

О ЯДЕРНОМ И КУЛОНОВСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПРИ КОГЕРЕНТНОЙ ФРАГМЕНТАЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР В ФОТОЭМУЛЬСИИ

*В. Н. Фетисов*¹

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

На примере анализа в кластерной модели экспериментальных данных по периферической фрагментации релятивистского ядра ${}^7\text{Li}$ ($P = 3A$ ГэВ/с) по каналу ${}^3\text{H} + {}^4\text{He}$ в фотоэмульсии обсуждается роль кулоновского и ядерного взаимодействий в этом процессе. Вычисленный вклад электромагнитной составляющей в сечение $\sim 10\%$ не противоречит фотоэмульсионным данным и верхней оценке $\sim 40\%$, выведенной из ранних измерений полных сечений фрагментации легких ядер с помощью счетчиковой методики. Наблюдаемые нерегулярности в дифференциальном сечении фрагментации ${}^7\text{Li}$ — с выделенным кулоновским пиком при очень малом переданном импульсе Q — объясняются наложением ядерных дифракционных картин на легких (C, N, O) и тяжелых (Ag, Br) ядрах фотоэмульсии. Предсказанные дифракционные сечения в неупругом канале резко отличаются от привычной формы ядерной дифракции в упругом рассеянии. Для чистых мишеней они имеют форму осцилляций с несколькими пиками сравнимой интенсивности и обнаруживают сильную зависимость от формы поверхностной плотности ядер и радиусов внутриядерного кластера и ядра-мишени. Вероятность двухтельной кластеризации в ${}^7\text{Li}$ оценивается на уровне 0,7.

The role of the nuclear and Coulomb interactions in the coherent fragmentation of relativistic nuclei is discussed using the example of the cluster model analysis of experimental data on the two-body fragmentation of ${}^7\text{Li}$ ($P = 3A$ GeV/c) to ${}^3\text{H} + {}^4\text{He}$ in the nuclear photoemulsion. The calculated electromagnetic contribution to the total cross section, $\sim 10\%$, does not contradict the photoemulsion experimental data and upper estimation $\sim 40\%$ derived from previous measurements of the total cross sections by a counter technique. The observed peculiarities in the differential fragmentation cross section having a separated minor Coulomb peak at a very small momentum transfer Q are explained mainly by overlay of diffraction patterns arising from light (C, N, O) and heavy (Ag, Br) nuclei in the photoemulsion. The predicted diffraction cross section in the inelastic channel is strongly different from the usual form of the nuclear diffraction in elastic scattering. For pure targets, they have an oscillation behaviour with several peaks of comparable intensities and reveal a great sensitivity to the form of the surface nuclear density and to radii of the intranuclear cluster and the nuclear target. The derived probability of the two-body clusterization in ${}^7\text{Li}$ is about 0.7.

PACS: 25.75.-q, 25.70.Mn, 21.60.Gx, 24.10.Ht, 29.40.Rg

¹E-mail: fetisov@sci.lebedev.ru

ВВЕДЕНИЕ

Некоторые результаты ранних исследований проблемы. Принято считать, что когерентная фрагментация релятивистских ядер (без разрушения ядер-мишеней) реализуется за счет ядерного и электромагнитного взаимодействий (часто используется термин *релятивистское кулоновское возбуждение*) в периферических ядро-ядерных столкновениях. Большой опыт исследований упругого рассеяния показал, что ядерная часть рассеяния вполне адекватно описывается дифракционной теорией Глаубера–Ситенко; при этом кулоновское взаимодействие дает резерфордский пик в сечении при малых углах, накладывающийся на главный дифракционный максимум. Неупругие процессы с вылетом ядерных фрагментов изучены гораздо хуже. Это связано как с трудностями идентификации и спектрометрии продуктов реакции, особенно нейтронов, так и со сложностью теоретического описания многочастичных конечных состояний.

Теория расщепления налетающих ядер под действием электромагнитного и ядерного взаимодействий в периферических столкновениях разрабатывается уже давно [1]. В подавляющем большинстве расчетов [2–8] рассматривался канал развала быстрых дейтронов на протон и нейтрон. Однако для этого простейшего пробного ядра экспериментальные данные даже при средних энергиях (десятки-сотни МэВ) очень ограничены [9, 10], а при релятивистских энергиях они практически отсутствуют. Если для ядерного взаимодействия основой служит теория многократного рассеяния Глаубера–Ситенко [1, 5, 6], допускающая учет кулоновских эффектов, то для описания на микроскопическом уровне релятивистского кулоновского возбуждения и фрагментации предложено еще несколько вариантов приближенных подходов [11–14]. Проверка этих теорий в разных областях энергий до сих пор остается актуальной задачей.

С целью обнаружения самого процесса релятивистского кулоновского возбуждения и определения относительных вкладов в полные сечения фрагментации электромагнитного и ядерного взаимодействий в LBL (Lawrence Berkeley Laboratory, США) более тридцати лет назад была выполнена серия экспериментов с использованием счетчиковой методики по фрагментации релятивистских ядер ^{12}C , $^{16,18}\text{O}$ и более тяжелых [15] для широкого диапазона ядер-мишеней. На рис. 1 схематически показан пример фрагментации легкого ядра ^{18}O при энергии $E = 1,7$ ГэВ/нуклон на мишенях A_T с испусканием фрагментов A_F . При анализе данных для каждой мишени (T) и канала фрагментации (F) измеренные полные сечения $\sigma_{\text{tot}}(T, F)$ записывались в виде суммы ядерного $\sigma_{\text{nucl}}(T, F)$ и электромагнитного $\sigma_{\text{em}}(T, F)$ сечений. Ядерные сечения определялись полуэмпирическим соотношением $\sigma_{\text{nucl}}(T, F) = \gamma_T \gamma_F$. Такая факторизованная форма сечения вместе с линейной $A_T^{1/3}$ -зависимостью коэффициента γ_T и экспериментально подобранными параметрами для выделенного набора

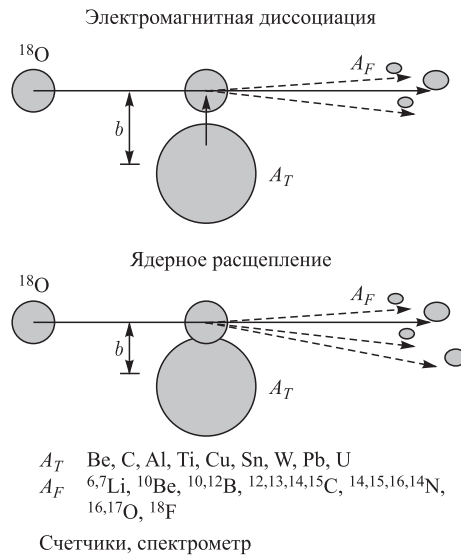


Рис. 1. Иллюстрация кулоновской и ядерной фрагментации ядра ^{18}O (Olson et al. [15])

Полные σ_{tot} , ядерные σ_{nucl} и электромагнитные σ_{em} , σ_{ww} сечения фрагментации (мб)

$^{18}\text{O} \rightarrow A_F$	${}_z A_T$	σ_{tot}	σ_{nucl}	σ_{em}	$p = \sigma_{\text{em}}/\sigma_{\text{nucl}}$	σ_{ww}
$n + ^{17}\text{O}$	${}_{22}\text{Ti}$	75,3	66,5	8,7	0,13	12,5
	${}_{82}\text{Pb}$	226,6	90,5	136,0	1,5	135,0
	${}_{92}\text{U}$	234,0	93,2	140,8	1,51	167,0
$2n + ^{16}\text{O}$	${}_{22}\text{Ti}$	53,2	46,8	6,4	0,14	5,4
	${}_{29}\text{Cu}$	59,3	51,1	8,2	0,16	9,0
	${}_{50}\text{Sn}$	88,7	61,4	27,3	0,44	23,7
	${}_{74}\text{W}$	111,1	60,5	50,6	0,84	46,8
	${}_{82}\text{Pb}$	128,7	63,6	65,1	1,02	55,2
	${}_{92}\text{U}$	139,7	65,5	74,2	1,13	68,1
$p + ^{17}\text{N}$	${}_{22}\text{Ti}$	40,2	40,7			2,4
	${}_{82}\text{Pb}$	75,5	55,3	20,2	0,36	23,8
	${}_{92}\text{U}$	82,0	56,9	25,1	0,44	29,2

фрагментов и мишеней с малым вкладом электромагнитного сечения (слабая зависимость от Z_T) позволила получить ядерные сечения для других фрагментов и мишеней. Найденные с помощью такой процедуры средние значения сечений (по данным табл. III и IV из работы Olson et al. [15]) для наиболее сильных нуклонных каналов фрагментации, связанных преимущественно с распадом фотоядерного гигантского резонанса, приведены в таблице, которая дает представление о масштабе влияния электромагнитной составляющей на сечения для разных мишеней.

Видно, что величины σ_{em} для нейтронных каналов обнаруживают сильную зависимость от заряда мишени, близкую к Z_T^2 . Сечения каналов с образованием других фрагментов слабо зависят от Z_T . Эти каналы с малыми фотоядерными сечениями реализуются преимущественно за счет ядерного взаимодействия.

В последней колонке таблицы представлены электромагнитные сечения σ_{ww} , вычисленные методом виртуальных фотонов Вайцеккера–Вильямса [16] с использованием соотношений

$$\sigma_{\text{ww}} = \int n(\omega) \sigma_{\gamma}^F(\omega) \frac{d\omega}{\omega}, \quad (1)$$

$$n(\omega) = \frac{2}{\pi} Z_T^2 \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right) \frac{1}{\beta^2} \left[\xi K_0(\xi) K_1(\xi) - \frac{1}{2} \beta^2 \xi^2 (K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)) \right], \quad (2)$$

где $\sigma_{\gamma}^F(\omega)$ — фотоядерные сечения образования фрагментов A_F ; $n(\omega)$ — число эквивалентных фотонов с энергией $\hbar\omega$; K_i — модифицированные функции Бесселя; $\beta = v/c$ и γ — обычные релятивистские факторы; $\xi = \omega b_{\text{min}}/c\gamma\beta$, b_{min} — величина порядка суммы радиусов сталкивающихся ядер $R_I + R_T$. Близкие значения σ_{em} и σ_{ww} подтверждают электромагнитное происхождение σ_{em} . Из приведенных данных следует, что наибольшие величины отношения $p = \sigma_{\text{em}}/\sigma_{\text{nucl}}$ характерны для больших фотоядерных сечений процессов типа гигантского резонанса, распадающегося преимущественно с испусканием нуклонов. На примере фрагментации ^{18}O показано, что это отношение достигает значения $\sim 1,5$ для мишеней Pb и U.

Возможности фотоэмульсионной методики. Повышенный интерес к структуре ядер и вкладам электромагнитного и сильного взаимодействий снова возникает в связи с изме-

рениями распределений событий по поперечному переданному импульсу Q (по углам вылета фрагментов) и соответствующих дифференциальных сечений (по длине свободного пробега ядер) методом ядерных фотоэмульсий при их облучении обычными и радиоактивными легкими ядрами [17–20]. В этих реакциях регистрируемыми заряженными фрагментами обычно служат протоны, дейтроны и ядра ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, во многом определяющие кластерную структуру легких ядер-снарядов. Наибольшую вероятность электромагнитной диссоциации налетающего ядра следует ожидать от взаимодействия с тяжелыми ядрами фотоэмульсии Вг и Аг ($Z_T = 35$ и 47). В качестве верхней оценки отношения вкладов p для фотоэмульсии можно принять $p \simeq 0,4$ из таблицы для ядра-мишени Sn, ближайшего по заряду к ядрам Вг и Аг. Для более легких ядер-снарядов эта оценка p может оказаться завышенной из-за уменьшения сечений фотопоглощения в резонансной области энергий γ -квантов, доминирующей в интеграле (1) при энергиях в несколько ГэВ/нуклон. Кроме того, фотоядерные сечения с вылетом легчайших ядер (кластеров) обычно существенно меньше сечений с испусканием нуклонов от распада гигантского резонанса, и для таких реакций можно ожидать уменьшения величины p . Получение более точных оценок p , особенно для кластерных каналов, требует специальных расчетов.

Известно, что легчайшие ядра $1p$ -оболочки, такие как ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$, имеют преимущественно двухкластерную структуру ${}^2\text{H} + {}^4\text{He}$, ${}^3\text{H} + {}^4\text{He}$, ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$. В отличие от развала дейтрона на протон и нейтрон фрагментация этих ядер на пару заряженных кластеров однозначно идентифицируется в ядерной фотоэмульсии. В отличие от экспериментов по полным сечениям измерение дифференциальных сечений дает возможность выявить области электромагнитного и ядерного взаимодействий по переменной Q , изучать особенности поведения сечений и оценить вклад интерференции этих взаимодействий. В следующем разделе дана интерпретация экспериментальных данных группы С. П. Харламова (Отдел физики высоких энергий ФИАН) [19, 20] по двухкластерной фрагментации ${}^7\text{Li}$ в фотоэмульсии.

1. ПРИМЕР ФРАГМЕНТАЦИИ ${}^7\text{Li}(P = 3A \text{ ГэВ}/c) \rightarrow {}^3\text{H} + {}^4\text{He}$ НА ЯДРАХ ФОТОЭМУЛЬСИИ

Экспериментальное изучение этого процесса (рис. 2) привлекательно тем, что для его интерпретации удобно использовать разработанные ранее теоретические методы. Они включают:

- 1) двухкластерную модель ${}^7\text{Li}$ с запрещенными состояниями [21, 22];
- 2) мультипольное разложение электромагнитного взаимодействия релятивистского ядра с ядром-мишенью [13];
- 3) дифракционную теорию ядерного взаимодействия Глаубера–Ситенко в кластерном приближении, предложенном в работах [23, 24].

На рис. 3 показано измеренное дифференциальное сечение. В отличие от упругого рассеяния с главным пиком сечения при нулевых Q в неупругом канале наблюдается сдвиг максимума в область $Q \simeq 0,15 \text{ ГэВ}/c$. Кроме того, на интервале $Q \leq 0,5 \text{ ГэВ}/c$ заметны нерегулярности в поведении сечения.

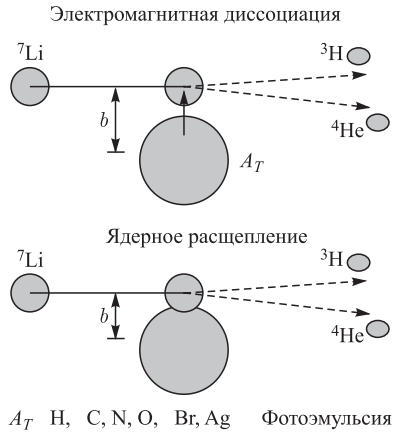


Рис. 2. Иллюстрация кулоновской и ядерной фрагментации ядра ${}^7\text{Li}$ [17]

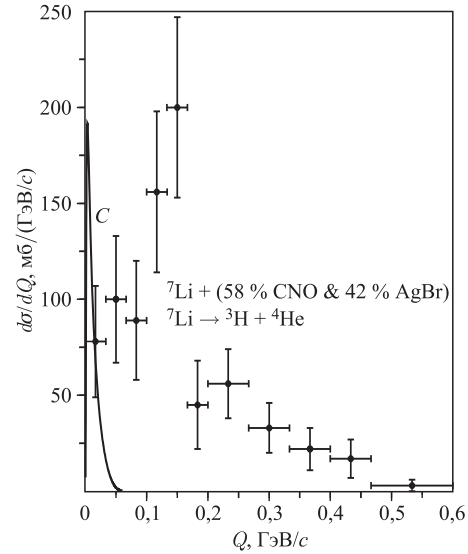


Рис. 3. Дифференциальное сечение фрагментации ${}^7\text{Li}$ в фотоэмульсии: точки — экспериментальные данные, кривая C — вычисленное сечение кулоновской диссоциации

Электромагнитная диссоциация. При вычислении сечений мы используем приведенные в [25] волновые функции двух разрешенных $3P_{3/2}$ ($-2,36$ МэВ, основное состояние ${}^7\text{Li}$), $3P_{1/2}$ ($-1,59$) и шести запрещенных $0S_{1/2}$ ($-57,4$), $2S_{1/2}$ ($-15,9$), $1P_{3/2}$ ($-34,4$), $1P_{1/2}$ ($-32,3$), $2D_{5/2}$ ($-13,7$), $2D_{3/2}$ ($-11,1$) связанных состояний в потенциале Вудса–Саксона со спин-орбитальным и кулоновским взаимодействием между кластерами (числа в скобках — энергии уровней в МэВ; главное квантовое число определяет число узлов радиальной функции). Отметим, что эта кластерная модель хорошо описывает фазы рассеяния, процесс фоторасщепления, статические свойства ядра и ядерные формфакторы [25, 26].

Важным предположением ряда развитых теорий кулоновской диссоциации релятивистских ядер [11–14] является малость кулоновской амплитуды (ступенчатое поведение) для прицельных параметров $b \leq R$, где величина R порядка суммы радиусов сталкивающихся ядер. Принимается, что для таких b доминирует ядерный механизм расщепления. В то же время в микроскопической дифракционной теории Глаубера–Ситенко заранее не делается разделения области взаимодействия на ядерную и кулоновскую, соответствующие фазы входят в профильные функции на равноправной основе. Реалистичность разных приближений нуждается в экспериментальной проверке.

Расчет сечения расщепления ${}^7\text{Li}$ кулоновским полем выполнен в формализме Бертулани–Баура [13, 27] с использованием разложения электромагнитного взаимодействия по мультиполям для релятивистских ядер. Главный вклад в сечение дают $E1$ -переходы $3P_{3/2} \rightarrow S_{1/2}, D_{3/2}, D_{5/2}$. Выполнив в исходном выражении для сечения интегрирование по угловым переменным волнового вектора \mathbf{k} относительного движения α -частицы и ядра

третия (t), а также по азимутальному углу вектора \mathbf{Q} , получаем

$$\frac{d\sigma_C}{dQ} = \frac{32}{9} \left(\frac{Ze^2}{\hbar v} \right)^2 c_d Q R^2 \int_0^\infty \frac{\xi^2}{(\xi^2 + (QR)^2)^2} \left(I_2^2(k) + \frac{1}{2} I_{0,1/2}^2(k) \right) \left(f_1^2 + \frac{1}{\gamma^2} f_0^2 \right) k^2 dk. \quad (3)$$

Здесь функции f_n и радиальные интегралы $I_{l,j}(k)$ для дипольных переходов имеют вид

$$f_n = \xi J_n(QR) K_{n+1}(\xi) - QR J_{n+1}(QR) K_n(\xi), \quad (4)$$

$$I_{l,j}(k) = \int_0^\infty R_{l,j}(k, r) R_l(r) r^3 dr,$$

где J_n и K_n — функции Бесселя; l, j — орбитальный и полный моменты; R_l и $R_{l,j}$ — волновые функции кластеров в основном состоянии (энергия связи $E_b^{\text{exp}} = 2,47$ МэВ) и в континууме. В интегралах $I_{2,j} = I_2$ пренебрегается малым различием состояний $D_{3/2}$ и $D_{5/2}$. Функции $R_{l,j}(k, r)$ нормированы так, что переходят в сферические функции Бесселя $j_l(kr)$ при выключении взаимодействия. В формуле (3) Z — число протонов в ядре-мишени, v — скорость ${}^7\text{Li}$, коэффициент $c_d = (Z_1\beta_1 - Z_2\beta_2)^2$ (где $\beta_{1(2)} = m_{2(1)}/(m_1 + m_2)$, m_i — массы кластеров) определяет дипольный момент кластерной системы, $\gamma = (1 - (v/c)^2)^{-1/2}$, $\xi = (\omega R)/(\gamma v)$, $\hbar\omega = E_b + (\hbar k)^2/(2\mu_{\alpha t})$ и $\mu_{\alpha t}$ — приведенная масса α и t . В расчетах приняты средние значения $\bar{R} = 5,0$ фм, $\bar{Z} = 7$ (CNO) и $\bar{R} = 8,1$ фм, $\bar{Z} = 41$ (AgBr). Q -зависимость сечения, охватывающая очень узкий интервал $Q \leq 50$ МэВ/с с максимумом при $Q \simeq 3,5$ МэВ/с, показана кривой C на рис. 3. При этом для фотоэмульсии (58 % CNO и 42 % AgBr) вычисленное полное сечение σ_C равно 4 мб. Малая величина σ_C и тот факт, что в ожидаемую область кулоновского рассеяния попадает лишь около 7 % событий, указывают на необходимость рассмотрения вклада ядерной фрагментации.

Ядерная дифракция. Согласно формализму Ахиезера–Глаубера–Ситенко [6], развитому в [23, 24] применительно к дифракционному рассеянию двухкластерных ядер, сечение процесса определяется матричными элементами комбинации профильных функций $\omega(b)$:

$$\omega_\alpha(b_\alpha) + \omega_t(b_t) - \omega_\alpha(b_\alpha)\omega_t(b_t), \quad \text{где} \quad \omega_i(b) = 1 - \exp(i\chi_i(b)). \quad (5)$$

Два первых слагаемых в (5), отвечающие импульсному приближению, дают основной вклад в сечение

$$\frac{d\sigma_N}{dQ} = A \left(1 + I_0(Q) - \frac{3}{2} \sum_{l,j,L} (I_L^{lj}(\beta_1 Q) + (-1)^L I_L^{lj}(\beta_2 Q))^2 \hat{l} \hat{j} (10l0|L0)^2 \begin{Bmatrix} j & l & 1/2 \\ 1 & 3/2 & L \end{Bmatrix}^2 \right), \quad (6)$$

$$\frac{A}{4\pi Q} = \left| \int_0^\infty \omega(b) J_0(Qb) b db \right|^2, \quad I_0(q) = \int_0^\infty j_0(qr) R_i^2 r^2 dr, \quad (7)$$

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

Выражение (6) получено с использованием полноты состояний кластерного гамильтониана, позволившей исключить интегрирование по состояниям континуума и выразить сечение через матричные элементы по всем (как разрешенным, так и запрещенным) связанным (l, j) -состояниям. В формуле (6) следующие за фактором $l \hat{j} = (2l + 1)(2j + 1)$ сомножители есть квадрат коэффициента Клебша–Гордана и $6j$ -символа. Знакопеременный вклад третьего члена в (5), отвечающего столкновению сразу двух кластеров с ядром-мишенью (eclipse term), как показали вычисления, влияет на сечение на уровне не более 1–2 %.

Прежде чем выполнить вычисления профильных функций с реалистическими плотностями кластеров и ядер-мишеней, мы исследовали влияние на дифференциальные сечения размытости поверхностного слоя ядер. В приближении резкой границы ядер профильная функция $\omega(b)$ имеет ступенчатую форму [6] с шириной R порядка суммы радиусов сталкивающихся ядер, при этом сечение пропорционально фактору $J_1^2(QR)$. Для мишеней Ag, Br дифракционное сечение в этом случае показано на рис. 4, а. Видно множество осцилляций сечения на интервале Q , намного превышающем наблюдаемый интервал $Q \lesssim 0,5$ ГэВ/с, а величина полного сечения (250 мб) в несколько раз превышает измеренное (31 ± 4 мб). В то же время с фермиевской формой профильной функции со стандартным параметром размытости $a \simeq 0,5$ фм число осцилляций резко уменьшается, величина сечения становится в несколько раз меньше, а максимальная граница Q^{\max} , как показано на рис. 4, б, близка к наблюдаемой. Следует отметить, что влияние размытости ядерной поверхности на полное сечение дифракционного расщепления дейтрона ранее изучалось в [28]. Там было показано, что сечение этого процесса резко уменьшается с увеличением параметра размытости (эффект Ситенко–Тартаковского).

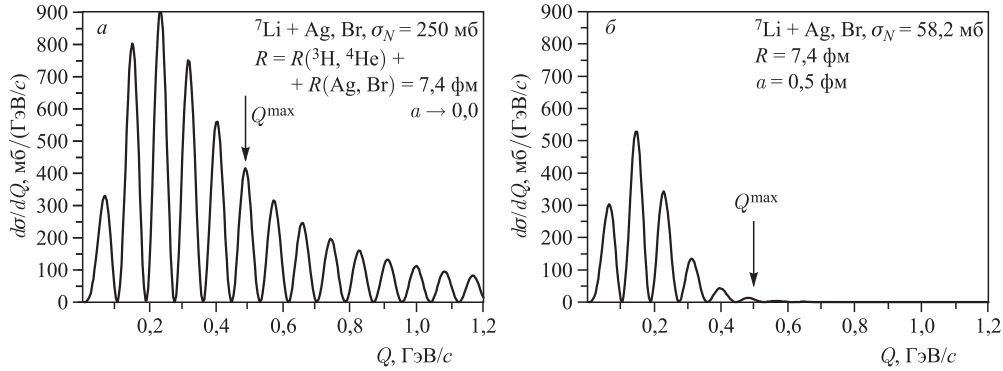


Рис. 4. Дифракционные сечения, вычисленные со ступенчатой формой профильной функции (а) и с феноменологической фермиевской формой профильной функции (б) системы кластер–ядро-мишень

Более точные в количественном отношении результаты получаются с фазовыми функциями $\chi_i(b)$, описывающими столкновения ядер с массовыми числами A_1 и A_2 , вычисленными в оптическом пределе модели Глаубера–Ситенко с использованием формулы свертки ядерных формфакторов $S_{A_i}(q)$ и NN -амплитуды [29]

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

Для (α, t) -кластеров и ядер $1p$ -оболочки формфакторы были вычислены для распределений плотности в осцилляторной модели оболочек с поправкой на движение центра масс за счет множителя $K(q)$. Для тяжелых ядер (Ag, Br) принималось фермиевское распределение плотности. Параметры осцилляторной модели ($\hbar\omega$) и фермиевского распределения (R и a) согласованы стандартным способом [30, 31] с экспериментальными среднеквадратичными радиусами ядер [32] — $\bar{r}_t = 1,7$ фм, $\bar{r}_\alpha = 1,67$ фм, $\bar{r}_{\text{CNO}} = 2,54$ фм, $\bar{r}_{\text{Br}} = 5,1$ фм, $\bar{r}_{\text{Ag}} = 5,62$ фм. Принятые значения параметров NN -взаимодействия следующие: $\sigma_N = 43,0$ мб, $\rho = -0,35$, $a_N = 0,242$ фм² [31]. Вследствие малого различия ω_α и ω_t для выбранного ядра-мишени в качестве $\omega(b)$ мы используем полусумму этих функций. Действительные и мнимые части $\omega(b)$ для легких и тяжелых ядер эмульсии показаны на рис. 5.

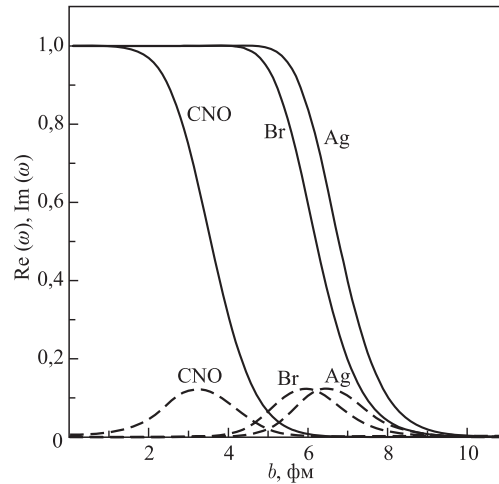


Рис. 5. Действительные $\text{Re}(\omega)$ (сплошные линии) и мнимые $\text{Im}(\omega)$ (штриховые) части профилей функций

Вычисленные дифференциальные сечения отдельно для легких (C, N, O) и тяжелых (Br, Ag) ядер-мишеней представлены на рис. 6. Эти сечения резко отличаются от привычных форм сечений дифракционного упругого рассеяния отсутствием пика при нулевых Q , что объясняется ортогональностью связанного состояния кластеров в ${}^7\text{Li}$ и состояний кластеров в непрерывном спектре. Кроме того, если в упругом рассеянии интенсивность следующих за главным пиком дифракционных осцилляций уменьшается на порядки величин, то в неупругом процессе интенсивности осцилляций сравнимы по величине. Число и интенсивность пиков в основном зависят от протяженности (ширины) действительной

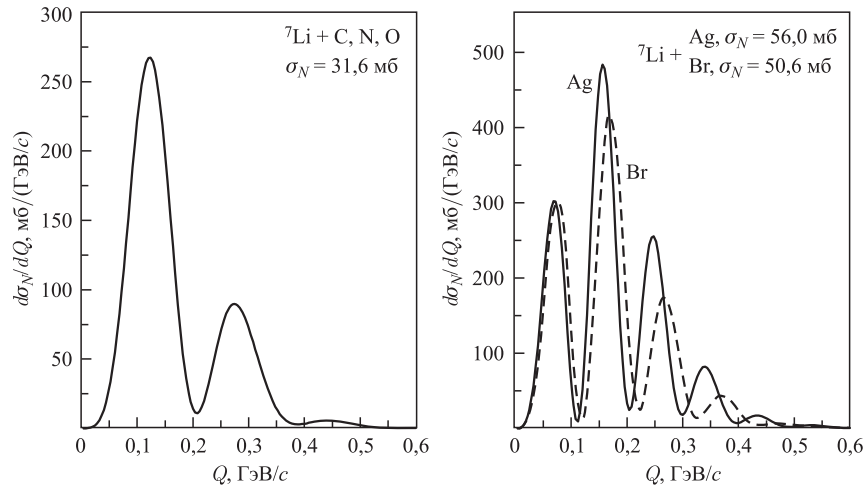


Рис. 6. Дифракционные сечения, вычисленные с реалистичными распределениями плотностей кластера и ядра-мишени

части профильной функции по переменной b , которая близка к сумме радиусов внутриядерного кластера и ядра-мишени — чем шире профильная функция, тем больше осцилляций в сечении, при этом положение максимумов сдвигается в сторону меньших значений Q . Различие сечений на чистых ядрах C, N, O и Ag, Br объясняется большим

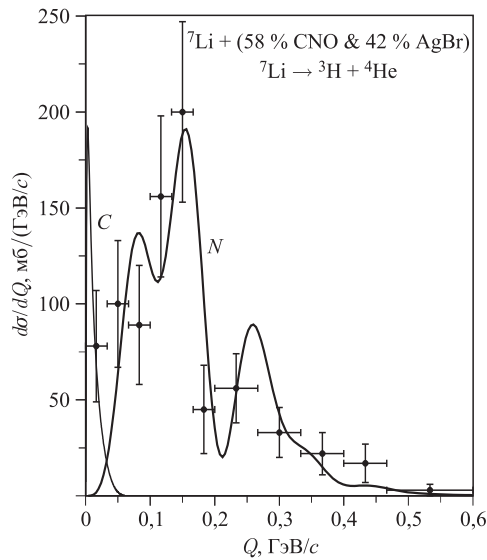


Рис. 7. Экспериментальные данные и теоретические кривые сечений кулоновского (C) и ядерного дифракционного (N) расщеплений ${}^7\text{Li}$

различием ширин профильных функций (см. рис. 5), вызванных сильным различием радиусов этих групп ядер-мишеней, присутствующих в фотоэмульсии — радиусы тяжелых ядер примерно вдвое больше радиусов легких. Здесь уместно отметить результат работы [20], в которой представлены измерения дифференциального сечения двухкластерной фрагментации ${}^7\text{Li}$ на протонах фотоэмульсии. Максимум сечения на протоне оказался сдвинутым в область больших Q по сравнению с максимумом сечения для ядер C, N, O (см. рис. 6). Качественно такой сдвиг можно понять как эффект более узкой ширины профильной функции системы кластер–протон (порядка радиуса кластера) по сравнению с шириной профильной функции системы кластер–ядро. Результаты расчетов сечения фрагментации на протоне будут даны в отдельной статье.

Дифференциальное сечение процесса для фотоэмульсии, показанное на рис. 7, получено сложением двух дифракционных кар-

тин, приведенных на рис. 6, с учетом процентного содержания легких и тяжелых ядер. Теоретическое сечение воспроизводит наметившиеся нерегулярности в экспериментальном сечении. Как видно из рис. 7, кулоновское и ядерное сечения заметно разделены с небольшой областью перекрытия, что указывает на малость вклада интерференции кулоновского и ядерного взаимодействий для рассмотренного процесса фрагментации. Следует отметить превышение вычисленного полного сечения 44,7 мб над экспериментальным (31 ± 4) мб. Кривые на рис. 7 нормированы на полное измеренное сечение с коэффициентом $k = 0,7$, который можно трактовать как вероятность двухклеточной кластеризации ${}^3\text{H} + {}^4\text{He}$ в волновой функции ядра ${}^7\text{Li}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Среди множества процессов фрагментации релятивистских ядер в периферических столкновениях наибольший интерес представляют те из них, которые легче поддаются теоретическому анализу. К ним относится прежде всего класс реакций с двумя ядрами в конечном состоянии. Помимо развала дейтрона на протон и нейтрон, по которому при релятивистских энергиях практически нет данных, таким примером оказалась фрагментация ${}^7\text{Li}$ по каналу ${}^3\text{H} + {}^4\text{He}$, дифференциальное сечение которой было измерено группой С. П. Харламова методом ядерных фотоэмульсий. В изложенном выше анализе мы стремились подчеркнуть те аспекты механизмов ядерных реакций и структуры ядра, которые ответственны за наблюдаемые особенности процесса.

Вычисленное сечение релятивистской кулоновской диссоциации ${}^7\text{Li}$ сосредоточено в узком интервале малых Q ($Q \leq 50$ МэВ/с) и составляет около 10% от полного сечения. Этот результат не противоречит верхней оценке отношения $p = \sigma_{\text{em}}/\sigma_{\text{nuc}} \simeq 0,4$, выведенной из данных LBL по полным сечениям.

Наблюдаемые нерегулярности в дифференциальном сечении объясняются наложением разных дифракционных картин от двух групп ядер фотоэмульсии С, N, O и Ag, Вг, радиусы которых отличаются примерно в два раза. Можно утверждать, что фотоэмульсионным методом получена наглядная (визуальная) дифракционная картина ядерного неупругого процесса.

Предсказываемые дифракционные сечения на чистых ядрах-мишенях имеют форму сравнимых по интенсивности осцилляций, резко отличающуюся от привычной формы сечения упругого рассеяния с главным максимумом при нулевом импульсе. Ширина интервала Q^{max} , в котором еще заметны осцилляции, их число и величины сечений в максимумах сильно зависят от размытости поверхностного слоя сталкивающихся ядер. Приемлемые величины полного сечения и ширины интервала ($Q \leq 0,5$ ГэВ/с) получаются с фермиевским распределением плотности.

Выполненный анализ показал, что заложенная в основу расчетов двухкластерная модель ядра с запрещенными состояниями является вполне адекватной. Нормировка вычисленного полного сечения на экспериментальное требует введения коэффициента $k = 0,7$, который можно трактовать как вероятность двухкластерного состояния ${}^3\text{H} + {}^4\text{He}$ в ядре ${}^7\text{Li}$.

Несмотря на свойственную фотоэмульсионной методике невысокую статистику измерений, полученные экспериментальные данные, как показывает их анализ, затрагивают

важные аспекты физики столкновений релятивистских ядер и их структуры. Эти результаты могут послужить хорошим ориентиром для новых экспериментов по исследованию релятивистской фрагментации на чистых ядрах-мишенях с применением других методик, которые обеспечат более высокую статистику.

Автор благодарен С. П. Харламову, Н. Г. Пересадько и Ю. А. Александрову, по инициативе которых была выполнена эта работа, за многочисленные обсуждения проблематики исследований столкновений релятивистских ядер методом ядерных фотоэмульсий. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, гранты № 07-02-00871-а и № 12-02-01238-а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ситенко А. Г. Теория ядерных реакций. М.: Энергоатомиздат, 1983.
2. Dancoff S. M. // Phys. Rev. 1947. V. 72. P. 1017.
3. Розенцвейг Л. Н., Ситенко А. Г. // ЖЭТФ. 1950. Т. 30. С. 427.
4. Фейнберг Е. Л. // ЖЭТФ. 1955. Т. 29. С. 115.
5. Glauber R. J. // Phys. Rev. 1955. V. 99. P. 1515.
6. Akhiezer A. I., Sitenko A. G. // Phys. Rev. 1957. V. 106. P. 1236.
7. Евланов М. В., Соколов А. М. Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами / Отв. ред. А. И. Ахиезер. Киев: Наук. думка, 1987. 141 с.
8. Евланов М. В., Соколов А. М., Тартаковский В. К. // ЯФ. 2003. Т. 66. С. 278.
9. Matsuoka N. et al. // Nucl. Phys. A. 1982. V. 391. P. 357.
10. Okamura H. et al. // Phys. Rev. C. 1998. V. 58. P. 2180.
11. Winther A., Alder K. // Nucl. Phys. A. 1979. V. 319. P. 518.
12. Jäckle R., Pilkuhn H. // Nucl. Phys. A. 1975. V. 247. P. 521.
13. Bertulani C. A., Baur G. // Phys. Rep. 1988. V. 163. P. 299.
14. Carlson B. V., Canto L. F., Hussein M. S. // Phys. Rev. C. 2005. V. 72. P. 041603-1.
15. Heckman H. H., Lindstrom P. J. // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 37. P. 56;
Westfall G. D. et al. // Phys. Rev. C. 1979. V. 19. P. 1309;
Olson D. L. et al. // Phys. Rev. C. 1981. V. 24. P. 1529;
Mercier M. T. et al. // Phys. Rev. C. 1986. V. 33. P. 1655.
16. Jackson J. D. Classical Electrodynamics. 2nd Ed. New York: Wiley, 1975. 719 p.
17. Adatovich M. I. et al. // J. Phys. G. 2004. V. 30. P. 1479.
18. Зарубин П. И. // III Черенковские чтения: новые методы в экспериментальной ядерной физике и физике частиц (Москва, ФИАН, 6 апр. 2010 г.): Сб. ст. М.: ФИАН, 2010. С. 49; The BECQUEREL Project web site: <http://becquerel.jinr.ru>.
19. Пересадько Н. Г. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 88. С. 83.
20. Пересадько Н. Г. и др. // ЯФ. 2010. Т. 73. С. 1994.
21. Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф. // Современные проблемы оптики и ядерной физики: Сб. тр. Киев, 1974. С. 225.
22. Кукулин В. И., Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф. // ЭЧАЯ. 1979. Т. 10. С. 1236.
23. Евланов М. В., Соколов А. М., Тартаковский В. К. // ЯФ. 1996. Т. 59. С. 679.
24. Давидовский В. В., Евланов М. В., Тартаковский В. К. // ЯФ. 2006. Т. 69. С. 252.
25. Дубовиченко С. Б., Жусупов М. А. // Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат. 1983. № 4. С. 44.

26. Буркова Н. А., Жаксыбекова К. А., Жусупов М. А. // ЭЧАЯ. 2005. Т. 36. С. 821.
27. Bertulani C. A., Baur G. // Nucl. Phys. A. 1985. V. 442. P. 739.
28. Ситенко А. Г., Тартаковский В. К. // Укр. физ. журн. 1961. Т. 6. С. 12.
29. Franco V., Tekou A. // Phys. Rev. C. 1977. V. 16. P. 658.
30. Tassie L. J., Barker F. C. // Phys. Rev. 1958. V. 111. P. 940.
31. Franco V. // Phys. Rev. 1972. V. 6. P. 748.
32. Barrett R. C., Jackson D. F. Nuclear Size and Structure. Claredon Press, 1977.