

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

**P2-88-8**

**В.Л.Любошиц**

**УЗКИЕ ПАРНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ  
И ГЕНЕРАЦИЯ СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ  
В МОДЕЛИ ОДНОЧАСТИЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ**

Направлено в журнал "Ядерная физика"

**1988**

Узкие парные корреляции и генерация связанных состояний  
в модели одночастичных источников

В рамках единого подхода анализируются процессы образования двухчастичных связанных состояний и структура узких парных корреляций взаимодействующих частиц в непрерывном спектре энергий. Обсуждается общая связь между инклюзивными сечениями рождения составных систем и двойными инклюзивными сечениями генерации пар составляющих частиц, движущихся с близкими 4-скоростями. Рассмотрен переход к модели одночастичных источников. На основе этой модели получены квантово-механические формулы, описывающие зависимость вероятности образования дейтронов при столкновениях адронов с ядрами от пространственно-временных размеров области генерации нуклонов и параметров низкоэнергетического триплетного рассеяния нейтрона на протоне. Проведены расчеты коэффициента слияния в случае сферически-симметричного гауссовского распределения источников, а также для области генерации нуклонов, имеющей форму узкой "трубки" вдоль траектории первичного адрона в ядерном веществе.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод Л.Н.Барабаш

Narrow Pair Correlations and Bound State Generation in the Model  
of One-Particle Sources

Two-particle bound state production processes and the structure of narrow correlations in a continuous energy spectrum for interacting particles are analyzed in the framework of the united approach. A general connection between the inclusive cross sections of compound system production and the double inclusive cross sections of component particle pair generation with close 4-velocities is discussed. The transition to the model of one-particle sources is investigated. On the basis of this model, the quantum-mechanical formulae are obtained describing the dependence of the probability of deuteron production in collisions of hadrons with nuclei on space-time dimensions of the nucleon generation region and on the parameters of low-energy triplet neutron-proton scattering. The coalescence coefficient has been calculated in the case of the spherical-symmetric Gaussian distribution of sources and also for the nucleon production region which takes the form of narrow "tube" lengthways the trajectory of a primary hadron in nuclear matter.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

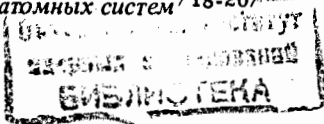
Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988

Известно, что парные корреляции частиц с малыми относительными импульсами, обусловленные эффектом тождественности и взаимодействием в конечном состоянии, содержат важную информацию о пространственно-временной картине развития множественных процессов<sup>/1-7/</sup>. Метод определения пространственно-временных размеров области множественной генерации частиц, основанный на изучении корреляционных свойств "узких пар", нашел в последнее время широкое применение в экспериментальных работах по физике высоких энергий<sup>/8-12/</sup>. В связи с этим интересно вернуться к вопросу о генерации слабо связанных двухчастичных состояний (в частности, дейтронов)<sup>\*</sup>. Такие состояния естественно рассматривать как частный случай парных корреляций взаимодействующих частиц, движущихся с одинаковыми скоростями (лоренц-факторами). Поэтому зависимость вероятности генерации связанной системы от пространственно-временных параметров и аналогичная зависимость узких парных корреляций в непрерывном спектре энергий могут быть исследованы в рамках единого подхода. Соответствующий анализ применительно к образованию дейтронов является целью настоящей работы. Обычно при описании узких парных корреляций используется модель одночастичных источников, расположенных на конечном расстоянии друг от друга<sup>/1-4/</sup>. В данной работе мы рассмотрим, к каким следствиям приводит модель одночастичных источников в случае генерации связанных состояний.

## 1. СТРУКТУРА УЗКИХ ПАРНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ И ОБРАЗОВАНИЕ СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ; ОБЩИЕ СОСТОЯНИЯ

Под узкими парными корреляциями мы понимаем корреляции двух частиц при достаточно малых, нерелятивистских значениях относительного импульса в с.ц.и. пары. Это означает, что эффективная масса системы почти совпадает с суммой масс, а в лабораторной системе отсчета рассматриваемые частицы имеют близкие 4-скорости<sup>/21/</sup> (при равных массах — близкие 4-импульсы).

<sup>\*</sup> Различные механизмы рождения дейтронов неоднократно обсуждались в литературе (см., например, <sup>/13-17/</sup>). В ряде работ исследовались также процессы образования позитрония и других атомных систем<sup>/18-20/</sup>.



В соответствии с общими принципами релятивистской квантовой теории двойное инклюзивное сечение генерации двух нетождественных частиц с массами  $m_1$  и  $m_2$  и 4-импульсами  $p_1$  и  $p_2 \approx (m_2/m_1) p_1$ , просуммированное по спиновым квантовым числам, можно представить в виде

$$d\sigma_{1,2} = \left\{ \sum_S g_S \int M_{S,P,E}(x,x') \psi_{p_1 p_2}^{(S)}(x) \psi_{p_1 p_2}^{*(S)}(x') d^4 x d^4 x' \right\} \frac{d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2}{(2\pi)^6 \gamma^2}. \quad (1)$$

Здесь  $g_S$  — статистический вес, соответствующий полному спину двухчастичной системы  $S$  ( $\sum_S g_S = 1$ );  $M_{S,P,E}(x,x') = M_{S,P,E}^*(x,x')$  —

комплексная скалярная функция относительных координат  $x = x_1 - x_2$  и  $x' = x'_1 - x'_2$ , определяющая сечение генерации невзаимодействующих

частиц, движущихся с одной и той же 4-скоростью  $u \approx \frac{p_1}{m_1} \approx \frac{p_2}{m_2}$  (см.

ниже формулу (6)) и зависящая, вообще говоря, от полного спина  $S$ , суммарного 4-импульса пары  $P = p_1 + p_2 \approx (m_1 + m_2)u$  и полной энергии  $E$  в с.ц.и. реакции;  $\gamma$  — лоренцевский фактор;  $\psi_{p_1 p_2}^{(S)}(x)$  — амплитуда Бете-Солпитера<sup>22, 23</sup>, описывающая относительное движение частиц. Если  $m_1 = m_2$ , то

$$\psi_{p_1 p_2}^{(S)}(x) = e^{-iqx} + \chi_{вз}^{(S,q)}(x), \quad (2)$$

где  $q = \frac{1}{2}(p_1 - p_2)$ ,  $qx = q_0 t - \vec{q}\vec{x}$ ,  $\chi_{вз}^{(S,q)}(x)$  — член, ответственный

за взаимодействие в конечном состоянии (интегральное представление  $\chi_{вз}^{(S,q)}(x)$  приведено в статье<sup>6</sup>). При  $m_1 \neq m_2$  4-вектор  $q$  в (2) заменяется на

$$\tilde{q} = q - P \frac{(qP)}{P^2} = q - \frac{m_1^2 - m_2^2}{2M_{12}^2} P. \quad (3)^*$$

\* Легко убедиться в том, что выполняется соотношение

$$e^{-ip_1 x_1 - ip_2 x_2} = e^{-iPR} e^{-iqx}, \quad R = \frac{(p_1 P) x_1 + (p_2 P) x_2}{P^2}.$$

Здесь  $R$  — 4-координата центра инерции, определенного по отношению к системе отсчета, в которой  $\vec{P} = 0$ <sup>24</sup>. Экспонента  $e^{-iPR}$ , очевидно, описывает свободное движение системы (1,2) как целого.

Здесь  $M_{12}$  — эффективная масса системы (1,2). В случае узких пар, когда  $M_{12} \approx m_1 + m_2$ ,

$$\tilde{q} \approx q - \frac{m_1 - m_2}{2(m_1 + m_2)} P = (u_1 - u_2) \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}, \quad u_1 = \frac{p_1}{m_1}, \quad u_2 = \frac{p_2}{m_2}.$$

В с.ц.и. рассматриваемой пары частиц  $\vec{q}_0 = 0$  (это следует из равенства  $\vec{q}P = 0$ ), а  $\vec{q} = \vec{q} \equiv \vec{k}_{12}$ . Узким парным корреляциям, очевидно, отвечают малые значения  $\vec{q}$ . Для дальнейшего анализа важно, что при таких значениях зависимость двойных инклюзивных сечений от  $\vec{q}$  определяется только амплитудами  $\psi_{p_1 p_2}^{(S)}(x)$ , а функция  $M(x, x')$  в формуле (1) не зависит от  $\vec{q}$ . Это утверждение справедливо, если основной вклад в двойное инклюзивное сечение дают конфигурации, для которых выполнены условия

$$|\vec{k}_{12}| \ll |\vec{k}_{11}|, |\vec{k}_{21}|, \quad (4)$$

где  $\vec{k}_{11}, \vec{k}_{21}$  — импульсы в с.ц.и. пар (1, i) и (2, i), соответствующих комбинациям частицы 1 и 2 с другими частицами ( $i \neq 1, i \neq 2$ ), участвующими в реакции. Действительно, в этом случае малые значения импульса  $\vec{k}_{12}$  практически не влияют на кинематику процесса, и в связи с этим функция  $M_{S,P,E}(x, x')$ , отвечающая генерации не взаимодействующих друг с другом частиц 1 и 2, нечувствительна к изменению компонент  $\vec{q}$  в окрестности нуля; зависимость от  $\vec{q}$ , — или от  $\vec{k}_{12}$ , обусловлена взаимодействием в конечном состоянии частиц 1 и 2 (а также симметризацией амплитуд  $\psi_{p_1 p_2}^{(S)}(x)$ , если эти частицы тождественны).

Инклюзивное сечение образования связанной системы (1+2) с 4-импульсом  $P$  и полным спином  $S$  при малых энергиях связи, когда

$$\sqrt{\frac{m_1 m_2 \epsilon_{св}}{m_1 + m_2}} \ll |\vec{k}_{(1+2) i}|, \quad (4')$$

описывается структурной формулой

$$d\sigma_{(1+2)} = \left\{ g_S \int M_{S,P,E}(x,x') \psi_{св}^{(S)}(x) \psi_{св}^{(S)}(x') d^4 x d^4 x' \right\} \frac{d^3 \vec{P}}{(2\pi)^3 \gamma}, \quad (5)$$

в которую входит та же функция  $M_{S,P,E}(x, x')$ , что и в соотношении (1). Нерелятивистское представление вероятности генерации дейтронов, аналогичное (5), рассматривалось в работе<sup>17</sup>.

Введем теперь двойное инклюзивное сечение рождения не взаимодействующих между собой частиц, движущихся с одинаковыми 4-ско-

ростями. Согласно (2)-(3), при отсутствии взаимодействия и  $\vec{q} = 0$  амплитуда  $\psi_{p_1 p_2}^{(S)}(\mathbf{x}) = 1$ . Подставляя это значение в (1), получаем

$$\frac{d^6 \tilde{\sigma}_{1,2}}{d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2} = \frac{1}{(2\pi)^6 \gamma^2} \sum_S g_S \int M_{S,P,E}(\mathbf{x}, \mathbf{x}') d^4 x d^4 x', \quad (6)$$

где  $p_1/m_1 = p_2/m_2 = P/(m_1 + m_2)$ . Если ввести нормированную функцию

$$\rho_{S,P,E}(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \frac{M_{S,P,E}(\mathbf{x}, \mathbf{x}')}{\int M_{S,P,E}(\mathbf{x}, \mathbf{x}') d^4 x d^4 x'}, \quad (7)$$

то с учетом (6) формулы (1) и (5) преобразуются к виду

$$\frac{d^6 \sigma_{1,2}}{d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2} = \sum_S \left\{ \int \rho_{S,P,E}(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \psi_{p_1 p_2}^{(S)}(\mathbf{x}) \psi_{p_1 p_2}^{*(S)}(\mathbf{x}') d^4 x d^4 x' \right\} \frac{d^6 \tilde{\sigma}_{1,2}^{(S)}}{d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2}, \quad (8)$$

$$\frac{d^3 \sigma_{(1+2)}}{d^3 \vec{p}} = \left\{ \int \rho_{S,P,E}(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \psi_{св}^{(S)}(\mathbf{x}) \psi_{св}^{*(S)}(\mathbf{x}') d^4 x d^4 x' \right\} (2\pi)^3 \gamma \frac{d^6 \tilde{\sigma}_{1,2}^{(S)}}{d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2}, \quad (9)$$

где

$$\frac{d^6 \tilde{\sigma}_{1,2}^{(S)}}{d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2} = g(S) \frac{d^6 \tilde{\sigma}_{1,2}^{(S)}}{d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2}. \quad (10)$$

Как уже говорилось, для узких пар зависимость двойных инклюзивных сечений от 4-вектора  $\vec{q}$ , задаваемого формулой (3), фактически полностью определяется взаимодействием в конечном состоянии. В соответствии с этим "фоновое" сечение  $d^6 \tilde{\sigma}_{1,2} / d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2$  (см. формулу (6)) следует отождествить с экспериментальным двойным инклюзивным сечением при таких, — достаточно больших, — значениях  $\vec{q}$ , при которых эффект взаимодействия в конечном состоянии исчезает.

Соотношения (8)-(9) удобно рассматривать в с.ц.и. пары (1,2) или в системе покоя связанного состояния (1+2) соответственно. Разности координат и времен излучения в этих системах отсчета связаны с лабораторными значениями  $\vec{r}$  и  $t$  преобразованиями Лоренца

$$\vec{r} = \vec{r}^* + (\gamma - 1) \vec{n} (\vec{r}^* \vec{n}) + \gamma \vec{v} t^*, \quad t = \gamma (t^* + \vec{v} \vec{r}^*), \quad (11)$$

где  $\vec{v} = \frac{\vec{P}}{P_0}$ ,  $\gamma = (1 - v^2)^{-1/2}$ ,  $\vec{n} = \frac{\vec{v}}{v}$ .

Как было показано в работе<sup>/6/</sup>, если в с.ц.и. пары (1,2) частицы движутся с нерелятивистскими скоростями, амплитуда Бете-Солпитера просто выражается через решение нерелятивистского уравнения Шредингера,  $\phi_{\vec{k}_{12}}(\vec{r}^*)$ , имеющее асимптотику плоской и рассеянной сферической волны, с помощью трехмерного интеграла

$$\psi_{p_1 p_2}(\vec{r}^*, t^*) = \int \phi_{\vec{k}_{12}}(\vec{r}) g(\vec{r}^* - \vec{r}, t^*) d^3 \vec{r}, \quad (12)$$

где  $g(\vec{r}^* - \vec{r}, 0) = \delta^3(\vec{r}^* - \vec{r})$ ,

$$g(\vec{r}^* - \vec{r}, t^*) = \frac{1}{8} \left( \frac{m}{\pi t^*} \right)^{3/2} (1-i) \exp \left[ i \left( -\frac{k_{12}^2 t^*}{2m} + \frac{|\vec{r}^* - \vec{r}|^2 m}{2t^*} \right) \right]. \quad (13)$$

При этом  $m = \frac{2m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ ,  $t^* = |t^*| + \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} t^*$ . В случае связанных состояний

$$\psi_{св}(\vec{r}^*, t^*) = \int \phi_{св}(\vec{r}) g(\vec{r}^* - \vec{r}, t^*) d^3 \vec{r}, \quad (14)$$

где  $\phi_{св}(\vec{r}^*)$  — обычная нерелятивистская волновая функция. Согласно<sup>/6/</sup>, при условии  $\frac{m r^*}{|t^*|} \gg 1$  можно пользоваться приближением "равных времен в с.ц.и.":

$$\psi_{p_1 p_2}(\vec{r}^*, t^*) = \psi_{p_1 p_2}(\vec{r}^*, 0) = \phi_{\vec{k}_{12}}(\vec{r}^*), \quad \psi_{св}(\vec{r}^*, t^*) = \psi_{св}(\vec{r}^*, 0) = \phi_{св}(\vec{r}^*). \quad (15)$$

Если при этом рассматриваемые частицы 1 и 2 рождаются на расстояниях, малых по сравнению с характерным радиусом действующих между ними сил, узкие парные корреляции и сечения генерации связанных состояний становятся уже нечувствительными к пространственно-временным параметрам<sup>/25/</sup>. В этих условиях формулы (8) и (9) с учетом (15) дают

$$\frac{d^6 \sigma_{1,2}}{d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2} = \sum_S |\phi_{\vec{k}_{12}}^{(S)}(0)|^2 \frac{d^6 \tilde{\sigma}^{(S)}}{d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2}, \quad (16)$$

$$\frac{d^3 \sigma_{(1+2)}}{d^3 \vec{p}} = (2\pi)^3 \gamma \frac{d^6 \tilde{\sigma}^{(S)}}{d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2} |\phi_{св}^{(S)}(0)|^2, \quad (17)$$

(рассматриваются связанные состояния с нулевым орбитальным моментом). Соотношение (17) лежит в основе расчета сечений рождения релятивистских атомов<sup>/18/</sup>, в частности, позитрония и системы  $(\mu^+ \mu^-)$ <sup>/19,20/</sup>

## 2. МОДЕЛЬ ОДНОЧАСТИЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Вне области применимости простых формул (16) и (17) инклюзивные сечения генерации связанных состояний, так же как и узкие парные корреляции в непрерывном спектре, являются убывающими функциями пространственно-временных размеров излучающей системы. Анализ зависимости корреляций от размеров обычно проводится в рамках модели одночастичных источников. В этой модели по сути дела используется предположение об отсутствии интерференции между вкладками разных пар пространственно-временных точек  $(x_1, x_2)$  и  $(x'_1, x'_2)$ . В духе статистических представлений такая гипотеза оправдана при больших множественностях вторичных частиц, особенно в случае столкновений адронов и ядер с ядрами. Однако вопрос о ее строгом обосновании остается открытым.

Пусть мы имеем совокупность одночастичных источников, излучающих неполяризованные частицы. В соответствии с указанной гипотезой некогерентности между различными парами точек функция  $\rho_{S,P,E}(x, x')$  в формулах (8) и (9) должна иметь структуру

$$\rho_{S,P,E}(x, x') = W_{P,E}(x) \delta^4(x - x'), \quad (18)$$

где  $W_{P,E}(x) \equiv W(\vec{r}, t)$  — нормированное на единицу распределение разности 4-координат двух источников. Учитывая, что в случае неполяризованных частиц статистический вес

$$\xi_S = \frac{2S + 1}{(2j_1 + 1)(2j_2 + 1)},$$

где  $j_1$  и  $j_2$  спины рассматриваемых частиц, находим при  $\frac{p_1}{m_1} \approx \frac{p_2}{m_2}$ :

$$\frac{d^6 \sigma_{1,2}}{d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2} = \frac{d^6 \bar{\sigma}_{1,2}}{d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2} \left( \sum_S \frac{2S + 1}{(2j_1 + 1)(2j_2 + 1)} \int W_{P,E}(x) |\psi_{p_1 p_2}^{(S)}(x)|^2 d^4 x \right). \quad (19)$$

Для сечения генерации связанного состояния получаем аналогичное выражение

$$\frac{d^3 \sigma_{(1+2)}}{d^3 \vec{p}} = (2\pi)^3 \gamma \frac{d^3 \bar{\sigma}_{12}}{d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2} \left( \frac{2S + 1}{(2j_1 + 1)(2j_2 + 1)} \int W_{P,E}(x) |\psi_{cb}^{(S)}(x)|^2 d^4 x \right). \quad (20)$$

Заметим, что для парных корреляций тождественных частиц с близкими импульсами следует провести симметризацию амплитуд Бете-Солпитера. Это дает /6, 25/

$$\frac{d^6 \sigma_{1,2}}{d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2} = \frac{d^6 \bar{\sigma}_{1,2}}{d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2} \left( \sum_S \frac{2S + 1}{2(2j + 1)^2} \int W_{P,E}(x) |\psi_{p_1 p_2}^{(S)}(x) + (-1)^S \psi_{p_1 p_2}^{(S)}(-x)|^2 d^4 x \right) \quad (21)$$

(в формуле (21)  $p_1 = p_2$ ). Если можно пренебречь взаимодействием в конечном состоянии, то  $\psi_{p_1 p_2}^{(S)}(x) = e^{-iqx}$ , и мы приходим к интерференционным корреляциям Копылова — Подгорецкого, представляющим собой чистый эффект бозе- или ферми-статистики /1-4, 6/.

$$\frac{d^6 \sigma_{1,2}}{d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2} = R_{1,2}(q) \frac{d^6 \bar{\sigma}_{12}}{d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2}, \quad (22)$$

где

$$R_{1,2}(q) = 1 + \frac{(-1)^{2j}}{2j + 1} \int W_{P,E}(x) \cos(2qx) d^4 x, \quad (23)$$

$q = \frac{1}{2}(p_1 - p_2)$  — полуразность 4-импульсов.

Возвращаясь к соотношениям (19) и (20), рассмотрим коэффициенты при фоновом сечении соответственно в с.и. пары (1,2) и в системе покоя связанного состояния. В приближении "равных времен" (15) имеем

$$\frac{d^6 \sigma_{12}}{d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2} = \frac{d^6 \bar{\sigma}_{12}}{d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2} \left( \sum_S \frac{2S + 1}{(2j_1 + 1)(2j_2 + 1)} \int \bar{W}_{P,E}(\vec{r}^*) |\phi_{k_{12}}^{(S)}(\vec{r}^*)|^2 d^3 \vec{r}^* \right), \quad (24)$$

$$\frac{d^3 \sigma_{(1+2)}^{(S)}}{d^3 \vec{p}} = (2\pi)^3 \gamma \frac{d^6 \bar{\sigma}_{12}}{d^3 \vec{p}_1 d^3 \vec{p}_2} \left( \frac{2S + 1}{(2j_1 + 1)(2j_2 + 1)} \int \bar{W}_{P,E}(\vec{r}^*) |\phi_{cb}^{(S)}(\vec{r}^*)|^2 d^3 \vec{r}^* \right), \quad (25)$$

где

$$\bar{W}_{P,E}(\vec{r}^*) = \int W_{P,E}(\vec{r}^* + (\gamma - 1)\vec{n}(\vec{r}^* \cdot \vec{n}) + \gamma \vec{v} t^*, \gamma(t^* + \vec{v} \cdot \vec{r}^*)) dt^*. \quad (26)$$

В формуле (26) функция 4-мерного распределения относительных координат  $W_{P,E}(x) \equiv W_{P,E}(\vec{r}, t)$ , аргументы которой заданы в лабораторной системе отсчета, интегрируется по разности времен  $t^*$  в с.и. пары  $(\vec{r}$  и  $t$  связаны с  $\vec{r}^*$  и  $t^*$  преобразованиями Лоренца (11)).

### 3. ИНКЛЮЗИВНОЕ РОЖДЕНИЕ ДЕЙТРОНОВ И КОРРЕЛЯЦИИ ПРОТОНА И НЕЙТРОНА С БЛИЗКИМИ ИМПУЛЬСАМИ

Перейдем к вопросу о генерации дейтронов при столкновениях адронов и ядер с ядрами. Предположим сначала, что характерные расстояния между протоном и нейтроном малы по сравнению с "эффективным радиусом взаимодействия"  $d = 1,7$  фм, определяющим низкоэнергетическое рассеяние нейтрона на протоне<sup>/26-29/</sup>. Тогда из соотношений (16) и (17) непосредственно следует, что инклюзивное сечение рождения дейтронов пропорционально двойному инклюзивному сечению пар нейтрон-протон с малыми относительными импульсами, образующихся в триплетном состоянии (полный спин  $S = 1$ ):

$$\frac{d^3 \sigma_d}{d^3 \vec{p}_d} = (2\pi)^3 \gamma \left| \frac{\phi_d(0)}{\phi_{\vec{k}_{np}}^{(S=1)}(0)} \right|^2 \frac{d^6 \sigma_{np}^{(S=1)}}{d^3 \vec{p}_n d^3 \vec{p}_p} \quad (27)$$

Здесь  $p_n \approx p_p \approx P_d/2$ ,  $\phi_d(\vec{r}^*)$  — волновая функция дейтрона, нормированная на единицу,  $\phi_{\vec{k}_{np}}^{(S=1)}(\vec{r}^*)$  — волновая функция системы  $np$  в непрерывном спектре, описывающая рассеяние нейтрона на протоне в триплетном состоянии при импульсе  $\vec{k}_{np}$  в с.ц.и.; по определению  $d^6 \sigma_{np}^{(S=1)}/d^3 \vec{p}_p d^3 \vec{p}_n = g_S d^6 \sigma_{np}/d^3 \vec{p}_p d^3 \vec{p}_n$ .

(если нуклоны неполяризованы,  $g_S = 3/4$ ).

Существенно, что с учетом малой энергии связи нуклонов в дейтроне результат (27) имеет более широкую область применимости, чем формулы (16) и (17). Как было показано в работе<sup>/13/</sup>, если  $|\vec{r}^*| < \frac{1}{|\vec{k}_{np}|}$  и  $|\vec{r}^*| < \rho$ , где  $\rho = 1/\sqrt{m\epsilon_{св}} = 4,31$  фм — радиус дейтрона, отношение  $\phi_d(\vec{r}^*)/\phi_{\vec{k}_{np}}^{(S=1)}(\vec{r}^*)$  слабо зависит от  $\vec{r}^*$ , и его можно оценить, сопоставляя известные выражения для волновых функций вне области действия ядерных сил<sup>/27, 29/</sup>:

$$\phi_d(\vec{r}^*) = \frac{1}{\sqrt{2\pi(\rho-d)}} \frac{e^{-r^*/\rho}}{r^*} \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi(\rho-d)}} \frac{\rho - r^*}{\rho r^*}, \quad (28)$$

$$\phi_{\vec{k}_{np}}^{(S=1)}(\vec{r}^*) = 1 + \frac{f_t(k_{np})}{r^*}, \quad k_{np} = |\vec{k}_{np}|, \quad r^* = |\vec{r}^*|, \quad (29)$$

где  $f_t$  — амплитуда триплетного  $S$ -волнового рассеяния нейтрона на протоне. При малых  $k$  в приближении эффективного радиуса<sup>/27-29/</sup>

$$f_t(k) = a_t \left(1 - ikd_t + \frac{1}{2} k^2 da_t\right)^{-1}, \quad (30)$$

$$a_t = -\rho / \left(1 - \frac{1}{2} \frac{d}{\rho}\right), \quad (31)$$

где  $a_t$  — триплетная длина пр-рассеяния ( $a_t = -5,36$  фм). В результате с точностью до членов порядка  $k_{np} r^*$  и  $\frac{r^* d}{\rho^2}$  мы можем написать

$$\left| \frac{\psi_d^{(S=1)}(x)}{\psi_{p_n p_p}^{(S=1)}(x)} \right|^2 = \left| \frac{\phi_d(\vec{r}^*)}{\phi_{\vec{k}_{12}}^{(S=1)}(r^*)} \right|^2 = \frac{1}{2\pi(\rho-d) |f_t(k_{np})|^2} \quad (32)$$

С учетом (32) из общих соотношений (8) и (9) следует равенство

$$\frac{d^3 \sigma_d}{d^3 \vec{P}_d} = \frac{4\pi^2 \gamma}{(\rho-d) |f_t(k_{np})|^2} \frac{d^6 \sigma_{np}^{(S=1)}}{d^3 \vec{p}_n d^3 \vec{p}_p} \quad (33)$$

Здесь  $p_n \approx p_p \approx \frac{1}{2} P_d$ . В частности, если двойное инклюзивное сечение рассматривается при  $k_{np} = 0$  (импульсы протона и нейтрона строго одинаковы), получаем

$$\frac{d^3 \sigma_d(P_d)}{d^3 \vec{P}_d} = K \gamma \frac{d^6 \sigma_{np}^{(S=1)}\left(\frac{P_d}{2}, \frac{P_d}{2}\right)}{d^3 \vec{p}_p d^3 \vec{p}_n}, \quad (34)$$

где в силу (30) и (31)

$$K = \frac{4\pi^2}{(\rho-d) a_t^2} = \frac{4\pi^2}{\rho^2} \left(1 + \frac{1}{4} \frac{d^2}{\rho(\rho-d)}\right). \quad (35)$$

Численное значение коэффициента  $K$  равно  $0,52 \text{ фм}^{-3}$ . Подчеркнем безмодельный характер соотношений (33)-(35) в области их применимости\*.

Заметим, что в формуле (33) сечение  $d^6 \sigma_{np}/d^3 \vec{p}_p d^3 \vec{p}_n$  включает эффект взаимодействия протона и нейтрона с близкими импульсами. В связи с этим в рассматриваемом приближении коэффициент при фоновом сечении в соотношении (9) можно представить в виде произведения

\* Впервые связь между сечениями образования дейтрона и сечением образования свободных нуклонов с параллельными спинами была установлена Мигдалом<sup>/13/</sup> для пар реакций  $pp \rightarrow pp\pi^+$  и  $d\pi^+$ ,  $pn \rightarrow pn\pi^0$  и  $d\pi^0$ ,  $pd \rightarrow pnp$  и  $dp$ . Обобщение на случай инклюзивных процессов содержится в работе Анисовича и др.<sup>/30/</sup>, в которой использовался диаграммный метод; формула (33) настоящей работы эквивалентна соотношениям (2)-(3) статьи<sup>/30/</sup>.

$$\chi = \gamma K R_{np}^{(S=1)} \quad (36)$$

где  $R_{np} = 1 + B_{np}^{(S=1)}$ ,  $B_{np}^{(S=1)}$  — корреляционная функция пары  $np$  при разности импульсов  $q = 0$  и полном спине  $S = 1$  (см. <sup>6,7/</sup>). При достаточно больших размерах области генерации ( $\langle r^2 \rangle^{1/2} \geq \rho$ ) равенство (36) нарушается. Согласно (25)-(26), в рамках модели неполяризованных одночастичных источников

$$\frac{d^3 \sigma_d}{d^3 \vec{p}_d} = \gamma \chi_0 \frac{d^6 \bar{\sigma}_{np}}{d^3 \vec{p}_p d^3 \vec{p}_n} \quad (37)$$

где

$$\chi_0 = \frac{3}{4} (2\pi)^3 \int W_{p,E}(\vec{r}^*) |\phi_d(\vec{r}^*)|^2 d^3 \vec{r}^* \quad (38)$$

(если выполняется равенство (35), то  $\chi_0 = KR_{np}$ ). Подчеркнем, что роль различных механизмов (слияние, подхват, прямое образование нуклонных пар) отражается только на фоновом сечении  $d^6 \bar{\sigma} / d^3 \vec{p}_p d^3 \vec{p}_n$ . Мы можем написать

$$\frac{d^6 \bar{\sigma}_{np}}{d^3 \vec{p}_n d^3 \vec{p}_p} = Q_{np} \frac{1}{\sigma_{неупр}} \frac{d^3 \sigma(p)}{d^3 \vec{p}_p} \frac{d^3 \sigma(n)}{d^3 \vec{p}_n} \quad (39)$$

где  $Q_{np}$  — коэффициент, описывающий "широкие корреляции" <sup>16/</sup>, не связанные с взаимодействием в конечном состоянии. При отсутствии таких корреляций ( $Q_{np} = 1$ ) соотношение (37), дополненное формулой (39), соответствует модели коалесценции (слияния) <sup>14-16/</sup>. В рамках этой модели коэффициент  $\chi_0$ , имеющий размерность обратного объема, отождествляется с коэффициентом "слияния" <sup>15-16/</sup>. В дальнейшем, в соответствии с соотношениями (37)-(38), мы будем употреблять для  $\chi_0$  термин "коэффициент слияния" в более широком смысле, вне связи с обычной моделью коалесценции.

#### 4. ФОРМУЛЫ ДЛЯ ВЕРОЯТНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ ДЕЙТРОНОВ

##### а) Объемное распределение источников

В случае сферически-симметричной гауссовской формы области генерации распределение расстояний между источниками в системе покоя дейтрона имеет вид <sup>6,7/</sup>:

$$\tilde{W}(\vec{r}^*) = \frac{1}{8\pi^{3/2} r_0^2 \gamma (r_0^2 + v^2 r_0^2)^{1/2}} \exp\left(-\frac{\vec{r}_\perp^{*2}}{4r_0^2} - \frac{r_\parallel^{*2}}{4\gamma^2 (r_0^2 + v^2 r_0^2)}\right) \quad (40)$$

где  $\vec{r}_\perp^*$  и  $r_\parallel^*$  — перпендикулярная и параллельная компоненты вектора  $\vec{r}^*$  по отношению к импульсу дейтрона  $\vec{P}$ . Среднеквадратичный радиус области испускания связан с параметром  $r_0$  соотношением  $r_{СКВ} = \sqrt{3} r_0$ , а под  $r_0$  понимается среднеквадратичное время излучения. Если область генерации совпадает с объемом ядра (по-видимому, это справедливо для достаточно медленных дейтронов), то  $r_{СКВ} = \sqrt{3/5} R$ , где  $R$  — радиус ядра. Таким образом, с радиусом ядра следует сравнивать величину

$$\tilde{R} = \sqrt{5} r_0 \quad (41)$$

При очень больших размерах области генерации ( $\tilde{R} \gg \rho/2$ ) формула (38) с учетом (40) дает

$$\chi_0 = \frac{3}{4} (2\pi)^3 \tilde{W}(0) = \frac{3}{4} \frac{(5\pi)^{3/2}}{\gamma \tilde{R}^2 (\tilde{R}^2 + 5v^2 r_0^2)^{1/2}} \quad (42)$$

Подчеркнем, что в данном приближении результат вообще не зависит от конкретного вида волновой функции дейтрона (и параметров  $p$  - рассеяния), остается только зависимость от параметризации распределения  $\tilde{W}$ . Для реальных размеров точность формулы (42) невысока (даже при  $\tilde{R} = 10$  фм соответствующее значение  $\chi_0$  завышено примерно на 10%, см. ниже).

Более точные расчеты могут быть проведены при условии  $\tilde{R} \gg \frac{d}{2}$  в рамках теории эффективного радиуса <sup>26-28/</sup> подобно тому, как это было сделано для корреляционных функций нуклонов в работах <sup>6,7,25/</sup> (аналогичный подход использовался ранее в статьях <sup>31,32/</sup>). В этом случае коэффициент слияния  $\chi_0$  выражается через пространственно-временные характеристики области генерации и параметры  $\rho$  и  $d$ , определяющие низкоэнергетическое  $p$ -рассеяние. Действительно, правильное асимптотическое поведение волновой функции дейтрона вне действия ядерных сил описывается формулой (28). Из условия нормировки  $\int (\phi_d(r))^2 d^3 \vec{r} = 1$  следует равенство

$$\int [(\tilde{\phi}_d(r))^2 - (\phi_d(r))^2] d^3 \vec{r} = \frac{d}{\rho - d} \quad (43)$$

где  $\phi_d(r)$  — истинная волновая функция дейтрона, а  $\tilde{\phi}_d(r)$  — асимптотическое выражение (28). Поскольку интеграл в (43) сходится на расстояниях порядка  $d/2$ , при  $\tilde{R} \gg (d/2)$  с учетом (38) и (43) получаем приближенную формулу



$$\chi_0 = \frac{3}{4} \frac{(2\pi)^3}{\rho - d} \left\{ \frac{1}{2\pi} \int \tilde{W}(\vec{r}^*) \frac{e^{-\frac{2r^*}{\rho}}}{r^{*2}} d^3 \vec{r}^* - d \tilde{W}(0) \right\}. \quad (44)$$

Используя (40) и (41), получаем

$$\chi_0 = \frac{15\pi^2}{\gamma \tilde{R} (\tilde{R}^2 + 5v^2 r_0^2)^{1/2} (\rho - d)} \left\{ \int_0^1 \frac{dx}{\sqrt{1-bx^2}} L\left(\frac{2\tilde{R}}{\sqrt{5\rho}\sqrt{1-bx^2}}\right) - \frac{\sqrt{5}d}{2\sqrt{\pi}\tilde{R}} \right\}, \quad (45)$$

где

$$b = \frac{v^2 (\tilde{R}^2 + 5r_0^2)}{\tilde{R}^2 + 5v^2 r_0^2}, \quad L(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{z^2} \int_z^\infty e^{-y^2} dy. \quad (46)$$

При  $v^2 \ll 1$  и  $v r_0 \ll (\tilde{R}/\sqrt{5})$  параметр  $b \ll 1$ , и тогда с учетом численных значений  $\rho$  и  $d$  мы можем написать

$$\chi_0 = \frac{28}{\tilde{R}^2} [L(0,207 \tilde{R}) - 1,07 \frac{1}{\tilde{R}}], \quad (47)$$

где  $\tilde{R}$  выражается в фм, а  $\chi_0$  — в фм<sup>-3</sup>. Легко видеть, что коэффициент  $\chi_0$  уменьшается при увеличении радиуса  $\tilde{R}$ .

Подчеркнем, что формулы (44)-(47) не зависят от конкретного вида волновой функции дейтрона на малых расстояниях, который до сих пор неизвестен. В пределах своей применимости они описывают чистый эффект зависимости вероятности рождения дейтронов от пространственно-временных размеров области множественной генерации нуклонов и могут быть использованы при обработке экспериментальных данных. Значения  $\chi_0$ , вычисленные по формуле (47), оказываются заниженными по сравнению с результатами расчетов с волновой функцией Хьюлтена<sup>133/</sup>, имеющей правильную асимптотику (28). При  $\tilde{R} = 3,5$  фм разница составляет около 10%, но она быстро уменьшается с увеличением размеров, и уже при  $\tilde{R} = 4,5$  фм не превышает 3% (ситуация здесь такая же, как и в случае корреляционной функции нуклонов с близкими импульсами, см. формулу (21) статьи<sup>16/</sup>). В то же время при  $\tilde{R} \leq 2,5$  фм соотношения (44)-(47) заведомо неприменимы. В этом случае результат целиком определяется поведением  $\phi_d(\vec{r})$  в области действия ядерных сил и чувствителен к форме потенциала взаимодействия протона и нейтрона<sup>125/</sup>.

При использовании в качестве волновой функции дейтрона функции Хьюлтена

$$\phi_d(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi(\rho-d)}} \frac{e^{-\frac{r}{\rho}} - e^{-\frac{\alpha r}{\rho}}}{r}, \quad (48)$$

(здесь  $\alpha = 6,26^*$ ) выражение для коэффициента слияния принимает вид (45) с заменой

$$\frac{\sqrt{5}d}{2\sqrt{\pi}\tilde{R}} \rightarrow \int_0^1 \frac{dx}{\sqrt{1-bx^2}} \left[ 2L\left(\frac{(1+a)\tilde{R}}{\sqrt{5\rho}\sqrt{1-bx^2}}\right) - L\left(\frac{2a\tilde{R}}{\sqrt{5\rho}\sqrt{1-bx^2}}\right) \right]. \quad (49)$$

При  $\gamma = 1$ ,  $v r_0 \ll \tilde{R}/\sqrt{5}$  получаем численную формулу, аналогичную (47):

$$\chi_0 = \frac{28}{\tilde{R}^2} [L(0,21 \tilde{R}) + L(1,3 \tilde{R}) - 2L(0,75 \tilde{R})]. \quad (50)$$

Значения коэффициентов  $\chi_0$  и  $\zeta = \frac{2}{m_N} \chi_0^{**}$ , вычисленные с помощью (50), приведены в таблице:

Таблица

$\tilde{R}$ , фм	$\chi_0$ , фм <sup>-3</sup>	$10^3 \zeta$ , (ГэВ/с) <sup>-2</sup>
1	4,22	68,8
1,5	2,46	40
2	1,71	28
2,5	1,06	17,3
3	0,74	12,1
3,5	0,54	8,8
4	0,4	6,5
4,5	0,3	4,9
5	0,23	3,8
5,5	0,187	3
6	0,15	2,4
10	0,04	0,65

\* Значение  $\alpha$  определяется из условия нормировки, которое приводит к уравнению

$$\frac{4}{\alpha+1} - \frac{1}{\alpha} = \frac{d}{\rho} = 0,395.$$

\*\* Из соотношений (37)-(39) следует связь между релятивистски-инвариантными структурными функциями дейтрона и нуклонов<sup>116/</sup>

$$f_d(\vec{P}_d) = \zeta Q_{np} f_p\left(\frac{\vec{P}_d}{2}\right) f_n\left(\frac{\vec{P}_d}{2}\right),$$

где  $f(\vec{p}) = E(\vec{p}) \frac{d^3 \sigma}{d^3 \vec{p}}$ ,  $\zeta = \frac{2}{m_N} \chi_0$ ,  $m_N$  — масса нуклона.

При больших  $z$  функция  $L(z) \approx \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{z}$ . Если заменить этим выражением оба члена в правой части (49), мы приходим к результату (45), а если произвести указанную замену еще и в первом члене (45), то получим предельное соотношение (42). При этом численная формула последовательно переходит в (47) и асимптотическую формулу  $\chi_0 = 46,6/\bar{R}^3$ , следующую из (42) при  $\gamma = 1, v r_0 \ll R/\sqrt{5}$ .

б) Модель коррелированной трубки

В ряде работ экспериментально наблюдался эффект усиления узких парных корреляций вторичных нуклонов с ростом их импульсов (см. /34-35/). Такое усиление должно, очевидно, сопровождаться увеличением относительного выхода дейтронов. Причиной данного эффекта может служить уменьшение поперечных размеров области генерации при переходе от испарительных нуклонов к быстрым нуклонам с импульсами  $0,5 \div 1$  ГэВ/с, связанное с заметным увеличением длины свободного пробега вторичных нуклонов в ядерном веществе при увеличении их импульсов /36/. При этом пространственно-временную картину вылета нуклонов можно представить следующим образом: налетающий адрон, движущийся через ядерное вещество со скоростью  $u \approx c$ , последовательно выбивает нуклоны из узкой "трубки", прилегающей к его траектории. Указанный механизм приводит к характерной угловой зависимости как узких парных корреляций нуклонов с малыми относительными импульсами, так и вероятности образования дейтронов /36,16/. В то же время, согласно формулам (45)-(47), соответствующим сферически-симметричному объемному распределению источников, коэффициент слияния не зависит от угла вылета дейтронов. По-видимому, эти соотношения относятся к дейтронам низких энергий, а затем при повышении энергий происходит смена режима.

Следуя работам /18,38/, мы рассмотрим идеализированную модель бесконечно тонкой трубки, в рамках которой расстояние между вылетевшими нуклонами и разница во времени их испускания строго коррелированы:

$$\vec{r} = \vec{u}t.$$

Тогда с учетом преобразований Лоренца в с.ц.и. пары нуклонов (т.е. в системе покоя дейтрона)

$$\vec{r}^* = r\vec{g}, \quad \vec{g} = \gamma \left( \cos \theta - \frac{v}{u} \right) \vec{n} + \vec{m} - \vec{n} \cos \theta. \quad (51)$$

Здесь  $v$  — скорость дейтрона в лабораторной системе отсчета,  $\gamma = (1 - v^2)^{-1/2}$ ,  $\vec{n} = (\vec{v}/v)$  и  $\vec{m} = (\vec{u}/u)$  — единичные векторы в направлениях импульса дейтрона и импульса первичного адрона соответственно,  $\theta$  — угол между  $\vec{m}$  и  $\vec{n}$ . Отсюда расстояние между нуклонами в их с.ц.и.

$$r^* = rg(\theta), \quad g(\theta) = |\vec{g}| = [\sin^2 \theta + \gamma^2 \left( \cos \theta - \frac{v}{u} \right)^2]^{1/2}. \quad (52)$$

Предположим, что трубка имеет длину  $\ell$ , а вероятность выбивания нуклонов из всех участков трубки одинакова. В системе покоя дейтрона трубка ориентирована вдоль вектора  $\vec{g}$ , а ее длина равна  $\ell q(\theta)$ . В соответствии с этим нормированное на единицу распределение расстояний между нуклонами в их с.ц.и. будет иметь вид

$$\tilde{W}(\vec{r}^*) = \frac{2}{\ell q(\theta)} \left( 1 - \frac{r^*}{\ell q(\theta)} \right) \delta^2(\vec{r}_1^*), \quad (53)$$

где значения  $r^*$  заключены в интервале  $0 \leq r^* \leq \ell q(\theta)$ ,  $\vec{r}_1^*$  — компонента  $\vec{r}^*$ , перпендикулярная вектору  $\vec{g}$ . Подставляя (53) в формулу (38), находим, что в рассматриваемой модели коэффициент  $\chi_0(\ell, \theta)$ , определяющий в соответствии с (37) инклюзивное сечение образования дейтронов, описывается формулой

$$\chi_0(\ell, \theta) = \frac{12\pi^3}{\ell q(\theta)} \int_0^{\ell q(\theta)} (\phi_d(r^*))^2 \left( 1 - \frac{r^*}{\ell q(\theta)} \right) dr^*. \quad (54)$$

В пределе  $\ell q(\theta) \gg \rho$ , где, как и прежде,  $\rho = 1/\sqrt{m \epsilon_{cb}}$  — радиус дейтрона,

$$\chi_0(\ell, \theta) = \frac{3\pi^2}{\ell q(\theta)} \left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle_d, \quad (55)$$

где  $\left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle_d = 4\pi \int_0^\infty (\phi_d(r))^2 dr$ . Этот результат согласуется с угловой зависимостью и А-зависимостью ( $\chi_0 \sim A^{-1/3}$ ), указанными и наблюдавшимися экспериментально в работе Гаврилова и др. /16/. Согласно (55), коэффициент асимметрии вперед-назад

$$\frac{\chi_0(\ell, \theta) - \chi_0(\ell, \pi)}{\chi_0(\ell, 0) + \chi_0(\ell, \pi)} = \frac{v}{u}. \quad (56)$$

При столкновении адрона со сферическим ядром радиуса  $R$  длина трубки, "вырезаемой" адроном, зависит от прицельного параметра  $b$ :

$$\ell = 2\sqrt{R^2 - b^2}.$$

Усредняя (54) по прицельному параметру, находим

$$\bar{\chi}_0 = \frac{12\pi^3}{q(\theta)\pi R^2} \int_0^R \frac{2\pi b db}{2\sqrt{R^2 - b^2}} \int_0^{\sqrt{R^2 - b^2}q(\theta)} (\phi_d(r))^2 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{r}{\sqrt{R^2 - b^2}q(\theta)}\right) dr.$$

Введем переменную  $z = 2\sqrt{R^2 - b^2}q(\theta)$ . Тогда

$$\bar{\chi}_0 = \frac{12\pi^3}{q(\theta)R^2} \int_0^{2Rq(\theta)} \frac{dz}{2q(\theta)} \int_0^z (\phi_d(r))^2 \left(1 - \frac{r}{z}\right) dr.$$

После интегрирования по частям получаем окончательно

$$\bar{\chi}_0 = \frac{12\pi^3}{q(\theta)R} \int_0^{2Rq(\theta)} (\phi_d(r))^2 \left(1 - \frac{r}{2Rq(\theta)} - \frac{r}{2Rq(\theta)} \ln \frac{2Rq(\theta)}{r}\right) dr. \quad (57)$$

В случае тяжелых ядер можно пользоваться приближением  $2Rq(\theta) \gg \rho$ , и тогда

$$\bar{\chi}_0 = \frac{3\pi^2}{q(\theta)R} \left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle_d. \quad (58)$$

Подчеркнем, что интеграл (57) и величина  $\left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle_d$  определяются, в основном, поведением волновой функции дейтрона на малых расстояниях, в области действия ядерных сил. Поэтому в рамках модели коррелированной трубки должно выполняться соотношение (36), согласно которому  $\chi_0 = KR_{np}^{(S=1)}$ . При этом, в отличие от результатов (44)-(45), в рассматриваемой модели коэффициент слияния весьма чувствителен к форме потенциала взаимодействия, описывающего данные по низкоэнергетическому пр-рассеянию. Действительно, для хьюлтеновской волновой функции (см. (48)) элементарный расчет дает

$$\left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle_d^{(1)} = \frac{4}{\rho(\rho-d)} \left( a \ln \frac{2a}{1+a} - \ln \frac{1+a}{2} \right) \approx 0,74 \text{ фм}^{-2} \quad (59)$$

(здесь по-прежнему  $\rho = 4,31$  фм,  $d = 1,7$  фм,  $a = 6,26$ ). Если же использовать волновую функцию дейтрона, соответствующую потенциалу в форме сферической прямоугольной ямы\*, можно написать приближенное равенство

\* В этом случае с учетом асимптотического соотношения (28) и непрерывности волновой функции имеем

$$\phi_d(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi(\rho-d)}} e^{-r/\rho} / r, \quad r \geq a; \quad \phi_d(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi(\rho-d)}} e^{-a/\rho} \frac{\sin Qr}{r \sin Qa}, \quad r \leq a,$$

где параметры  $a$  и  $Q$  определяются из условий нормировки и непрерывности производной. Формула (60) отвечает приближению  $a \approx d$ ,  $Q \approx (\pi/2d)$ .

$$\left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle_d^{(2)} = \frac{2}{\rho(\rho-d)} e^{-\frac{2d}{\rho}} \left[ \text{Ei}\left(-\frac{2d}{\rho}\right) + \frac{\pi\rho}{2d} \text{Si}(\pi) \right] = 0,325 \text{ фм}^{-2}. \quad (60)$$

Отсюда, с учетом (58), при больших  $R$  получаем значения коэффициента слияния

$$\chi_0^{-(1)} \approx \frac{22}{q(\theta)R} \text{ фм}^{-3}, \quad \chi_0^{-(2)} = \frac{9,6}{q(\theta)R} \text{ фм}^{-3}, \quad (61)$$

отличающиеся друг от друга более чем в два раза. Вместе с тем при одинаковых линейных размерах (т.е. для одних и тех же ядер) эти значения на порядок величины больше вычисленных по формулам (44)-(47) и (50) для объемного распределения источников (см. таблицу). Это, конечно, связано с тем, что мы рассматриваем бесконечно тонкую трубку. Такое приближение справедливо при поперечных размерах, меньших 1 фм. Если перейти к достаточно широкой трубке, сохранив связь  $r_{\parallel} = ut$  между разностью продольных координат и разностью времен излучения, величина коэффициента слияния уменьшится в несколько раз. При этом изменится и угловая зависимость коэффициента слияния. Существенно, однако, что для трубки конечного радиуса угловая асимметрия вперед-назад по-прежнему равна  $(v/u)$  (см. формулу (56)), отличие от зависимости  $(q(\theta))^{-1}$  относится к углам, не равным 0 и  $\pi$ . Более подробное рассмотрение этого вопроса выходит за рамки настоящей работы.

Автор выражает глубокую благодарность М.И.Подгорецкому за интерес к работе и ценные советы, а также В.Б.Гаврилову, Р.Ледницкому, В.Б.Любимову и С.Мрувчинскому за полезное обсуждение отдельных вопросов, затронутых в работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. Ядерная физика, 1972, т.15, с.392.
2. Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. Ядерная физика, 1973, т.18, с.656; Ядерная физика, 1974, т.19, с.434.
3. Kopylov G.I. - Phys.Lett., 1974, v.50B, p.412.
4. Cocconi G. - Phys.Lett., 1974, v.49B, p.459.
5. Koonin S.E. - Phys.Lett., 1977, v.70B, p.43.
6. Ледницки Р., Любошиц В.Л. - Ядерная физика, 1982, т.35, с.1316.
7. Любошиц В.Л. - Ядерная физика, 1985, т.41, с.820.
8. Akkeson G.T. et al. - Phys.Lett., 1987, v.197B, p.420.
9. Arneodo M. et al. - Z.Phys., 1986, v.32C, p.1.
10. Beavis D. et al. - Phys.Rev., 1986, v.34C, p.420.
11. Bayukov Yu.D. et al. - Phys.Lett., 1987, v.189B, p.291.

12. Agakishiev C.N. et al. – *Z.Phys.*, 1987, v.327A, p.443.
13. Миздал А.Б. – *ЖЭТФ*, 1955, т.28, с.10.
14. Schwarzschild A., Zupancic C. – *Phys.Rev.*, 1963, v.29, p.854.
15. Sato H., Yazaki K. – *Phys.Lett.*, 1981, v.98B, p.153.
16. Гаврилов В.Б., Корниенко Н.Л., Лексин Г.А., Семенов С.В. - *Ядерная физика*, 1985, т.41, с.843; *Z.Phys.*, 1986, v.324A, p.75.
17. Mrowczynski S. – *J.Phys.G.: Nuclear Phys.*, 1987, v.13, p.1089.
18. Неменов Л.Л. - *Ядерная физика*, 1985, т.41, с.980.
19. Olsen H.A. – *Phys.Rev.*, 1986, v.33D, p.2033.
20. Любошиц В.Л. *Ядерная физика*, 1987, т.45, с.1099.
21. Балдин А.М. - *ДАН СССР*, 1975, т.222, с.1064.
22. Швебер С., Бете Г., Гофман Ф. *Мезоны и поля. М.: ИИЛ*, 1957, т.1., гл. 25, п.6.
23. Guylassy M., Kauffman S.K., Wilson L.W. – *Phys.Rev.*, 1979, v.20C, p.2267.
24. Широков Ю.М. - *ЖЭТФ*, 1951, т.21, с.748.
25. Gmitro M., Kvasil J., Lednický R., Lyuboshitz V.L. – *Czech.J.Phys.*, 1986, v.36B, p.1281.
26. Ландау Л.Д., Смородинский Я.А. - *ЖЭТФ*, 1944, т.14, с.269.
27. Смородинский Я.А. - *ДАН СССР*, 1948, т.60, с.217.
28. Bethe H.A. – *Phys.Rev.*, 1949, v.76, с.38.
29. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Квантовая механика. М.: Наука*, 1974, п.133.
30. Анисович В.В., Дахно Л.Г., Макаров М.М. *Ядерная физика*, 1980, т.32, с.1521.
31. Балдин А.М. - *ЖЭТФ*, 1960, т.38, с.579.
32. Балдин А.М. В сб.: *Труды ФИАН СССР, М.: Изд. АН СССР*, 1963, с.3-36.
33. Хюльтен Л., Сугавара М. В кн.: *Строение атомного ядра. М.: ИИЛ*, 1959, ч.1, гл. 4, п.13.
34. Азимов С.А. и др. *Ядерная физика*, 1983, т.38, с.1461; *Phys.Rev.*, 1984, v.29D, p.1304.
35. Bartke J. et al. – *Z.Phys.*, 1986, v.324A, p.471.
36. Аллабердин М.Л., Ледницки Р., Любошиц В.Л., Юдашев Б.С. *ОИЯИ, P2-86-731, Дубна*, 1986; *Ядерная физика*, 1987, т.46, с.1785.

Рукопись поступила в издательский отдел  
6 января 1988 года.