

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИМПУЛЬСНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДЕЙТРОНОВ В ЯДРЕ ${}^4\text{He}$ ИЗ ДАННЫХ ПО РЕАКЦИИ ${}^4\text{He}p \rightarrow pdd$ ПРИ НАЧАЛЬНОМ ИМПУЛЬСЕ ЯДРА 2,7 ГэВ/с

*В.Е.Гречко, С.М.Зомбковский, Ю.В.Королев, В.В.Соловьев, В.Ф.Туров,
М.В.Чадаева, И.В.Чувило*

*Институт теоретической и экспериментальной физики
117259 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 24 января 1994 г.

Из данных по реакции ${}^4\text{He}p \rightarrow pdd$ при начальном импульсе ядра 2,7 ГэВ/с впервые получено импульсное распределение дейтронов $\rho_{dd}(q)$ в ядре ${}^4\text{He}$ в области импульсов дейтронов-спектаторов $q < 0,3$ ГэВ/с. Экспериментальный материал получен с помощью двухметровой жидководородной пузырьковой камеры ИТЭФ. Проведен анализ критериев полюсной доминантности. Экстраполяцией ядерной вершинной функции в полюс получена нижняя граница для вершинной константы $G_{\alpha dd}^2 = (5,97 \pm 1,09)$ Фм. Экспериментальные данные сравниваются с теоретическими расчетами.

Импульсные распределения нуклонов, дейтронов, ${}^3\text{H}({}^3\text{He})$, особенно в легчайших ядрах, являются предметом интенсивного исследования в течение многих лет [1]. При сравнении эмпирических данных с теоретическими предсказаниями можно получить ценную информацию о моделях ядер, структуре реалистического нуклон-нуклонного потенциала, а также исследовать природу корреляций на малых расстояниях в ядре. Следует ожидать, что для ядра ${}^4\text{He}$ роль кварковых поправок более существенна, чем для дейтрона и трития, ввиду большей ядерной плотности ${}^4\text{He}$ [2]. Знание импульсных распределений позволяет описать сечения различных реакций ((e, e') -рассеяние, взаимодействия фотонов, адронов с ядрами, реакции малонуклонных передач – (d, t) , (d, α) и т.д.).

С целью изучения механизма реакций в малонуклонных системах при промежуточных энергиях в ИТЭФ проводятся систематические исследования с использованием ускоренных пучков ядер ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ и жидководородных пузырьковых камер в качестве мишени.

В настоящей работе впервые получены экспериментальные данные по импульсному распределению дейтронов $\rho_{dd}(q)$ в ядре ${}^4\text{He}$ при исследовании взаимодействий α -частиц с протонами на двухметровой жидководородной пузырьковой камере ИТЭФ [3]. Камера экспонировалась в сепарированном пучке α -частиц от синхротрона ИТЭФ (средний импульс в камере составил 2,7 ГэВ/с, что соответствует кинетической энергии первичных протонов в системе покоя ядра $T_p = 220$ МэВ). Методика эксперимента подробно изложена в работе [4], где приведены результаты по полным и топологическим сечениям, а также сечениям различных эксклюзивных каналов αp -взаимодействий. Полное сечение αp -взаимодействий оказалось равным $109,4 \pm 1,8$ мбн (ошибка статистическая, систематическая погрешность $\approx 3\%$).

Выделено 705 событий реакции



что соответствует сечению $4, 3 \pm 0, 1$ (стат.) мбн. Подробно методика извлечения спектральных функций из экспериментальных данных описана в наших работах [5, 6]. В полюсном приближении, которому соответствует OFS-диаграмма 1а (см. ниже), импульсное распределение $\rho_{dd}(q)$ дейтронов от виртуального распада $\alpha \rightarrow dd$ связано с дифференциальным сечением $d\sigma/dq^2$ реакции (1) следующим образом:

$$\rho_{dd}(q) = \frac{\pi^2}{m} \frac{\lambda(s, m^2, m_\alpha^2)}{\Phi(t)} \frac{d\sigma}{dq^2}, \quad (2)$$

$$\Phi(t) = \int_{\max[s_1^-(t), (m+m_d)^2]}^{s_1^+(t)} ds_1 \sigma_{el}^{pd}(s_1(t)) \lambda^{1/2}(s_1(t), m^2, m_d^2), \quad (3)$$

$$\sigma_{el}^{pd}(s_1(t)) = 2\pi \int_{-C}^C \frac{d\sigma_{el}^{pd}(s_1(t))}{d\Omega^*} d \cos \theta^*. \quad (4)$$

Здесь q – импульс дейтрона-спектратора (d_s) – дейтрона с меньшим значением импульса в системе покоя ${}^4\text{He}$; m, m_d и m_α – массы нуклона, дейтрона и ядра ${}^4\text{He}$; s и $s_1(t)$ – квадраты инвариантных масс $p^4\text{He}$ -системы и pd_F -системы в конечном состоянии (d_F – дейтрон с большим значением импульса); t – квадрат переданного 4-импульса от ядра ${}^4\text{He}$ к дейтрону-спектратору; $d\sigma_{el}^{pd}(s_1(t))/d\Omega^*$ – off-shell-сечение упругого pd -рассеяния; θ^* – угол рассеяния между первичным и вторичным протонами в с.ц.м. pd_F -системы;

$$s_1^\pm(t) = s + m_d^2 - \frac{1}{2m_\alpha^2} \{ (s + m_\alpha^2 - m^2)(m_\alpha^2 + m_d^2 - t) \mp \lambda^{1/2}(s, m_\alpha^2, m^2) \lambda^{1/2}(t, m_\alpha^2, m_d^2) \},$$

$$\lambda(x, y, z) = (x + y + z)^2 - 4yz.$$

О параметре C будет сказано несколько ниже.

Импульсное распределение дейтронов $\rho_{dd}(q)$ определяется квадратом модуля интеграла перекрытия между волновыми функциями ядра ${}^4\text{He}$ и дейтронов, просуммированным по их спиновым переменным. Оно связано с ядерной вершинной функцией (ЯВФ) $W_{dd}(q)$ [7] – амплитудой виртуального распада $\alpha \rightarrow dd$ следующим образом:

$$\rho_{dd}(q) = \frac{m_d^2}{(q^2 + \kappa_{dd}^2)^2} W_{dd}^2(q), \quad (5)$$

$$W_{dd}^2(q) = \sum_{l=0,2} |W_{dd}^{(l)}(q)|^2, \quad (6)$$

где $\kappa_{dd}^2 = m_d(\epsilon_\alpha - 2\epsilon_d)$, ϵ_α и ϵ_d – энергии связи α и d ($\kappa_{dd} = 0, 212$ ГэВ), $l = 0$ и 2 отвечают S - и D -волнам dd -системы.

Приближения, при которых получена формула (2), требуют некоторых пояснений. Дело в том, $\rho_{dd}(q)$ не является непосредственно наблюдаемой экспериментально величиной и его связь (2) с сечением реакции (1) получена в полюсном приближении, в пренебрежении вкладом D -волн, которые нарушают факторизацию вершин. Как следует из теоретических расчетов импульсного распределения дейтронов в ядре ${}^4\text{He}$ [8, 9], основанных на реалистических

волновых функциях, отношение $|W_{dd}^{(2)}(q)/W_{dd}^{(0)}(q)|$ не превышает 0,1 до $q \approx 0,2$ ГэВ/с и возрастает при $q = 0,3$ ГэВ/с до $\approx 0,3$. Для корректной оценки степени нарушения приближения факторизации (2) за счет D -волн необходимы расчеты интерференции S - и D -амплитуд $W_{dd}^{(1)}(q)$ с учетом явного выражения для амплитуды упругого pd -рассеяния, которые мы предполагаем выполнить. Как будет видно из приведенных ниже экспериментальных значений $\rho_{dd}(q)$, неопределенности, связанные с пренебрежением вкладом D -волны, находятся в пределах статистических ошибок даже при $q \approx 0,3$ ГэВ/с, так что приближение факторизации можно считать оправданным.

Сечения упругого pd -рассеяния, необходимые для определения $\rho_{dd}(q)$ в (2)–(4), параметризовались на массовой поверхности. При этом использовались как результаты фазового анализа, так и компиляции дифференциальных сечений. Off-shell-эффекты, зависящие от величины κ , для виртуального распада $\alpha \rightarrow dd$ больше, чем для распадов $\alpha \rightarrow pt(n^3\text{He})$ ($\kappa = (3m(\epsilon_\alpha - \epsilon_{<^3\text{He}>t})/2)^{1/2} = 0,167(0,144)$ ГэВ). Влияние off-shell-эффектов упругого pN -рассеяния при извлечении импульсного распределения нуклонов в ядрах ^4He , ^3He и ^3H изучалось нами в рамках модели Монгана в работах [5, 10]. Оказалось, что off-shell-эффекты в pN -амплитуде увеличивают значения $\rho(q)$ для виртуальных распадов $\alpha \rightarrow Nt(^3\text{He})$ на 10% в области $q < 85$ МэВ/с и в среднем на 30% при $85 \text{ МэВ/с} < q < 160 \text{ МэВ/с}$. Для распадов $t(^3\text{He}) \rightarrow Nd$ ($\kappa = (4m(\epsilon_{t(\tau)} - \epsilon_d)/3)^{1/2} = 8,84 \cdot 10^{-2}(8,29 \cdot 10^{-2})$ ГэВ) в области $q < 160$ МэВ/с это увеличение меньше 1%.

Для того, чтобы надежно отделить вклад диаграммы квазисвободного рассеяния с обменом дейтроном (рис.1а) от других возможных FSI-диаграмм (например, с pd_S - и $d_S d_F$ -перерассеянием в конечном состоянии), мы накладываем два ограничения:

$$\text{I. } |\cos \theta^*| < C, \quad C = 0,6,$$

$$\text{II. } q < 0,3 \text{ ГэВ/с}$$

Ограничение I уменьшает число событий до 386, а вместе с ограничением II остается 317 событий реакции (1). Как показывает анализ экспериментальных данных, исключение области $\cos \theta^* > 0,6$ позволяет значительно уменьшить долю событий с малым относительным импульсом дейтронов, а области $\cos \theta^* < -0,6$ – долю событий с малым относительным импульсом протона и дейтрона-спектатора (d_S). Таким образом, ограничение I позволяет в значительной мере уменьшить вклад области фазового пространства, где существенно взаимодействие в конечном состоянии (FSI-область). Ограничение II, с одной стороны, усиливает первое, а с другой стороны, выделяет ту область фазового пространства, где релятивистские поправки и off-shell-эффекты не должны, по нашему мнению, значительно превышать наши статистические ошибки. Рис.1б где приведено распределение по $\cos \theta^*$, наглядно иллюстрирует необходимость отбора I: в случае отсутствия деструктивной интерференции OFS- и FSI-диаграмм, дифференциальное сечение должно было бы повторять ход сечения упругого pd -рассеяния на массовой поверхности с характерными максимумами вперед и назад. Отметим, что при изменении C от 0,7 до 0,5 получаемые нами значения $\rho_{dd}(q)$ меняются в пределах статистических ошибок.

Другим, не менее важным обстоятельством, является то, что при условии I импульс d_F -дейтрона оказывается ограниченным снизу: $q(d_F) \geq 0,3$ ГэВ/с.

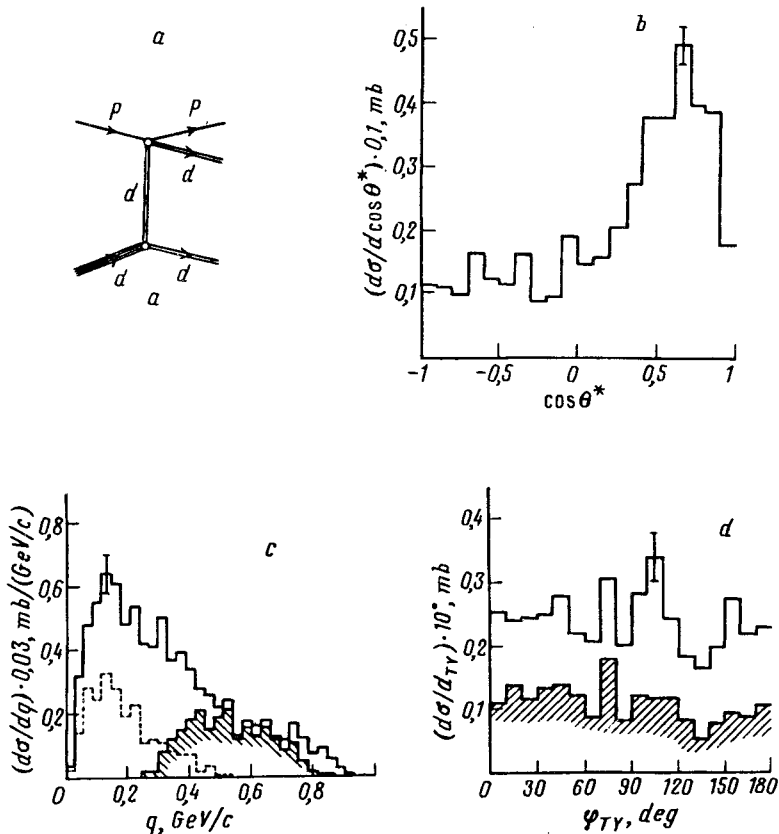


Рис.1. *a* - OFS-диаграмма; *b* - распределение по $\cos\theta^*$ в реакции (1), где θ^* - угол рассеяния протона в с.ц.м. pd_F -системы; *c* - распределение по импульсам дейтронов в реакции (1): сплошная гистограмма - все события (обе комбинации дейтронов), штриховая и заштрихованная гистограммы - распределения соответственно по импульсам d_S - и d_F -дейтронов после отбора I; *d* - распределения по углу Треймана-Янга φ_{TY} (определение см. в тексте) до (сплошная гистограмма) и после (заштрихованная гистограмма) отборов I, II

Это позволяет исключить неопределенности, связанные с тождественностью дейтронов, сделав однозначной процедуру выбора дейтрона-спектатора и тем самым вычисления $\rho_{dd}(q)$ в области $q(d_s) \leq 0,3$ ГэВ/с. На рис.1с приведены распределения по импульсу дейтронов d_S (штриховая гистограмма) и d_F (заштрихованная гистограмма) после отбора I. Сплошная гистограмма - спектр дейтронов (обе комбинации) до отборов. Видно, что положение максимума спектра для d_S -дейтронов соответствует картине квазисвободного рассеяния (OFS-области).

При отборах I, II выполняются критерии доминантности полюсного приближения, сформулированные в [11]. 1) Распределение по углу Треймана-Янга φ_{TY} , как видно из рис.1d, практически изотропно (φ_{TY} - угол между плоскостями, образованными, с одной стороны, импульсами ядра ${}^4\text{He}$ и дейтрона d_S , а с другой стороны, импульсами конечного протона и дейтрона d_F ; все импульсы берутся в системе покоя начального протона). 2) Доля событий с относительной кинетической энергией pd_S - и $d_S d_F$ -систем, меньшей 20 МэВ (когда можно ожидать значительного проявления FSI-эффекта) уменьшается

при отборе I примерно в 1,5 раза и не превышает соответственно 4,5 и 20%. 3) Основная масса событий лежит при малых углах некомпланарности: при $q \leq 0,3 \text{ ГэВ/с}$ для 75% событий он $\leq 10^\circ$ (отметим, что при $q \leq 0,16 \text{ ГэВ/с}$ такая же доля событий имеет угол некомпланарности $\leq 6^\circ$, а углу $\leq 10^\circ$ отвечает уже 93% событий). 4) Среднее значение переданного от начального к конечному протону импульса $\langle \Delta q \rangle = 0,54 \text{ ГэВ/с}$ больше, чем обратный радиус α -частицы (0,12 ГэВ/с). Все это свидетельствует о достаточно корректном отборе OFS-событий.

Наши окончательные результаты для импульсного распределения дейтронов в α -частице представлены на рис.2 (ошибки статистические). Там же приведены результаты теоретических расчетов $\rho_{dd}(q)$ для NN -потенциалов Urbana [8] (штриховая кривая) и RSCV₈ [9] (сплошная кривая). В работе R.Schiavilla и др. [8] используется вариационная волновая функция ^4He , полученная на основе реалистических гамильтонианов с учетом 3^x -нуклонных взаимодействий и S -и D -волновых состояний в ^4He . При этом удается хорошо описать статистические характеристики ядра ^4He , плотности различных физических величин для легких ядер и ядерной материи. В работах Н.Morita и др. [9,12] различные импульсные распределения в α -частице вычислялись с помощью волновых функций, полученных на основе ATMS-метода [13]. Из рис.2 видно, что теоретические расчеты [8, 9] расходятся с нашими данными.

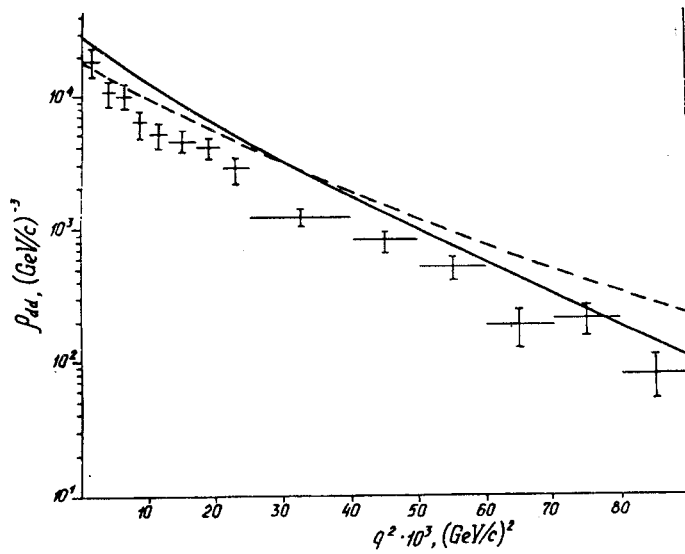


Рис.2. Импульсное распределение дейтронов $\rho_{dd}(q)$ в ядре ^4He . Точки - наши экспериментальные данные, кривые - результаты теоретических расчетов для NN -потенциалов Urbana [8] (штриховая кривая) и RSCV₈ [9] (сплошная кривая)

Мы аппроксимировали $\rho_{dd}(q)$ при $q \leq 0,3 \text{ ГэВ/с}$ функцией вида ($\chi^2/\text{DF} = 0,86$)

$$\rho_{dd}(q) = d_1 \exp(-b_1 q^2) + a_2 \exp(-b_2 q^2)$$

с параметрами

$$a_1 = (1,26 \pm 0,54) \cdot 10^4 (\text{ГэВ/с})^{-3}, \quad a_2 = (7,6 \pm 2,3) \cdot 10^3 (\text{ГэВ/с})^{-3},$$

$$b_1 = (1,91 \pm 0,95) \cdot 10^2 (\text{ГэВ/с})^{-2}, \quad b_2 = (5,26 \pm 0,56) \cdot 10^1 (\text{ГэВ/с})^{-2}.$$

При $q \leq 0,16 \text{ ГэВ/с}$ удобно пользоваться аппроксимацией вида ($\chi^2/\text{DF} = 0,85$):

$$\rho_{dd}(q) = A \exp(-Bq^2)$$

с параметрами $A = (1,45 \pm 0,25) \cdot 10^4 (\text{ГэВ}/c)^{-3}$, $B = (0,75 \pm 0,12) \cdot 10^2 (\text{ГэВ}/c)^{-2}$. Экспериментальные значения ЯВФ $W_{dd}(q)$ (см. (5)) в области $q \leq 0,16 \text{ГэВ}/c$ хорошо ложатся на прямую линию ($\chi^2/DF = 1,37$):

$$W_{dd}(q) = a_0 + a_1 q^2,$$

$$a_0 = (2,66 \pm 0,17) (\text{ГэВ}/c)^{-1/2}, \quad a_1 = -(63,32 \pm 10,46) (\text{ГэВ}/c)^{-5/2}.$$

Аппроксимация ЯВФ прямой линией в области малых q также свидетельствует о корректном отборе QFS-событий.

Экстраполируя ЯВФ $W_{dd}(q)$ при $q \leq 0,16 \text{ГэВ}/c$ в полюс при $q^2 = -\kappa_{dd}^2$, получаем значение ядерной вершинной константы (ЯВК) (в обозначениях работы [7]) $G_{\alpha dd}^2 = (5,97 \pm 1,09) \text{Фм}$. Феноменологические значения $G_{\alpha dd}^2$ характеризуются очень большим разбросом [7]. Известно, что ЯВФ в нефизической области имеет резко нелинейное поведение. Поэтому полученное нами значение — нижняя граница ЯВК. Отметим, что оно согласуется с оценкой $G_{\alpha dd}^2 = 8,6 \text{Фм}$, полученной в работе [14] для упрощенного S -волнового NN -потенциала в методе составных кварковых мешков. (Теоретическое значение, полученное при расчете с помощью уравнений Фаддеева—Якубовского для сепарабельного потенциала Ямагучи [15] при $l = s = 0$: $G_{\alpha dd}^2 = 18 \text{Фм}$.)

В заключение еще раз подчеркнем, что отбор событий с условиями I, II в эксклюзивной постановке эксперимента позволяет выделить ту область фазового пространства, где дейтронный кластер в ядре ${}^4\text{He}$ может рассматриваться как квазисвободный дейтрон. Хотя качественно ввиду сильной связанности (малого размера) ${}^4\text{He}$ ($R_c = 1,67 \pm 0,1 \text{Фм}$) и небольшой энергии связи (большого размера) свободного дейтрона ($R_c = 2,095 \pm 0,006 \text{Фм}$), вообще говоря, не очевидно, что реакция выбывания дейтронного кластера может быть описана в рамках квазиупругого механизма (см. в связи с этим обсуждение механизма реакции ${}^4\text{He}(e, e'd)^2\text{H}$ в работах [16, 17]).

Представляется интересным изучить реакцию (1) при больших начальных энергиях, что позволило бы расширить границы применимости QFS-приближения и уменьшить влияние off-shell-эффектов. В настоящее время нами проводится обработка результатов экспозиции ЖВК 2м при начальном импульсе α -частиц $5 \text{ГэВ}/c$. С теоретической точки зрения крайне желательны учет off-shell-эффектов и рассмотрение диаграмм с FSI, для того чтобы провести сравнение с экспериментальными данными по реакции (1) во всем фазовом пространстве и проверить пределы применимости импульсного приближения.

Работа частично поддержана Грантом Фонда Сороса; присужденным Американским Физическим Обществом, за что авторы выражают фонду глубокую признательность.

Один из авторов (В.В.С.) выражает благодарность проф. Х.Морита за полезную информацию о неопубликованных результатах.

-
1. O.Benhar, V.R.Pandharipande and S.C.Pieper, *Rev. Mod. Phys.* **65**, 817 (1993).
 2. Y.Akaishi, *Int. Rev. Mod. Phys.* **4**, 259 (1986).
 3. Yu.D.Aleshin, G.A.Arutyunants, V.S.Verebryusov et al., *Prib. Tekh. Eksp.* **3**, 100 (1970).
 4. S.K.Abdullin, A.V.Bliniv, I.A.Vanyushin et al., *Phys. At. Nucl.* **56**, 536 (1993).
 5. A.V.Blinov, I.A.Vanyushin, V.E.Grechko et al., *J. Phys. G.: Nucl. Phys.* **11**, 623 (1985).
 6. A.V.Blinov, I.A.Vanyushin, V.E.Grechko et al., *Yad. Fiz.* **45**, 619 (1987); *Nucl. Phys. A* **469**, 566 (1987).

7. L.D.Blokhintsev, E.I.Dolinskii and I.Borbei, *Phys. of Elem Part. and At. Nuclei* **8**, 1189 (1977).
8. R.Schiavilla, V.R.Pandharipande and R.B.Wiringa, *Nucl. Phys.* **A449**, 219 (1986).
9. H.Morita and T.Suzuki, preprint "Realistic momentum distribution of the α particle", Research Center for nuclear Physics. Osaka University, 1993, unpublished.
10. S.K.Abdullin, A.V.Blinov, I.A.Vanyushin et al., *Phys. At. Nucl.* **56**, 670 (1993).
11. V.M.Kolybasov, G.A.Leksin and I.S.Shapiro, *Usp. Fiz. Nauk* **113**, 239 (1974) [*Sov. Phys. Usp.* **17**, 381 (1974)].
12. H.Morita, Y.Akaishi and H.Tanaka, *Prog. of Theor. Phys.* **79**, 863 (1988).
13. Y.Akaishi, Cluster model and other topics (World Scientific, 1986), 261. S.Nakaichi-Maeda, Y.Akaishi and H.Tanaka, *Prog. Theor. Phys.* **64**, 1315 (1980).
14. A.G.Baryshnikov, L.D.Blokhintsev and I.M.Narodetskii, *Yad. Fiz.* **11**, 1273 (1980).
15. A.G.Baryshnikov, L.D.Blokhintsev and I.M.Narodetskii, *Pis'ma v Zh.Eksp.Teor.Fiz.* **20**, 516 (1974); *Nucl. Phys.* **A272**, 327 (1976).
16. R.Ent, H.P.Blok, van den Brand J.F.J. et al., *Phys. Rev. Lett.* **67**, 18 (1991).
17. W.Leideman, G.Orlandini and M.Traini, *Phys. Lett.* **B279**, 212 (1992).