

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

Г-521

P1-88-6

РАЗВАЛ

ПОЛЯРИЗОВАННОГО ДЕЙТРОНА - $d^+p \rightarrow ppp$

1988

В.В.Глаголев, Р.М.Лебедев, Г.И.Лыкасов, Г.Д.Пестова
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

М.Семан, Л.Шандор, Б.Пастирчак
Институт экспериментальной физики САН, Кошице, ЧССР

Г.Мартинска, Й.Урбан, Й.Хлавачова
Университет им.П.Й.Шафарика, Кошице, ЧССР

К.У.Хайретдинов
Физический институт им.П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

М.Г.Долидзе, А.К.Качарава, М.С.Ниорадзе, З.Р.Салуквадзе
Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

С.С.Шиманский
Институт физики высоких энергий АН КазССР, Алма-Ата

ВВЕДЕНИЕ

В связи с ускорением на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ поляризованных дейтронов были продолжены исследования дейтрон-протонных взаимодействий с помощью жидководородной пузырьковой камеры, начатые в начале 70-х годов в неполяризованных пучках. Первые результаты этих исследований были опубликованы в материалах международной конференции СПИН-86^{1/}.

В настоящей работе подробно излагается методика оценки степени поляризации пучка на комплектном материале одной экспозиции и обсуждаются некоторые предварительные физические результаты.

ПОЛУЧЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО МАТЕРИАЛА

Облучение 100-см жидководородной пузырьковой камеры было проведено в пучке векторно-поляризованных дейтронов с импульсом 3,34 ГэВ/с.

Импульс пучка выбирался из двух соображений: во-первых, в этой области энергии анализирующая способность водорода близка к максимальной и измерена с хорошей точностью, а во-вторых, имеется большой обработанный материал по $d\text{p}$ -взаимодействиям при этом же значении импульса в пучке неполяризованных дейтронов.

Во время экспозиции чередовались циклы ускорения с поляризованными и неполяризованными дейтронами. Информация о состоянии поляризации пучка поступала с ускорителя на пульт управления камеры и включалась в служебную информацию каждого снимка. Были предусмотрены три метки: "1" и "2" означали поляризованный пучок дейтронов с противоположным направлением спина ядра, а метка "0" соответствовала неполяризованному пучку. Информация о характере поляризации пучка проходила через всю цепочку обработки и записывалась на ленту суммарных результатов. Разделение взаимодействий по флагам "1", "2", "0" проводилось лишь на уровне статистического анализа.

После просмотра найденные события $d\text{p}$ -взаимодействия измерялись на сканирующем автомате HPD. Дальнейшая математическая обработка проводилась на ЭВМ CDC-6500 с помощью специализированной высокоавтоматизированной системы программ^{3/}, которая

позволила в достаточно сжатые сроки получить первые результаты. Полное число $d\bar{p}$ -событий на ленте суммарных результатов составило 19978. Было отобрано 8661 событие реакции развала дейтрона $d\bar{p} \rightarrow p\bar{p}$, среди которых однозначно фитировалось 8321 событие.

Известно, что реакция развала дейтрона может идти как с изменением зарядового состояния протона мишени /реакция перезарядки/, так и с сохранением заряда /прямой развал/. События, в которых самой быстрой /в системе покоя дейтрона/ частицей является нейтрон, будем называть перезарядкой, а другой класс событий, где такой частицей является один из протонов - каналом прямого развала. После применения такого разделения получили: 7320 событий прямого развала $d\bar{p} \rightarrow (p\bar{p})p$ и 1341 событие перезарядки $d\bar{p} \rightarrow (pp)\bar{p}$.

ВЫБОР МЕТОДИКИ

Оценка степени поляризации пучка дейтронов проводилась по измерению азимутальной асимметрии вылета нуклонов отдачи в реакции квазиупругого рассеяния нуклонов дейтрона на протоне мишени $d\bar{p} \rightarrow p\bar{p}$.

Известно, что в основном состоянии дейтрона /S-состояние/ спины протона и нейтрона ориентированы по спину дейтрона. Расчеты, проведенные К.Вилкиным^{4/}, показывают, что это действительно так в области импульсов ферми-движения до 200 МэВ/с, т.е. там, где можно избежать эффектов, связанных с D-волной. Подтверждением этому является рис.1^{4/}, где представлена величина поляризации нуклонов относительно направления спина дейтрона в зависимости от импульса ферми-движения.

Видно, что до величины ферми-импульса порядка 1 фм /~200 МэВ/с/ можно считать, что спины протона и нейтрона сохраняют ориентацию спина дейтрона.

Такому требованию удовлетворяет подавляющая часть событий реакций развала дейтрона $d\bar{p} \rightarrow p\bar{p}$, которая в основном представляет квазиупругое pp - или pn -рассеяние^{5/}. /По нашему определению

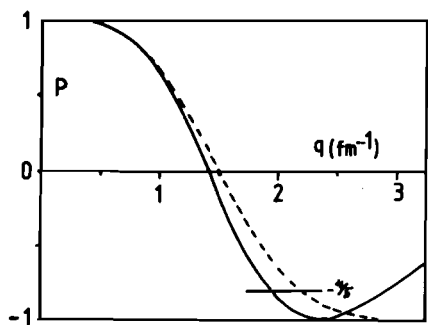


Рис.1. Зависимость относительной поляризации нуклонов в дейтроне от импульса ферми-движения.

спектатором является самый медленный из всех вторичных нуклонов в системе покоя ядра/.

Таким образом, в предположении справедливости простой спектаторной модели, реакцию развала $d\bar{p} \rightarrow p\bar{p}$ можно использовать для определения поляризации дейтрона.

В качестве анализирующей способности водорода, согласно работе^{6/}, можно использовать значения поляризации в упругом pp - и pn -рассеянии.

АНАЛИЗИРУЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ ВОДОРОДА

Как отмечалось выше, для определения анализирующей способности водорода необходимо иметь значение поляризации в упругом pp - и pn -рассеянии.

Такие данные получены на Аргоннском синхротроне^{7/} и в Центре ядерных исследований Франции Сакле^{8/}, с участием группы ЛИЯФ АН СССР. Оба эксперимента были проведены при той же кинетической энергии, что и в нашем эксперименте.

На рис.2 приведены результаты этих экспериментов в виде зависимости поляризации в упругом pp - и pn -рассеянии от квадрата переданного четырехмерного импульса. На рис.3 приведено распре-

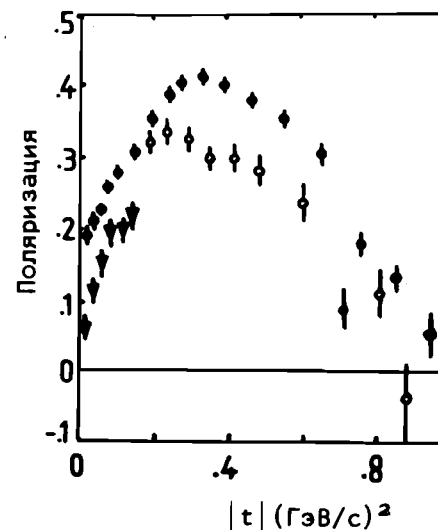


Рис.2. Величина поляризации в упругом pp - и pn -рассеянии в зависимости от квадрата четырехмерного переданного импульса. ● - pp -рассеяние^{7/}, ○ - pn -рассеяние^{7/}, ▼ - pn -рассеяние^{8/}.

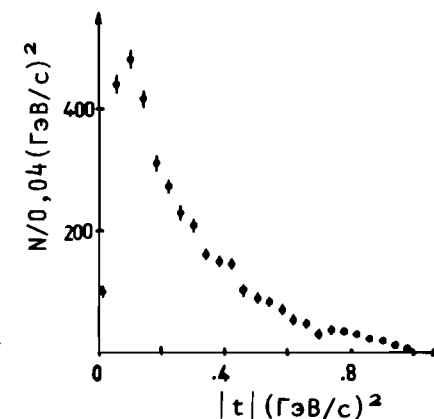


Рис.3. Распределение по переданному от мишени к протону отдачи четырехимпульсу в прямом канале реакции $d\bar{p} \rightarrow (p\bar{p})p$.

деление по переданному четырехимпульсу от мишени к протону отдачи в прямом канале реакции $d p \rightarrow (pn)p$ /с флагом "1"/.

Анализирующая способность, усредненная по дифференциальному сечению реакции $d p \rightarrow (pn)p$ в области $|t| / 0,04 \div 0,90 / (\text{ГэВ}/c)^2$:

$$A = \frac{\int_{t_1}^{t_2} P(t) \frac{d\sigma}{dt} dt}{\int_{t_1}^{t_2} \frac{d\sigma}{dt} dt},$$

составила величину: $A = 0,366 \pm 0,03$ - квазиупругое pp -рассеяние, $A = 0,297 \pm 0,03$ - квазиупругое pn -рассеяние.

Нижняя граница обрезания по $|t|$ связана с методическими потерями коротких треков протонов отдачи. Заметим, что при $|t| \leq 0,04 (\text{ГэВ}/c)^2$ поляризация в упругом NN -рассеянии мала.

С учетом соотношения числа событий с нейтроном и протоном спектатором была получена средняя анализирующая способность для pp - и pn -рассеяния:

$$\langle A \rangle = 0,326 \pm 0,03.$$

АНАЛИЗ АЗИМУТАЛЬНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

Предметом анализа явились распределения по азимутальному углу нуклонов отдачи реакции развала $d p \rightarrow ppn$. В качестве системы координат была принята правая тройка векторов, где ось x направлена по пучку, а ось z - вертикально вверх. Азимутальный угол ϕ отсчитывался от оси y . Полученные азимутальные распределения для протонов отдачи из прямого канала $d p \rightarrow (pn)p$ показаны на рис.4. Видно, что первое распределение имеет значительную величину лево-правой асимметрии относительно 90° .

Так как оба набора данных /с флагом "1" и "0"/ были получены и обработаны одинаково, то для устранения систематических ошибок, вносимых методикой, мы использовали отношения величин $dN/d\phi$:

$$\left(\frac{dN}{d\phi}\right)_i^{\uparrow} = \left(\frac{dN}{d\phi}\right)_i^{\uparrow 1} \cdot \frac{K}{\left(\frac{dN}{d\phi}\right)_i^{\uparrow 0}},$$

где K - параметр изотропного распределения, нормированный на события с флагом "0". Такому распределению соответствует рис.4в. Согласно работам /9,10/ угловое распределение было профитировано выражением:

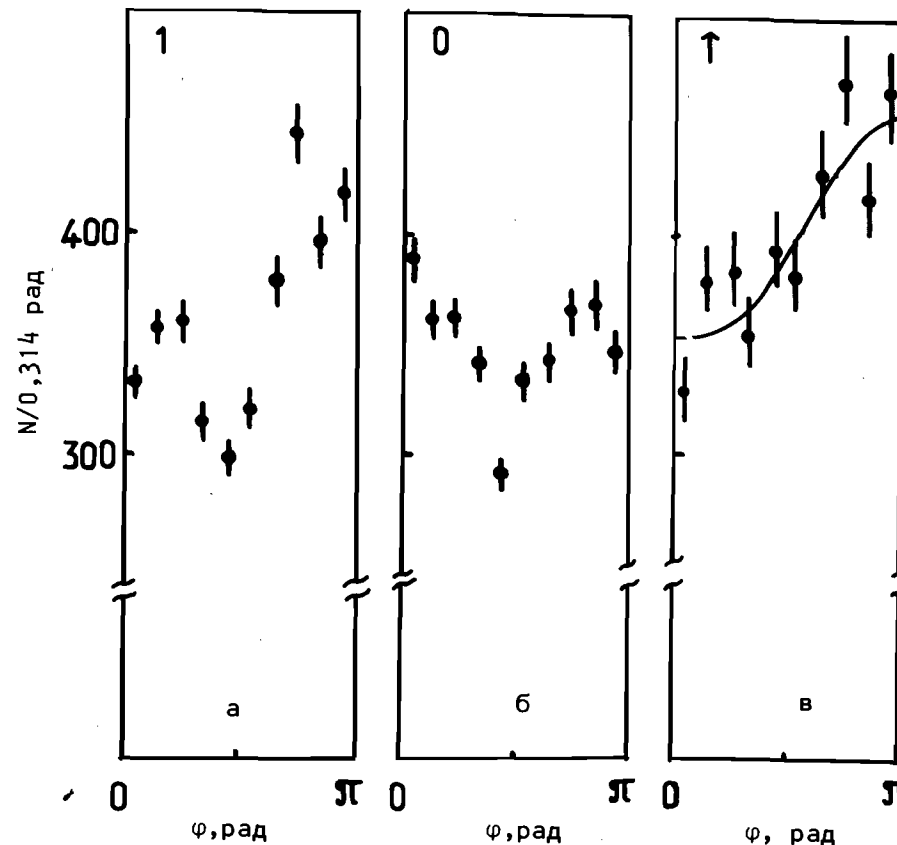


Рис.4. Азимутальные распределения протонов отдачи из прямого канала $d p \rightarrow (pn)p$: а - поляризованный пучок, б - фоновое распределение, в - отношение распределений /а/ и /б/.

$$N(\phi) = N_0 (1 + B \cos \phi + C \cdot \cos 2\phi),$$

где коэффициент B определяет векторную поляризацию пучка $P_z = \frac{B}{\langle A \rangle} / \langle A \rangle$ - анализирующая способность водорода/, а коэффициент C связан с выстроенностью дейтрона.

Результаты фитирования сведены в таблицу и показаны сплошной кривой на рис.4в.

Азимутальное распределение нейтрона отдачи из канала перезарядки $d p \rightarrow (pn)p$ показано на рис.5. Видно существенное отличие от такого же распределения для протонов отдачи из прямого канала /см. рис.4в/. Мы попытались выяснить, является ли это от-

Таблица. Результаты фитирования азимутального распределения протонов отдачи из прямого канала $dp \rightarrow (pn)p$

Реакция	B	C	$\frac{\chi^2}{N_b}$	P_z
$dp \rightarrow (pn)p$	$-0,13 \pm 0,03$	$0,02 \pm 0,03$	4.4/7	$-0,41 \pm 0,09$

личие только следствием особенностей реакции элементарной рп-перезарядки или же здесь сказывается связанность нейтрона, на котором идет перезарядка в дейтроне.

Данные работы /11/ позволили оценить анализирующую способность реакции рп-перезарядки свободных нуклонов. Полученное значение $A = 0,32 \pm 0,11$ показывает, что эта реакция имеет анализирующую способность, близкую к прямому каналу. Поэтому можно было ожидать поведения азимутального угла, аналогичного прямому каналу. На эксперименте же заметно существенное отличие.

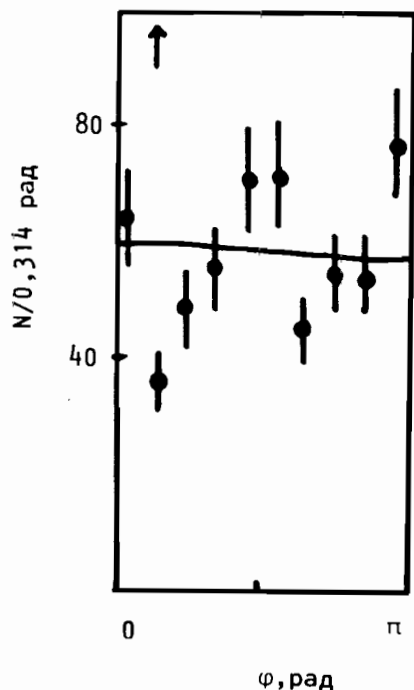


Рис.5. Азимутальное распределение нейтрона отдачи из канала перезарядки $dp \rightarrow (pn)p$ /в системе ц.м. налетающего протона и нейтрона/. Кривая соответствует расчету по выражению /4/.

ЯДЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В РЕАКЦИИ ПЕРЕЗАРЯДКИ

Процессы прямого развала дейтрона налетающими протонами и перезарядки при малых передачах отличаются тем, что во втором случае необходимо учитывать принцип Паули, что приводит к неисчезновению дифференциального сечения перезарядки $dp \rightarrow (pn)p$ при $t = 0$ /12-14/. Это различие остается и в случае, когда дейтрон поляризован.

Дифференциальное сечение процесса прямого развала полностью векторно-поляризованного дейтрона* протонами $dp \rightarrow (pn)p$ в импульсном приближении, т.е. в пренебрежении двукратным рассеянием нуклонов, запишется в простом виде:

$$\frac{d\sigma_{dp}^{dir}}{d\Omega} \approx 2 \cdot \frac{d\sigma_{NN}}{d\Omega} (1 + \vec{P} \cdot \vec{P}_0), \quad /1/$$

где \vec{P} , \vec{P}_0 - векторы поляризации начального дейтрона и рассеянного протона в упругом столкновении налетающего протона со свободным неполяризованным нуклоном. Из /1/ видно, что распределение нуклонов в прямом процессе по азимутальному углу ϕ

$$\left(\cos \phi = \frac{\vec{P} \cdot \vec{P}}{|\vec{P}| \cdot |\vec{P}_0|} \right) \text{ асимметрично.}$$

В случае процесса перезарядки $dp \rightarrow (pn)n$ учет тождественности двух протонов в конечном состоянии, т.е. принципа Паули, приводит к тому, что выражение для $d\sigma_{dp}^{C-E}/d\Omega$ дифференциального сечения будет иное, чем /1/, а именно

$$\frac{d\sigma_{dp}^{C-E}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{pn}^{C-E}}{d\Omega} (1 + \vec{P} \cdot \vec{P}_0) (1 - S(q^2)) + \frac{2}{3} \left(\frac{d\sigma_{pn}^{C-E}}{d\Omega} - |a_c|^2 \right) \{ S(q^2) - R_G \},$$

где $d\sigma_{pn}^{C-E}/d\Omega$ - дифференциальное сечение перезарядки падающего протона на свободном неполяризованном нейтроне в с.ц.м., a_c - часть амплитуды рп-перезарядки, не зависящая от спина, R_G - глауберовская поправка /14,15/.

Из /2/ и /1/ видно, что распределение по $\cos \phi$ нейтронов отдачи в процессе перезарядки качественно такое же, как протонов отдачи в прямом канале. Однако при получении выражения /2/ не учитывалось D-волновое состояние дейтрона. Если учесть вклад D-волны в волновую функцию дейтрона, то выражение для $d\sigma_{dp}^{C-E}/d\Omega$ получается следующим:

$$\frac{d\sigma_{dp}^{C-E}}{d\phi} = \int \left\{ \frac{d\sigma_{dn}^{C-E}}{d\Omega} [(1 - S_0(q))(1 + \vec{P} \cdot \vec{P}_0) - 2F_1 \cdot \vec{P} \cdot \vec{P}_0 + F_2] d \cos \Theta \right\} /3/$$

*Наличие тензорной поляризации привело бы к изменению расчета.

где

$$F_1 = I_1 - \tilde{S}_1(q) + I_2 - \tilde{S}_2(q);$$

$$F_2 = \frac{2}{3} S_0(q) \left(\frac{d\sigma_{pn}^{C-E}}{d\Omega} - |a_c|^2 \right) + 4\tilde{S}_1(q) - \frac{2}{3} \left(\frac{d\sigma_{pn}^{C-E}}{d\Omega} - |a_c|^2 \right) - \frac{1}{3} \tilde{S}_2(q) \frac{d\sigma_{pn}^{C-E}}{d\Omega};$$

$$S_0(q) = \int_0^\infty (u^2(r) + w^2(r)) j_0(qr) dr,$$

$$\tilde{S}_1(q) = \frac{1}{\sqrt{8}} \int_0^\infty w(r) u(r) j_0(qr) dr; \quad \tilde{S}_2(q) = \int_0^\infty w^2(r) j_0(qr) dr;$$

$$\tilde{S}_1(q) = \frac{1}{\sqrt{8}} \int_0^\infty w(r) u(r) j_2(qr) dr; \quad \tilde{S}_2(q) = \int_0^\infty w^2(r) j_2(qr) dr;$$

$$I_1 = \frac{1}{\sqrt{8}} \int_0^\infty w(r) u(r) dr; \quad I_2 = \int_0^\infty w^2(r) dr.$$

/Все величины в /3/ берутся в системе центра масс сталкивающихся протона и нейтрона/. Волновая функция дейтрона бралась в виде

$$\Psi_d = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left\{ \frac{u(r)}{r} + \frac{1}{\sqrt{8}} \frac{w(r)}{r} \cdot S_{12} \right\} \chi_{1M};$$

$$S_{12} = 3(\vec{\sigma}_p \cdot \vec{n})(\vec{\sigma}_n \cdot \vec{n}) - \vec{\sigma}_p \cdot \vec{\sigma}_n,$$

$\vec{\sigma}_p, \vec{\sigma}_n$ - матрицы Паули, соответствующие протону и нейтрону, χ_{1M} - спиновая функция дейтрона, $u(r)$ и $w(r)$ - радиальные волновые функции, описывающие S- и D-волны.

Заметим, что, во-первых, в /3/ появился член F_1 , который определяет азимутальную зависимость сечения, а во-вторых, появился член F_2 , который не дает вклада в азимутальную зависимость сечения.

Мы, естественно, попытались определить вклад члена F_1 , так как он определяет изменение асимметрии в процессах pn -перезарядки в случае $d\sigma$ -взаимодействия. При расчете F_1 мы использовали волновую функцию и формфакторы из работы /16/. Величина вероятности D-состояния в дейтроне составила 5,9% /16/. В результате расчетов мы получили, что дифференциальное сечение $d\sigma_{dp}^{C-E}/d\phi$ равно

$$\frac{d\sigma_{dp}^{C-E} (*)}{d\phi} = \frac{d\sigma_{dp}^{C-E} (**)'}{d\phi} (1 + 0,03 \cos \phi). \quad /4/$$

На рис.5 показана кривая, рассчитанная по выражению /4/ и нормированная на экспериментальные данные. При расчете не учитывался член F_2 , вклад которого будет мал и не скажется на азимутальном распределении $d\sigma \rightarrow (pp)n$ pn -перезарядки, по сравнению с процессом pn -перезарядки на свободных нуклонах.

Можно сделать более точный расчет, учитывая член F_2 , для чего придется восстановить амплитуду a_c из данных фазового анализа при значениях энергии, близких к нашей. Однако уже сейчас видно, что азимутальное распределение в реакции перезарядки имеет необычный вид. Увеличение статистики позволит нам более определенно сказать об особенностях этой реакции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе анализа азимутальных распределений протонов отдачи из прямого канала получена оценка векторной поляризации дейтрона $P_z = -0,41 \pm 0,09$, свидетельствующая о том, что в процессе ускорения и быстрого вывода нет заметной деполяризации пучка. Замечена существенная разница поведения по углу ϕ протона отдачи /прямой канал/ от нейтрона отдачи /перезарядка/. Проведенные с учетом D-волны и принципа Паули расчеты азимутального распределения нейтрона отдачи в развале ядра дейтрона с перезарядкой не согласуются с экспериментальными данными.

ЛИТЕРАТУРА

1. Труды VII Межд. симпозиума по спиновым явлениям в физике высоких энергий. Протвино, сент. 1986 г. ИФВЭ, Протвино, 1987 г.
2. Балгансурэн Я. и др. ОИЯИ, 9-86-418, Дубна, 1986.
3. Балгансурэн Я. и др. ОИЯИ, P10-86-706, Дубна, 1986.
4. Wilkin C., Bugg D.V. - Nucl. Phys., 1987, v. 467A, p. 575.
5. Aladashvili B.S. et al. - Nucl. Phys. G., 1975, v. 9, p. 913.
6. Wolfenstein L., Ashkin T. - Phys. Rev., 1952, No. 6, p. 85.
7. Marshak M. et al. - Phys. Rev. C., 1978, v. 18, No. 1.
8. Korolev G.A. et al. - Phys. Lett., 1985, v. 165B, No. 4, 5, 6.
9. Goldfarb L.J. - Nucl. Phys., 1958, v. 2B, No. 7, p. 622.
10. Harrington D.R. - Phys. Lett., 1969, v. 29B, p. 188.
11. Ball J. et al. - Nucl. Phys., 1987, v. 286B, p. 635.

12. Померанчук И.Я. - ЖЭТФ, 1951, 21, с.113; ДАН СССР, 1951, 78, с.249; ЖЭТФ, 1952, 22, с.624.
13. Липидус Л.И. - ЖЭТФ, 1957, 32, с.1437.
14. Лыкасов Г.И., Тарасов А.В. - ЯФ, 1974, 4, с.19.
15. Лыкасов Г.И., Страхова И. ОИЯИ, P2-12676, Дубна, 1979.
16. Alberi G. et al. - Nucl.Phys., 1970, B17, No.3, p.621; Alberi G., INFN AE-73/1, 1973.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома)	7 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р. 00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике Алушта, 1986.	4 р. 50 к.
—	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. (2 тома)	13 р. 50 к.
Д1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома)	7 р. 35 к.
Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)	13 р. 45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р. 10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа - 86". Дубна, 1986.	4 р. 45 к.
Д4-87-692	Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987.	4 р. 30 к.
Д2-87-798	Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р. 55 к.
Д14-87-799	Труды Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987	4 р. 20 к.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 января 1988 года.