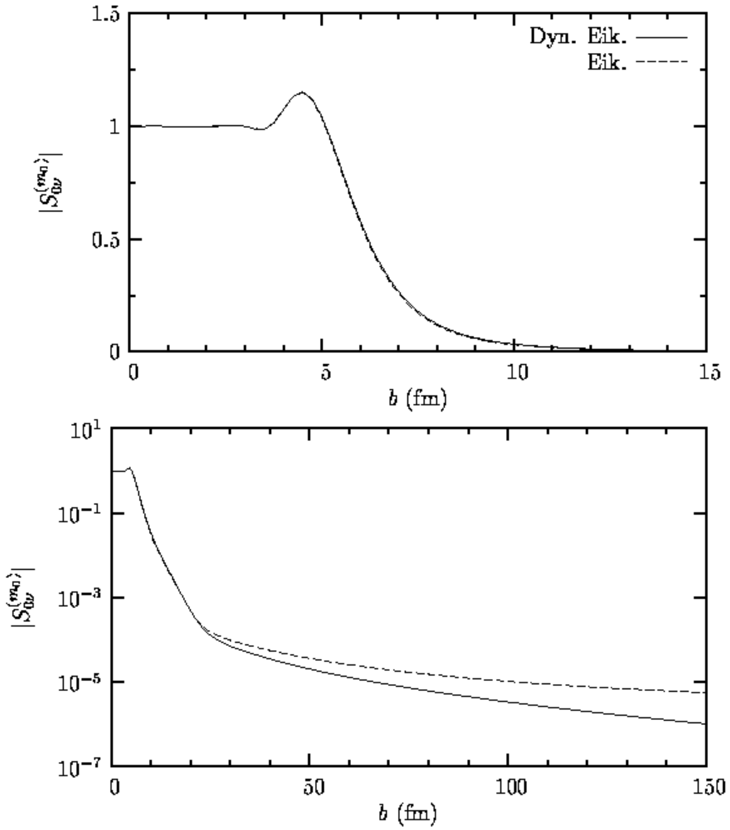
$$\frac{d\sigma}{dE} \approx \frac{2\pi}{\hbar v_{cf}} \sum_{lm} \int_0^\infty bdb\, |S_{klm}(b)|^2$$

Diffusion élastique ^{11}Be + ^{12}C à 49.3 MeV/nucléon

σ/σ_R



Amplitude S_0

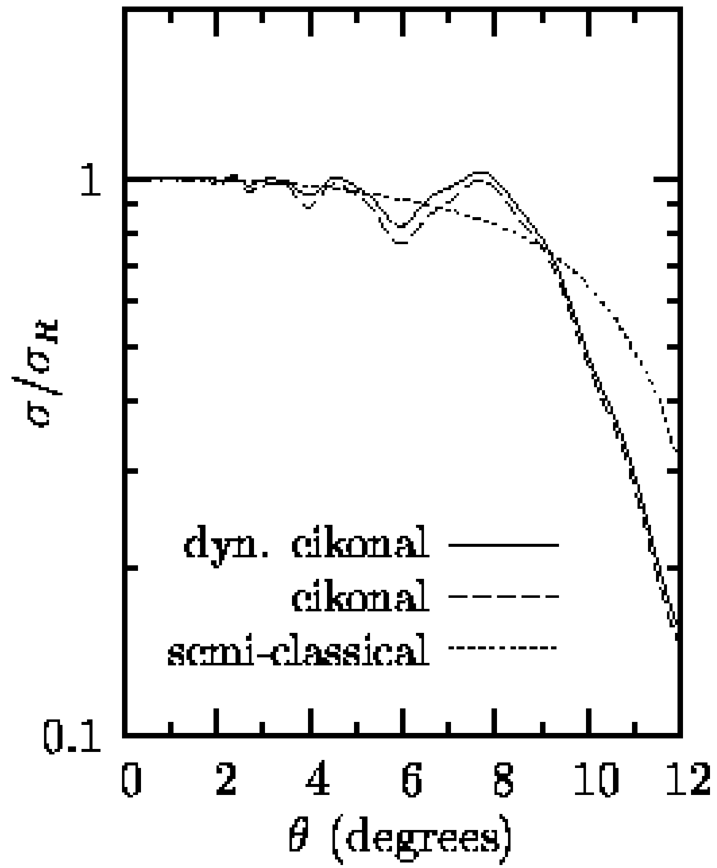


Exp. : M.D. Cortina-Gil, PhD thesis, Université de Caen (1996)

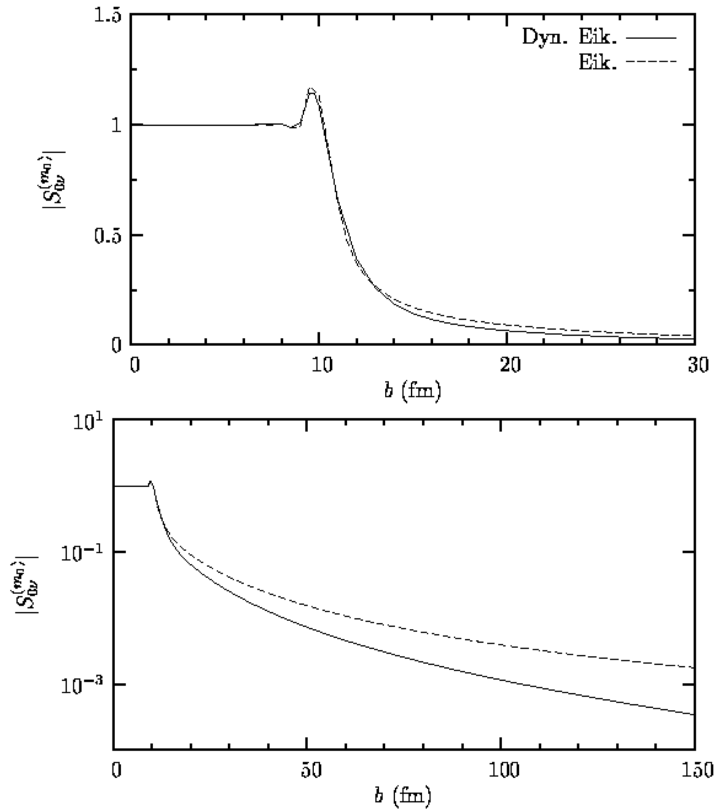
Théor.: D. B., P. Capel, G. Goldstein, Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 082502

Diffusion élastique ^{11}Be + ^{208}Pb à 20 MeV/nucléon

σ/σ_R



Amplitude S_0

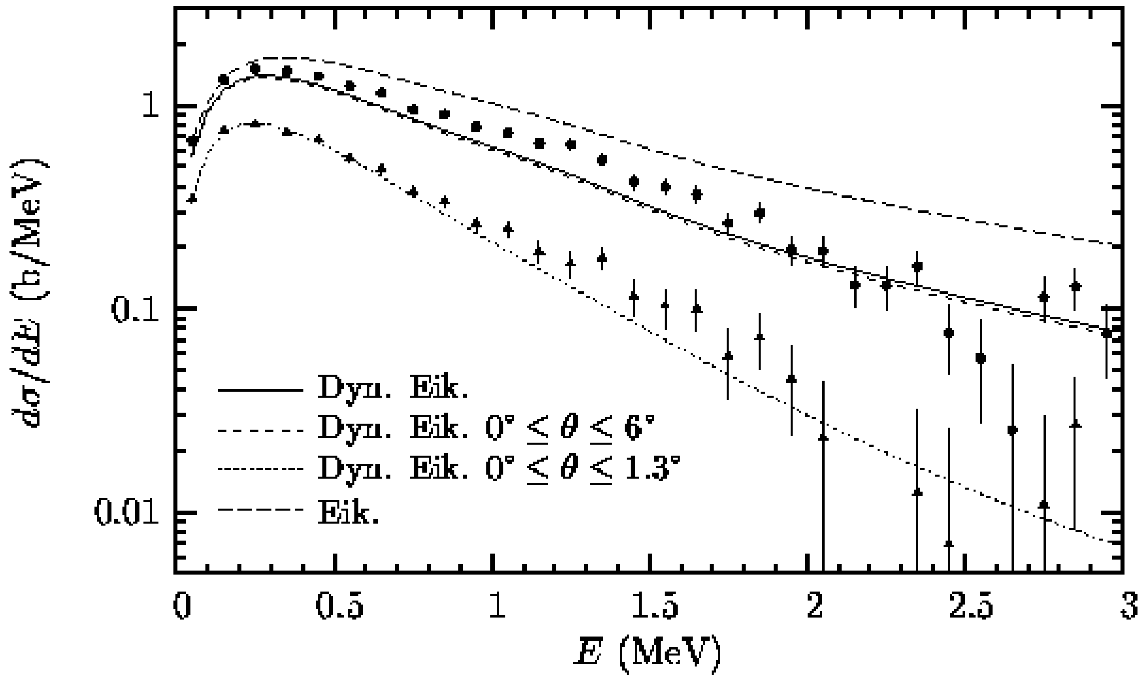


D. B., P. Capel, G. Goldstein, Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 082502

Section efficace intégrée sur les angles

Dissociation élastique ^{11}Be + ^{208}Pb à 69 MeV/nucléon

$$\frac{d\sigma}{dE}(\theta_{\mathsf{max}}) = 2\pi \int_0^{\theta_{\mathsf{max}}} \frac{d\sigma}{dE d\Omega}$$



Trait plein: $$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{2\pi}{\hbar v_{cf}} \sum_{lm} \int_0^{\infty} bdb \, |S_{klm}(b)|^2$$ (= semi-classique)

G. Goldstein, D. B., P. Capel, Phys. Rev. C 73 (2006) 024602

^{8}B

Etat lié

2^+ (p3/2) à –0.137 MeV

Potentiel $V_0(r)$ pour ^{7}Be + p

- Woods-Saxon + spin-orbite (dépendant de l et j)

H. Esbensen, G.F. Bertsch, Nucl. Phys. A600 (1996) 37

- Etat lié non physique 0s1/2 et résonnance non physique 0p1/2

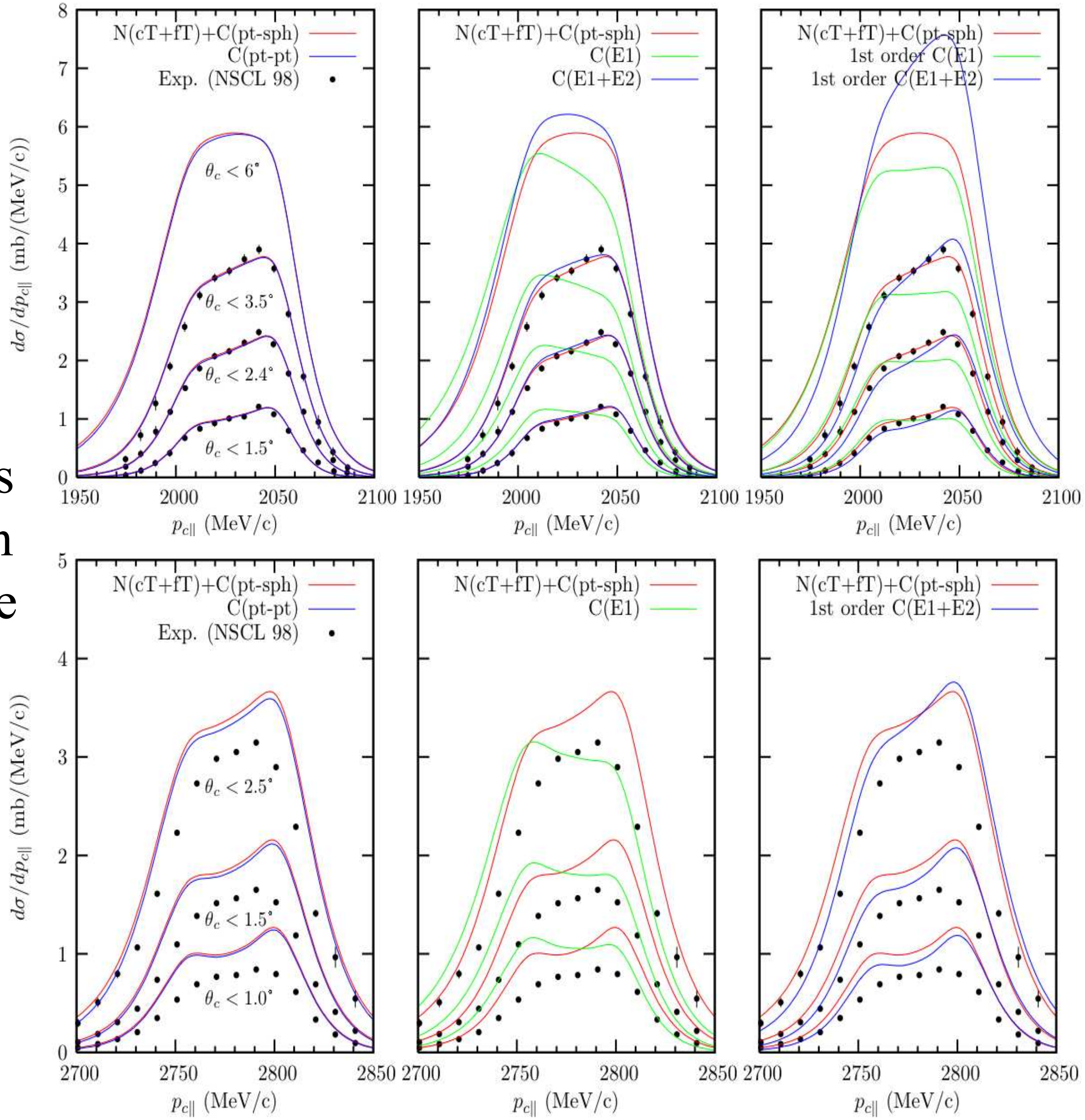
Potentiels optiques pour ^{208}Pb + p et ^{208}Pb + ^{7}Be

Pas de paramètre

Référentiel du laboratoire

$^{8}B + ^{208}Pb \rightarrow ^{7}Be + p + ^{208}Pb$

Distributions en impulsion longitudinale



44 MeV/nucléon :
θ < 1.5, 2.4, 3.5º

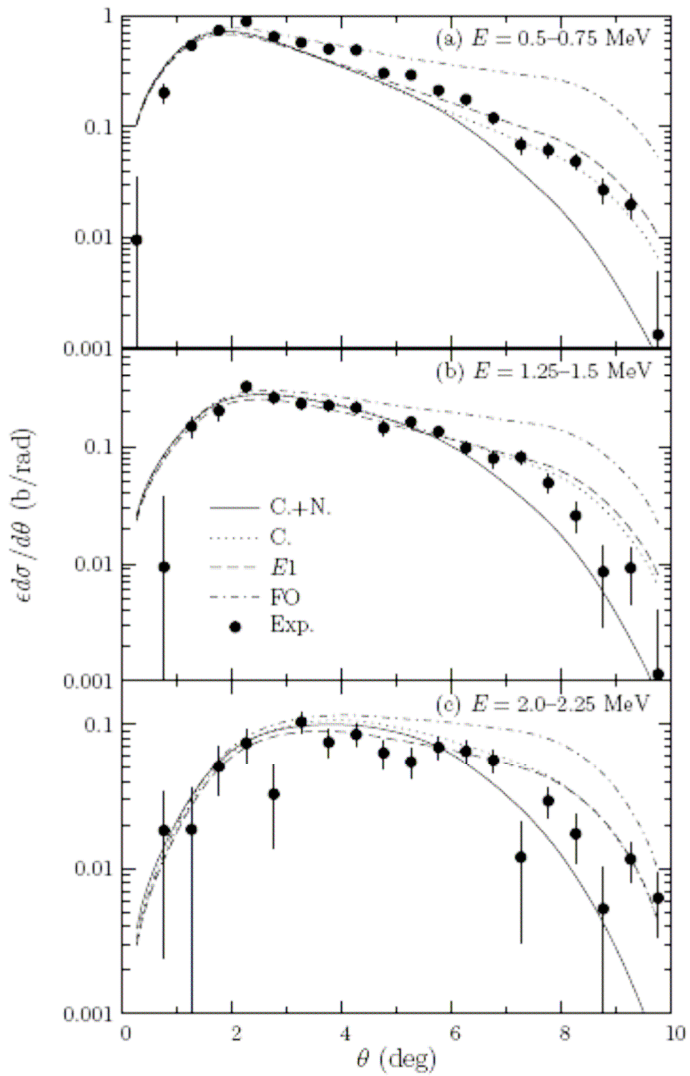
81 MeV/nucléon :
θ < 1.0, 1.5, 2.5º

Exp: B. Davids et al, Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 2209

Théor: G. Goldstein, P. Capel, D.B., Phys. Rev. C 76 (2007) 024608

$^{8}B + ^{208}Pb \rightarrow ^{7}Be + p + ^{208}Pb$

Distributions angulaires convoluées



52 MeV/nucléon

Exp: T. Kikuchi et al, Phys. Lett. B 391 (1997) 261

Théor: G. Goldstein, P. Capel, D.B., Phys. Rev. C 76 (2007) 024608

Voies couplées avec continu discrétisé (CDCC)

Principe: développement sur les états de diffusion

$$\Psi(\boldsymbol{R},\boldsymbol{r}) = \phi_0(\boldsymbol{r})X_0(\boldsymbol{R}) + \int \phi_{\boldsymbol{k}}^{(+)}(\boldsymbol{r})X_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{R})d\boldsymbol{k}$$

Peu pratique!

Importance de la symétrie de rotation: bons nombres quantiques J et M

$$\begin{aligned}\Psi^{JM}(\boldsymbol{R},\boldsymbol{r}) \;=\; & (rR)^{-1}\Bigg(\sum_L Y_{l_0L}^{JM} u_{0l_0}(r)X_{0l_0L}^J(R) \\ & + \sum_{lL} Y_{lL}^{JM}\int_0^\infty u_{kl}(r)X_{klL}(R)dk\Bigg)\end{aligned}$$

L: projectile-cible $\qquad$ l: fragment-coeur

$$Y_{lL}^{JM} = \sum_{mm'}(lLmm'|JM)Y_l^m(\Omega_r)Y_L^{m'}(\Omega_R)$$

Mais le traitement du continu reste très difficile

Discrétisation du continu

$$\phi_{klm} \rightarrow \phi_{ilm} = u_{il}(r) Y_l^m(\Omega_r)$$

$$\langle \phi_{ilm} | \phi_{i'lm} \rangle = \delta_{ii'} \qquad \qquad \langle \phi_{ilm} | H_0 | \phi_{i'lm} \rangle = E_{il} \delta_{ii'}$$

Approximation: fonction d'onde CDCC

$$\Psi^{JM}_{\mathrm{CDCC}}(\boldsymbol{R}, \boldsymbol{r}) = (rR)^{-1} \sum_{ilL} Y^{JM}_{lL} u_{il}(r) X_{ilL}(R)$$

Equations couplées

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu_{PT}} \left(\frac{d^2}{dR^2} - \frac{L(L+1)}{R^2} \right) + V^J_{ilL,ilL}(R) + E_{il} - E_{\mathrm{tot}} \right] X_{ilL}(R) + \sum_{i'l'L' \neq ilL} V^J_{ilL,i'l'L'}(R) X_{i'l'L'}(R) = 0$$

Eléments de matrice du potentiel (intégration sur $\boldsymbol{r}$, Ω_R)

$$V^J_{ilL,i'l'L'}(R) = \langle Y^{JM}_{lL} r^{-1} u_{il} | V_{PT} | Y^{JM}_{l'L'} r^{-1} u_{i'l'} \rangle$$

Calcul avec code en voies couplées

Continu discrétisé: deux variantes

- Pseudo-états $\phi_{ilm}(\boldsymbol{r}) = \sum_{j=1}^{N} C_{jl}^{(i)} \varphi_{jlm}(\boldsymbol{r})$

Choix d'une base $\varphi_{jlm}(\boldsymbol{r}) = \Gamma_{jl}(r) Y_l^m(\Omega)$

$$\sum_{j=1}^{N} (\langle \varphi_{j'lm} | H_0 | \varphi_{jlm} \rangle - E_{il} \langle \varphi_{j'lm} | \varphi_{jlm} \rangle) C_{jl}^{(i)} = 0$$

- Etats moyennés en impulsion « bins » (de carré sommable !)

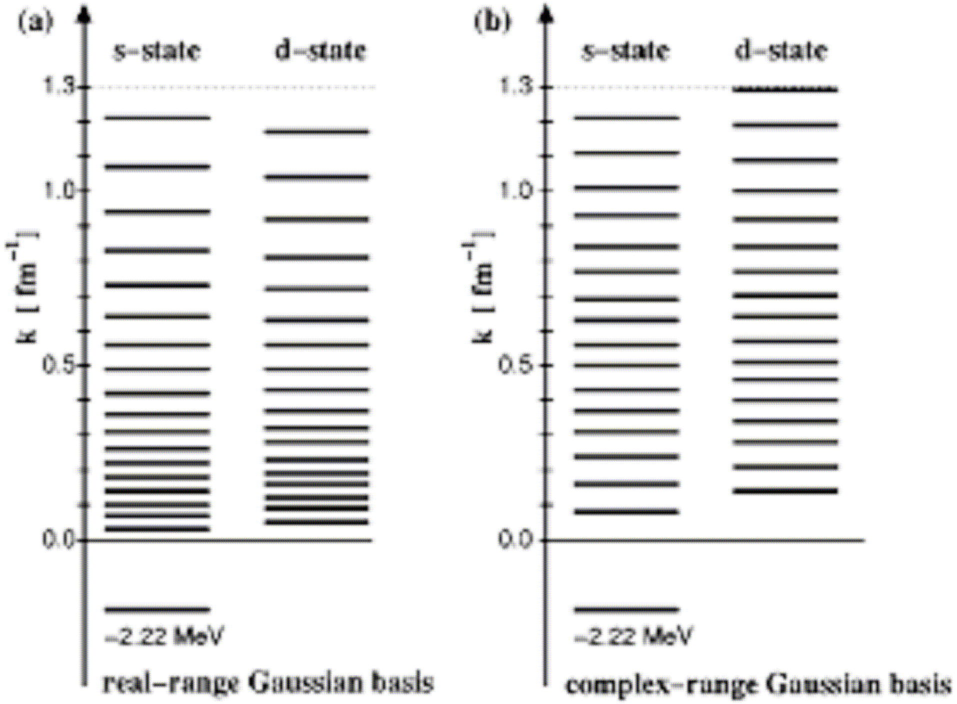
$$\phi_{ilm}(\boldsymbol{r}) = \frac{1}{W_i} \int_{k_{i-1}}^{k_i} \phi_{klm}(\boldsymbol{r}) f_i(k) dk \qquad W_i = \left(\int_{k_{i-1}}^{k_i} |f_i(k)|^2 dk \right)^{1/2}$$

Exemple non résonnant $f_i(k) = 1$ $W_i = (k_i - k_{i-1})^{1/2}$

$$E_{il} = \frac{1}{W_i^2} \int_{k_{i-1}}^{k_i} \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu_{cf}} dk = \frac{\hbar^2 (k_i^2 + k_i k_{i-1} + k_{i-1}^2)}{6\mu_{cf}}$$

Résonnance $f_{il}(k) = \dfrac{i\frac{1}{2}\Gamma}{E - E_{Rl} + i\frac{1}{2}\Gamma}$ $E_{il} = E_{Rl}$

Exemple de continu discrétisé (pseudo-états)



T. Matsumoto et al, Phys. Rev. C 68 (2003) 064607

Eléments de matrice de transition

$$T_{fi} = \langle Y_{lL}^{JM} R^{-1} u_{KL}^{(-)}(R) r^{-1} u_{kl}^{(-)}(r) | V_{PT} | \Psi_{CDCC}^{JM}(\boldsymbol{R}, \boldsymbol{r}) \rangle$$

Discrétisation

$$\widehat{T}_{jlL} = \langle Y_{lL}^{JM} R^{-1} u_{KL}^{(-)}(R) r^{-1} u_{jl}(r) | V_{PT} | \Psi_{CDCC}^{JM}(\boldsymbol{R}, \boldsymbol{r}) \rangle$$

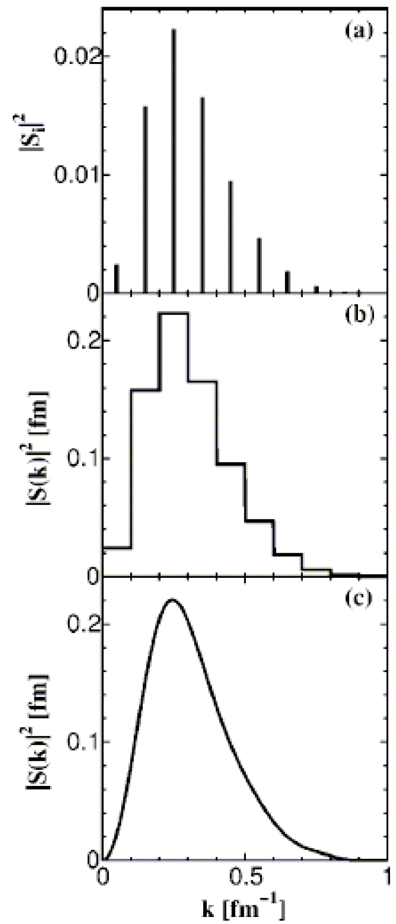
(développement en multipôles)

Interpolation

$$\sum_{jlm} |\phi_{jlm}\rangle\langle\phi_{jlm}| \approx 1$$

$$T_{fi} \approx \sum_{j} \langle \phi_{klm}^{(-)} | \phi_{jlm} \rangle \widehat{T}_{jlL}$$

J.A. Tostevin et al,
Phys. Rev. C 63(2001) 024617

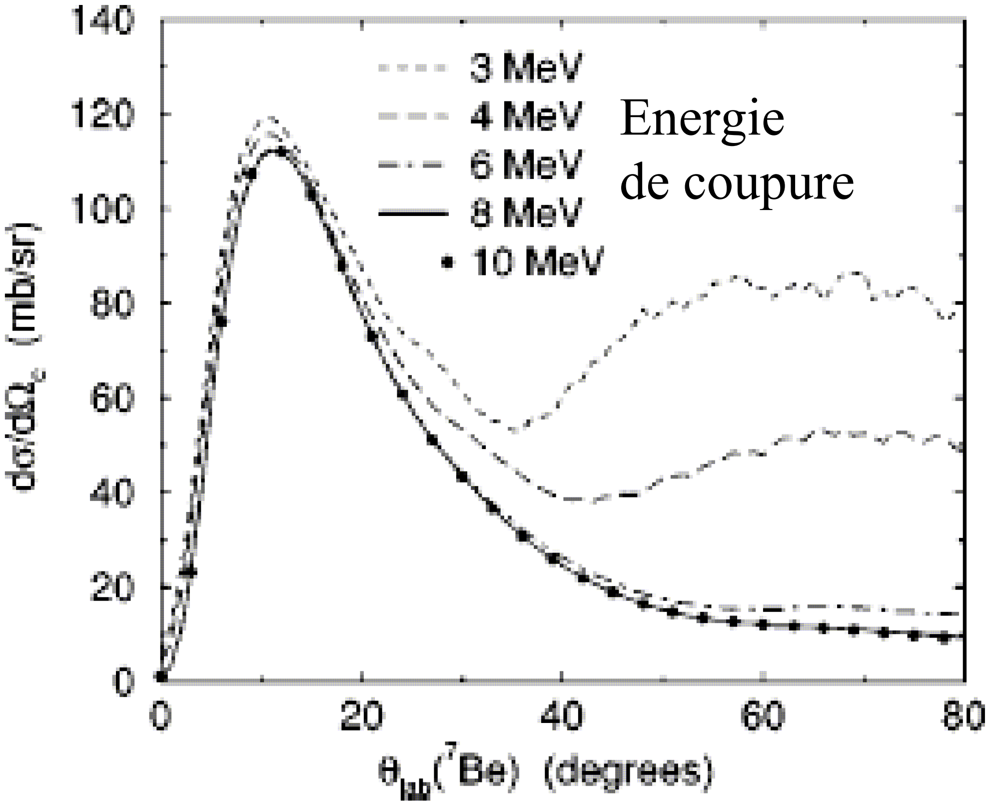


T. Matsumoto et al,
Phys. Rev. C 68
(2003) 064607

Convergence d'un calcul CDCC

$^{8}B + ^{58}Ni \rightarrow ^{7}Be + p + ^{58}Ni$

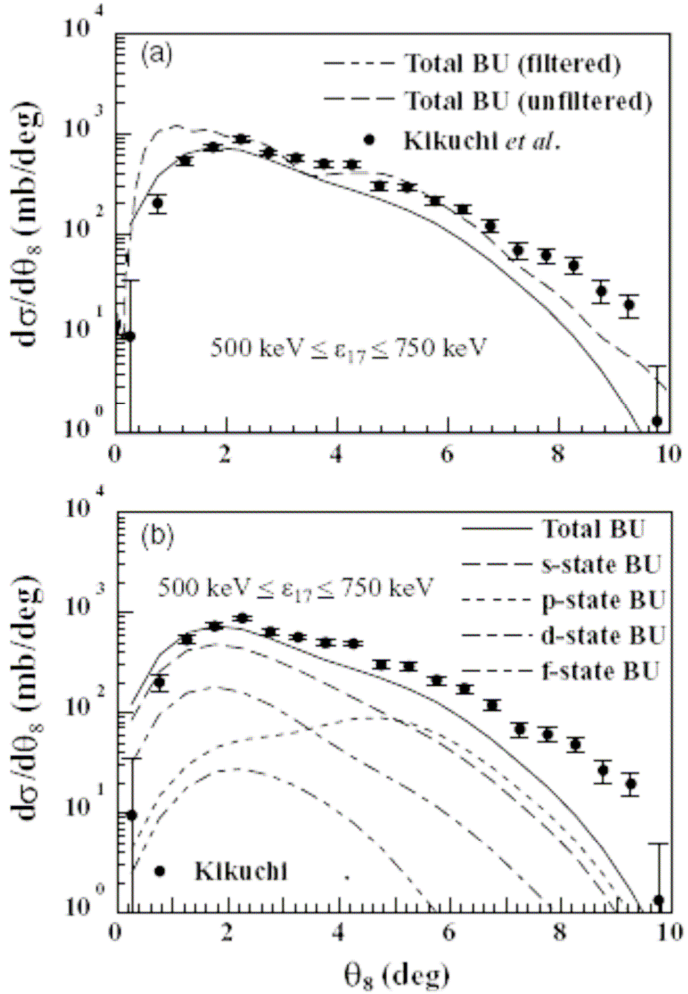
3.2 MeV/nucléon



J.A. Tostevin et al, Phys. Rev. C 63 (2001) 024617

Calcul CDCC de $^{8}B + ^{208}Pb \rightarrow ^{7}Be + p + ^{208}Pb$

RIKEN, 51.9 MeV/nucléon

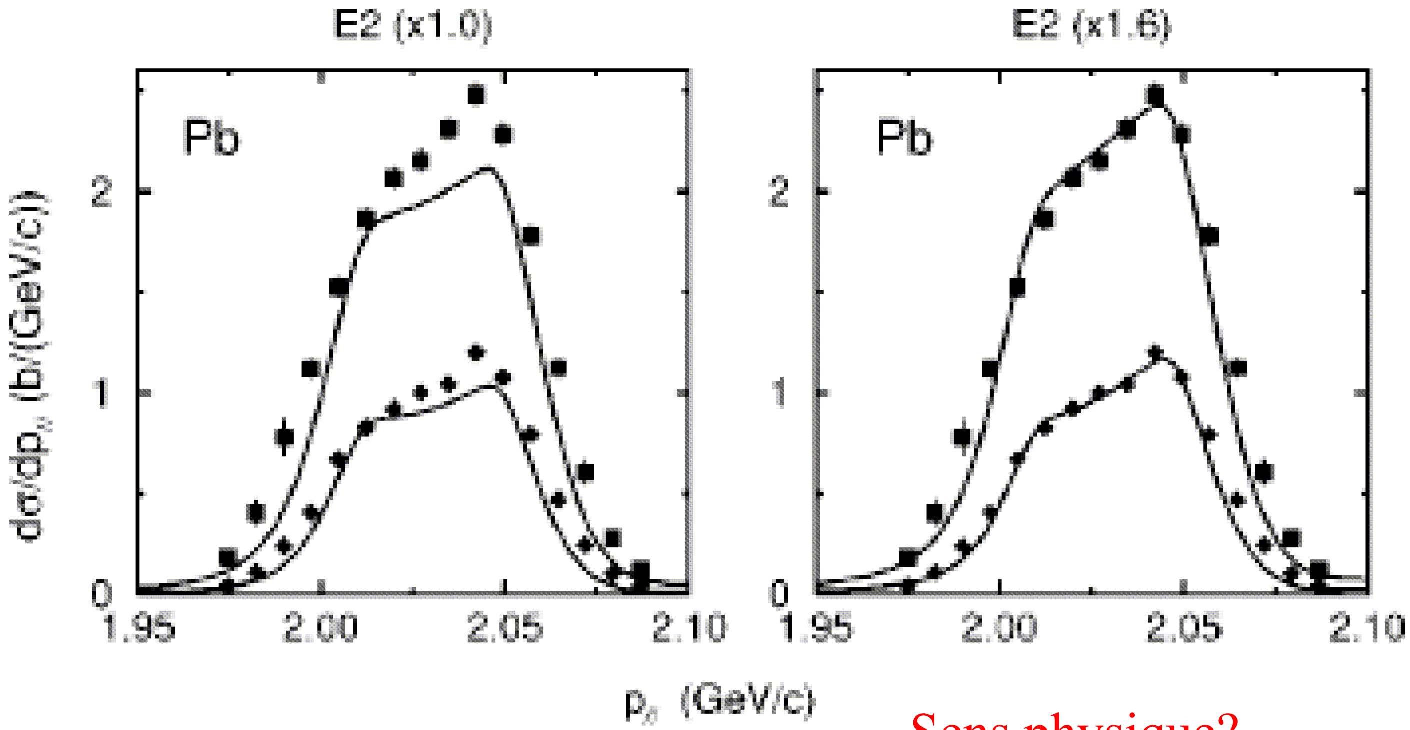


Theory: K. Ogata et al, Phys. Rev. C 73 (2006) 024605

Exp. : T. Kikuchi et al., Phys. Lett. B 391 (1997) 161

Calcul CDCC de $^{8}B + ^{208}Pb \rightarrow ^{7}Be + p + ^{208}Pb$

MSU, 44.1 MeV/nucléon



Sens physique?

Theory: J. Mortimer et al, Phys. Rev. C 65 (2002) 064619

Exp. : B. Davids et al., Phys. Rev. C 63 (1997) 065806

Résumé et commentaires

- Méthodes

- CDCC: valable depuis les basses énergies mais difficulté d'évaluer la convergence
- Approximation eikonale dynamique : hautes énergies, extension des calculs semi-classiques
- Approximation eikonale : plus simple, problèmes avec Coulomb, à utiliser surtout quand la force nucléaire domine

- Aspects physiques

- Modèle à deux corps (trop) simple : peu d'information physique
- Extension à des projectiles à 3 corps
  (déjà effectué dans CDCC avec pseudo-états, eikonale)
- Difficulté de comparaison avec les expériences (résolution, acceptance)

Que pouvons-nous apprendre?

- Projectile à 2 amas
- Importance d'une énergie de liaison correcte
- Faible rôle de l'état de diffusion final (?)
- Détermination du facteur spectroscopique affectée par des incertitudes (précision de la normalisation des mesures, ANC, potentiel, …)
- Recherche de résonnances avec la dissociation sur des cibles légères

- Projectile à 3 amas
- Information plus complète sur la structure de la fonction d'onde à partir de mesures en coïncidence

- Futur
- Description microscopique du projectile (modèle microscopique en amas, calculs ab initio)

Approximation adiabatique

J.A. Tostevin, S. Rugmai, R.C. Johnson, Phys. Rev. C 57 (1998) 3225

V_{fT} negligé

Approximation adiabatique $H_0 \to E_0$

$$\left[\frac{P^2}{2\mu_{PT}} + V_{cT}\left(\boldsymbol{R} - \frac{m_f}{m_P}\boldsymbol{r}\right)\right]\Psi_{\mathrm{AD}}(\boldsymbol{R},\boldsymbol{r}) = (E_{\mathrm{tot}} - E_0)\Psi_{\mathrm{AD}}(\boldsymbol{R},\boldsymbol{r})$$

$\rightarrow$ solution exacte

$$\Psi_{\mathrm{AD}}^{(+)} = e^{i(m_f/m_c)\boldsymbol{K}\cdot\boldsymbol{r}}\phi_{\boldsymbol{K}}^{(+)}(\boldsymbol{R}_c)\phi_0(\boldsymbol{r})$$

$$\boldsymbol{R}_c = \boldsymbol{R} - (m_f/m_c)\boldsymbol{r}$$

Elément de matrice T_{fi} factorisé:
- facteur dépendant de la structure du projectile
- facteur dépendant du mouvement cœur-cible