

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

♀

1212/2-81

9/III-81

P1-80-780

П.Конц*, З.В.Крумштейн, Ю.П.Мереков,
В.И.Петрухин, З.Шереш*, З.Фодор*, Н.Н.Хованский,
Б.А.Хоменко, М.Чатлош, Я.Эре*

ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИИ ${}^7\text{Li} (p, pd) {}^5\text{He}$
ПРИ ЭНЕРГИИ 670 МэВ

*Центральный институт физических исследований ВАН,
Будапешт.

1980

ВВЕДЕНИЕ

Ядро ${}^7\text{Li}$ состоит из α -остова в s -оболочке и трех нуклонов в p -оболочке, т.е. обладает явной кластерной структурой типа $(\alpha-t)$. Согласно теоретическим предсказаниям ^{1/} в структуре ядра играют важную роль также двухнуклонные ассоциации, прежде всего квазидейтроны. На существование таких ассоциаций указывают экспериментальные данные, относящиеся к реакциям $(\pi^+, 2p)$ и $(\pi^-, 2n)$ ^{2,3/}, подхвата ${}^7\text{Li}(p, {}^3\text{He}) {}^3\text{H}$ ^{4/} и прямого выбивания дейтронов под малым углом высокоэнергичными протонами ^{5/}.

Более подробно кластерную структуру ядер можно изучать в реакциях квазисвободного рассеяния /КСР/, однако в кинематически полных экспериментах при энергиях ниже 100 МэВ ^{6/} присутствие квазидейтронов не было доказано однозначно. Лишь при энергиях 155 МэВ ^{7/} и 670 МэВ ^{8/} в реакции ${}^7\text{Li}(p, pd){}^5\text{He}$ были получены сведения о КСР, но точность этих экспериментов была невелика.

В настоящей работе, как и в ^{8/}, реакция ${}^7\text{Li}(p, pd){}^5\text{He}$ изучалась в геометрии КСР для больших углов. При этом вылетающие из ядра дейтроны имели большую энергию, что уменьшало их поглощение в ядерном веществе и эффекты вторичных процессов. Кроме того, взаимодействие при больших передачах импульса чувствительно к поведению волновой функции относительного движения двух нуклонов на малых расстояниях ^{9/}. Оба фактора благоприятны для исследования двухнуклонных ассоциаций с помощью процесса КСР.

Целью настоящей работы является изучение квазидейтронных ассоциаций в ядре ${}^7\text{Li}$. Представлены экспериментальные результаты по КСР на p - и s -оболочках, приводится их теоретический анализ на основе плосковолнового импульсного приближения.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Реакция ${}^7\text{Li}(p, pd){}^5\text{He}$ изучалась с помощью двухплечевого спектрометра на синхроциклотроне ОИЯИ при энергии протонов $T_0 = 670 \text{ МэВ}$. Аппаратура и методика обработки данных описана в работах ^{10,11/}. Дейтроны, вылетевшие под углом $\theta_d = 6,5^\circ$, анализировались по импульсу магнитным спектрометром и идентифицировались по времени пролета. Сцинтилляционный спектрометр полного поглощения детектировал протоны под углами $\theta_p = 147^\circ$

и 110° . Угол 147° соответствует квазисвободному рассеянию с нулевым импульсом ядра отдачи; при $\theta_p = 110^\circ$ минимальный импульс ядра отдачи $q_{\min} = 220$ МэВ/с. Суммарное разрешение спектрометра, включая энергетический разброс пучка, составляло $\Delta E = 16,3 \pm 0,2$ МэВ /полная ширина на полувысоте/. Использовалась мишень из лития естественного состава, толщина которой составляла $1,17$ г/см². Поправка на примесь изотопа ${}^6\text{Li}$ была сделана по измерениям реакции ${}^6\text{Li}(p, pd) {}^4\text{He}$ /11/.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

А. Спектр энергии возбуждения ядра

Для определения энергии возбуждения вычислялась недостающая энергия реакции E_{miss} :

$$E_{\text{miss}} = E_B^* - Q_0 = T_0 - T_p - T_d - T_B, \quad /1/$$

где E_B^* - энергия возбуждения остаточного ядра; Q_0 - энерговыделение реакции; T_p , T_d и T_B - кинетические энергии вторичных частиц /протона, дейтрона и остаточного ядра/.

На рис. 1а представлен спектр недостающей энергии, измеренный под углом $\theta_p = 147^\circ$. Пик при $E_{\text{miss}} = 9,5$ МэВ отвечает преимущественно переходам в основное состояние ${}^5\text{He}$ /энергия реакции $Q_0 = 9,16$ МэВ/. Около $E_{\text{miss}} = 35$ МэВ отчетливо виден другой пик, согласующийся с энергией возбуждения $E_B^* = 25$ МэВ. Кривые на этом рисунке представляют собой результаты подгонки данных гауссовыми функциями. Ширина первого пика $\Delta E_{\text{miss}} = 20,1 \pm 0,5$ МэВ/на ~ 4 МэВ превышает аппаратное разрешение, что, вероятно, свидетельствует о наличии переходов в первое возбужденное состояние ${}^5\text{He}$ /1/2-/ при $E_B^* \sim 2,6$ МэВ. Пик при $E_B^* = 25$ МэВ близок к возбужденным состояниям ${}^5\text{He}$ с двумя дырками в s-оболочке. Хвост в спектре выше $E_{\text{miss}} = 50$ МэВ связан, по-видимому, с вторичными взаимодействиями в ядре.

На рис. 1б приведен спектр недостающей энергии при $\theta_p = 110^\circ$. В этой геометрии пик основного состояния в спектре относительно сильно подавлен; помимо наблюдавшегося под углом 147° пика при $E_{\text{miss}} = 35$ МэВ большой вклад дают переходы с $E_{\text{miss}} = 25$ МэВ / $E_B = 14,5$ МэВ/. Это значение E_B близко к энергии второго уровня ${}^5\text{He}/3/2^+$, $E_B^* = 16,7$ МэВ/.

Б. Энергетические спектры протонов

На рис. 2 представлен спектр протонов при $\theta_p = 147^\circ$ для переходов в основное и первое возбужденное состояния ${}^5\text{He}$ /собы-

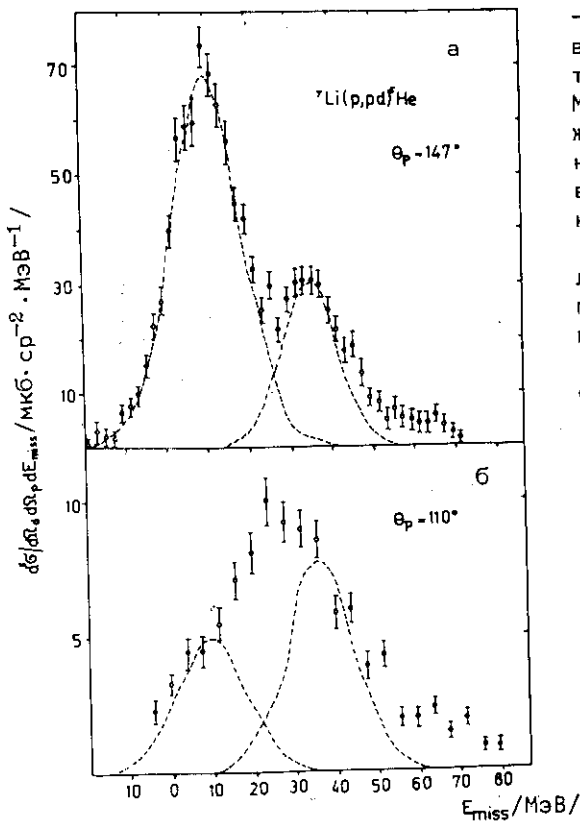


Рис. 1. а/ Спектр недостающей энергии при $\theta_p = 147^\circ$. Кривые - результаты подгонки данных гауссовыми функциями. б/ Спектр недостающей энергии при $\theta_p = 110^\circ$. Кривые - гауссовы функции рис. 1а, нормированные по высоте к экспериментальным данным.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Анализ результатов был выполнен в модели КСР. Сечение этого процесса в импульсном приближении представляется формулой

тия с недостающей энергией в интервале $-14 < E_{\text{miss}} < 10$ МэВ/. Кривая на рисунке - результат расчета по методу Монте-Карло в предположении гауссового импульсного распределения для внутриядерного движения квазидейтрона: $\rho(q) = \rho(0) \cdot \exp(-q^2/q_0^2)$. Наилучшее согласие с экспериментом получилось при $q_0 = 75 \pm 10$ МэВ/с с $\chi^2/N = 1,7 / N$ - число степеней свободы; погрешность соответствует $\chi^2/N < 3/$. При этом полная ширина распределения на полувысоте равна $q_{1/2} = 125 \pm 16$ МэВ/с, а плотность в импульсном пространстве при $q = 0$ составляет $\rho(0) = 2,4 \times 10^{-7} / \text{МэВ/с/}^{-3}$.

Ширина протонного спектра при высоких энергиях возбуждения больше его ширины в основном состоянии, что видно из рис. 3, где изображен спектр протонов в области недостающих энергий $23 < E_{\text{miss}} < 45$ МэВ. Кривая на рисунке рассчитана в предположении гауссового импульсного распределения с $q_0 = 130$ МэВ/с, при этом $q_{1/2} = 216 \pm 28$ МэВ/с и $\rho(0) = 0,6 \times 10^{-7} / \text{МэВ/с/}^{-3}$.

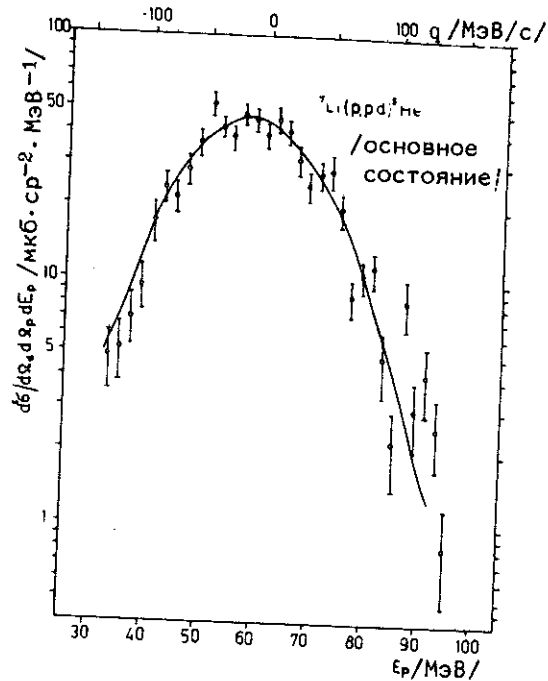


Рис. 2. Спектр протонов при $\theta_p = 147^\circ$ для переходов в основное и первое возбужденное состояния ${}^5\text{He}$. Кривая — результат моделирования при гауссовом импульсном распределении для внутриядерного движения квази-дейтрона.

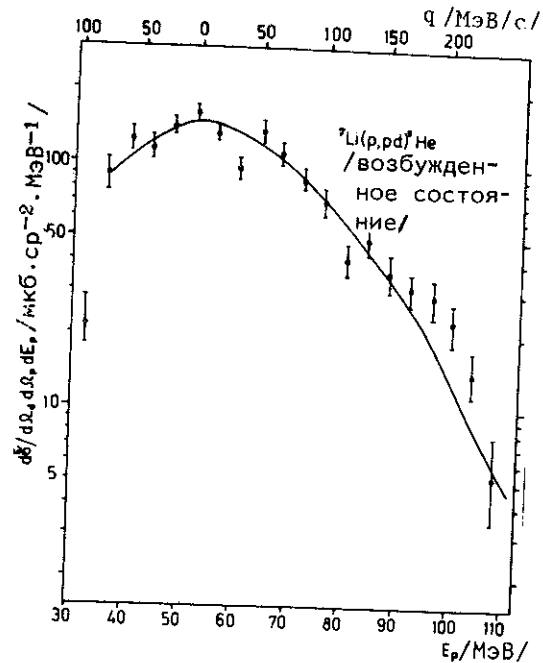


Рис. 3. Спектр протонов в области недостающих энергий $23 < E_{\text{miss}} < 45$ МэВ. Кривая рассчитана в предположении гауссового импульсного распределения с $q_0 = 130$ МэВ/с.

$$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_d d\Omega_p dE} = K \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 S_d P(q) = K \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \rho(q), \quad /2/$$

где K - кинематический фактор; $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0$ - сечение квазисвободного $p-d$ рассеяния, приблизительно равное сечению свободного $p-d$ рассеяния; S_d - спектроскопический множитель для дейтронной компоненты в конфигурации ядра-мишени, соответствующей данному состоянию остаточного ядра; $P(q)$ - искаженное импульсное распределение квазидейтрона, равное в рамках плосковолнового приближения квадрату формфактора межкластерной волновой функции $\phi(\vec{r})$, нормированной на единицу; $\rho(q) = S_d P(q)$ - плотность в импульсном пространстве.

А. Низколежащие уровни

При переходах в основное и первое возбужденное состояния ${}^5\text{He}$ /пик $E_{\text{miss}} = 9,5$ МэВ/ взаимодействие происходит с нуклонами p -оболочки в ядре ${}^7\text{Li}$, при этом α -остов остается невозбужденным. При небольших значениях q формфакторы волновых функций разного типа, описывающих s -состояние, по форме мало отличаются друг от друга, и в эксперименте можно определить лишь полуширину распределения $q_{1/2}$ и нормировочный коэффициент $\rho(q)$ ^{/11/}.

Межкластерная волновая функция квазидейтронов, образованных нуклонами p -оболочки, является суперпозицией $2s$ - и $1d$ -состояний. При этом импульсное распределение имеет вид ^{/1/}

$$P(q) = a_0 P_0(q) + a_2 P_2(q), \quad /3/$$

где

$$P_0(q) = \frac{b^3}{4\pi} \frac{6}{\sqrt{\pi}} \left\{ \left[1 - \frac{2}{3}(bq)^2 \right]^2 \exp[-(bq)^2] \right\}, \quad /4a/$$

$$P_2(q) = \frac{b^3}{4\pi} \frac{16}{15\sqrt{\pi}} (bq)^4 \exp[-(bq)^2] \quad /4б/$$

для случая гармонического осциллятора. В этих формулах $b = b_0/\sqrt{\mu}$, где b_0 - размерный параметр осцилляторного потенциала, а μ - приведенная масса системы ($d-{}^5\text{He}$). Значение функции $P_0(q)$ уменьшается в два раза при $q_{2s} = 0,532/b$. Оценка q_{2s} с помощью полуши-

рины гауссового распределения, хорошо описывающего экспериментальные данные $/q_{1/2} = 2q_{2s} = 125 \pm 16$ МэВ/с/, приводит к $b_0 = 2,05 \pm 0,25$ Фм, что находится в хорошем согласии со значением $2,02 \pm 0,06$, полученным в экспериментах по рассеянию электронов на р-оболочке ${}^7\text{Li}$ ^{12/}. Функция $P_2(q)$ имеет максимум при $q_{1D} = \sqrt{2}/b = 225$ МэВ/с, и в изучаемой при $\theta_p = 147^\circ$ области импульсов вклад $P_2(q)$ составляет несколько процентов, если отношение a_2/a_0 близко к единице в соответствии с теоретическими предсказаниями ^{1/}. При $\theta_p = 110^\circ$, то есть в области $220 < q < 280$ МэВ/с, $P_2(q) \approx 0,1 P_0(0)$, и это отражается в соответственном уменьшении сечения реакции с низким возбуждением остаточного ядра.

Спектроскопический множитель $S_d = \rho(0)/P_0(0)$ равен $1,7 \pm 0,1$, если не учитывать поглощения. Это значение больше теоретического $/S_{\text{теор.}} = 1,48$ для суммы 2s- и 1s-компонент ^{1/}, но надо отметить, что из данных при малых импульсах трудно определить спектроскопический множитель, так как высокоимпульсная часть распределений может дать существенный вклад в интегральное сечение.

Б. Высоковозбужденные состояния

Спектр недостающей энергии, полученный при угле 147° , в области энергий выше первого пика связан с возбуждением уровней ${}^5\text{He}$ около $E_V^* = 25$ МэВ. Эти уровни, имеющие структуру $s^2 p^3$ с двумя дырками в s-оболочке, были наблюдаемы в реакциях ${}^7\text{Li}(\pi^+, 2p)$ и ${}^7\text{Li}(p, {}^3\text{He})$ ^{2,4/}. Сравнение спектров возбуждения в реакциях $(\pi^+, 2p)$ на ${}^7\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}$ показывает, что высоковозбужденные уровни в ядрах ${}^5\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ имеют практически одинаковую энергию. На рис. 4 приведена зависимость отношения сечений реакций ${}^7\text{Li}(p, pd){}^5\text{He}$ и ${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$ от энергии возбуждения остаточного ядра. Обе реакции были измерены в аналогичных условиях ^{11/}. Постоянство отношения для энергий возбуждения выше 20 МэВ указывает на то, что и в реакциях (p, pd) наблюдается сходство характера возбуждения остаточных ядер.

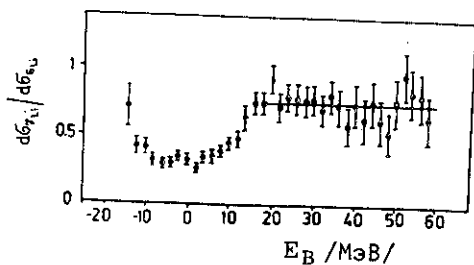


Рис. 4. Зависимость отношения сечений реакций ${}^7\text{Li}(p, pd){}^5\text{He}$ и ${}^6\text{Li}(p, pd){}^4\text{He}$ от энергии возбуждения остаточного ядра.

В области энергий возбуждения двухдырочных состояний $/25 < E_{\text{miss}} < 45$ МэВ/ энергетическое распределение хорошо описывается формулой /2/ /кривая на рис. 3/, что указывает на справедливость предположения о доминирующей роли КСР в этих переходах. Квазидейтроны на s-оболочке находятся в состоянии $1s$, при этом импульсное распределение в осцилляторном потенциале имеет гауссову форму, хорошо аппроксимирующую экспериментальные данные. Полуширина распределения $q_{1/2} = 2q_{1s} = 216 \pm 28$ МэВ/с соответствует размерному параметру $b_0 = 1,85 \pm 0,24$ фм / $q_{1s} = 0,83/b_0$ / в согласии со значением $2,05 \pm 0,25$, полученным для p-оболочки, а из экспериментального значения $\rho(0)$ спектроскопический множитель получается равным $s = 0,79 \pm 0,08$ /без учета поглощения/.

Ширина импульсного распределения квазидейтронов в s-оболочке ${}^7\text{Li}$ в пределах ошибок совпадает с соответствующими ширинами для ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^4\text{He}$, измеренными в реакциях ${}^6\text{Li}(p, pd) {}^4\text{He}^{11/}$ и ${}^4\text{He}(p, pd) {}^2\text{H}^{13/}$. Плотность распределения при нулевом импульсе в случае реакции ${}^7\text{Li}(p, pd)$ на ~25% меньше, чем в реакции ${}^6\text{Li}(p, pd)$, что отражает повышенное, по сравнению с ${}^4\text{He}$, поглощение в остаточном ядре ${}^5\text{He}$. Одинаковость характеристик процесса КСР в s-оболочках ядер ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ указывает на сходство структур s-оболочки этих ядер для двухнуклонных ассоциаций.

Высоковозбужденным состояниям отвечает значительная часть спектра недостающей энергии, измеренного под углом 110° /рис. 16/. Вклад этих переходов можно оценить путем сравнения реакций на ${}^7\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}$, имея в виду сходство характера возбуждения в ядрах ${}^5\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ выше $E_B^* \approx 20$ МэВ. На рис. 5 приведена разность сечений реакций ${}^7\text{Li}(p, pd) {}^5\text{He}$ и ${}^6\text{Li}(p, pd) {}^4\text{He}$, измеренных под углом 110° , в зависимости от E_B^* . Избыток событий в области $E_B^* = 16$ МэВ с большой вероятностью обусловлен переходами в состояние $3/2^+$ ядра ${}^5\text{He}$ при 16,7 МэВ. Этот уровень, имеющий структуру s^3p^2 , наблюдался как узкий пик в спектре от реакции подхвата

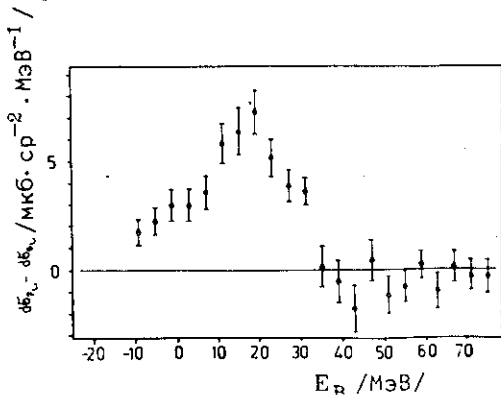


Рис. 5. Разность сечений реакций ${}^7\text{Li}(p, pd) {}^5\text{He}$ и ${}^6\text{Li}(p, pd) {}^4\text{He}$, измеренных под углом 110° , в зависимости от энергии возбуждения.

${}^7\text{Li}(p, {}^3\text{He}) {}^5\text{He}^{4/}$. Тот факт, что этот переход не был замечен в области малых импульсов $\theta_p = 147^\circ$, можно объяснить орбитальным моментом межкластерного движения квазидейтрона L для этого уровня, равным 1.

4. ВЫВОДЫ

При энергии 670 МэВ рассеяние на квазидейтронах играет основную роль в реакции ${}^7\text{Li}(p, pd) {}^5\text{He}$ при больших углах рассеяния протона. Кроме переходов в основное состояние остаточного ядра, этим механизмом обусловлены переходы с возбуждением высоколежащих уровней, представляющие квазисвободное рассеяние на квазидейтронах в s-оболочке. Импульсное распределение остаточного ядра хорошо описывается плосковолновым импульсным приближением с межкластерными волновыми функциями типа гармонического осциллятора. Значение пространственного параметра осциллятора совпадает с величиной, полученной в экспериментах по рассеянию электронов.

Спектроскопический множитель для квазидейтрона в p-оболочке существенно больше теоретического, и возникает вопрос о применимости осцилляторной волновой функции для описания межкластерного движения на этой оболочке.

Взаимодействие протонов с двумя нуклонами в s-оболочке ядра ${}^7\text{Li}$ происходит аналогично взаимодействию в ядрах ${}^4\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$. Вследствие большой ширины импульсного распределения квазидейтрона в s-оболочке ядер, т.е. наличия существенной высокоимпульсной компоненты, рассеянные назад протоны могут иметь энергию, которая существенно превышает энергию, характерную для фермиевского движения в ядрах.

Спектр недостающей энергии в области больших импульсов содержит компоненту, которая может отвечать переходам в состояние ${}^5\text{He}$ при 16,7 МэВ с конфигурацией $s^3 p^2$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Balashov V.V. et al. Nucl.Phys., 1964, 59, p. 417.
2. Charpak G. et al. Phys.Lett., 1965, 16, p. 54; Favier J. et al. Nucl.Phys., 1971, A169, p. 540.
3. Fick D. Proc. of 3rd Int.Conf. on Clustering Aspects of Nuclear Structure and Nuclear Reactions, Winnipeg, 1978, p. 326.
4. Cerny J. et al. Phys.Rev., 1966, 152, p. 950.
5. Azhgirei L.S. et al. Nucl.Phys., 1972, A195, p. 581.
6. Devins R.E. et al. Nucl.Phys., 1969, A126, p. 261; Warner R.E. et al. Nucl.Phys., 1976, A269, p. 286.

7. Ruhla C. et al. Phys.Lett., 1963, 6, p. 282.
8. Albrecht D. et al. JINR, E1-8935, Dubna, 1975.
9. Vegh L., J.Phys.G: Nucl.Phys., 1979, 5, p. L121.
10. Конц П. и др. ОИЯИ, 13-12076, Дубна, 1979; Альбрехт Д. и др. ОИЯИ, 13-80-177, Дубна, 1980.
11. Albrecht D. et al. Nucl.Phys., 1980, A338, p. 477.
12. Suelzle L.R. et al. Phys.Rev., 1967, 162, p. 992.
13. Frascaria R. et al. Phys.Rev., 1975, C12, p. 243.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 декабря 1980 года.