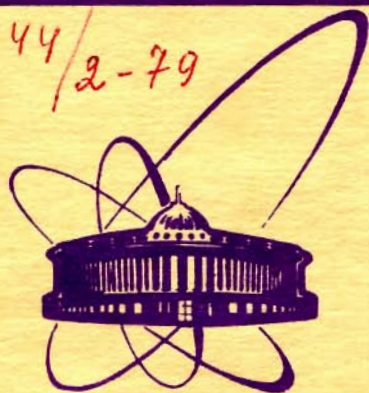


4444/2-79



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

5/11-79

K-206

P2 - 12455

Л.П.Каптарь, А.И.Титов

РЕАКЦИИ ПЕРЕЗАРЯДКИ
И ОБРАЗОВАНИЯ БЫСТРЫХ ГИПЕРЯДЕР
В ПЕРИФЕРИЧЕСКИХ СТОЛКНОВЕНИЯХ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ С ЯДРАМИ

1979

P2 - 12455

Л.П.Каптарь, А.И.Титов

РЕАКЦИИ ПЕРЕЗАРЯДКИ
И ОБРАЗОВАНИЯ БЫСТРЫХ ГИПЕРЯДЕР
В ПЕРИФЕРИЧЕСКИХ СТОЛКНОВЕНИЯХ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ С ЯДРАМИ

Направлено в ЯФ

Каптарь Л.П., Титов А.И.

P2 - 12455

Реакции перезарядки и образования быстрых гиперядер в периферических столкновениях релятивистских тяжелых ионов с ядрами

Исследуются реакции ядерной перезарядки при столкновениях релятивистских ионов с ядрами, а также возможность образования и исследования быстрых гиперядер. Рассмотрено влияние структуры сталкивающихся ядер на величину полного сечения, исследуется вклад различных диаграмм, проведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными. Рассчитаны полные сечения образования быстрых гиперядер. Показано, что в интервале энергий 3-5 ГэВ/нуклон сечения достаточно велики для получения и непосредственного исследования гиперядер.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Kaptari L.P., Titov A.I.

P2 - 12455

Reactions of Charge Exchange and Production of Fast Hypernuclei in Peripheral Collisions of Relativistic Heavy Ions with Nuclei

A theoretical analysis of charge exchange processes in peripheral collisions between relativistic heavy ions is given. The contributions of various elementary processes, the influence of structure effects are investigated and the results are compared with experiment. The total calculated production cross section of fast hypernuclei is found to be large enough to detect and study these nuclei.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

§1. ВВЕДЕНИЕ

Эта работа является продолжением исследований периферических взаимодействий релятивистских тяжелых ионов, начатых в /1-3/, и посвящена процессам перезарядки при столкновении релятивистских ядер.

Если энергия ускоряемых ионов равна нескольким ГэВ на нуклон, то наряду с упругим перерассеянием нуклонов в сталкивающихся ядрах сравнительно большой вклад будут давать неупругие взаимодействия с образованием нуклонных резонансов, Δ -изобар, гиперонов и т.д. Наиболее интересными здесь будут случаи, когда вторичные бароны захватываются быстрым ядерным фрагментом, так что появляется возможность непосредственной регистрации и прямого исследования свойств "экзотических" атомных ядер - нейтроно /протоноизбыточных фрагментов, гиперядер и т.п. /.

Первые экспериментальные данные по перезарядке в периферических столкновениях тяжелых ионов были получены в Беркли /4-5/. Так, например, при столкновении релятивистских ионов кислорода ^{16}O с энергией 2,1 и 1,05 ГэВ/нукл. наблюдались и детектировались ядра азота со скоростью, близкой к скорости ионов пучка. Это типичная реакция перезарядки, когда один из протонов налетающего ядра в результате взаимодействия с нуклонами мишени переходит в нейтрон, который захватывается на один из разрешенных уровней. Интересным фактором является то, что сечение ядерной перезарядки существенно подавлено по сравнению с сечением перезарядки в элементарном NN-акте.

$$\frac{\sigma_{\text{яд}}^{\text{пер}}}{\sigma_{\text{яд}}} = \alpha \frac{\sigma_{\text{NN}}^{\text{пер}}}{\sigma_{\text{NN}}}; \quad \alpha \approx 10^{-2} \div 10^{-3},$$

/1/

где $\sigma_{\text{NN}}^{\text{пер}}$ и $\sigma_{\text{яд}}^{\text{пер}}$ - сечения перезарядки в нуклон-нуклонном и ядро-ядерном столкновении соответственно, σ_{NN} и $\sigma_{\text{яд}}$ - соответствующие полные сечения без перезарядки.

Это ослабление связано со структурными эффектами сталкивающихся ядер /оболочечные эффекты, принцип Паули и т.д./.

Вместе с тем величина сечения ядерной перезарядки все же довольно велика / $\sigma_{\text{яд}}^{\text{пер}} \sim 0,1$ мб при $T_0 = 1-2$ ГэВ/нукл./ и вполне позволяет их детальное экспериментальное исследование.

С увеличением начальной энергии ионов до $3 \div 5$ ГэВ на нуклон открываются каналы с рождением быстрых гиперонов и последующим захватом гиперонов релятивистским ионом. Эта реакция дает принципиальную возможность непосредственного наблюдения гиперядер и прямого исследования их свойств. В качестве детекторов здесь могут служить имеющиеся быстродействующие стримерные камеры, работающие в режиме регистрации быстрых ядер^{/6/}.

Ожидается, что эта методика позволит прямым образом исследовать как основные свойства гиперядер, так и механизмы их образования.

В параграфе 2 проводится исследование реакций ядерной перезарядки. Рассмотрено влияние структурных факторов на величину сечения перезарядки, исследован вклад различных диаграмм в полное сечение, проведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными.

В параграфе 3 проводится расчет сечений образования быстрых гиперядер в зависимости от начальной энергии ионов и типов возможных переходов. Показано, что в области энергии $T_0 = 4 \div 5$ ГэВ/нукл. сечения достаточно велики и примерно на три порядка величины превосходят соответствующие сечения при энергиях $T_0 = 2,1$ ГэВ на нуклон /предельная энергия ускорителя тяжелых ионов в Беркли, США/, поэтому исследование гиперядер может быть начато уже сейчас на пучке релятивистских тяжелых ионов синхрофазотрона Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

§2. ПЕРЕЗАРЯДКА ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ С ЯДРАМИ

Рассмотрим реакцию перезарядки в инклюзивном процессе.

$${}_Z A + B (\text{мишень}) = {}_{Z \pm 1} A + X. \quad /2/$$

Реакции типа /2/ носят периферический характер^{/7/}, т.е. в процессе столкновения участвуют один или несколько нуклонов в каждом из сталкивающихся релятивистских ядер. Это приводит к тому, что скорость вторичного ${}_{Z \pm 1} A$ фрагмента незначительно отличается от скорости ядер пучка, а сам процесс можно представить в виде диаграммы на рис. 1. Будем считать, что перезарядка происходит в результате однократного столкновения нуклона иона с нуклоном ядра-мишени и вторичный быстрый нуклон захватывается на один из уровней иона.

Характерный передаваемый импульс в реакциях /2/ $q \sim 0,1 \text{ ГэВ/с}$ много меньше начального, поэтому при теоретическом рассмотрении можно использовать представление прицельного параметра^{/8/}.

Тогда сечение процесса, после суммирования по нерегистрируемым конечным состояниям ядра-мишени, записывается в виде

$$\sigma = \int d\vec{b} \sigma(\vec{b}) = \int d\vec{b} d\vec{q}_{||} \langle \Psi_0^T | | \langle \Psi_f^p | \Gamma(\vec{b}, \vec{s}_f, \vec{s}_p, q_{||}) | \Psi_i^p \rangle |^2 | \Psi_0^T \rangle, \quad /3/$$

где \vec{s}_p , \vec{s}_f - проекции радиусов-векторов иона и ядра в плос-

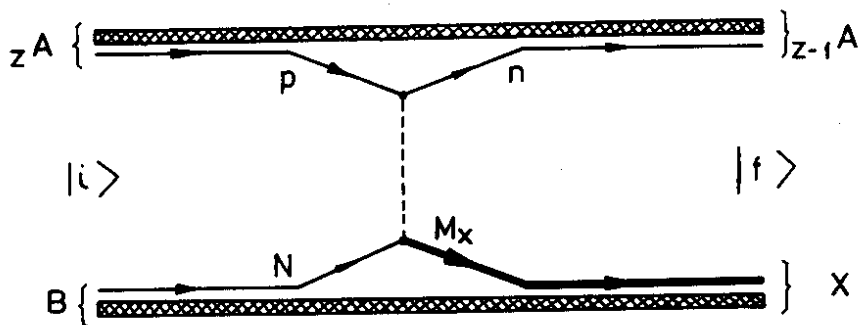


Рис. 1. Диаграмма периферического взаимодействия релятивистских тяжелых ионов в процессе ${}_Z A + B \rightarrow {}_{Z \pm 1} A + X$.

кости изменения прицельного параметра \vec{b} , Γ - профилирующая функция системы, $\Psi_{i,f}^{p,T}$ - волновые функции начального и конечного состояния иона и ядра-мишени.

Волновые функции $\Psi_{i,f}^p$ запишем в виде суперпозиции волновой функции нуклонов, не участвующих во взаимодействии /кор/ $\Phi_c(\vec{r}_c)$, и одночастичных функций нуклона до и после столкновения $\phi_{i,f}(\vec{r})$:

$$\Psi_{JM}^p(\vec{r}_p) = \sum_{m_c, m} (j_c m_c j m | JM) \Phi_{j_c m_c} \phi_{j m}, \quad /4/$$

где j_c , m_c и j , m - соответствующие моменты и их проекции инертного кора и нуклона соответственно.

Переходя в /3/ от профиль-функции системы к профиль-функциям отдельных частиц $\gamma(\vec{b})$, пренебрегая корреляциями между нуклонами в основном состоянии ядра и используя /4/, получаем:

$$\sigma(\vec{b}) = \int d\vec{q} \left| \prod_{JT} \rho_{JT}(\vec{r}_{JT}) |S_m^{opt}(\vec{b} - \vec{s}_{JT})|^2 \right| \sum_{JT} \langle \phi_i | \gamma(\vec{b}, \vec{s}_{JT}, \vec{s}_{JT}, \vec{q}_{||}) | \phi_f \rangle^2 d\vec{r}_{JT} \quad /5/$$

Здесь $S_m^{opt}(\vec{b})$ - оптическая S-матрица, введенная в работе Глаубера^{/9/}, $\rho_{JT}(\vec{r}_{JT})$ - одночастичная плотность ядра-мишени.

Теперь сечение /5/ можно выразить через элементарное сечение нуклон-нуклонной перезарядки. Для этого запишем профиль-функцию $\gamma(\vec{b})$ через амплитуду нуклон-нуклонного взаимодействия $f(\vec{q})$:

$$\langle \phi_f | \gamma(\vec{b}, \vec{s}_{JT}, \vec{s}_{JT}, \vec{q}_{||}) | \phi_i \rangle = \frac{1}{2\pi i} \int d\vec{q}_\perp f(\vec{q}) e^{-i\vec{q}_\perp(\vec{b} - \vec{s}_{JT})} F_{if}(\vec{q}), \quad /6/$$

где $F_{if}(\vec{q})$ - формфактор перехода нуклона из состояния $|i\rangle$ в состояние $|f\rangle$:

$$F_{if}(\vec{q}) = \int e^{-i\vec{q}\vec{r}} \phi_f^*(\vec{r}) \phi_i(\vec{r}) d\vec{r}. \quad /7/$$

Подставляя /7/, /6/ и /4/ в /5/, получаем

$$\sigma(\vec{b}) = P_m^{AT^1}(\vec{b}) C_{if}(\vec{b}), \quad /8/$$

где

$$P_m(\vec{b}) = \int \rho_T(s^*) |S_m^{opt}(\vec{b} - \vec{s})|^2 ds^* \quad /9/$$

характеризует вероятность того, что в процессе взаимодействия кор не меняет своего состояния. При малых значениях b /центрального столкновение/ $P_m(\vec{b})$ стремится к нулю. При $b \gg R_p + R_T$ эта вероятность близка к единице.

Величина $C_{if}(\vec{b})$ содержит в себе информацию о механизме взаимодействия и структуре налетающего иона и фрагмента и быстро убывает с ростом b :

$$C_{if}(\vec{b}) \sim N_T \rho_T(\vec{b}) \int \frac{d\sigma_{NN}^{пер}}{d\vec{q}} |F_{if}(\vec{q})|^2 d\vec{q}, \quad /10/$$

где $\frac{d\sigma_{NN}^{пер}}{d\vec{q}}$ - сечение нуклон-нуклонной перезарядки, N_T - число "партнеров" в мишени, с которыми взаимодействует нуклон из налетающего иона. На рис. 2 приведена зависимость величин P_m и C_{if} от прицельного параметра b . Видно, что основной вклад в /9/ дает область $b \sim R_p + R_T$, т.е. реакция /3/, действительно, периферическая. Кроме того, видно, что в этой области величины P_m и C_{if} экспоненциально малы и очень чувствительны к поведению волновых функций на границе ядра, что требует тщательности при выборе ядерных волновых функций.

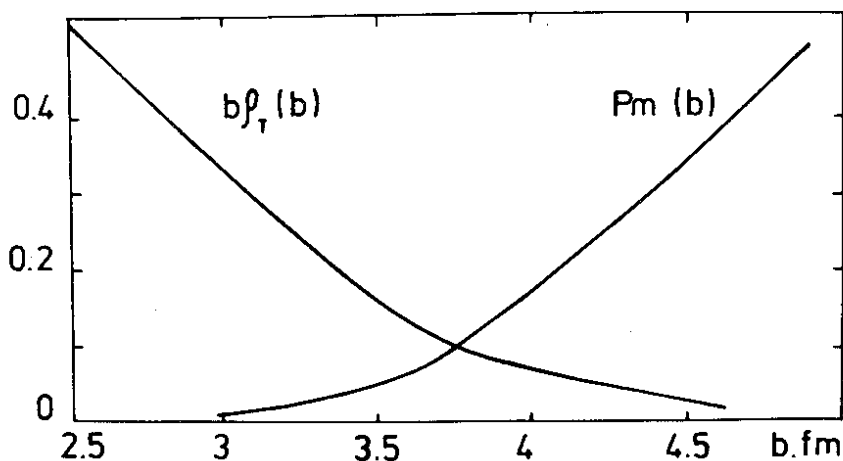


Рис. 2. Зависимость величин $P_m, C_{if} \cdot b \sim \rho(b)b$ от прицельного параметра b .

В качестве конкретных примеров были рассчитаны реакции перезарядки ионов углерода ^{12}C и кислорода ^{16}O на углеродной мишени. Сечения перезарядки рассчитывались по формуле /5/ с использованием /8/, /9/ и /10/. По всем конечным состояниям фрагментов, разрешенных принципом Паули и правилами отбора, проводилось суммирование. Одночастичные волновые функции сталкивающихся ядер находились путем решения уравнения Шредингера с потенциалом Саксона-Вудса, параметры которого хорошо описывают уровни основного состояния ядер /10/. Поскольку рассматриваемый нами процесс /2/ - инклюзивный, то в формулу /10/ входит сечение нуклон-нуклонной перезарядки, проинтегрированное по всем значениям ненаблюдаемой массы M_x /см. рис. 1/, т.е. в /10/ содержится сумма всевозможных диаграмм перезарядки в элементарном NN-акте.

Однако из-за того, что характерный передаваемый импульс в данных реакциях $q \sim 0,1 \text{ ГэВ/с}$ относительно мал, то основной вклад в сечение /5/ будут давать диаграммы "прямой" перезарядки нуклонов /например $p p \rightarrow p p$ / и диаграммы с минимальным значением ненаблюдаемой массы M_x /рождение Δ -изобары в процессе $p p \rightarrow p \Delta^{++}$ /. Процессы с большей M_x

Таблица 1

Сравнение теоретических расчетов с экспериментальными данными /1-3/ перезарядки на углеродной мишени для разных типов налетающего иона A_Z , регистрируемого фрагмента A_Z при двух значениях начальной кинетической энергии T_0 .

A_Z	A_Z	T_0 , ГэВ/нукл.	$\sigma_{\text{теор, мбн}}$	$\sigma_{\text{эксп, мбн}}$
^{12}C	^{12}N	2,1	0,095	$0,08 \pm 0,01$
		1,05	0,075	$0,05 \pm 0,05$
	^{12}B	2,1	0,13	$0,1 \pm 0,01$
		1,05	0,1	$0,1 \pm 0,01$
^{16}O	^{16}N	2,1	0,11	$0,13 \pm 0,02$

подавлены наличием формфактора F_{if} . Нами были рассмотрены отдельно вклады в сечение от каждой из указанных диаграмм. Экспериментальные данные по NN-перезарядке брались из работ ^{/11,12/}. Оказалось, что вклад процессов с рождением Δ -изобары относительно большой /например, для реакции $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{B}$ он составляет 40% от полного сечения/ и зависит от начальной энергии и структуры фрагмента.

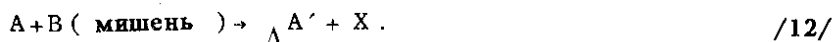
Результаты численных расчетов и сравнение с имеющимися экспериментальными данными приведены в табл. 1. Видно, что предложенный механизм дает довольно хорошее согласие с опытом при различных начальных энергиях и для разных фрагментов. Если в /10/ проинтегрировать по \vec{q} приближенно, то сечение можно представить схематически в виде

$$\sigma_{\text{яд}}^{\text{пер}} = \tilde{a} \sigma_{\text{NN}}^{\text{пер}}, \quad /11/$$

где фактор \tilde{a} содержит структурные эффекты сталкивающихся ядер и составляет величину $\tilde{a} \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$, что согласуется с /1/.

§3. ОБРАЗОВАНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ГИПЕРЯДЕР

Рассмотрим реакции образования гиперядер в периферическом процессе типа



Будем считать, что быстрая Λ -частица образуется в результате однократного столкновения нуклонов налетающего иона с нуклонами мишени, а затем захватывается на один из уровней релятивистского фрагмента ^{/13/}.

Характерный передаваемый импульс в реакции /12/ $q \sim 0,2-0,4 \text{ ГэВ}/c$ много меньше начального, поэтому при теоретическом рассмотрении можно использовать, как и в предыдущем параграфе, дифракционное приближение.

С учетом глубокой аналогии между реакцией перезарядки с образованием изобары и реакцией /12/ /формально вместо нуклона пишется везде Λ -гиперон/ все формулы предыдущего параграфа справедливы и в этом случае. Отличие состоит

в том, что в /12/ принцип Паули не налагает никаких ограничений на захват Λ -частицы быстрым ядром.

Сечение образования гиперядра рассчитывалось по формуле /5/ с использованием /8/, /9/ и /10/.

В качестве примера рассмотрен процесс $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}_{\Lambda}\text{B} + \dots$, где протон с уровня $S_{1/2}$ или $P_{3/2}$ переходит в Λ -гиперон на уровень $S_{1/2}$ или $P_{3/2}$. Одночастичные волновые функции для расчета формфактора перехода $F_{if}(\vec{q})$ находились путем решения уравнения Шредингера с потенциалом Саксона-Вудса^{/14,15/}:

$$V_{\Lambda}(r) = -V_{0\Lambda} / [1 - \exp(-\frac{r - R_{\Lambda}}{d})], \quad V_{0\Lambda} = 27 \div 30 \text{ МэВ},$$

$R_{\Lambda} = 1,08 A^{1/3} \text{ Фм}$, $d = 0,5 \text{ Фм}$, параметры которого выбираются из условия правильного воспроизведения энергии связи Λ -частицы в ядре.

Однако, как оказалось, глубина $V_{0\Lambda} = 27 \text{ МэВ}$ не обеспечивает наличия уровня $P_{3/2}$, поэтому все выкладки производились с глубиной $V_{0\Lambda} = 30 \text{ МэВ}$, при этом энергии уровней оказались $\epsilon(S_{1/2}) = -11 \text{ МэВ}$, $\epsilon(P_{3/2}) = -0,4 \text{ МэВ}$ /экспериментальное значение энергии связи Λ -частицы $\epsilon = -12 \text{ МэВ}$ /. Экспериментальные данные по инклюзивному рождению Λ -частицы в NN-реакциях взяты из работ^{/16/}. Результаты вычисления приведены в табл.2. Видно, что с ростом начальной энергии от

Таблица 2

Теоретические расчеты вероятности образования быстрых гиперядер для различных начальных энергий и типов переходов.

$\sigma(A+B \rightarrow \Lambda A' + \dots)$, мкбн					
T_0 , ГэВ/А	$S_{1/2} \rightarrow S_{1/2}$	$S_{1/2} \rightarrow P_{3/2}$	$P_{3/2} \rightarrow S_{1/2}$	$P_{3/2} \rightarrow P_{3/2}$	$\Sigma \sigma_i$
2,1	$4,0 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$2,6 \cdot 10^{-3}$
3,8	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$3,2 \cdot 10^{-2}$	$2,4 \cdot 10^{-2}$	$8,0 \cdot 10^{-2}$
5	$4,0 \cdot 10^{-2}$	$3,6 \cdot 10^{-2}$	$4,0 \cdot 10^{-2}$	$6,0 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^{-1}$
18	$2,5 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$1,6 \cdot 10^{-1}$	$1,6 \cdot 10^{-1}$	$7,1 \cdot 10^{-1}$

$T_0 = 2,1$ ГэВ/нукл. /близко к порогу $NN \rightarrow \Lambda$ -реакции/ до $T_0 = 3,8$ ГэВ/нукл. сечение быстро растет, но при дальнейшем увеличении энергии скорость роста уменьшается.

Отметим, что наши расчеты коррелируют с расчетами работы^{/17/} по образованию медленных гиперядер в рА-столкновениях. Однако в силу кинематических особенностей сечения $A+B \rightarrow \Lambda A+$ реакции в несколько раз выше сечений образования медленных гиперядер в рА-столкновениях.

§4. ВЫВОДЫ

1. В рассматриваемых процессах периферических столкновений релятивистских тяжелых ионов с ядрами важную роль играет их внутренняя структура /оболочечные эффекты, принцип Паули и т.д./.

2. Учет различных диаграмм в реакциях перезарядки показал, что каналы с рождением изобары дают существенный вклад в полное сечение перезарядки.

3. Теоретические расчеты хорошо согласуются с экспериментальными данными и подтверждают правильность сделанного предположения о механизме процессов перезарядки релятивистских ионов.

4. Теоретические оценки вероятности образования релятивистских гиперядер показывают, что периферические взаимодействия тяжелых ионов с энергией 4-5 ГэВ/нукл. с ядрами могут служить источником получения и прямого исследования быстрых гиперядер.

Авторы благодарят В.К.Лукиянова, Р.А.Эрамжяна и В.Д.Тонеева за постоянный интерес к данной проблеме и ее обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лукьянов В.К., Панебратцев Ю.А., Титов А.И. Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, с.427.

2. Каптарь Л.П., Тимов А.И. ЯФ, 1978, т.28, вып.3/9/, с.647.
3. Kaptari L.P., Titov A.I. Acta Phys. Pol., 1979, B10, No.3, p.263.
4. Heckman H.H. et al. In Proc. of the Fifth Conf. on HEPS in Uppsala, 1973.
5. Lindstrom P.J. et al. Lawrence Berkeley Laboratory, report LCL-3650, 1975; Lindstrom P.J. et al. LBL-3651, 1975; Bruce C. et al. LBL-4203, 1975.
6. Абдурахимов А.У. и др. ОИЯИ, 10-10692, Дубна, 1977.
7. Celenza L.S. et al. Nucl.Phys., 1974, A276, p.509.
8. Ситенко А.Г. ЭЧАЯ, 1973, т.4, вып. 2, с.546.
9. Glauber R.J. Lect in Theor. Phys., v.1 (Inst. for Theor. Phys., Colorado, 1958).
10. Немировский П.Э. Современные модели атомных ядер. Атомиздат, М., 1960.
11. Bisard G., Dii B. Nuovo Cim., 1975, 25A, p.464, Fickinger W.J. et al. Phys. Rev., 1962, 125, v.6, p.2082.
12. Hansen J.B. et al. Compilation of Cross Section Proton Induced Reaction, preprint CERN-HERA, 70-2-1970.
13. Каптарь Л.П., Тимов А.И. Письма в ЖЭТФ, 1979, т.29, вып. 6, с.375.
14. Praksh Y., Goel S.P. Nuovo Cim., 1967, 51A, p.340.
15. Bhowmik B. et al. Nuovo Cim., 1967, 52A, p.1375.
16. Eisner R.L. et al. Nucl.Phys., 1977, B123, p.361; Boggild H. et al. Nucl.Phys., 1973, B57, p.77.
17. Козлов А.И., Лебедев А.И., Фетисов В.И. Краткие сообщения по физике. ФИАН, 1971, №11, с.45.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 мая 1979 года.