

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



9/7-78

P2 - 11006

K-206

Л.П.Каптарь, А.И.Титов

173/2-78

КУЛОНОВСКОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ  
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ИОНОВ

**1977**

P2 - 11006

Л.П.Каптарь, А.И.Титов

КУЛОНОВСКОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ  
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ИОНОВ

*Направлено в ЯФ*

Капгарь Л.П., Титов А.И.

P2 - 11006

Кулоновское расщепление релятивистских ионов

Проведен анализ вклада фоторасщепления с сечением фрагментации релятивистских тяжелых ионов. Исследована зависимость сечения фоторасщепления от структуры сталкивающихся ядер и начальной энергии, проанализировано импульсное распределение фрагментов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

**Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977**

Kaptari L.P., Titov A.I.

P2 - 11006

The Coulomb Desintegration of Relativistic Ions

The contribution of the Coulomb desintegration into the fragmentation cross section is analysed. The Coulomb desintegration is investigated as a function of structure parameters and initial energy as well as momentum distributions.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

**Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977**

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Первые и пока единственные работы Хекмана и др. /1, 2/ по фрагментации релятивистских ионов стимулировали ряд теоретических исследований /3-8/, положив начало интенсивному развитию этой области релятивистской ядерной физики.

Напомним, что в экспериментах группы Хекмана исследовались столкновения релятивистских ионов углерода и кислорода / $E = 2,1 \text{ ГэВ/нукл.}$ / с различными мишенями /от углерода до свинца/ с выходом вторичных релятивистских фрагментов, средняя скорость которых совпадала со скоростью налетающих ионов пучка. При этом были измерены импульсные распределения и относительные выходы фрагментов. Оказалось, что распределения фрагментов по импульсам  $p_{||}$  и  $p_{\perp}$  в системе пучка одинаковы и имеют ширину  $\sigma \approx 140 \text{ МэВ/с}$ , характерную для внутриядерных импульсов. Максимумы в распределениях по  $p_{||}$  смещены относительно  $p_{||} = 0$  на величину  $\Delta$ , изменяющуюся для разных фрагментов от 20 до 60 МэВ/с /точность измерений составляла 10-20%./

Относительные выходы фрагментов зависят от их изотопного состава и, как показано в работах /3, 4/, подчиняются  $Q_{gg}$ -систематике, т.е. экспоненциальной зависимости сечения от энергии перестройки начального и конечного состояний, хорошо работающей в глубоко-неупругих реакциях с тяжелыми ионами /8/. Такое поведение относительных выходов явилось следствием ставшего сейчас уже общепринятым двухстадийного меха-

низма фрагментации, а именно: на первой стадии в результате периферического столкновения происходит возбуждение иона, а на второй - его распад.

В первую стадию могут давать вклад различные процессы. Выделим из них один - кулоновское возбуждение налетающего релятивистского иона в электромагнитном поле ядра мишени. Все остальные механизмы условно назовем ядерными, поскольку возбуждение ядра происходит в результате квазиупругого рассеяния нуклонов мишени на одном или нескольких нуклонах иона. Исследование ядерных механизмов является довольно трудоемкой задачей из-за их многочисленности, и в этой работе касаться ее мы не будем.

Грубая оценка кулоновского расщепления была сделана в работе [7].

Нашей целью является детальное исследование кулоновского механизма фрагментации релятивистских ядер - зависимости сечений от энергии налетающего иона, его структуры. Кроме того, анализируются основные закономерности импульсных распределений фрагментов, в том числе сдвиг в распределениях по  $p_{||}$ . Проведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными.

Мы ограничимся рассмотрением наиболее благоприятного случая, когда регистрируемый фрагмент отличается от налетающего иона на один нуклон. При этом предполагаем, что на первой стадии, в результате периферического столкновения в налетающем ионе, возбуждается гигантский резонанс, а на второй - он распадается с вылетом нуклона. Кроме того, не теряя общности, ограничимся сферическими ядрами мишени с нулевым спином. Это ограничение не принципиальное, но оно существенно упрощает формулы.

## 2. МЕХАНИЗМ РЕАКЦИИ

В амплитуду перехода иона из состояния  $|i\rangle$  в возбужденное состояние  $|f\rangle$  при релятивистской энергии и малом передаваемом импульсе  $-t = q_0^2 - \vec{q}^2 \ll m^2$  /  $m$  - масса нуклона / основной вклад дает однофотонный обмен. Поскольку дальнейший анализ будет проводиться

в системе пучка, то удобно сразу, используя дифракционный характер рассматриваемого процесса, представить амплитуду в антилабораторной системе координат следующим образом:

$$f_{if} = \frac{ip}{2\pi} \int db e^{i\vec{q}_\perp \vec{b}} \theta(b - b_{\min}) \Gamma_{if}(b, q_{||}), \quad /1/$$

где  $p$  - начальный импульс, наличие  $\theta(b - b_{\min})$  означает, как обычно, учет сильного ядерного поглощения в области  $b < b_{\min}$  /  $b_{\min} = R_i + R_T$ ,  $R_i$ ,  $R_T$  - радиусы иона и ядра мишени/, а профилирующая функция в приближении однофотонного обмена имеет вид /9/:

$$\Gamma_{if} = \frac{1}{2\pi ip} \int dq e^{i\vec{q}_\perp \vec{b}} \frac{2Z_T e^2 m_i F_T(t) \hat{J}_{i\mu} \cdot (\hat{P} + \hat{P}')^\mu}{t}, \quad /2/$$

где  $m_i$  - масса иона,  $Z_T$  и  $F_T(t)$  - заряд и электрический формфактор мишени,  $\hat{P}$  и  $\hat{P}'$  - четырехимпульсы мишени до и после столкновения,  $\hat{J}$  - оператор электромагнитного перехода; скалярное произведение четырехвекторов определено:  $\hat{a}_\mu \hat{b}^\mu = a_0 b_0 - \vec{a} \vec{b}$ . Преобразуем произведение  $\hat{J}_\mu (\hat{P} + \hat{P}')^\mu$  в подынтегральном выражении /2/ таким образом, чтобы в явном виде выделить амплитуды электромагнитных переходов обычных фотоядерных реакций. Вектор электромагнитного тока  $\vec{J}$  в сферическом базисе

$$e_\lambda = -\frac{1}{\sqrt{2}} (\lambda \vec{e}_1 + i \vec{e}_2); \quad \vec{e}_3 = \frac{\vec{q}}{|\vec{q}|} \quad /3/$$

в силу калибровочной инвариантности  $J_\mu q^\mu = 0$  можно представить в виде

$$\vec{J} = \vec{J}_\perp + \vec{e}_3 \frac{q_0}{q}; \quad \vec{J}_\perp = \sum_{\lambda=\pm 1} J_\lambda \vec{e}_\lambda; \quad q = |\vec{q}|. \quad /4/$$

Тогда для скалярного произведения  $\hat{J}_\mu (\hat{P} + \hat{P}')^\mu$  имеем

$$\frac{1}{t} \hat{J}^{\mu} (\hat{p} + \hat{p}')^{\mu} = - \frac{J_0(p+p')_0}{q^2} - \frac{1}{t} J_{\perp} (p+p')_{\perp} =$$

$$= - \frac{2J_0 p_0}{q^2} - \frac{\sqrt{2}}{qt} \sum_{\lambda=\pm 1} \lambda e^{i\lambda\phi} J_{\lambda}, \quad /5/$$

где  $\phi$  - азимутальный угол вектора  $\vec{q}$ .

Матричные элементы  $J_{oif}(q)$ ,  $J_{\lambda if}(q)$  связаны известными соотношениями с амплитудами электромагнитных переходов следующим образом /10/:

$$J_{oif}(q) = \int e^{-i\vec{q}\vec{r}} \langle J_f m_f | \hat{\rho}(\vec{r}) | 00 \rangle d\vec{r} =$$

$$= \frac{(-1)^{J_f} 4\pi}{\sqrt{2J_f+1}} \sum_{m_f} Y_{J_f m_f}^*(\hat{q}) \langle J_f | \hat{T}_{J_f}^{coul} || 0 \rangle, \quad /6/$$

$$J_{\lambda if}(q) = -(-i)^{J_f} \sqrt{2\pi(2J_f+1)} \sum_{m_f} \langle J_f m_f | \hat{T}_{J_f m_f}^{el} + \lambda \hat{T}_{J_f m_f}^{mag} || 0 \rangle, \quad /7/$$

где

$$\hat{T}_{Jm}^{el} \equiv \frac{1}{q} \int d\vec{x} \vec{\nabla} \times [j_J(q\vec{x}) \vec{Y}_{JJ_1}^m(\hat{x})] \vec{J}(\vec{x}); \quad /8/$$

$$\hat{T}_{Jm}^{mag} \equiv \int d\vec{x} j_J(q\vec{x}) \vec{Y}_{JJ_1}^m(\hat{x}) \vec{J}(\vec{x}). \quad /9/$$

Соотношение /7/ определяет  $J_{\lambda}$  в сферическом базисе /3/. Переход в антилабораторную систему координат осуществляется оператором поворота  $R(-\phi_q, -\theta_q, \phi_q)$ . Окончательно имеем

$$\hat{J}_{\lambda if}(q) = -(-i)^{J_f} \sqrt{2\pi} \sum_{m_f} \langle J_f || T_{J_f}^{el} + \lambda T_{J_f}^{mag} || 0 \rangle D_{m\lambda}^{J_f}(-\phi_q, -\theta_q, \phi_q). \quad /10/$$

Формулы /1/, /2/, /5/, /6/, /7/ и /10/ полностью определяют амплитуду, а следовательно, и вероятность первой стадии процесса - кулоновского возбуждения иона в состояние  $|f\rangle$ .

Если  $|f\rangle$  - одно из состояний гигантского резонанса, то сечение возбуждения резонанса в интервале  $\omega, \omega + d\omega$  есть

$$d\sigma^{\text{coul}} = \sigma(\omega) \rho(\omega) d\omega, \quad /11/$$

где

$$\sigma(\omega) = \frac{1}{(2\pi m_i)^2} \int d\vec{q} |f_{if}(q)/4\pi|^2$$

- сечение возбуждения состояния  $|f\rangle$  с  $E_f = E_i + \omega$ ,  $\rho(\omega)$  - плотность состояний в этом интервале. Полная вероятность процесса будет равна произведению вероятности возбуждения на вероятность распада с вылетом нуклона, т.е.

$$d^3\sigma = \int d\omega \sigma(\omega) \rho(\omega) w(\omega, \vec{p}_f) \frac{d\vec{p}_f}{(2\pi)^3}, \quad /12/$$

где  $\vec{p}_f$  - импульс фрагмента.

Сечение  $\sigma(\omega)$  можно рассчитать численно, используя значения  $T_j$ , вычисленные в конкретных ядерных моделях. Однако в случае реакций  $A \rightarrow A' + N$ , где основной вклад дает дипольный (E1) гигантский резонанс, ответ можно получить в явном аналитическом виде. Поскольку именно этот случай наблюдается в рассматриваемых реакциях расщепления  $^{16}\text{O}$  и  $^{12}\text{C}$ , в дальнейшем мы ограничимся именно им. Однако основные выводы о поведении сечений кулоновского расщепления в реакциях с релятивистскими ионами будут справедливы и для возбуждения более высоколежащих состояний, хотя интенсивность их будет значительно меньше.

### 3. ДЛИННОВОЛНОВОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Для дальнейших расчетов мы будем использовать значения амплитуд  $\langle J || T_j(q) || 0 \rangle$  в длинноволновом приближении /10/:



$$\langle 1 || T_1^{\text{coul}}(q) || 0 \rangle = E_1 \frac{1}{\omega \sqrt{2}} q; \quad \langle 1 || T_1^{\text{el}} || 0 \rangle = E_1, \quad /13/$$

где  $\omega = E_f - E_i$ .

Приближение /13/ оправдано тем, что основной вклад дают относительно мягкие фотоны с импульсом  $q \sim \omega_f / \omega_f$  - положение гигантского резонанса/, т.е.

$$qR_i \ll 1. \quad /14/$$

Соотношение /14/ позволяет сделать еще одно приближение - представить формфактор мишени в виде

$$F(t) = \frac{1}{1 - a^2 t}. \quad /15/$$

В самом деле, из условия /14/ следует, что и  $q\delta \ll 1$ ,  $\delta$  - параметр ядерной диффузности, характеризующий убывание формфактора /11/ с ростом передачи импульса  $F(t) \sim \exp(\delta^2 t)$ , т.е.  $a \sim \delta$ .

Вероятность распада возбужденного иона в случае осцилляторных волновых функций имеет простой вид:

$$w(\omega, p) = \frac{2\pi \sqrt{\pi}}{\kappa^3} \cdot \frac{\Gamma_f}{\Gamma} \exp\left(-\frac{p^2}{2\kappa^2}\right), \quad /16/$$

где  $\Gamma_f$  и  $\Gamma$  - соответственно парциальная и полная ширины резонанса,  $\kappa$  - осцилляторный параметр, по порядку величины совпадающий с экспериментальной полушириной импульсного распределения.

Подставив /11/, /13/, /15/ и /16/ в /12/ и проинтегрировав по  $p_{\perp}$ , с учетом законов сохранения получаем сечение фоторасщепления в антилабораторной системе:

$$\frac{d\sigma}{dp_{\parallel}} = \int d\omega \Gamma(\omega) \frac{\Gamma/2\pi}{(\omega - \omega_f)^2 + \Gamma^2/4} \exp[-(p_{\parallel} - \tilde{\omega})^2 / 2\kappa^2], \quad /17/$$

где

$$\tilde{\omega} = \frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \cdot \frac{m_F}{m_i} \omega \approx \omega, \quad /18/$$

$\gamma = \frac{E}{m_i}$  - лоренц-фактор,  $m_F$  и  $m_i$  - соответственно массы фрагмента и иона,

$$f(\omega) = \frac{(4\pi)^2 a^2 Z^2 \sqrt{2\pi}}{\kappa \omega^2} \cdot \frac{\Gamma_f}{\Gamma} |E1|^2 I(\omega). \quad /19/$$

Входящий в /19/ "радиальный интеграл"  $I(\omega)$  зависит от минимального прицельного параметра, начальной энергии, от энергии возбуждения, и в явном виде дается выражением:

$$\begin{aligned} I(\omega) = & \frac{1}{2} \frac{b_{\min}^2}{\omega^2} [q_\ell^2 q_L^2 (K_{\ell 0} K_{\ell 2} - K_{\ell 1}^2 - 2K_{L0} \frac{K_{\ell 2} - K_{\ell 0}}{1 - a^2 \omega^2}) + \\ & + q_\ell^4 (K_{\ell 1}^2 - K_{\ell 0}^2) + (q_L^4 + a^4 \omega^4 c^4) \frac{K_{c1}^2 - K_{c0}^2}{(1 - a^2 \omega^2)^2} + \\ & + q_L^2 c^2 \cdot (1 + a^4 \omega^4) \frac{K_{c0} K_{c2} - K_{c1}^2}{(1 - a^2 \omega^2)^2} + \\ & + \frac{4q_L^3}{b_{\min}} \cdot \frac{K_{L0} - K_{c0}}{(1 - a^2 \omega^2)^2} \cdot K_{L1} + \frac{4a^2 c \omega^2}{b_{\min}} \times \\ & \times (q_\ell^2 K_{\ell 0} K_{c1} - c q_\ell \omega^2 a^2 \frac{K_{c0} K_{\ell 1}}{1 - a^2 \omega^2} - q_L^2 \frac{K_{L0} K_{c1}}{(1 - a^2 \omega^2)^2}) ]. /20/ \end{aligned}$$

Здесь введены обозначения:  $q_\ell = \frac{1}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \omega$ ;  $q_L = \frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \omega$

- продольные составляющие вектора  $\vec{q}$  в лабораторной

и антилабораторной системах координат,  $c = \sqrt{a^{-2} + q_\ell^2}$ ;  $K_\ell = K(q_\ell \cdot b_{\min})$ ,  $K_L = K(q_L \cdot b_{\min})$ ,  $K_c = K(c \cdot b_{\min})$  - функции Макдональда от мнимого аргумента.

При малых энергиях возбуждения ( $\omega \rightarrow 0$ ) и больших начальных энергиях ( $\gamma \gg 1$ ) /20/ переходит в известную формулу Вайцзеккера-Вильямса:

$$I(\omega) = \ln\left(\frac{2\gamma}{\omega b_{\min}}\right) - 1,0772. \quad /21/$$

Для качественного анализа сечения фоторасщепления интегрирование в /17/ можно провести приближенно, используя теорему о среднем. Тогда

$$\frac{d\sigma}{dp_{\parallel}} \approx f(\omega_r) \exp\left[-(p_{\parallel} - \tilde{\omega}_r)^2 / 2\kappa^2\right]. \quad /22/$$

Формула /22/ передает основные закономерности сечения фоторасщепления: сечение увеличивается с ростом  $Z_T$ ; зависимость сечения от структуры налетающего ядра входит в константы  $\Gamma, \Gamma_f, E_1, \omega_r$ ; зависимость от размеров ядер /или от  $b_{\min}$ / входит в "радиальный интеграл"  $I(\omega_r)$ . Из /22/ видно, что максимум в распределении по  $p_{\parallel}$  в антилабораторной системе сдвинут относительно значения  $p_{\parallel} = 0$  на величину  $\Delta p_{\parallel} = \tilde{\omega}_r$ .

На рис. 1 приведен расчет интегральных сечений

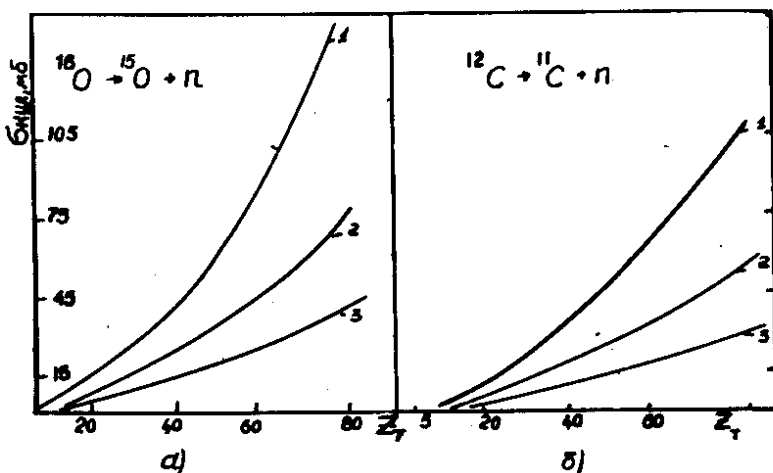


Рис. 1. а/ Сечение фоторасщепления реакции  $^{16}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{O} + n$ . Кривая 1 -  $E_0 = 20$  ГэВ/нукл., кривая 2 -  $E_0 = 5$  ГэВ/нукл., кривая 3 -  $E_0 = 2,1$  ГэВ/нукл. б/ То же для реакции  $^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{C} + n$ .

фоторасщепления  $^{16}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{O} + \text{p}$  и  $^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{C} + \text{p}$  для разных ядер мишени при нескольких начальных энергиях: 2,1; 5 и 20 ГэВ/нукл.

Значения структурных параметров  $\Gamma$ ,  $\Gamma_f$ ,  $E1$  и  $\omega_f$  взяты из экспериментальных данных по  $(\gamma, \text{p})$ -реакциям/12/.

При энергии 2,1 ГэВ/нукл. для свинцовой мишени сечение фоторасщепления  $^{16}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{O} + \text{p}$  равно 40 мб, или ~30% от полного сечения фрагментации и быстро растет с увеличением начальной энергии.

На рис. 2 приведена зависимость сечения фоторасщепления от  $b_{\text{min}}$ . Расчет иллюстрирует естественное убывание сечения с ростом минимального прицельного параметра сталкивающихся ядер.

Расчет на рис. 3 показывает зависимость сечения фоторасщепления от сорта ускоряемых ядер. Видно, что сечение резко увеличивается для более тяжелых ионов. Это вызвано тем, что у более тяжелых ядер уменьшается значение положения резонанса  $\omega_f$  при одновременном увеличении вероятности фотовозбуждения.

Переходя к обсуждению импульсного распределения, следует отметить, что как кулоновский, так и ядерный механизмы приведут к сдвигу в распределении по  $p_{||}$ , поэтому среднее значение сдвига определяется суммой вкладов каждого из механизмов:

$$\langle p_{||} \rangle = \langle p_{||} \rangle_{\text{кул.}} \frac{\sigma_{\text{кул.}}}{\sigma} + \langle p_{||} \rangle_{\text{яд}} \left[ 1 - \frac{\sigma_{\text{кул.}}}{\sigma} \right], \quad /23/$$

где  $\sigma$  - полное сечение фрагментации,  $\langle p_{||} \rangle_{\text{яд}}$  - среднее значение  $p_{||}$  в ядерном механизме фрагментации. Расчет  $\langle p_{||} \rangle_{\text{яд}}$  представляет собой довольно сложную задачу. Однако в качестве первого приближения можно использовать оценку

$$\langle p_{||} \rangle_{\text{яд}} = \langle p_{|| \text{ min}} \rangle_{\text{яд}} = \langle \cos \theta \cdot \cos \phi p_{\text{ min}} \rangle = \frac{1}{4} \sqrt{2mQ}, \quad /24/$$

где  $Q$  - порог реакции.

Из соотношения /24/ видно, что  $\langle p_{||} \rangle_{\text{яд}}$  в несколько раз превышает  $\langle p_{||} \rangle_{\text{кул.}} = \omega_f$ . На рис. 4 приведен расчет импульса  $\langle p_{||} \rangle$  для реакции  $^{16}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{O} + \text{p}$  по

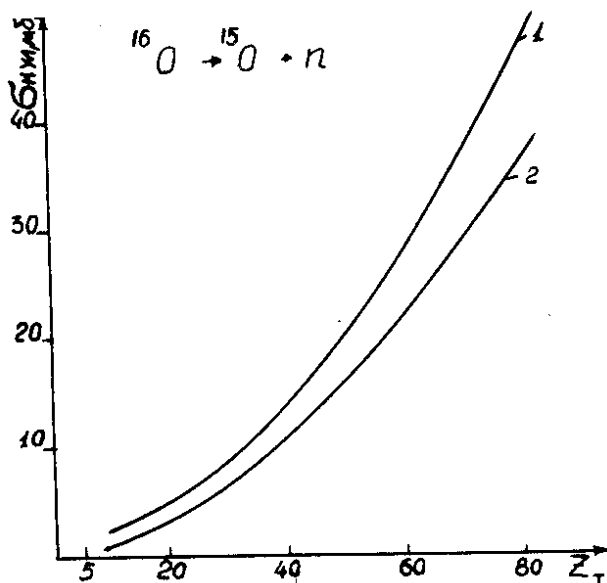


Рис. 2. Зависимость сечения фоторасщепления от изменения  $b_{\min}^{\min}$  для реакции  $^{16}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{O} + n$ . Кривая 1 -  $b_{\min}^{\min} = R_0 - 2$  Фм, кривая 2 -  $b_{\min}^{\min} = R_0$ ,  $R_0 = 1,2 \cdot (A_i^{1/3} + A_T^{1/3})$  Фм.

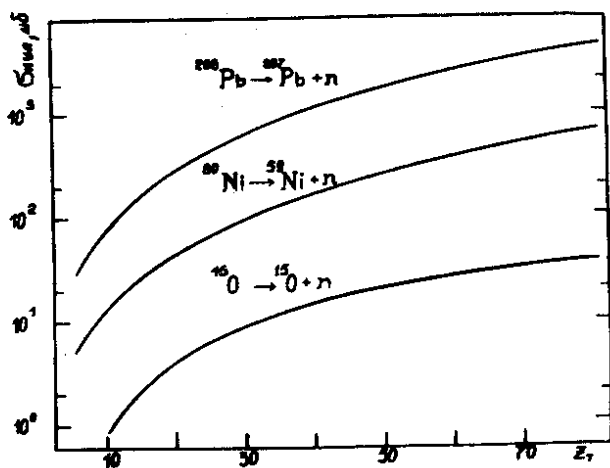


Рис. 3. Сечение фоторасщепления для разных ионов.  $E_0 = 2,1$  ГэВ/нукл.

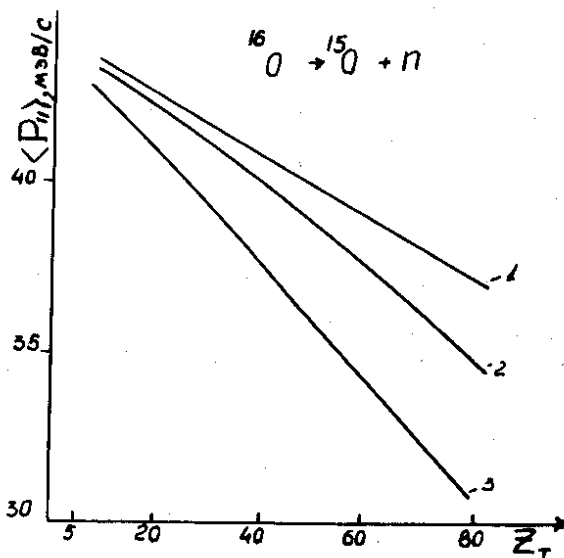


Рис. 4. Расчет  $\langle p_{||} \rangle$  как функции от  $Z_T$  для реакции  $^{16}O \rightarrow ^{15}O + n$ . Кривая 1 -  $E_0 = 2,1 \text{ ГэВ/нукл.}$ , кривая 2 -  $E_0 = 5 \text{ ГэВ/нукл.}$ , кривая 3 -  $E_0 = 20 \text{ ГэВ/нукл.}$

формуле /23/. В качестве  $\sigma$  бралось экспериментальное значение сечения фрагментации /2/. Из рисунка видно, что  $\langle p_{||} \rangle$  убывает с увеличением  $Z_T$  или с увеличением  $\sigma_{\text{кул.}}/\sigma$ . С ростом начальной энергии этот эффект усиливается.

Таким образом, анализ поведения сечения фоторасщепления показывает, что:

1/ фоторасщепление релятивистских ионов при энергии  $2,1 \text{ ГэВ/нукл.}$  довольно существенно, для свинцовой мишени оно составляет  $\sim 30\%$  и растет с ростом начальной энергии;

2/ фоторасщепление зависит от структуры возбуждаемых ядер и резко возрастает для более тяжелых ионов;

3/ учет фоторасщепления важен для анализа спектров фрагментов и приводит к уменьшению  $\langle p_{||} \rangle$  с увеличением относительного вклада фоторасщепления в сечение фрагментации.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Heckman H.H. e.a. In: Proc. of the Fifth. Int. Conf. on HEPNS in Uppsala, 1973.
2. Lindstrom P.I. e.a. Lawrence Berkeley Laboratory report, LBL-3650, 1975.
3. Lukyanov V.K., Titov A.I. Phys.Lett., 1975, 57B, p.10.
4. Лукьянов В.К., Панебратцев Ю.А., Тимов А.И. Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, с.427.
5. Feshbach K., Huang K. Phys.Lett., 1973, 47B, p.300.
6. Masuda N., Uchiyama F. Phys. Rev., 1977, 5, p.972.
7. Heckman H.H., Lindstrom P.I. Phys. Rev.Lett., 1976, 37, p.56.
8. Artukh A.G. e.a. Nucl.Phys., 1971, A168, p.321; Volkov V.V. In: Proc. of Int. Conf. on Nucl.Phys., Munich, 1973, b11.
9. Jackle R., Pilkuhn H. Nucl.Phys., 1976, A247, p.521.
10. De Forest T., Walecka J.D. Adv. in Phys., 1966, 15, p.1.
11. Лукьянов В.К., Поль Ю.С. ЭЧАЯ, 1974, 5, с.955.
12. Bramlett R.L. e.a. Phys. Rev., 1964, 133, p.869. Vanpraet G.I. Nucl.Phys., 1965, 74, p.219.

Рукопись поступила в издательский отдел  
10 октября 1977 года.