

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

888/84

13/11-84

P2-83-768

Н.С.Амелин, В.С.Барашенков, Г.И.Лыкасов

РОЛЬ Δ -РЕЗОНАНСА
ВО ВНУТРИЯДЕРНЫХ КАСКАДАХ

"Направлено в журнал "Ядерная физика"

1983

В настоящее время модель внутриядерных каскадов - эффективный способ расчета неупругих ядерных взаимодействий, широко используемый в теоретических и прикладных задачах, особенно в области энергий до нескольких ГэВ, где условия применимости этой модели хорошо выполняются. При вычислениях обычно предполагается, что резонансные частицы, образующиеся во внутриядерных столкновениях, распадаются сразу же после рождения, благодаря чему можно ограничиться рассмотрением каскадной лавины, состоящей только из π -мезонов и нуклонов. Такая модель хорошо согласуется с экспериментом (см. работы^{/1-5/}, где приведена подробная библиография) и вполне достаточна для прикладных задач: расчета радиационной защиты, наработки изотопов и т.п.

Вместе с тем имеются экспериментальные данные, для описания которых необходимо учитывать вклад резонансных частиц уже при энергиях в сотни МэВ^{/6/}, например, при анализе вылета быстрых протонов в область, кинематически запрещенную при рассеянии на свободном нуклоне.

С ростом энергии вклад резонансных частиц становится все более существенным. В столкновениях тяжелых ядер значительные расхождения с опытом, указывающие на необходимость учета резонансов, проявляются уже при энергиях T^* вблизи 1 ГэВ/нуклон^{/5/}.

Учет резонансных частиц затруднен недостатком информации о сечениях их рождения и взаимодействия. Однако, если рассматривать область $T \leq 1$ ГэВ (ниже порога рождения двух π -мезонов), то можно ограничиться лишь резонансом $\Delta(3/2, 3/2)$ с полным моментом и изотопическим спином $3/2$, вклад других резонансов здесь еще незначителен. Необходимые для расчета характеристики взаимодействий Δ -резонанса можно получить на основании теоретических соображений и из анализа известных экспериментальных данных.

Влияние Δ -резонанса на результаты каскадных расчетов изучалось в работах^{/7,8/}. На фоне рассмотренных данных оно было невелико. Мы рассмотрим более детальные дифференциальные распределения, что позволит сделать более определенные выводы о роли резонансов в развитии внутриядерных каскадов.

*) Здесь и везде ниже T - кинетическая энергия налетающей частицы в лабораторной системе координат.

В основу расчетов мы положили "беззонную" версию каскадной модели^{/9/}, дополненную неупругим Δ - N -взаимодействием. Соответственно изменен расчет неупругих π - N и N - N -столкновений^{*}). Так же, как в^{/7,8/}, мы считали, что каждое неупругое (с рождением одного π -мезона) π - N и N - N -взаимодействие идет через резонанс Δ ($3/2, 3/2$). Предполагалось, что в каждом упругом π - N -взаимодействии с вероятностью, пропорциональной резонансному сечению σ_R , также происходит образование Δ ($3/2, 3/2$). Это состояние четко отделено от следующего π - N резонанса и значительно более вероятно.

Поскольку образование Δ ($3/2, 3/2$) происходит только через состояние с изотопическим спином $3/2$, предполагая некогерентность вкладов парциальных каналов, можно получить парциальные сечения рождения Δ -резонансов

$$\sigma(\pi_1 N \rightarrow \Delta \pi_2) = K_\pi \sigma_{\pi N}^{\pi N}; \quad \sigma(N_1 N_2 \rightarrow \Delta N_3) = K_N \sigma_{\pi N}^{\pi N},$$

где $\sigma_{\pi N}^{\pi N}$, $\sigma_{\pi N}^{\pi N}$ - сечения рождения π -мезона в N - N и π - N -столкновениях, K_π, K_N - константы, определяемые с помощью коэффициентов Клебша-Гордона. В случае π - N -взаимодействий для определения K_π необходимо знать отношение между модулями матричных элементов рождения π -мезона через состояния с изотопическим спином $3/2$ и $1/2$, а также фазовый сдвиг между данными матричными элементами. Эти величины считались не зависящими от кинетической энергии налетающей частицы и брались такими же, как и в работе^{/7/}.

Масса образующегося в неупругом столкновении резонанса m_Δ разыгрывалась по распределению^{/11/}:

$$\frac{dW(m_\Delta, V)}{dm_\Delta} \sim \sigma_{\pi^+ p}^t(m_\Delta) \cdot F(m_\Delta, V),$$

где V - полная энергия сталкивающихся частиц, $\sigma_{\pi^+ p}^t$ - полное сечение $\pi^+ p$ -взаимодействия, $F(m_\Delta, V)$ - двухчастичный фазовый объем Δ -резонанса с нуклоном или π -мезоном.

Угловое распределение Δ -резонанса в системе центра масс N - N или π - N выбиралось в виде

$$W(\cos \theta) = \frac{3}{4} \cos^2 \theta + \frac{1}{4},$$

где θ - угол вылета резонансной частицы^{/11/}.

Резонансное сечение выбрано в виде релятивистской формы Брейта-Вигнера

$$\sigma_R = \frac{8\pi}{p^2} \frac{m_0^2 \Gamma^2(p)}{(m_0^2 - m^2)^2 + m_0^2 \Gamma^2(p)}$$

^{*}) Часть результатов опубликована в^{/10/}.

с параметрами, определенными из эксперимента^{/12/}. Здесь $m_0 = 1231$ МэВ, резонансная масса

$$m_\Delta = \sqrt{m^2 + p^2} + \sqrt{\mu^2 + p^2},$$

где m и μ - масса нуклона и мезона, p - их импульс в системе центра масс. Согласно^{/12/}, ширина резонанса

$$\Gamma(p) = \Gamma_0 \frac{p^3 [1 + (R_1 p)^2 + (R_2 p)^4]}{p_0^3 [1 + (R_1 p_0)^2 + (R_2 p_0)^4]},$$

где $\Gamma_0 = 112$ МэВ, $R_1 = 4,206$ (ГэВ)⁻¹, $R_2 = 3,142$ (ГэВ)⁻¹.

Средний свободный пробег Δ -резонанса в ядре до распада

$$\lambda(p) = \beta \cdot \hbar c [\Gamma(p) (1 - \beta^2)^{1/2}]^{-1},$$

где β - скорость в единицах скорости света, $\hbar c = 0,197$ ГэВ·см.

Принцип Паули запрещает Δ -резонансу распадаться в состояние, в котором кинетическая энергия распадающегося нуклона ниже максимальной фермиевской энергии нуклонов ядра^{/1/}. Это приводит к увеличению пробега $\lambda(p)$.

В предположении изотопической инвариантности вероятность распада Δ -резонанса на пион-нуклонные пары разных знаков полагалась равной квадрату соответствующего коэффициента Клебша-Гордона. Угловое распределение продуктов распада определялось с помощью экспериментального углового распределения в упругом π - N взаимодействии.

При расчете каскада считалось, что Δ -резонанс находится в ядре под действием потенциала

$$V_\Delta(I_z) = \frac{1}{3} \left(\frac{3}{2} + I_z \right) V_p + \frac{1}{3} \left(\frac{3}{2} - I_z \right) V_n,$$

где V_p и V_n - максимальные значения потенциалов для протонов и нейтрона, I_z - проекция изоспина на ось z .

Для описания обменного рассеяния Δ -резонанса и его рассеяния с перезарядкой мы использовали те же сечения, что и в работе^{/7/}.

Сечение реакции захвата $N\Delta \rightarrow 2N$ вычислялось в приближении одно-мезонного обмена с феноменологическим фактором, учитывающим сход π -мезона с массовой поверхностью^{/8/}.

Следует заметить, что образование Δ -резонанса и его последующий захват внутриядерным нуклоном автоматически учитывает поглощение π -мезонов, которое в обычных каскадных расчетах описывается феноменологически как поглощение на двухнуклонной паре^{/1/}. Насколько соответствуют друг другу эти два способа описания - тема отдельного исследования. В настоящей работе мы учитываем лишь резонансный механизм поглощения мезонов.

Более детальное изложение каскадной модели с учетом Δ -резонанса и ее программная реализация на фортране даны в^{/10/}.

При сопоставлении расчетов, выполненных с учетом и без учета Δ -резонанса, прежде всего надо отметить, что основные интегральные характеристики взаимодействия быстрой частицы с атомным ядром - множественность вторичных частиц, среднее число внутриядерных столкновений и параметры остаточных ядер - остаются почти неизменными (см. табл.).

Таблица

Сравнение величин, вычисленных с учетом и без учета Δ -резонансов (соответственно верхние и нижние значения)

$\langle N \rangle$ - среднее число внутриядерных столкновений,
 $\langle n_N \rangle, \langle n_\pi \rangle$ - средняя множественность рождающихся нуклонов и мезонов,
 $\langle E^* \rangle, \langle A \rangle, \langle Z \rangle$ - средняя энергия возбуждения, массовое число и электрический заряд ядра-остатка.

Энергия первичных протонов $T=640$ МэВ. Статистическая погрешность менее 1%.

	$\langle N \rangle$	$\langle n_N \rangle$	$\langle n_\pi \rangle$	$\langle E^* \rangle$ МэВ	$\langle A \rangle$	$\langle Z \rangle$
$p+^{12}C$	3,6	2,8	0,27	50,5	10,5	5,1
	3,5	2,7	0,32	52,4	10,5	5,1
$p+^{64}C$	6,6	3,7	0,23	95,4	61,7	27,8
	6,4	3,7	0,29	98,7	61,6	27,9

Что касается дифференциальных распределений, то можно ожидать, что их зависимость от Δ -резонанса для мезонов и нуклонов будет различной. В области $T \leq 1$ ГэВ число резонансных взаимодействий еще невелико, а значительная часть образованных Δ -резонансов успевает распасться, не испытав взаимодействия с нуклоном ядра. Поэтому на характеристики вылетевших из ядра нуклонов учет Δ влияет слабо. Существенные различия могут проявиться лишь в корреляциях. С другой стороны, спектры π -мезонов (в рассматриваемой модели они все рождаются путем распада Δ -резонансов) должны быть весьма чувствительны к резонансным взаимодействиям.

На рис.1 приведены энергетические распределения протонов, вылетающих под разными углами θ (*). Гистограммы, рассчитанные с учетом

(*). Выбор углов определяется тем, что для углов, меньших 18° , становится существенным дифракционное рассеяние, обычно не учитываемое в каскадных расчетах; для углов, больших 30° , существенны предравновесные и равновесные процессы в ядре-остатке, которые тоже не учитывались в расчете спектров рис.1.

и без учета $\Delta(3/2, 3/2)$, практически совпадают и хорошо передают зависимость экспериментальных спектров от угла θ и атомного номера ядра-мишени. Близки и абсолютные значения сечений.

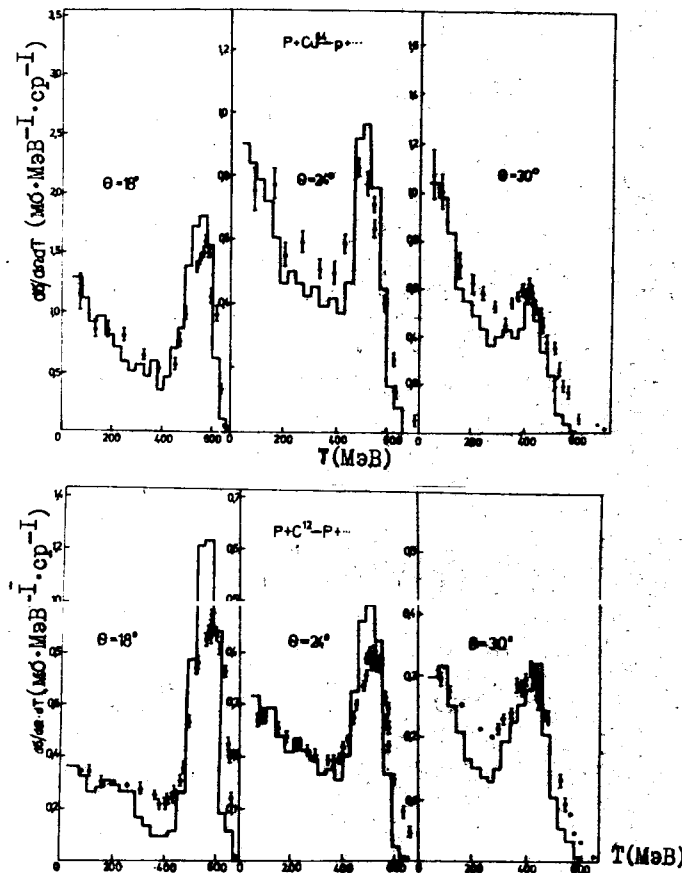


Рис.1. Выход протонов в неупругих столкновениях протонов с ядрами углерода и меди при $T=640$ МэВ. Гистограммы - расчет с учетом $\Delta(3/2, 3/2)$, точки - эксперимент /14/.

Как видно из рис.2, каскадная модель с учетом Δ -резонанса хорошо объясняет инклюзивные сечения испускания протонов в заднюю полу-сферу $\theta > \pi/2$ (*). Однако каскадная модель с феноменологическим учетом поглощения π -мезонов на паре внутриядерных нуклонов также хорошо согласуется с экспериментом /15/.

(*). Для углов учитывался вклад нестационарных и равновесных процессов при релаксации возбужденного остаточного ядра /13/.

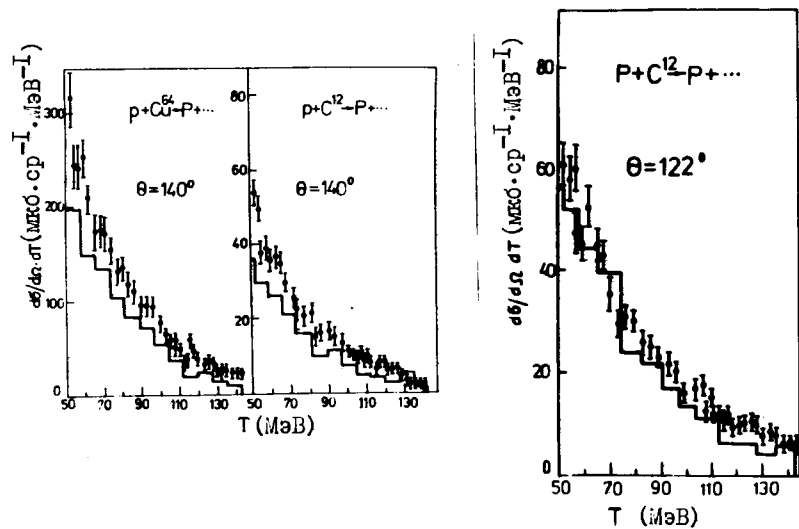


Рис.2. Выход протонов в заднюю полусферу в неупругих столкновениях протонов с ядрами углерода и меди при $T=640$ МэВ. Гистограммы - расчет с учетом $\Delta(3/2, 3/2)$, точки - эксперимент $/15$.

Различие между этими моделями проявляется при рассмотрении корреляций испущенных протонов, например, между протонами, вылетающими в переднюю и заднюю полусферы. В настоящее время нет теории, которая бы объясняла наблюдаемый эффект. Каскадная модель без Δ -резонансов также не объясняет его $/15$. В то же время учет $\Delta(3/2, 3/2)$ приводит к очень хорошему согласию с опытом. Это видно из рис.3 и 4, где приведена угловая зависимость

$$I(\theta_1; \theta_3) = (T_{3max} - T_{3min})^{-1} \int_{T_{3min}}^{T_{3max}} dT_3 \frac{d^4 \sigma}{d\Omega_1 dT_1 d\Omega_3 dT_3}$$

и энергетическая $\frac{d^4 \sigma}{dT_1 dT_3 d\Omega_3 d\Omega_1}$.

Здесь T_1 и T_3 - кинетическая энергия двух рождающихся протонов, θ_1 и θ_3 - их углы вылета.

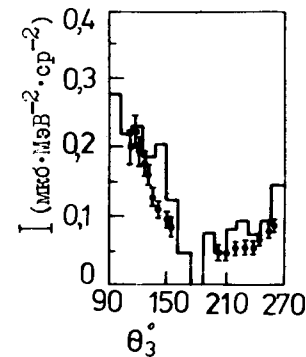


Рис.3. Функция $I(12^\circ, \theta_3)$, характеризующая корреляции протонов, рождающихся при столкновениях протонов с энергией 640 МэВ с ядрами углерода. Энергия протонов $255 \text{ МэВ} \leq T_1 \leq 330 \text{ МэВ}$; $50 \text{ МэВ} \leq T_3 \leq 145 \text{ МэВ}$. Обозначения, как на рис.2.

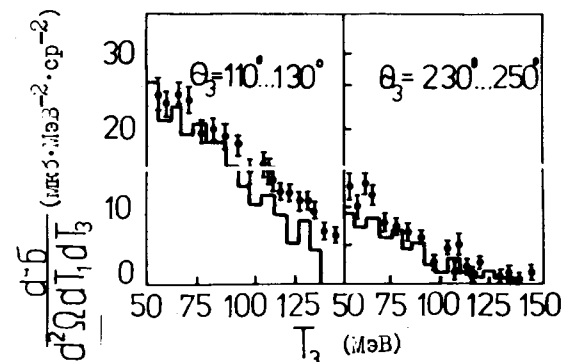


Рис.4. Дифференциальное сечение вылета протонов в столкновениях протонов с энергией 640 МэВ с ядрами углерода под углами $\theta_1 = 12^\circ$, $110^\circ \leq \theta_3 \leq 130^\circ$ и $\theta_1 = 12^\circ$, $230^\circ \leq \theta_3 \leq 250^\circ$. Энергия протона $255 \text{ МэВ} \leq T_1 \leq 330 \text{ МэВ}$. Обозначения, как на рис.2.

Выход протонов назад в кинематически запрещенную для $N-N$ взаимодействия область и корреляции возникают вследствие рассеяния и последующего распада образовавшейся в ядре Δ -частицы (см. рис.5).

Дополнительный качественный анализ процесса $p + [NN] \rightarrow p p N$, где $[NN]$ - пара нуклонов внутри ядра, описываемого диаграммами типа рис.5, показал, что асимметрия в распределениях $I(\theta_1, \theta_3)$, $\frac{d^4 \sigma}{dT_1 dT_3 d\Omega_3 d\Omega_1}$ (рис.3,4) по углу θ_3 обусловлена фазовым объемом реакции и диаграммами.

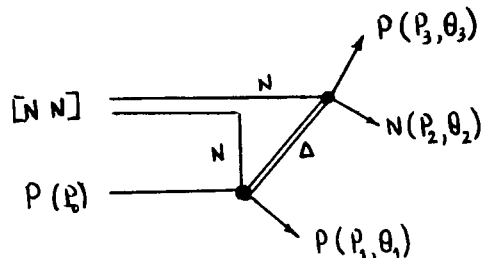


Рис.5. Диаграмма реакции $p + [NN] \rightarrow ppN$ с образованием резонанса Δ .

На рис.6 и 7 приведены распределения рождающихся мезонов. Качественно основной результат введения Δ -резонансов - более анизотропные и более жесткие распределения (рис.7), что является прямым следствием конечного времени жизни Δ -резонансов. Расчетные данные хорошо согласуются с опытом как при малых, так и при больших углах (рис.7). Без Δ -резонансов такого согласия получить не удастся. При переходе к тяжелым мишеням благодаря увеличению числа внутриядерных столкновений спектр мезонов смягчается. Это особенно заметно для больших углов, где велик вклад многократных перерассеяний.

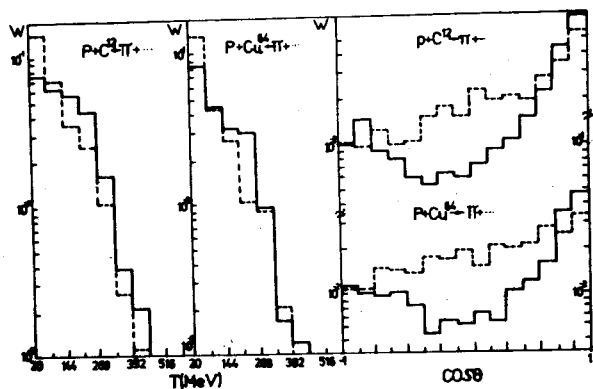


Рис.6. Энергетические и угловые распределения K -мезонов в протон-ядерных взаимодействиях при $T=640$ МэВ. Сплошные и пунктирные гистограммы - расчет с учетом и без учета $\Delta(3/2, 3/2)$. Расчет с учетом $\Delta(3/2, 3/2)$ выполнен в предположении изотропного рождения $\Delta(3/2, 3/2)$ /10/.

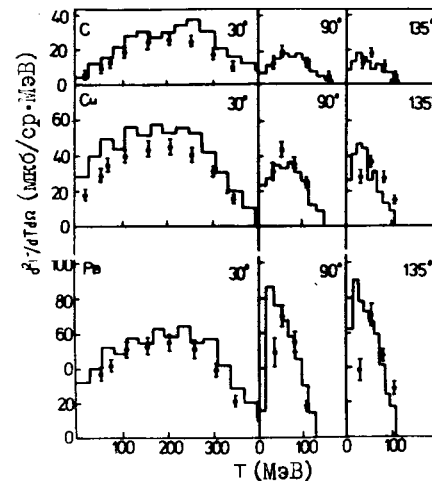
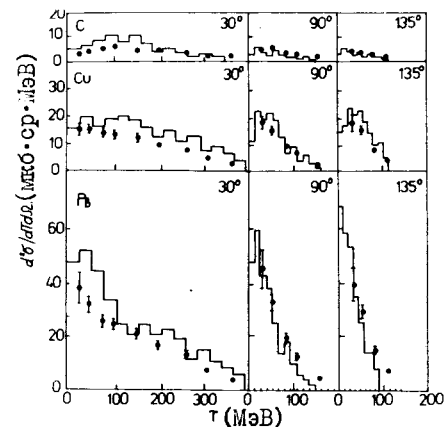


Рис.7. Энергетические спектры мезонов, рождающихся под разными углами в столкновениях протонов с ядрами углерода, меди и свинца при $T=740$ МэВ. Верхний рис. - π^- -мезоны, нижний - K^+ -мезоны. Гистограммы - расчет с учетом Δ -резонансов. Точки - эксперимент /16/.

Таким образом, рассмотренная выше каскадная модель хорошо описывает экспериментальные данные по неупругим адрон-ядерным взаимодействиям в области $T \lesssim 1$ ГэВ.

Мы благодарны В.И.Комарову за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. Атомиздат, М., 1972.
2. Барашенков В.С. и др. УФН, 1973, т.109, с.91.
3. Baraschenkov V.S., Kostenko V.F., Zadorogny A.M. Nucl. Phys., 1980, v. A338, p.413.
4. Gudima K.K., Mashnik S.G., Toneev V.D. Nucl. Phys., 1983, v. A401, p.329.
5. Барашенков В.С., Жереги Ф.Г., Мусульманбеков Ж.Ж. ОИЯИ, P2-83-II7, Дубна, 1983.
6. Амелин Н.С., Глаголев В.В., Лыкасов Г.И. ЭЧАЯ, 1982, т.13, с.129.
7. Harp G.D. et al. Phys. Rev., 1973, v. C8, p.581, 1974, v. C10, p.2387
8. Cinocchio S.N. Phys. Rev., 1978, v. C17, p. 195.
9. Амелин Н.С., Барашенков В.С. ОИЯИ P2-12616, Дубна, 1979; ОИЯИ B1-2-12985, Дубна, 1979.
10. Амелин Н.С. ОИЯИ P2-80-661, Дубна, 1980; ОИЯИ B1-2-80-667, Дубна, 1980.
11. Sternheimer R.M., Lindenbaum S.I. Phys. Rev., 1961, v.123, p.333; 1958, v.109. p.1723; 1957, v.105, p.1374.
12. Rittenberg A. et al. Rev. Mod. Phys., 1971, v.43, p.5114.
13. Машник С.Г., Тонеев В.Д. ОИЯИ P4-8417, Дубна, 1974.
14. Ажгирей Л.С. и др. ЖЭТФ, 1959, т.39, с.1029.
15. Komarov V.I. et al. Preprint ZFK-383. Dresden, 1979.
16. Cochen D.R.F. et al. Phys. Rev., 1972, v.D6, p.3085.

Рукопись поступила в издательский отдел
II ноября 1983 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
D1,2-12036	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12450	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
D11-80-13	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Амелин Н.С., Барашенков В.С., Лыкасов Г.И.
Роль Δ -резонанса во внутриядерных каскадах

P2-83-768

Анализируется модель внутриядерных каскадов с учетом $\Delta(3/2,3/2)$ -резонансов, применяемая в области энергий $T \leq 1$ ГэВ. Рассчитанные с помощью модели двойные дифференциальные сечения выхода протонов и π -мезонов при взаимодействии протонов с различными атомными ядрами хорошо согласуются с экспериментальными данными. Модель позволяет объяснить угловые и энергетические корреляции протонов, вылетающих в заднюю и переднюю полусферы.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Amelin N.S., Barashenkov V.S., Lykasov G.I.
Role of Δ -Resonance in Intranuclear Cascades

P2-83-768

The intranuclear cascade model is analysed making allowance of $\Delta(3/2,3/2)$ -resonances. It is used in the $T \leq 1$ GeV energy region. The calculated by the model double differential cross sections of proton and π -meson yield at the proton interaction with different atomic nuclei agree well with experimental data. The model permits to interpret angular and energy correlations of protons emitted into the backward and forward hemispheres.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой