

Когерентная диссоциация релятивистского ядра ${}^7\text{Li}$ по каналу ${}^3\text{H} +$ ${}^4\text{He}$ в ядерной фотоэмульсии

Н.Г. Пересадько, В.Н. Фетисов, , Ю.А. Александров,
В.Г. Ларионова, С.Г. Герасимов, В.А. Дронов, Е.И. Тамм,
С.П. Харламов

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

СОДЕРЖАНИЕ:

1. Введение и постановка задачи.....
2. Методика и результаты эксперимента.....
3. Расщепление ${}^7\text{Li}$ в кулоновском поле.....
4. Ядерная дифракционная диссоциация ${}^7\text{Li}$
5. Обсуждение результатов и выводы.....

I. Введение. Исторические замечания:

кулоновское и ядерное взаимодействия, постановка задачи.

КУЛОНОВСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ

Энергии ниже кулоновского барьера, менее 10 МэВ,
(квзиклассика, мультипольные разложение кулоновско-
го потенциала):

Rutherford, Chadwick, Ellis,

Radiation from Radioactive Substances, Cambridge, 1930.

Л.Д. Ландау, Phys. Zs. Sowjetunion, **1**, 88, 1932.

V.F. Weisskopf, Phys. Rev., **53**, 1018, 1938.

Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшиц, ЖЭТФ, **18**, 750, 1948.

К.А. Тер-Мартirosян, ЖЭТФ, **22**, 284, 1952. К. Alder, A.

Bohr, T. Huus, B. Mottelson and A. Winther,

Rev. Mod. Phys. **28**, 432, 1956.

К. Alder, A. Winther, Electromagnetic Excitation, North-Holland

Pub. Comp. 1975.

Средние энергии, десятки–сотни МэВ (оптические потенциалы, методы искаженных волн):

В.К. Лукьянов, Е.В. Земляная и К.В. Лукьянов, ЯФ, 69, 262, 2006.

V. Hoffmann and G. Baur, Phys. Rev. C 30, 247, 1984.

Высокие энергии, несколько ГэВ (полуклассический и квантовый подходы, теория Глаубера-Ситенко):

A. Winther and K. Alder, Nucl. Phys., **A319**, 518, 1979.

S.A. Bertulani and G. Baur, Nucl. Phys., **A442**, 739, 1985.

S.A. Bertulani and G. Baur, Phys. Rep., **163**, 299, 1988.

P. Глаубер, УФН, **103**, 641, 1971.

ЯДЕРНАЯ ДИФРАКЦИОННАЯ ТЕОРИЯ

И.Я. Померанчук и Е.Л. Фейнберг, ДАН, **93**, 439, 1953.

Е.Л. Фейнберг, ЖЭТФ, **29**, 115, 1955.

A.I. Akhieser and A.G. Sitenko, Phys. Rev., **106**, 1236, 1957.

R. Glauber, Phys. Rev., **99**, 1515, 1955.

А.Г. Ситенко, ЭЧАЯ, **4**, 546, 1973.

В.В. Давидовский, М.В. Евланов и В.К. Тартаковский, ЯФ,
69 , 252, 2006.

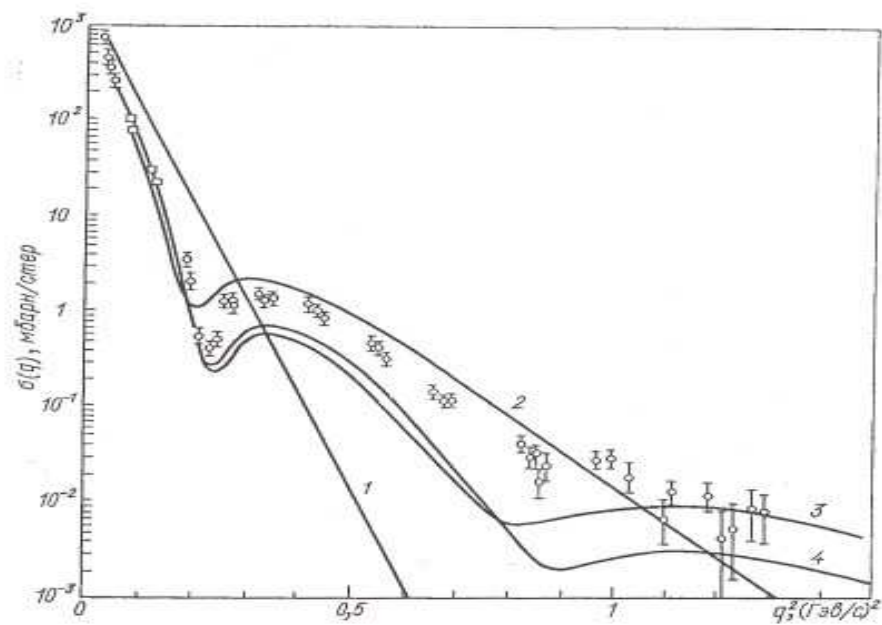


Рис.4. Зависимость дифференциального сечения упругого рассеяния протонов с энергией 1000 Mev на ядре He^4 от квадрата переданного импульса q^2 [24]:
 1 — соответствует учету только однократного рассеяния (импульсное приближение); 2 — учету однократного и двухкратного рассеяния и т. д.



sults (column 6) by between 0 and 4%. On the other hand, when these cross sections are calculated using $\chi_1(b)$, the results (column 2) differ from these exact results by between 1 and 18%. Thus, by means of the very simple modification of the usual optical phase shift function we obtain significantly improved results.

If we compare the cross sections presented in columns 5 and 6 with the data shown in column 7, we note that the results are in good qualitative agreement, but that there is room for improvement. We also note that the large discrepancy between theory and experiment for the $^{12}\text{C}-^{12}\text{C}$ cross section^{2,14} is reduced considerably by use of a harmonic oscillator wave function and by use of the new first-order optical phase shift function $\bar{\chi}_1(b)$.

V. ELASTIC SCATTERING ANGULAR DISTRIBUTIONS

In Fig. 1 we show the differential cross section $d\sigma/d|t|$ as a function of t , the squared four-momentum transfer, for $\alpha-\alpha$ elastic scattering at an incident energy of 2.1 GeV/nucleon. The solid curve is the exact Glauber result. The dashed curve is obtained using the new first-order optical phase shift function $\bar{\chi}_1(b)$ in Eq. (9). The dotted curve is obtained with the usual first-order optical phase shift function $\chi_1(b)$ in Eq. (12). We note that

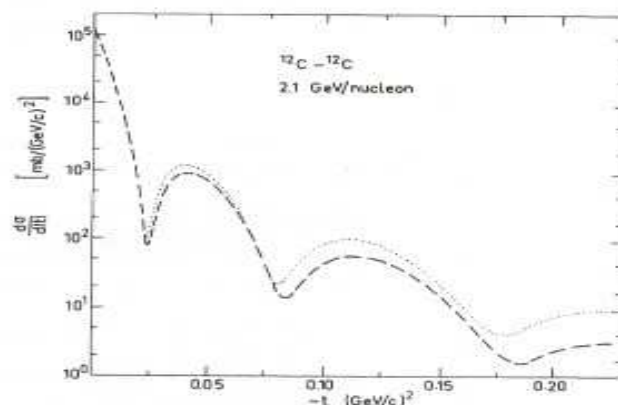
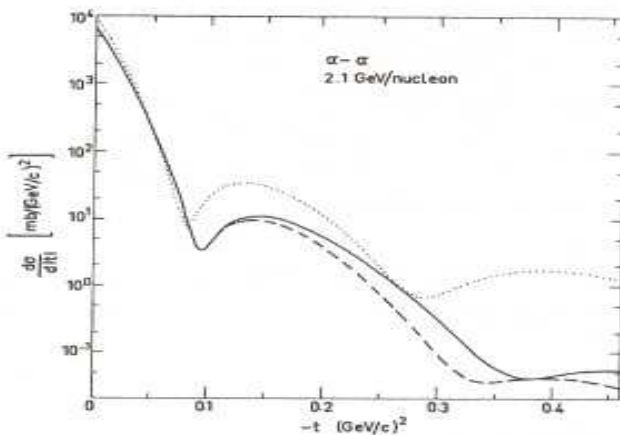
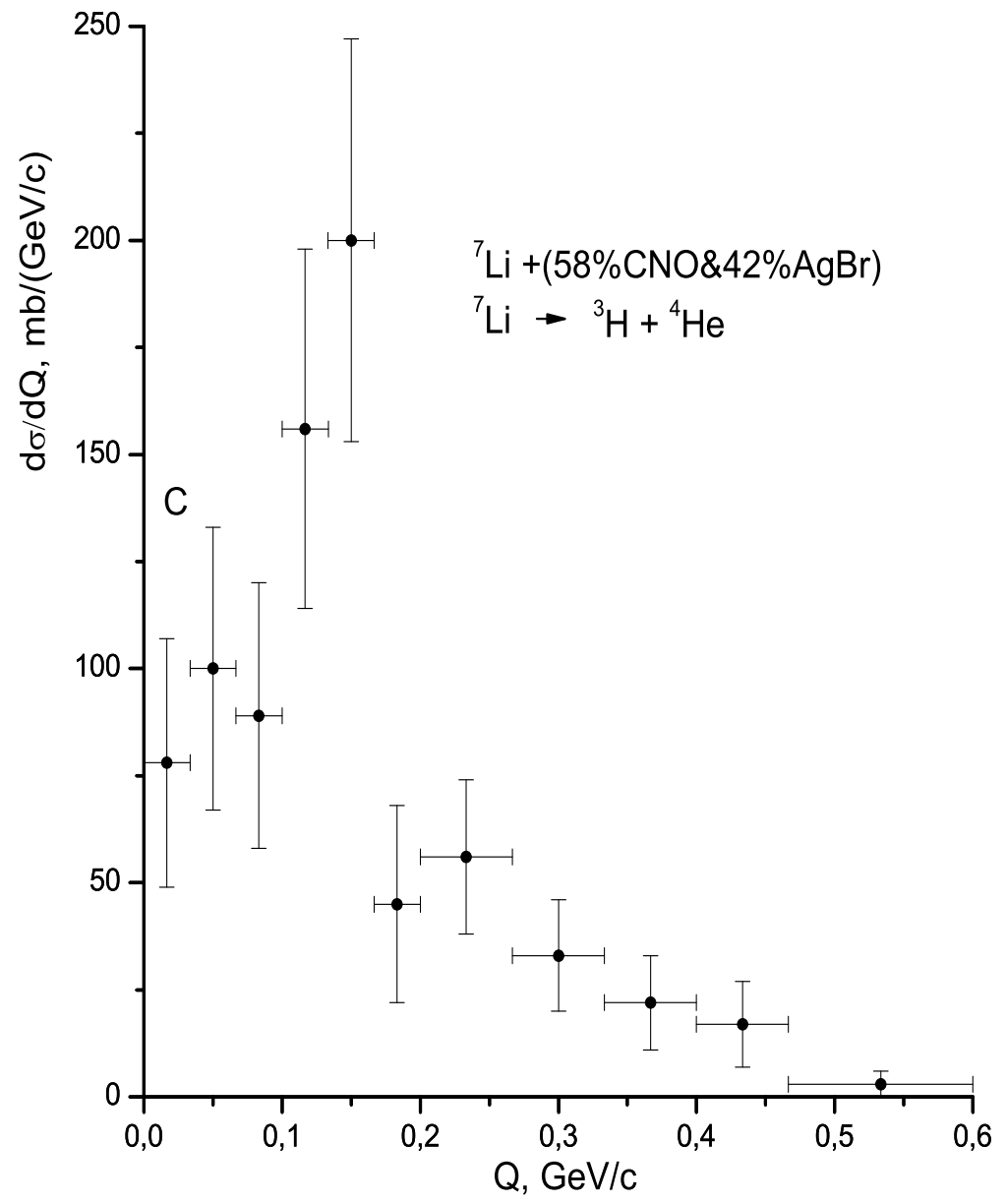


FIG. 2. Differential cross sections for $^{12}\text{C}-^{12}\text{C}$ elastic scattering at an incident energy of 2.1 GeV/nucleon as a function of t . The dashed (dotted) curve is obtained using the new (usual) first order optical phase shift function.

up through the second maximum [$-t \sim 0.14$ (GeV/c)²] the results obtained with the new optical phase shift function $\bar{\chi}_1(b)$ are very close to the exact Glauber results, whereas the results obtained with the usual optical phase shift function $\chi_1(b)$ differ from the exact Glauber results by as much as a factor of 5. At large momentum transfers (not shown) the cross section obtained with $\chi_1(b)$ increases, whereas the exact cross section and that obtained with $\bar{\chi}_1(b)$ continue to decrease. The cross section obtained with $\chi_1(b)$ attains an absolute minimum of ~ 0.1 mb/(GeV/c)² at $-t \approx 1.2$ (GeV/c)². Beyond this value of t the cross section rises and, after a very shallow relative minimum of ~ 0.4 mb/(GeV/c)² at $-t \approx 1.8$ (GeV/c)², it rises monotonically.

In Fig. 2 we show the differential cross section for $^{12}\text{C}-^{12}\text{C}$ elastic scattering at 2.1 GeV/nucleon. The dashed curve is obtained using the new first-order optical phase shift function $\bar{\chi}_1(b)$ in Eq. (9). The dotted curve is obtained with the usual first-order optical phase shift function $\chi_1(b)$ in Eq. (12). Harmonic oscillator wave functions were used. As expected, the center-of-mass effects are smaller for this heavier system than they were for $\alpha-\alpha$ scattering. Nevertheless, one still observes differences of a factor of ~ 2 near the first minimum



ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ (Bertulani and Baur)

$$a_{if} = \frac{1}{c} \int d\mathbf{r} A_\mu(\mathbf{r}) \langle f | j_\mu(\mathbf{r}) | i \rangle,$$

$$(\nabla^2 + k^2) A_\mu(\mathbf{r}) = -\frac{4\pi}{c} J_\mu(\mathbf{r}),$$

$$A_\mu(\mathbf{r}) = \frac{1}{c} \int d\mathbf{r}' \frac{\exp(ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \langle \mathbf{k}_f | J_\mu(\mathbf{r}') | \mathbf{k}_i \rangle,$$

где $j_\mu = (c\rho, \mathbf{j})$ — ток мишени, J_μ — ток налетающего ядра,

$$\langle \mathbf{k}_f | J_\mu(\mathbf{r}') | \mathbf{k}_i \rangle = Z_p e v_\mu \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}'), \quad v_\mu = (c, \mathbf{v}),$$

$$k = \frac{\omega}{c} = \frac{E_i - E_f}{\hbar c}, \quad \mathbf{q} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f,$$

$$\exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}') = \exp(iq_L z') \exp(iq_T \rho' \cos(\psi - \phi')), \quad q_L = \omega/v, \quad q_T = (E/\hbar c)(v/c) \sin(\theta),$$

$$d^2 = \rho^2 + \rho'^2 - 2\rho\rho' \cos(\phi - \phi').$$

$$A_\mu(\mathbf{r}) = Z_p e (v_\mu/c) \int d\mathbf{r}' \exp(iq_L z') \exp(iq_T \rho' \cos(\psi - \phi')) \frac{\exp(ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}.$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} dz' \exp(i(\omega/v)z') \frac{\exp(ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} = 2\exp(i(\omega/v)z) K_0(\omega d/\gamma v),$$

$$A_{\mu}(\mathbf{r}) = 4\pi e Z_p \frac{v_{\mu}}{c} e^{i(\omega/v)z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^n e^{in(\phi-\psi)} \left\{ J_n\left(\frac{\omega\rho}{\gamma v}\right) \chi_n(R) + \Gamma_n(R, \rho) \right\},$$

$$\chi_n(R) = \int_R^{\infty} J_n(q_T \rho) K_n\left(\frac{\omega\rho}{\gamma v}\right) \rho d\rho, \quad \text{где } \gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2},$$

$$\Gamma_n(R, \rho) = \left\{ \chi_n(\rho) - \chi_n(R) \right\} J_n\left(\frac{\omega\rho}{\gamma v}\right) + \left\{ \int_0^{\rho} J_n(q_T \rho') J_n\left(\frac{\omega\rho'}{\gamma v}\right) \rho' d\rho' \right\} K_n\left(\frac{\omega\rho}{\gamma v}\right),$$

$$a_{fi} = 2\pi \frac{e Z_p}{\gamma} \sum_{\pi l m} i^m k^l \sqrt{2l+1} e^{-im\psi} \chi_m(R) G_{\pi l m}\left(\frac{c}{v}\right) \langle f | M(\pi l, -m) | i \rangle$$

$$M(E l m) = \frac{(2l+1)!!}{k^{l+1} c (l+1)} \int \mathbf{j}(\mathbf{r}) \cdot \nabla \times \mathbf{L}[j_l(kr) Y_{lm}(\mathbf{r})] d\mathbf{r},$$

$$M(M l m) = -i \frac{(2l+1)!!}{k^l c (l+1)} \int \mathbf{j}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{L}[j_l(kr) Y_{lm}(\mathbf{r})] d\mathbf{r}.$$

СЕЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ДИССОЦИАЦИИ
ДВУХКЛАСТЕРНОГО ЯДРА. Электрические Eλ -переходы.

$$d\sigma = \frac{1}{(2J_i+1)} \sum_{m_f, M_i} \left| \langle \mathbf{q}, sm_f | T | (s, l_i) J_i, M_i \rangle \right|^2 \frac{Q dQ d\psi}{k_i^2} \frac{d^3q}{(2\pi)^3},$$

$$\langle \mathbf{q}, sm_f | T | (s, l_i) J_i, M_i \rangle = 4\pi Z_T \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right) \frac{c}{\gamma v} k_i \sum_{LM} i^M \left(\frac{\omega}{c} \right)^L \sqrt{2L+1} (Z_1 \beta_1^L + (-1)^L Z_2 \beta_2^L) \exp(-iM\psi) \chi_M(Q, R) G_{ELM} \left(\frac{c}{v} \right) \langle \mathbf{q}, sm_f | r^L Y_{L-M} \left(\frac{\mathbf{r}}{r} \right) | J_i M_i \rangle.$$

где $\beta_1 = \frac{m_2}{m_1+m_2}$, $\beta_2 = \frac{m_1}{m_1+m_2}$, m_i — массы кластеров,
 \mathbf{q} — импульс относительного движения, $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$.

ЯДЕРНЫЕ ВОЛНОВЫЕ ФУНКЦИИ

$$|\mathbf{q}, sm_f, \mathbf{r}\rangle = 4\pi \sum_{l,j,m,m_j,m',m'_s} i^l R_{sl,j}^{(-)}(q,r) Y_{lm}^*\left(\frac{\mathbf{q}}{q}\right) \langle sm_f lm | jm_j \rangle \cdot \\ \langle sm'_s lm' | jm_j \rangle \chi_{sm'_s} Y_{lm'}\left(\frac{\mathbf{r}}{r}\right),$$

$$|(s, l_i) J_i M_i, \mathbf{r}\rangle = R_{sl_i, J_i}(r) \sum_{m_s, m} \langle sm_s l_i m | J_i M_i \rangle \chi_{sm_s} Y_{l_i m}\left(\frac{\mathbf{r}}{r}\right).$$

Для ${}^7\text{Li}(\alpha + t) : s = \frac{1}{2}, l_i = 1, J_i^\pi = \frac{3}{2}^-, E_b^{\text{ЭКСП.}} = 2.47 \text{ МэВ}.$

ПОТЕНЦИАЛ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КЛАСТЕРОВ (В.Г. Неудачин, Ю.Ф. Смирнов)

$$V(r) = -V_0(1 + \exp[(r - R)/a])^{-1}, \quad V_{so}(r) = -V_1 \mathbf{ls} \frac{d}{r dr} V(r),$$

$$V_c(r) = \begin{cases} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R} \left(3 - \frac{r^2}{R^2}\right), & r \leq R \\ \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}, & r > R. \end{cases}$$

$$V_{00} = 98.5 \text{ МэВ}, \quad \Delta V = 11.5 \text{ МэВ}, \quad R = 1.8 \text{ фм}, \quad a = 0.7 \text{ фм}, \\ V_0 = V_{00} + \Delta V (-1)^{l+1}, \quad V_1 = 0.015(3 + (-1)^{l+1}) \text{ фм}^2.$$

Разрешенные состояния: $3P_{3/2}(-2.36 \text{ МэВ})$, $3P_{1/2}(-1.59)$.

Запрещенные состояния: $0S_{1/2}(-57.4)$, $2S_{1/2}(-15.9)$, $1P_{3/2}(-34.4)$, $1P_{1/2}(-32.3)$, $2D_{5/2}(-13.7)$, $2D_{3/2}(-11.1)$.

E1-ПЕРЕХОДЫ: $3P_{3/2} \rightarrow S_{1/2}, D_{3/2}, D_{5/2}$.

$$\frac{d\sigma_c}{dQ} = \frac{32}{9} \left(\frac{Ze^2}{\hbar v} \right)^2 c_d Q R^2 \int_0^\infty \frac{\xi^2}{(\xi^2 + (QR)^2)^2} (I_2^2(k) + \frac{1}{2} I_{0,1/2}^2(k)) (f_1^2 + \frac{1}{\gamma^2} f_0^2) k^2 dk.$$

$$f_n = \xi J_n(QR) K_{n+1}(\xi) - QR J_{n+1}(QR) K_n(\xi), \quad I_{l,j}(k) = \int_0^\infty R_{l,j}(k, r) R_i(r) r^3 dr,$$

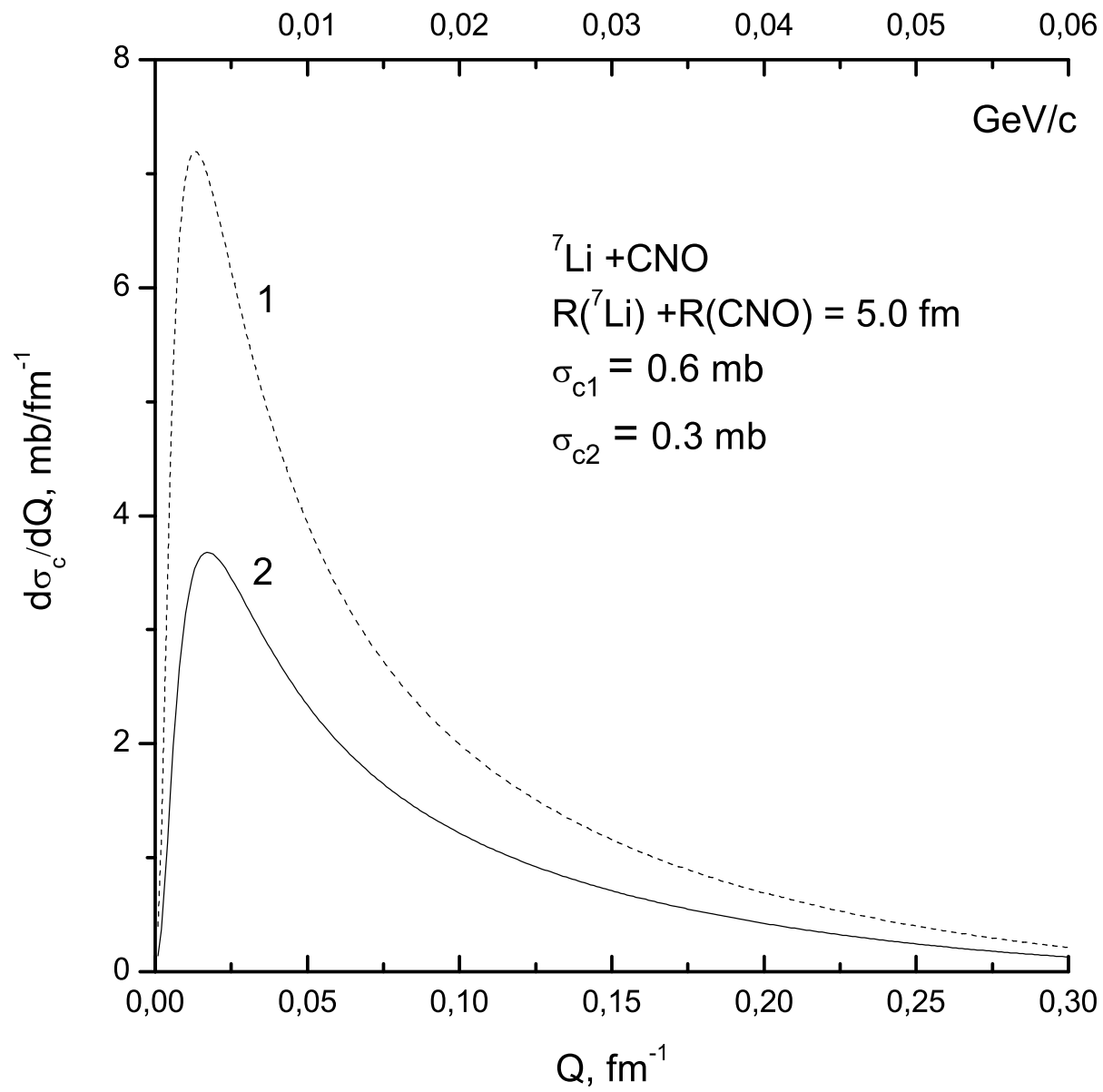
где

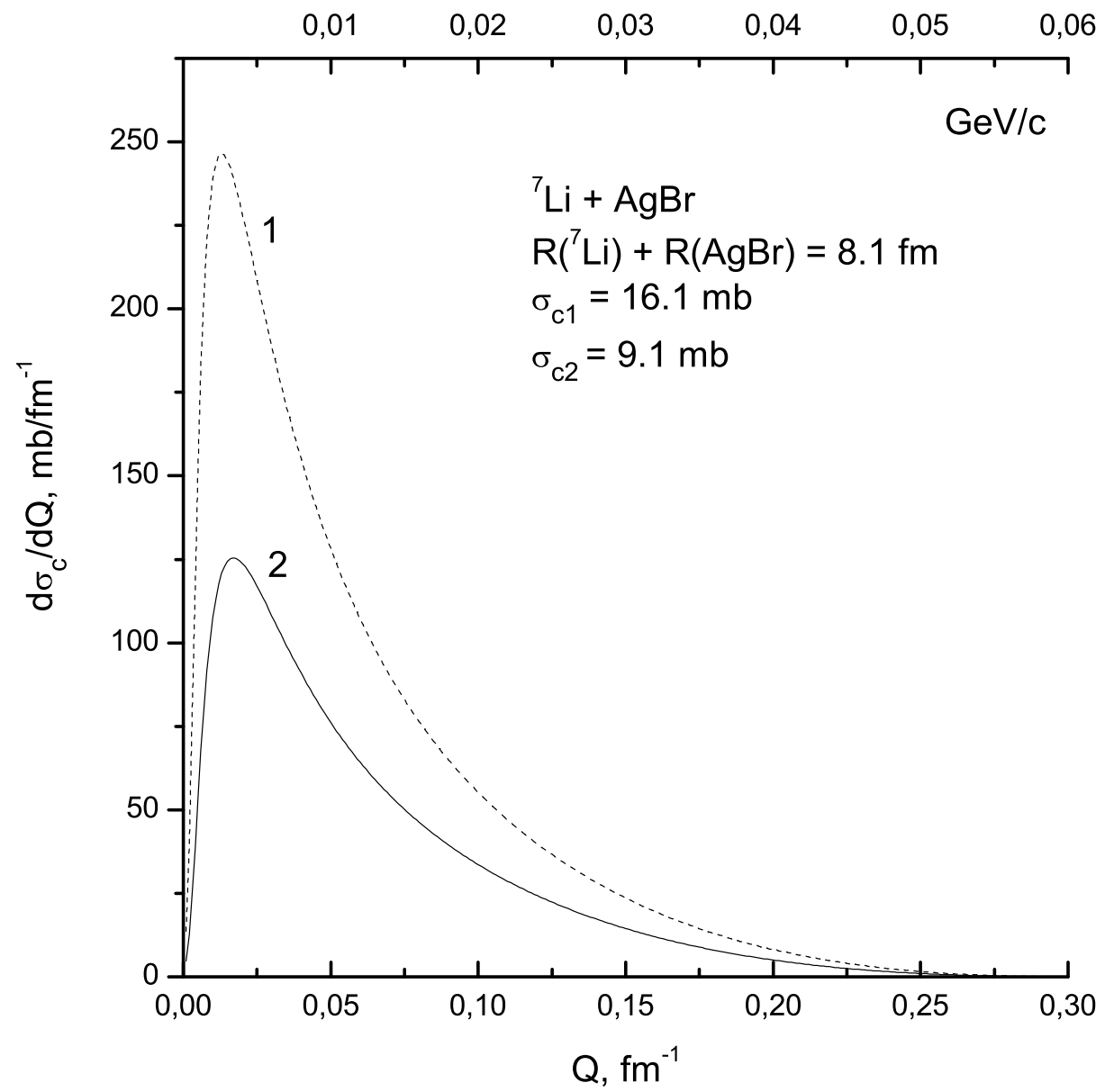
J_n, K_n – функции Бесселя,

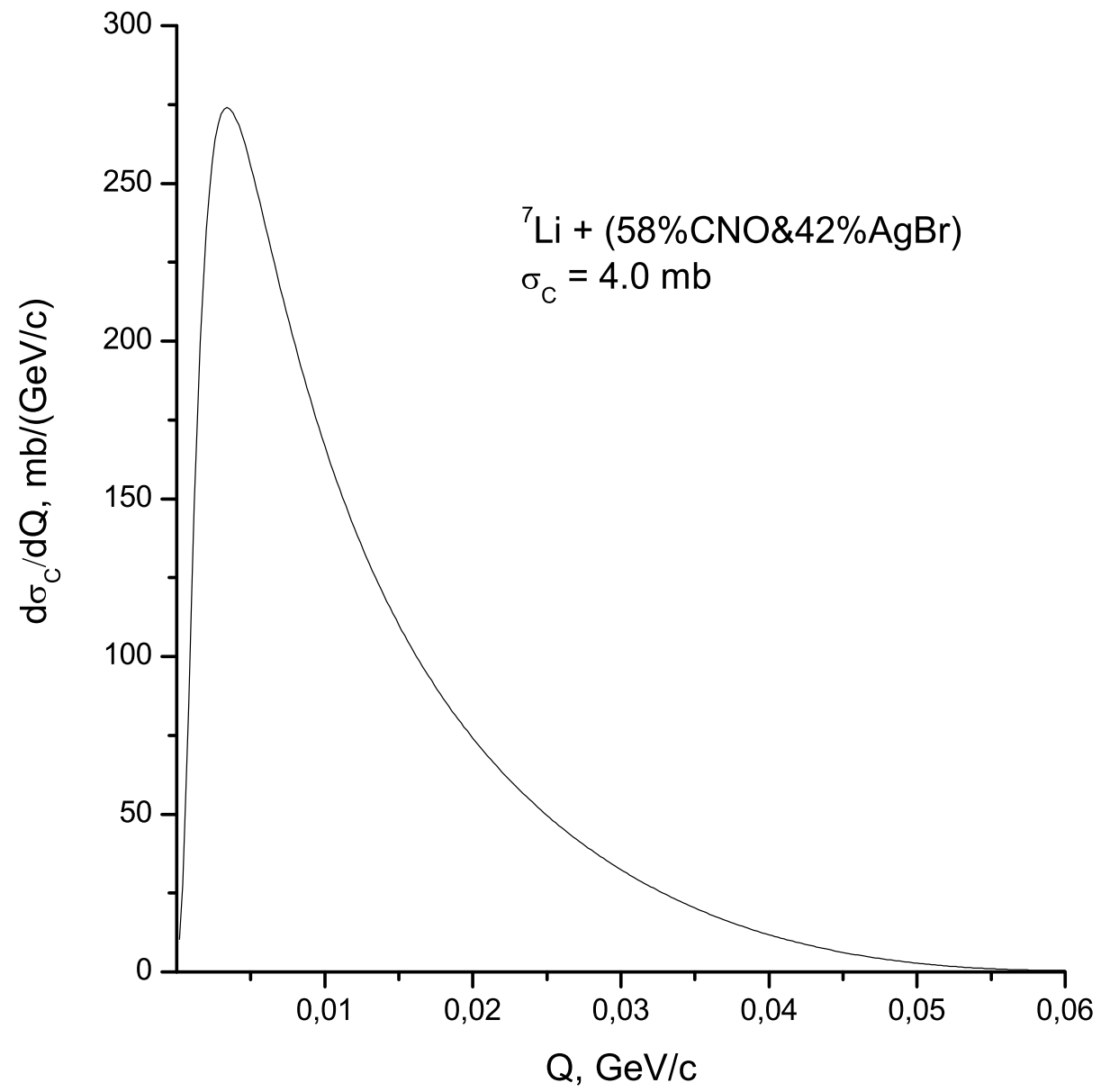
R_i, R_{lj} – функции кластеров в основном состоянии и в континнуме.

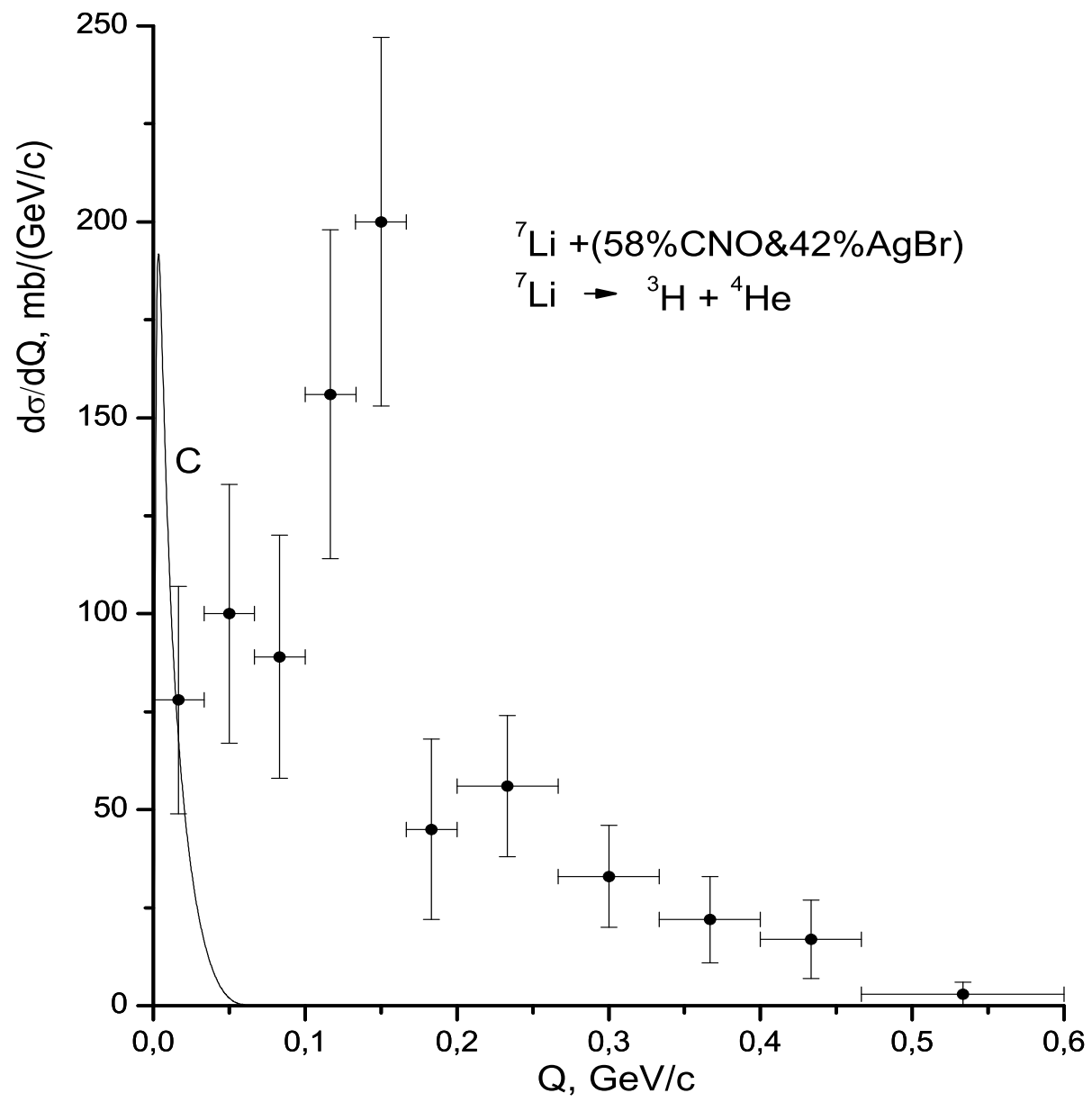
$\gamma = (1 - (v/c)^2)^{-1/2}$, $\xi = (\omega R)/(\gamma v)$, $\omega = E_b + (\hbar k)^2/(2\mu_{ot})$.

$c_d = (Z_1\beta_1 - Z_2\beta_2)^2$, $\bar{R} = 5.0$ фм, $\bar{Z} = 7(CNO)$; $\bar{R} = 8.1$ фм, $\bar{Z} = 41(AgBr)$.









ЯДЕРНАЯ ДИФРАКЦИОННАЯ ТЕОРИЯ.

И.Я. Померанчук, Е.Л. Фейнберг (отмечена возможность дифракционного расщепления дейтрона, 1953, 1955).

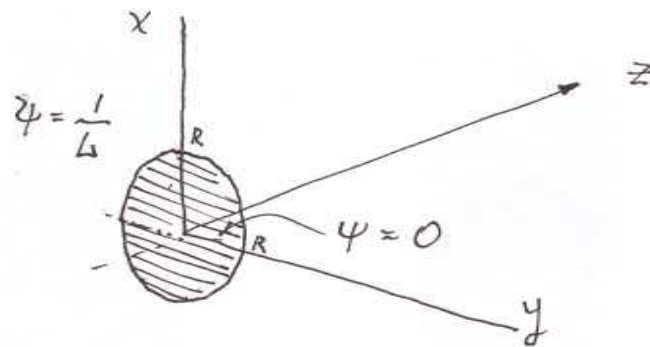
А.И. Ахиезер, А.Г. Ситенко (упругое рассеяние, расщепление дейтрона, введение феноменологических нуклонных профильных функций 1955, 1957).

R. Glauber (теория многократного рассеяния частиц и ядер, установлена связь профильных функций с параметрами NN-рассеяния, 1955).

М.В. Евланов и др. (введение феноменологических кластерных профильных функций в формализм Ахиезера-Ситенко, 1991, 1996, 2006).

Даная работа (анализ данных с кластерными профильными функциями, вычисленными в модели Глаубера-Ситенко).

$$\psi_{\vec{k}}(\vec{p}_d) = \frac{1}{L} \exp(i\vec{k}\vec{p}_d); \int \psi_{\vec{k}}^*(\vec{p}_d') \psi_{\vec{k}}(\vec{p}_d) \frac{L^2 d\vec{k}}{(2\pi)^2} = \delta(\vec{p}_d' - \vec{p}_d)$$



$$\psi = \sum_{\vec{k}} A_{\vec{k}} \psi_{\vec{k}}(\vec{p}_d) \psi_0(\vec{r}) + \sum_{\vec{k}, f} A_{\vec{k}, f} \psi_{\vec{k}}(\vec{p}_d) \psi_f(\vec{r})$$

$$\psi = S_2(\rho_n) S_2(\rho_p) \psi_0(\vec{p}_d) \psi_0(\vec{r}), \quad z \geq e$$

$$S_2(\rho) = \begin{cases} 0 & \rho \leq R \\ 1 & \rho > R \end{cases}$$

А.И. Ахиезер, А.Г. Ситенко:

$$A_{\mathbf{Q},\mathbf{k}} = \iint \varphi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})^* \psi_{\mathbf{Q}}(\boldsymbol{\rho})^* \Omega_n \Omega_p \psi_0(\boldsymbol{\rho}) \varphi_0(\mathbf{r}) d\boldsymbol{\rho} d\mathbf{r}$$

$$= - \iint \varphi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})^* \psi_{\mathbf{Q}}(\boldsymbol{\rho})^* (\omega_n + \omega_p - \omega_n \omega_p) \psi_0(\boldsymbol{\rho}) \varphi_0(\mathbf{r}) d\boldsymbol{\rho} d\mathbf{r}$$

$$A_{\mathbf{Q},\mathbf{k}} = -\frac{2\pi R J_1(QR)}{L^{7/2} Q} \left\{ F\left(\frac{\mathbf{Q}}{2}, \mathbf{k}\right) + F\left(-\frac{\mathbf{Q}}{2}, \mathbf{k}\right) \right\}$$

$$+ \frac{R^2}{L^{7/2}} \int \frac{J_1\left(\left|\frac{\mathbf{Q}}{2} + \mathbf{Q}'\right|R\right) J_1\left(\left|\frac{\mathbf{Q}}{2} - \mathbf{Q}'\right|R\right)}{\left|\frac{\mathbf{Q}}{2} + \mathbf{Q}'\right| \left|\frac{\mathbf{Q}}{2} - \mathbf{Q}'\right|} F(\mathbf{Q}', \mathbf{k}) d\mathbf{Q}',$$

где

$$F(\mathbf{q}, \mathbf{k}) = \int \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) \varphi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})^* \varphi_0(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad d\sigma = |A_{\mathbf{Q},\mathbf{k}}|^2 L^2 \frac{L^2 d\mathbf{Q}}{(2\pi)^2} \frac{L^3 d\mathbf{k}}{(2\pi)^3}.$$

В двухкластерной модели налетающих ядер предполагается (Евланов и др.), что дифракционные процессы реализуются за счет столкновений с ядром-мишенью отдельных кластеров. Такой подход аналогичен принятому Ахиезером и Ситенко для дейтрона, где роль профильных функций протона и нейтрона играют кластерные профильные функции (Евланов и др. вводят феноменологические кластерные профильные функции фермиевского типа).

При упругом рассеянии или когерентном расщеплении ядра на составляющие кластеры, когда ядро-мишень не разрушается, кластерные профильные функции должны совпадать с профильными функциями описывающими упругое дифракционное рассеяние кластеров на ядрах.

Для модели "черного" ядра с резким краем:

$$\omega(b) = 1 - \Omega(b) \quad (\text{Ахиезер, Ситенко 1955, 1957}).$$

В теории многократного рассеяния:

$$\omega(b) = 1 - \exp(i\chi(b)) \quad (\text{Глаубер-Ситенко 1955}), \text{ где}$$

$$\begin{aligned} \exp(i\chi(b)) = & \langle \psi_{A_1}(\{\mathbf{s}_j\}) \psi_{A_2}(\{\mathbf{s}_i\}) | \times \prod_{j=1}^{A_1} \prod_{i=1}^{A_2} [1 - \Gamma_{ji}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j - \mathbf{s}_i)] \\ & \times \psi_{A_1}(\{\mathbf{s}_j\}) \psi_{A_2}(\{\mathbf{s}_i\}) \rangle, \text{ где} \end{aligned}$$

$$\Gamma_{ji}(\mathbf{b}) = \frac{1}{2\pi i k_{ji}} \int \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{b}) f_{ji}(q) d q$$

В оптическом пределе

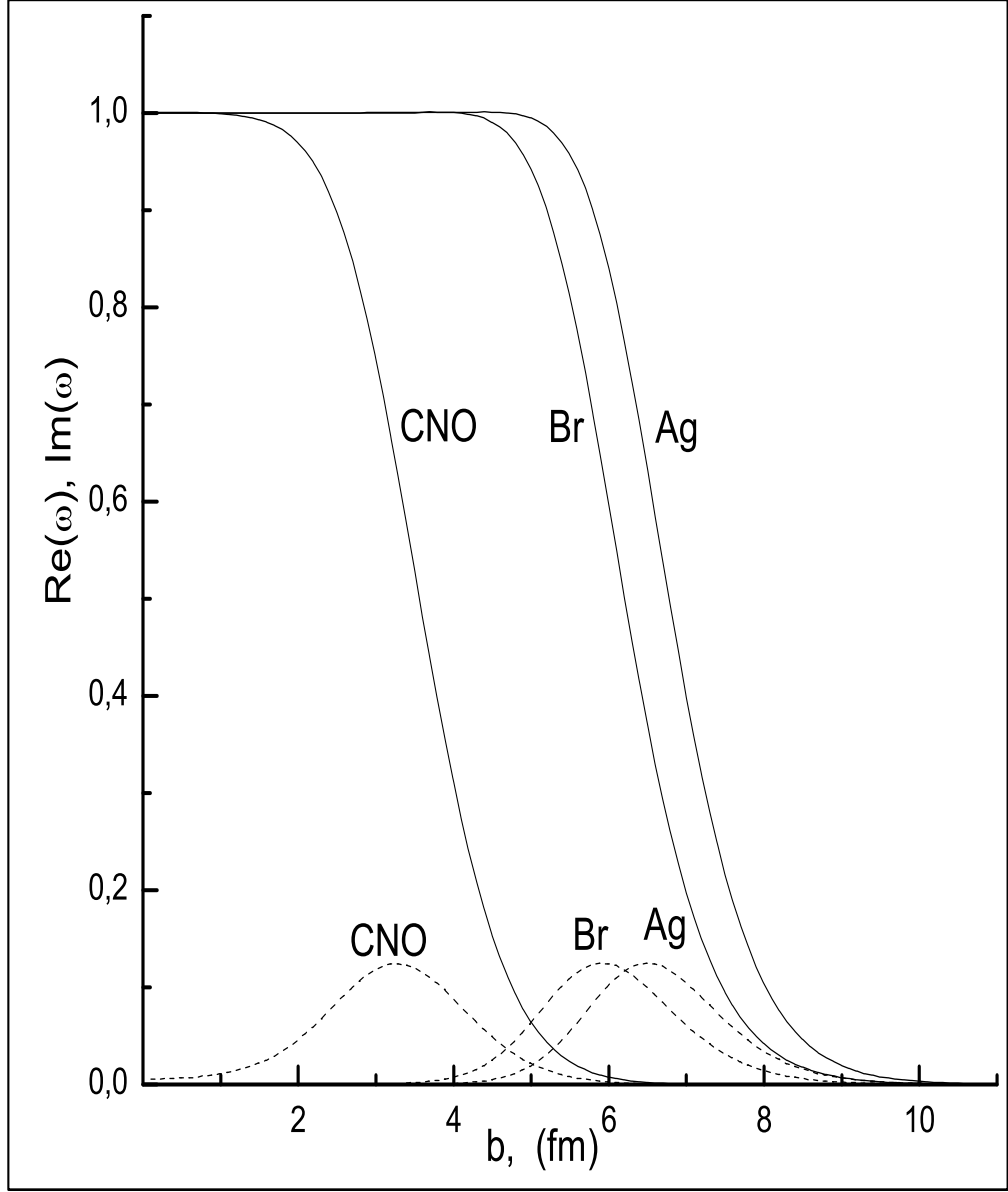
$$i\chi(b) = - \langle \psi_{A_1} \psi_{A_2} | \sum_{j=1}^{A_1} \sum_{i=1}^{A_2} \Gamma_{ji}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j - \mathbf{s}_i) | \psi_{A_1} \psi_{A_2} \rangle .$$

V. Franco, A. Tekou:

$$i\chi(b) = -\frac{A_1 A_2 \sigma_N}{8\pi^2} (1-i\rho) \int \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{b} - a_N q^2 / 2) K(q) S_{A_1}(q) S_{A_2}(q) d^2q,$$

$$\bar{r}_t = 1.70, \bar{r}_\alpha = 1.67, \bar{r}_{CNO} = 2.54, \bar{r}_{Br} = 5.1, \bar{r}_{Ag} = 5.62 \text{ (}\mu\text{m)}.$$

$$\sigma_N = 43.0 \text{ m}\bar{b}, \rho = -0.35, a_N = 0.242 \text{ }\mu\text{m}^2.$$



$$\frac{d\sigma_N}{dQ} = A \left(1 + I_0(Q) - \frac{3}{2} \sum_{lj,L} (I_L^{lj}(\beta_1 Q) + (-1)^L I_L^{lj}(\beta_2 Q))^2 (10l0|L0)^2 \times \left\{ \begin{matrix} j & l & 1/2 \\ 1 & 3/2 & L \end{matrix} \right\}^2 \right)$$

$$\frac{A}{4\pi Q} = \left| \int_0^\infty \omega(b) J_0(Qb) b db \right|^2, \quad I_0(q) = \int_0^\infty j_0(qr) R_i^2 r^2 dr,$$

$$I_L^{lj}(q) = \int_0^\infty j_L(qr) R_{lj} R_i^2 r^2 dr$$

