

Дифракционная диссоциация релятивистских ядер ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$ на протонной мишени по каналам ${}^3\text{H}({}^3\text{He}) + {}^4\text{He}$.

В.Н. Фетисов*,

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва

Аннотация

В рамках кластерного варианта дифракционной теории Ахиезера-Ситенко с использованием двухтельной модели ядер ${}^7\text{Li}$ (${}^3\text{H} + {}^4\text{He}$) и ${}^7\text{Be}$ (${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$) проведены вычисления дифференциальных сечений по переданному фрагментам импульсу Q при фрагментации релятивистских ядер ${}^7\text{Li}$ (3А ГэВ/с) и ${}^7\text{Be}$ (1.6А ГэВ/с) по каналам ${}^3\text{H}({}^3\text{He}) + {}^4\text{He}$ на протонной мишени. Расчёты в импульсном приближении по взаимодействию внутриядерных кластеров с протонами объясняют сильное подавление сечений при Q менее 100 МэВ/с и выше 350 МэВ/с, измеренных методом ядерных фотоэмульсий. Величины сечений близкие к экспериментальным получаются с коэффициентом двухтельной кластеризации 0.7 в ядрах ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$.

1. ВВЕДЕНИЕ

За последние полтора десятилетия был выполнен целый ряд экспериментов по изучению периферических реакций фрагментации релятивистских лёгких ядер с импульсами в несколько ГэВ/с на нуклон в столкновениях с ядрами фотоэмульсии [1]. Зарядовый и массовый состав фрагментов показывает, что в таких реакциях наряду с протонами имеет место вылет дейтронов, ядер трития, гелия-3 и α -частиц и более сложных ядер. Эти результаты, по крайней мере на качественном уровне, обычно рассматриваются как указания на проявление соответствующих кластерных степеней свободы в структуре налетающих ядер. Основная направленность экспериментов с фотоэмульсиями, в которых можно изучать пространственную картину событий, идентифицировать заряженные частицы, измерять импульсы частиц и сечения процессов, а также получать различные распределения событий по кинематическим переменным, состоит в том, чтобы дать материал, который может быть использован как для исследования механизмов фрагментации (ядерного и кулоновского), так и для получения информации о структуре ядер. Однако следует отметить, что теоретический анализ характеристик реакций с испусканием трёх и более заряженных фрагментов является крайне сложной задачей. Поэтому многочастичные каналы фрагментации, наблюдаемые в фотоэмульсиях, всё ещё не получили адекватной интерпретации.

*e-mail: ffetisov@mail.ru

Более благоприятная ситуация для применения уже разработанных теоретических подходов к изучению структуры ядер и механизмов фрагментации, складывается для тех случаев, когда при расщеплении релятивистского ядра в фотоэмульсии (без разрушения ядра-мишени) образуются только два заряженных фрагмента. Примером таких реакций может служить расщепление трёх двухкластерных ядер ${}^6\text{Li}({}^2\text{H}+{}^4\text{He})$, ${}^7\text{Li}({}^3\text{H}+{}^4\text{He})$ и ${}^7\text{Be}({}^3\text{He}+{}^4\text{He})$ по указанным кластерным каналам, доминирующим в основных состояниях этих ядер. Относительно большой выход таких событий с идентификацией масс и зарядов пар кластеров наблюдался в ядерных фотоэмульсиях [2–4]. Фотоэмульсии позволяют регистрировать все события сосредоточенные в очень узком конусе вдоль направления пучка первичных ядер и измерять поперечный импульс центра-масс конечной пары фрагментов Q для любых полярных и азимутальных углах вылета отдельных фрагментов, что эквивалентно интегрированию распределения по импульсу относительного движения двух кластеров. Это даёт возможность представить распределение всех событий (что важно, при невысокой статистике свойственной фотоэмульсионному методу) только по переменной Q и выделить в дифференциальном сечении $d\sigma/dQ$ области действия дифракционного и кулоновского механизма реакции. Кроме того, такое представление результатов позволяет сравнивать предсказываемые теорией дифракционные осцилляции в сечении неупругой реакции с дифракционной картиной наблюдаемой в упругом рассеянии.

В работе [5] были представлены результаты измерений дифференциального сечения $d\sigma/dQ$ для процесса расщепления ${}^7\text{Li}(P=3\text{A ГэВ/с})$ по каналу ${}^3\text{H}+{}^4\text{He}$ на ядрах фотоэмульсии и дана их интерпретация в рамках двухтельной модели ${}^7\text{Li}$ [6, 7] и кластерного варианта дифракционной теории Ахиезера-Глаубера-Ситенко [8–11]. Один из выводов этой работы состоял в том, что наблюдаемые нерегулярности (может быть пока лучше говорить о наметившихся нерегулярностях из-за не очень большой статистики) в Q -зависимости сечения возникают при наложении двух дифракционных сечений от реакций на смеси лёгких (C,N,O) и тяжёлых (Br,Ag) ядрах фотоэмульсии. Причём каждое из скрытых сечений [5, 12] имеет ярко выраженную свою осциллирующую форму со сдвигом первого максимума (и уменьшением числа последующих осцилляций) в область больших значений Q для лёгких ядер-мишеней, радиусы которых примерно вдвое меньше радиусов тяжёлых ядер-мишеней. Для обнаружения и исследования предсказываемых теорией особенностей осцилляций сечений таких как число пиков, их интенсивности и сдвиги, в зависимости от массового числа мишени, нужны данные по двухкластерной фрагментации на отдельных ядрах. В фотоэмульсии такой единственной чистой мишенью, на которой ещё можно изучать двухкластерную фрагментацию является протон. Процессы расщепления ядер ${}^7\text{Li}(P=3\text{A ГэВ/с})$ и ${}^7\text{Be}(P=1.6\text{A ГэВ/с})$ на протонной мишени в фотоэмульсии изучались недавно в работах [13, 14]. В последующих разделах представлены элементы формализма и результаты вычислений сечений двухкластерной фрагментации на протоне в рамках двухтельной модели ядер ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$ и дифракционной теории. Результаты сравниваются с экспериментальными данными.

2. ФОРМАЛИЗМ ДИФРАКЦИОННОЙ ТЕОРИИ ДВУХКЛАСТЕРНОЙ ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДЕР

Следуя формализму работы [8], в которой были выведены выражения для амплитуды и сечения дифракционного расщепления дейтрона на нейтрон и протон, аналогичное дифференциальное сечение фрагментации релятивистского ядра с двухкластерной волновой функцией основного состояния налетающего ядра $\varphi_{j_i, \mu_i}(\mathbf{r})$ и волновой функцией

пары фрагментов в непрерывном спектре $\varphi_{\mathbf{f},\mu_s}(\mathbf{r})$ записывается в виде

$$d\sigma/dQ = \frac{1}{k^2(2\pi)^3} \left\{ \frac{1}{(2j_i + 1)} \sum_{\mu_s, \mu_i} \int |T(\mathbf{f}, \mathbf{Q}; \mu_s, \mu_i)|^2 d\mathbf{f} d\psi_Q \right\} Q, \quad (1)$$

где k – импульс ядра-снаряда, \mathbf{Q} – импульс центра-масс фрагментов, ψ_Q – азимутальный угол вектора \mathbf{Q} , \mathbf{f} – импульс относительного движения фрагментов. Амплитуда реакции, отвечающая импульсному приближению, записывается в стандартной форме [10, 11]

$$T = \frac{k}{k_1} f_1(Q) F(\beta_1 \mathbf{Q}, \mathbf{f}) + \frac{k}{k_2} f_2(Q) F(-\beta_2 \mathbf{Q}, \mathbf{f}), \quad (2)$$

В этом выражении k_1 и k_2 – импульсы кластеров в релятивистском ядре-снаряде ($k=k_1+k_2$), $\beta_1=m_2/(m_1+m_2)$, $\beta_1 + \beta_2=1$, m_i – массы кластеров, $f_i(Q)$ – амплитуды упругого рассеяния на ядерной мишени отдельных кластеров налетающего ядра, которые выражаются через интеграл по прицельному параметру b от произведения функции Бесселя $J_0(x)$ и профильной функции $\omega_i(b)$

$$f_i(Q) = ik_i \int_0^\infty J_0(Qb) \omega_i(b) b db, \quad \omega_i(\mathbf{b}) = \frac{1}{2\pi ik_i} \int \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{b}) f_i(\mathbf{q}) d^2q, \quad (3)$$

Неупругие формфакторы

$$F(\beta_i \mathbf{Q}, \mathbf{f}) = \int \exp(i\beta_i \mathbf{Q}\mathbf{r}) \varphi_{\mathbf{f},\mu_s}^*(\mathbf{r}) \varphi_{j_i,\mu_i}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (4)$$

а значит и сечение $d\sigma/dQ^2$, в отличие от случая упругого рассеяния, обращаются в нуль при $Q=0$ вследствие ортогональности волновых функций $\varphi_{\mathbf{f},\mu_s}(\mathbf{r})$ и $\varphi_{j_i,\mu_i}(\mathbf{r})$.

Используя условие полноты состояний двухкластерного гамильтониана при интегрировании по импульсу \mathbf{f} , сечение (1) можно выразить через амплитуды $\bar{f}_i = (k/k_i) f_i(Q)$ и радиальные интегралы по связанным состояниям R_{lj} от сферических функций Бесселя $j_L(qr)$

$$d\sigma/dQ = \frac{2\pi}{k^2} (|\bar{f}_1|^2 + |\bar{f}_2|^2 + 2\text{Re}(\bar{f}_1 \bar{f}_2^*) I_0(Q) - 3 \sum_{l,j,L} (2l+1)(2j+1) \cdot |\bar{f}_1 I_L^{lj}(\beta_1 Q) + (-1)^L \bar{f}_2 I_L^{lj}(\beta_2 Q)|^2 (10l0|L0)^2 \left\{ \begin{matrix} j & l & 1/2 \\ 1 & 3/2 & L \end{matrix} \right\}^2) Q \quad (5)$$

Интегралы

$$I_0(q) = \int_0^\infty j_0(qr) R_i^2 r^2 dr, \quad I_L^{lj}(q) = \int_0^\infty j_L(qr) R_{lj} R_i r^2 dr, \quad (6)$$

определяются набором $\{R_{l,j}\}$ радиальных функций всех связанных состояний пары кластеров (R_i – радиальная функция основного состояния $P_{3/2}$), включающим как разрешённые, так и запрещённые принципом Паули состояния двухкластерного гамильтониана. Отметим, что в приближении равенства профильных функций $\omega_1(b) = \omega_2(b)$ выражение (5) переходит в аналогичную формулу для сечения, приведенную в работе [5], которая использовалась в расчётах сечений двухкластерной фрагментации ${}^7\text{Li}$ на двух группах ядер фотоэмульсии (C,N,O) и (Br,Ag).

Дифференциальные сечения (5) для процессов фрагментации ядер ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$ вычислялись с использованием аналитической формы дифракционной амплитуды рассеяния протонами внутриядерных кластеров ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$

$$f_i(Q) = \frac{ik_i\sigma(1-i\alpha)}{4\pi} \sum_{n=1}^A \frac{(-1)^{n-1}}{n} \binom{A}{n} \left(\frac{\sigma(1-i\alpha)}{2\pi(R_A^2+2a)} \right)^{n-1} \exp\left(-\left(\frac{R_A^2+2a}{4n} - \frac{R_A^2}{4A}\right)Q^2\right), \quad (7)$$

которая неплохо описывает рассеяния релятивистских протонов ($P_{Lab}=1.7$ ГэВ/с) на ${}^4\text{He}$ [15]. Параметры в выражении (7), где A число нуклонов в ядре, σ – полное сечение нуклон-нуклонного взаимодействия, α – отношение вещественной части к мнимой для амплитуды упругого рассеяния на нулевой угол, стандартным образом связаны с гауссовской факторизованной плотностью ядер $|\Psi|^2$ и амплитудой нуклон-нуклонного рассеяния $f(q)$

$$|\Psi(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_A)|^2 = \prod_{i=1}^A \rho_i(\mathbf{r}_i), \quad \rho_i = \exp(-r_i^2/R_A^2), \quad f(q) = \frac{(i+\alpha)}{4\pi} p\sigma \exp(-\frac{1}{2}aq^2), \quad (8)$$

Принятые в расчётах значения R_A^2 определялись из соотношения $R_A^2 = (2/3)(\langle r_A^2 \rangle - \langle r_p^2 \rangle)(1-A^{-1})^{-1}$ [16] с использованием зарядовых радиусов $\langle r_A^2 \rangle^{1/2}$ ядер ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ и протона $\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$, равных соответственно 1.76 фм, 1.94 фм, 1.67 фм и 0.88 фм [17].

Радиальные волновые функции разрешённых $P_{1/2}$, $P_{3/2}$ и запрещённых состояний $D_{3/2}^*$, $D_{5/2}^*$, $S_{1/2}^*$, $P_{1/2}^*$, $P_{3/2}^*$, $S_{1/2}^*$ вычислялись с тем же взаимодействием между кластерами, что и в работах [5, 7]. При вычислении сечений (5) фрагментации ядер ${}^7\text{Li}$ ($P=3A$ ГэВ/с) и ${}^7\text{Be}$ ($P=1.6A$ ГэВ/с) приняты следующие наборы параметров $\sigma=43$ мб, $\alpha=-0.35$, $a=0.243$ фм $^{-2}$ и $\sigma=42.8$ мб, $\alpha=-0.2$, $a=0.245$ фм $^{-2}$ [18].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ.

Расчёты, выполненные для содержащихся в фотоэмульсии протонной мишени и двух групп ядер-мишеней (C,N,O) и (Br,Ag), как видно из Рис.1, показывают характерную зависимость формы и величины сечений от массового числа мишени A_T , точнее от её радиуса $R_T \simeq 1.2A^{1/3}$, величина которого (при заданном радиусе кластера) приближенно определяет протяжённость (ширину) по прицельному параметру b действительной части профильной функции $\text{Re}(\omega(b))$ системы кластер – мишень. Мнимые части $\text{Im}(\omega(b))$ (пунктирные линии) невелики и играют второстепенную роль. Приближенно можно считать, что эта ширина близка к сумме радиусов внутриядерного кластера и ядрамишени. Результаты для (C,N,O) и (Br,Ag) с усредненной профильной функцией ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He}$ получены в работе [5]. Для протонной мишени профильные функции, приведенные в нижней части Рис.1, вычислены с помощью двумерного фурье-преобразование амплитуды $f_i(q)$ (3), а соответствующее сечение для ${}^7\text{Li}$ вычислено по формуле (5). Сравнение на Рис.1 сечений фрагментации на тяжёлых и лёгких ядрах фотоэмульсии и на протонах показывает, что с уменьшением размера мишени (ширины профильной функции) число осцилляций в сечениях уменьшается, а положение максимумов сдвигается в область больших значений Q . В случае протонной мишени (для точечных нуклонов $R_T=0$ и сечение определяется только профильной функцией кластера) сечение характеризуется одним максимумом с наибольшим сдвигом в область $Q \simeq 0.25$ ГэВ/с и сильным подавлением в областях $Q \leq 0.1$ ГэВ/с и $Q \geq 0.4$ ГэВ/с.

На Рис.2 измеренные фотоэмульсионным методом сечения фрагментации ${}^7\text{Li}$ ($P=3A$ ГэВ/с) на группах ядер (C,N,O) и (Br,Ag) [5] и протонах [13] и сечение фрагментации

${}^7\text{Be}(P=1.6\text{A ГэВ}/c)$ на протонах [14] (гистограммы в нижней части Рис.2) сравниваются с вычисленными сечениями. Теоретическая кривая сечения реакции на сложных ядрах (N) получена сложением осциллирующих дифракционных сечений, показанных на Рис.1 [5]. Кривая (С) – сечение кулоновской диссоциации, которое пренебрежимо мало в случае протонной мишени. Плавными кривыми на фоне гистограмм показаны вычисленные сечения фрагментации ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$ на протонной мишени. Различие этих сечений невелико – в области максимума оно составляет не более 15% и едва ли может быть обнаружено на уровне статистики фотоэмульсионного метода.

Отметим, что для принятой в расчётах двухтельной модели, предполагающей стопроцентную вероятность такого типа кластеризации (коэффициент кластеризации $k=1$), все теоретические сечения, как для сложных ядер-мишеней, так и для протонов, превышают экспериментальные значения. Приемлемое описание абсолютных значений всех сечений, показанных на Рис.2, получено с общим коэффициентом кластеризации $k=0.7$. Сравнение результатов вычислений с экспериментом демонстрирует адекватность применения кластерного варианта дифракционной теории Ахиезера-Глаубера-Ситенко [8, 10] и двухтельной модели ядер с запрещёнными состояниями [6, 7] к описанию особенностей измеренных сечений двухкластерной диссоциации релятивистских ядер ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$.

Автор искренне благодарен Н.Г. Пересадько и С.П. Харламову за плодотворное обсуждение результатов расчётов. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 12-02-01238-а.

Список литературы

- [1] P.I. Zarubin, Lecture Notes in Physics 875, Clusters in Nuclei, v.3, Chapter 3, p.51, Ed. C. Beck, Springer Intl. Publ., 2014; the BECQUEREL Project, <http://becquerel.jinr.ru/>.
- [2] М.И. Адамович и др., ЯФ **62**, 1461 (1999).
- [3] М.И. Адамович, Ю.А. Александров и др., J. Phys. G **30**, 1479 (2004).
- [4] Н.Г. Пересадько, Ю.А. Александров, В. Брэднова и др., ЯФ **70**, 1266 (2007).
- [5] Н.Г. Пересадько, В.Н. Фетисов, Ю.А. Александров и др., Письма в ЖЭТФ **88**, 83 (2008).
- [6] В.И. Кукулин, В.Г. Неудачин, Ю.Ф. Смирнов, ЭЧАЯ **10**,1236, (1979).
- [7] С.Б. Дубовиченко, М.А. Жусупов, Изв. АН КазССР, сер.физ.-мат. №4, 44, (1983).
- [8] A.I. Akhieser and A.G. Sitenko, Phys. Rev. **106**, 1236, (1957).
- [9] R. Glauber, Phys. Rev. **99**, 1515 (1955).
- [10] М.В. Евланов, А.М. Соколов, В.К. Тартаковский, ЯФ **59**, 679 (1996).
- [11] В.В. Давидовский, М.В. Евланов, В.К. Тартаковский, ЯФ **69**, 252 (2006).
- [12] В.Н. Фетисов, Письма в ЭЧАЯ, **11** (2014)(в печати).
- [13] Н.Г. Пересадько, Ю.А. Александров, С.Г. Герасимов и др., ЯФ **73**, 1994 (2010).

- [14] Ю.А. Александров, Н.Г. Пересадько и др., Доклад на сессии-конференции секции ядерной физики ОФН РАН, 5-8 ноября, ИФВЭ, Протвино, 2013.
- [15] W. Czyż, L. Leśniak, *Phys. Lett.* **24B**, 227 (1967).
- [16] V. Franco, A. Tekou, *Phys. Rev. C* **37**, 1097 (1988).
- [17] I. Angeli, *Atomic Data and Nucl. Data Tables.*, **87**, 185 (2004).
- [18] V. Franco, *Phys. Rev. C* **6**, 748 (1972).

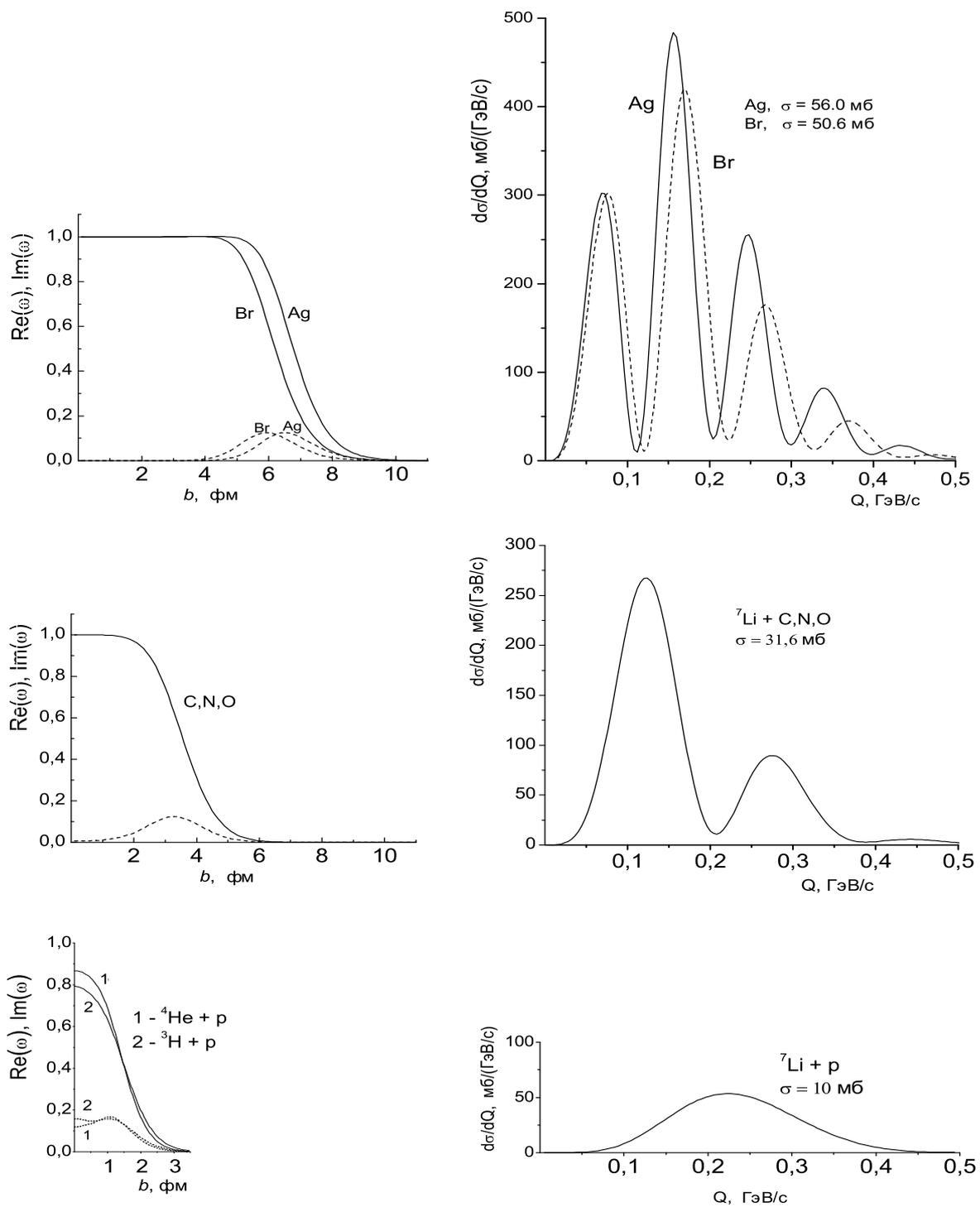


Рис. 1. Профильные функции и сечения двухкластерной фрагментации ${}^7\text{Li}$.

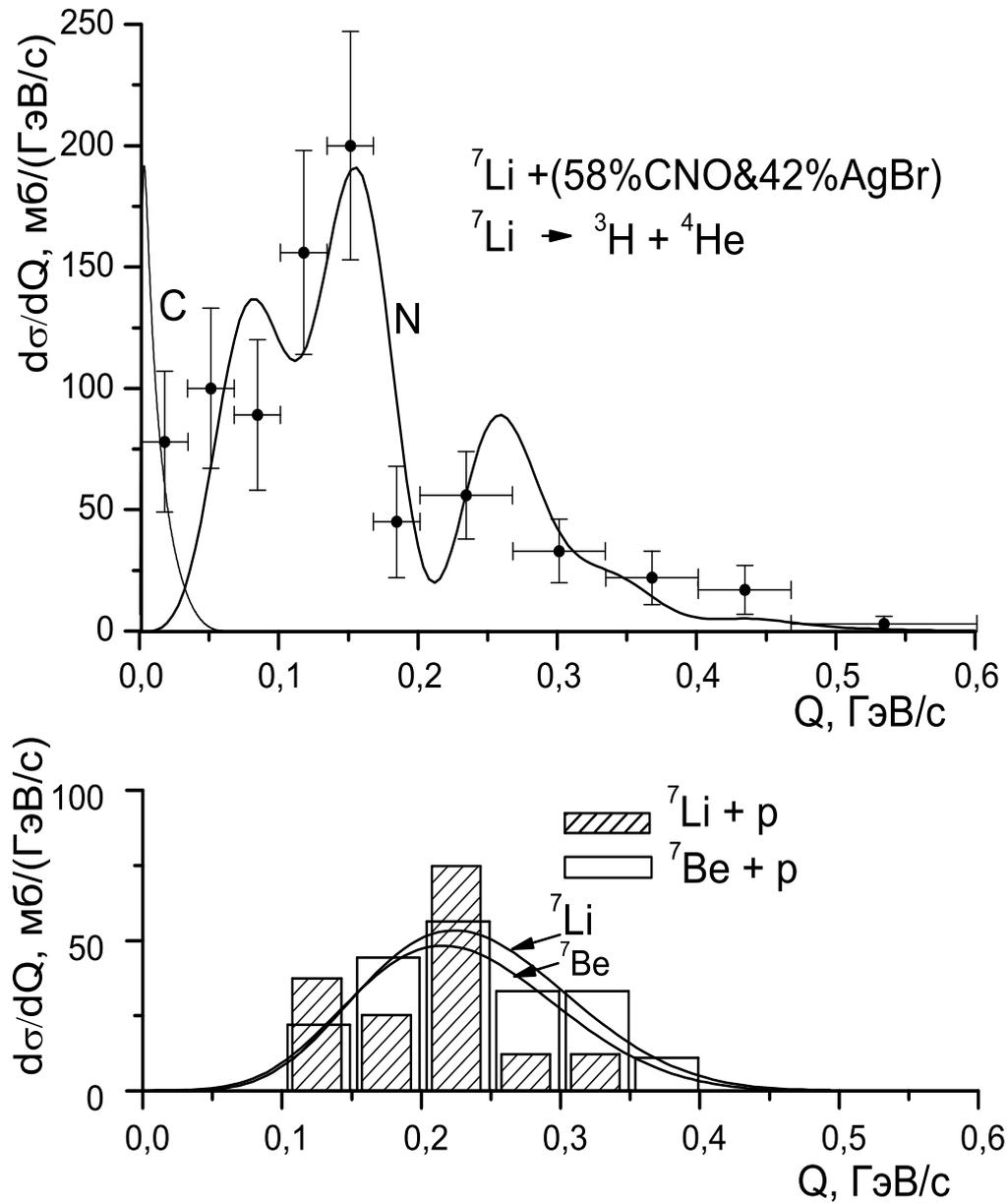


Рис. 2. В верхней части рисунка приведены экспериментальные данные и теоретические кривые сечений расщепления ${}^7\text{Li}$ на группах ядер фотоэмульсии (C,N,O) и (Br,Ag); в нижней части – экспериментальные данные (гистограммы) и теоретические кривые сечений расщепления ядер ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$ на протонах.