

РЕЗОНАНСНЫЕ ОСОБЕННОСТИ В ДВУХНУКЛОННОЙ СИСТЕМЕ,  
ОБРАЗУЮЩЕЙСЯ В  $p$ - ${}^4\text{He}$  ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

М.Г.Долидзе\*, Г.И.Лыкасов

Анализируется спектр эффективных масс  $m_{pp}$  двух протонов, образующихся в процессе  $p^4\text{He} \rightarrow nppd$ . Показано, что в рамках модели однопионного обмена можно объяснить наблюдаемый на опыте резонансно-подобный пик в спектре при  $m_{pp} \approx 2,02$  ГэВ/с<sup>2</sup> лишь в предположении, что амплитуда поглощения виртуального  $\pi$ -мезона дейтроном имеет особенность на пороге реакции  $\pi d \rightarrow NN$ . Обсуждается также механизм образования второго пика в  $m_{pp}$ -спектре при  $m_{pp} \approx 2,14$  ГэВ/с<sup>2</sup> и связь рассмотренных резонансно-подобных особенностей с возможным проявлением дибарионных состояний.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Resonance Singularities in the Two-Nucleon  
System Produced in  $p$ - ${}^4\text{He}$  Interaction

M.G.Dolidze, G.I.Lykasov

The spectrum of effective masses  $m_{pp}$  of two protons produced in the  $p^4\text{He} \rightarrow nppd$  process is analysed. It is shown that the maximum at  $m_{pp} \approx 2.02$  Gev/c<sup>2</sup> can appear in this spectrum due to the one pion exchange mechanism if to suppose that the amplitude of the virtual  $\pi$ -meson absorption on deuteron has the singularity near the threshold of  $\pi d \rightarrow NN$  reaction. The mechanism of the second maximum formation at  $m_{pp} \approx 2.14$  Gev/c<sup>2</sup> in the  $m_{pp}$ -spectrum and the connection of the considered resonance maxima with the possible dibaryon resonance states are discussed.

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

Поиск дибарионных резонансов в последнее время стал одной из актуальных проблем в физике промежуточных и высоких энергий. Анализ  $N$ - $N$  взаимодействий и сравнение с имеющимися экспериментальными данными пока не дает полных ос-

---

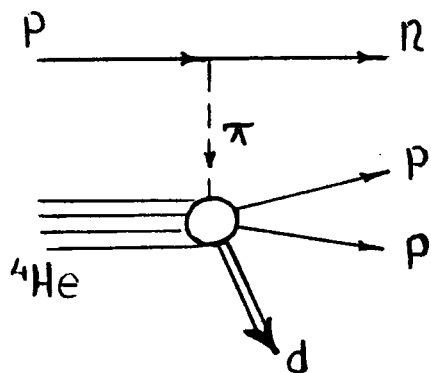
\* Тбилисский государственный университет

нований утверждать, что существуют дибарионные резонансы<sup>/1/</sup>. В адрон-ядерных процессах обнаружение таких состояний, казалось бы, затруднено более сложным характером взаимодействия адрона с ядром по сравнению с N-N столкновением. Тем не менее, появились экспериментальные данные<sup>/2-9/</sup>, указывающие на то, что в спектре масс двух нуклонов  $m_{NN}$ , образующихся в адрон-ядерных реакциях, имеются резонансно-подобные особенности, в частности в d-p и  $\alpha$ -p соударениях - при  $m_{NN} \approx 2,02 \div 2,04$  ГэВ/с<sup>2</sup> и  $m_{NN} \approx 2,14 \div 2,16$  ГэВ/с<sup>2</sup> с ширинами  $\Gamma_1 = 30 \div 50$  МэВ/с<sup>2</sup> и  $\Gamma_2 = 60 \div 80$  МэВ/с<sup>2</sup><sup>/5,6,9/</sup>. Особенность при  $m_{NN} = 2,14 \div 2,16$  ГэВ/с<sup>2</sup> находится вблизи порога образования  $\Delta$ -изобары в промежуточном состоянии, поэтому есть возможность интерпретировать этот пик без гипотезы о дибарионных резонансах. Однако при более глубоком анализе этих особенностей возникает ряд затруднений для однозначного их объяснения.

В настоящей работе на примере реакции  $p\alpha \rightarrow pppd$ , где наблюдались вышеуказанные резонансно-подобные пики в  $m_{pp}$ -спектре, исследуются возможные причины их проявления.

Как было показано для процесса  $pd \rightarrow ppp$ <sup>/9,10/</sup>, в случае когда нейтрон - самая быстрая из конечных частиц, диаграмма однопионного обмена дает наибольший вклад в  $m_{NN}$ -спектр при  $m_{NN} \approx 2,12 \div 2,18$  ГэВ/с<sup>2</sup>, что связывалось с образованием  $\Delta$ -изобары в промежуточном состоянии<sup>/10-12/</sup>. Для обсуждаемой реакции  $p\alpha \rightarrow pppd$  диаграмма однопионного обмена приведена на рис.1. Если нейтрон - самая быстрая частица /только в этом случае наблюдалась резонансно-подобная форма  $m_{pp}$ -спектра/, описание процесса в однопионном приближении, изображенном на рис.1, вполне применимо<sup>/13,14/</sup>. Ограничившись анализом спектра при  $m_{pp} < 2,5$  ГэВ/с<sup>2</sup>, обменом векторными мезонами можно пренебречь из-за их малого вклада<sup>/14/</sup>.

Вычисление диаграммы рис.1 аналогично расчету подобной



диаграммы для реакции  $pd \rightarrow ppp$ , которая подробно анализировалась в работах<sup>/9,10/</sup>. Поэтому, опуская промежуточные выкладки, приведем окончательное выражение для вклада в  $m_{pp}$ -спектр, обусловленное диаграммой рис.1:

Рис.1. Диаграмма однопионного обмена для реакции  $p\alpha \rightarrow pppd$ .

$$\frac{d\sigma_{p\alpha}^{(1)}}{dm_{pp}} = \frac{g^2 m_{pp}^2}{\pi M_\alpha p_0^2} q_\pi^{\text{on}} \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} \Sigma(m_{pp}, t) \phi(t) dt \times$$

$$\times \int_{p_{d \min}}^{p_{d \max}} p_d^2 |\Psi_\alpha(p_d)|^2 \frac{dp_d}{E_d}, \quad /1/$$

где введены следующие обозначения:  $\phi(t) = \frac{t(F_\pi(t))^2}{(t + \mu^2)^2}$ ;

$F_\pi(t)$  - формфактор, учитывающий немассовость  $\pi$ -мезона,

$$\Sigma(m_{pp}, t) = \frac{1}{(2\pi)^2 4q_\pi^{\text{on}} m_{pp}} \int \frac{d^3 p_2 d^3 p_3}{4E_2 E_3} \times$$

$$\times |f_{\pi d \rightarrow NN}^{\text{off}}|^2 \delta^{(4)}(p_{23} - p_2 - p_3); \quad /2/$$

$q_\pi$  - импульс промежуточного  $\pi$ -мезона в с.ц.м.  $\pi-d$ ;  $f_{\pi d \rightarrow NN}^{\text{on}}$  - амплитуда процесса  $\pi d \rightarrow NN$ , значки on и off здесь и в дальнейшем означают, что  $\pi$ -мезон находится на энергетической и внеэнергетической поверхностях соответственно;  $\Psi_\alpha$  - волновая функция  $\alpha$ -частицы,  $M_\alpha$  - ее масса,  $g^2/4\pi = 14,7$ .

Если предположить, что амплитуды процесса  $\pi d \rightarrow NN$  с реальным и виртуальным  $\pi$ -мезоном совпадают, т.е.  $f_{\pi d \rightarrow NN}^{\text{off}} = f_{\pi d \rightarrow NN}^{\text{on}}$ , то выражение /2/ для  $\Sigma$  превратится в формулу для сечения  $\sigma_{\pi d \rightarrow NN}(m_{NN})$  реального процесса  $\pi d \rightarrow NN$ .

Однако в действительности  $f_{\pi d \rightarrow NN}^{\text{off}} \neq f_{\pi d \rightarrow NN}^{\text{on}}$ . Процедура перехода от амплитуды  $f_{\pi d \rightarrow \pi d}^{\text{off}}$  к амплитуде  $f_{\pi d \rightarrow NN}^{\text{on}}$  разработана лишь для упругих  $\pi-N$  и  $\pi-d$  рассеяний /15,16/.  $f_{\pi d}^{\text{off}}$  представляется в следующем факторизованном виде:

$$f_{\pi d \rightarrow \pi d}^{\text{off}} = G(q_\pi^{\text{on}}, q_\pi^{\text{off}}) f_{\pi d \rightarrow \pi d}^{\text{on}}, \quad \text{где } G(q_\pi^{\text{on}}, q_\pi^{\text{off}}) -$$

- слабо меняющаяся функция, не имеющая никаких особенностей. Если предположить, что для неупругого процесса  $\pi d \rightarrow \pi NN$  имеется аналогичная связь между амплитудами, т.е.

$$f_{\pi d \rightarrow NN}^{\text{off}} = G(q_\pi^{\text{on}}, q_\pi^{\text{off}}) f_{\pi d \rightarrow NN}^{\text{on}}, \quad \text{то вместо /1/ получаем}$$

$$\frac{d\sigma_{p\alpha}^{(1)}}{dm_{pp}} \approx \frac{g^2 m_{pp}^2}{\pi M_\alpha p_0^2} q_\pi^{\text{on}} \sigma_{\pi d}(E_\pi(t_{\min}; m_{pp})) I, \quad /3/$$

где

$$I = \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} \phi(t) G(q_{\pi}^{\text{on}}, q_{\pi}^{\text{off}}) dt \int_{p_{d \min}}^{p_{d \max}} p_d^2 |\Psi_{\alpha}(p_d)|^2 \frac{dp_d}{E_d} .$$

Из выражения /3/ теперь видно, что поведение вклада  $d\sigma^{(1)}/dm_{pp}$ , в основном, определяется поведением сечения  $\sigma_{\pi d}(m_{NN})$ , которое имеет резонансный вид, связанный с образованием  $\Delta$ -изобары в промежуточном состоянии, при  $m_{NN} \approx 2,16 \text{ ГэВ}/c^2/11/$  и при  $q_{\pi}^{\text{on}} \rightarrow 0$  ведет себя как  $1/v_{\pi} = E_{\pi}/q_{\pi}^{\text{on}}/11/$ , где  $v_{\pi}, \mu$  - скорость и масса  $\pi$ -мезона,  $m$  - масса нуклона. Тогда из /3/ видно, что при  $m_{NN} \rightarrow 2m + \mu$   $d\sigma_{pa}^{(1)}/dm_{pp}$  не имеет резонансного поведения, что наблюдается экспериментально /6/. Такое поведение можно получить, если предположить, что амплитуда  $f_{\pi d \rightarrow NN}^{\text{off}}$  имеет особенность на пороге, т.е. при  $q_{\pi}^{\text{on}} \rightarrow 0$ , или, что то же самое, при  $m_{NN} \rightarrow 2m + \mu$ . Например, если  $f_{\pi d \rightarrow NN}^{\text{off}}$  и  $f_{\pi d \rightarrow NN}^{\text{on}}$  будут связаны друг с другом:

$$f_{\pi d \rightarrow NN} = \left( \frac{q_{\pi}^{\text{off}}}{q_{\pi}^{\text{on}}} \right)^{1/2} G(q_{\pi}^{\text{on}}, q_{\pi}^{\text{off}}) f_{\pi d \rightarrow NN}^{\text{on}} , \quad /4/$$

то, подставляя /4/ в /1/, получим вместо /3/ выражение

$$\frac{d\sigma_{pa}^{(1)}}{dm_{pp}} \approx \frac{g^2 m_{pp}^2}{\pi M_{\alpha} p_0^2} \sigma_{\pi d} \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} q_{\pi}^{\text{off}} \phi(t) G^2 dt \int_{p_{d \min}}^{p_{d \max}} |p_d|^2 |\Psi_{\alpha}(p_d)|^2 \frac{dp_d}{E_d} , \quad /5/$$

отличающееся от /3/ только заменой  $q_{\pi}^{\text{on}}$  на  $q_{\pi}^{\text{off}}$ .

Поскольку  $q_{\pi}^{\text{off}} \neq q_{\pi}^{\text{on}}$ , т.к.

$$q_{\pi}^{\text{off}} = \frac{M_d}{\sqrt{S_{\pi d}^{\text{off}}}} \left[ \left( \frac{4m^2 + m_{NN}^2 - t}{4m} \right)^2 - m_{NN}^2 \right]^{1/2} ;$$

$$q_{\pi}^{\text{on}} = \frac{M_d}{\sqrt{S_{\pi d}^{\text{on}}}} \left[ \left( \frac{m_{NN}^2 - 4m^2 - \mu^2}{4m} \right)^2 - \mu^2 \right]^{1/2}$$

/здесь  $S_{\pi d}$  - квадрат суммы энергий  $\pi$ -мезона и дейтрона в их с.ц.м.;  $t = q_{\pi}^2$ ;  $q_{\pi}$  - четырехимпульс виртуального  $\pi$ -мезона /, то при  $m_{NN} \rightarrow 2m + \mu$ , когда  $\sigma_{\pi d} \rightarrow E_{\pi}/q_{\pi}^{\text{on}}$ , спектр  $d\sigma^{(1)}/dm_{pp}$ , определяемый выражением /5/, будет вести себя резонансно-подобным образом, что подтверждают численные расчеты.

На рис.2 представлены результаты вычисления  $d\sigma^{(1)}/dm_{pp}$  по /3/ и по /5/ с формфакторами  $F_{\pi} = \left( 1 - \frac{t}{a\mu^2} \right)^{-1}$

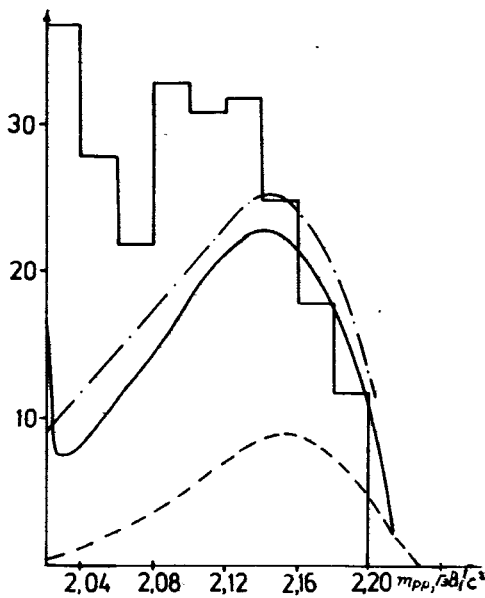


Рис.2. Спектр  $d\sigma^{(1)}/dm_{pp}$  в зависимости от  $m_{pp}$ . Сплошная кривая - результаты расчета по /5/ с  $a=18$ ; штриховая кривая - расчет по /3/ с  $a=18$ ; штрихпунктирная - расчет по /3/ с формфактором  $F_{\pi}(t) = 1$ ; гистограмма - экспериментальные данные /6/ при  $P_0 = 2,2 \text{ ГэВ}/c^2$ .

из /12-14/ и  $G(q_{\pi}^{on}, q_{\pi}^{off})$  /15,16/

Из рис.2. видно, что, не вводя пороговой особенности в поведении амплитуды поглощения виртуального  $\pi$ -мезона дейтроном, невозможно описать пик в  $m_{pp}$ -спектре, экспериментально наблюдаемый при  $m_{pp} = 2,02 \text{ ГэВ}/c^2$  /6/, в рамках однопионного приближения /рис.1/.

Чтобы рассчитать  $m_{pp}$ -спектр и при  $m_{pp} < 2,02 \text{ ГэВ}/c^2$ , учтем, как и в /9,10/, также и треугольные диаграммы рис.3.

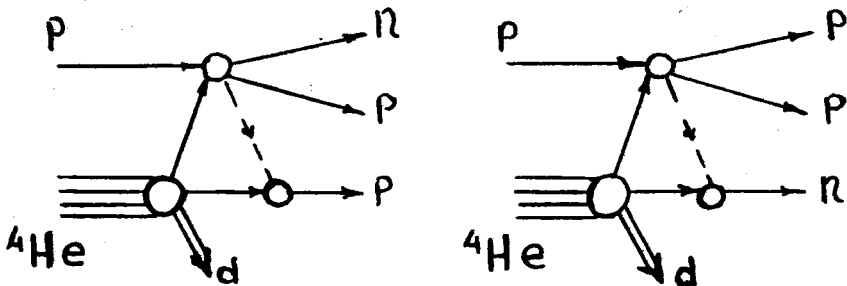


Рис.3. Треугольные диаграммы с промежуточным  $\pi$ -мезоном для реакции  $p\alpha \rightarrow pppd$ .

Кроме того, в  $m_{pp}$ -спектр будут давать вклад диаграммы однократного /рис.4а/ и двукратного /рис.4б/ N-N соударений. Другой поправочный процесс, рождение  $\pi$ -мезона в первом N-N столкновении и дальнейшее его взаимодействие с  $[pn]$ -парой, типа  $\pi[pn] \rightarrow NN$ , дает, по нашим оценкам, пренебрежимый вклад в исследуемый  $m_{pp}$ -спектр.

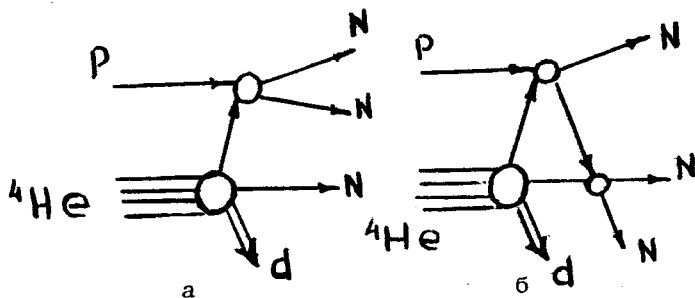


Рис.4. Диаграммы однократного /а/ и двукратно-го /б/ N-N столкновений.

Расчет диаграммы рис.3 проводился аналогичным образом, как и для процесса  $pd \rightarrow ppp$ , который подробно исследовался в /6,10/, поэтому приведем здесь лишь окончательные численные результаты.

Диаграммы рис.4 вычислялись в рамках глауберовского приближения, процедура их расчета, правда, для  $p-d$  реакции с развалом дейтрона подробно приведена в работе /17/.

На рис.5 представлены результаты расчета  $m_{pp}$ -спектра процесса  $pa \rightarrow nppd$  с учетом всех диаграмм рис.1,3,4. При этом вклад  $d\sigma^{(1)}/dm_{pp}$  от диаграммы рис.1 однопионного обмена рассчитывался по формуле /5/ в предположении, что амплитуда  $f_{\pi d \rightarrow NN}^{off}$  процесса поглощения виртуального  $\pi$ -мезона дейтроном имеет особенность при  $m_{pp} \rightarrow 2m + \mu$ , /см.Ф-лу /4//.

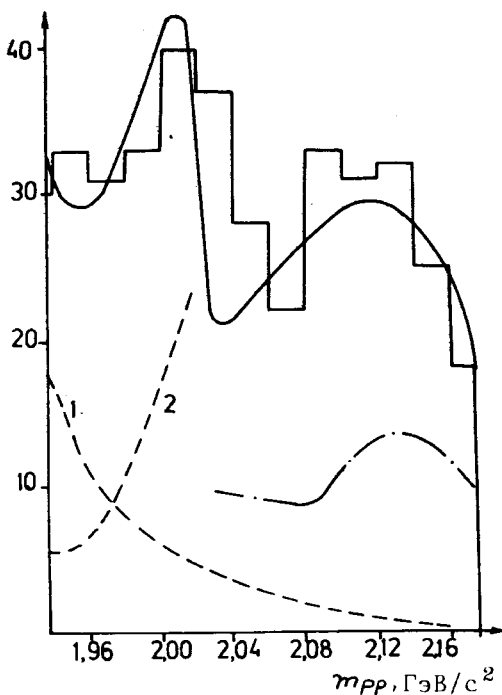


Рис.5. Спектр эффективных масс  $m_{pp}$  двух протонов. Сплошная кривая - результаты расчета с учетом всех диаграмм рис.1,3,4; диаграмма рис.1 рассчитывалась по /5/ с  $a=18$ . Штрихпунктирная - с учетом диаграмм рис.1,4, но диаграмма рис.1 вычислялась по /3/ с  $a=18$ . Кривые: 1 - вклад рис.1; 2 - вклад рис.2. Гистограмма - экспериментальные данные /6/ при  $P_0 = 2,2$  ГэВ/с<sup>2</sup>.

Из рис.5 и 2 также видно, что основным вклад в спектр дают диаграммы рис.1 и рис.3 с промежуточным внеэнергетическим  $\pi$ -мезоном, при этом формфактор  $F_{\pi} = (1 - \frac{t}{a\mu^2})^{-1}$

выбирался одним и тем же, как для рис.1, так и для рис.3,  $a=18$  /12,13/. Резонансно-подобное поведение  $m_{pp}$ -спектра при  $m_{pp} \approx 2,14$  ГэВ/с<sup>2</sup> качественно можно объяснить образованием  $\Delta^{++}$ -изобары в промежуточном состоянии при поглощении  $\pi^+$ -мезона дейтроном ( $\pi^+d \rightarrow pp$ ) /9-11/. Однако количественное удовлетворительное согласие с экспериментальными данными достигается, как видно из рис.5, только при введении особенности в  $f_{\pi^+d \rightarrow pp}^{off}$  на пороге реакции  $\pi^+d \rightarrow pp$ .

Если же предположить, что существует квазисвязанное N-N состояние при  $m_{NN} \approx 2,02$  ГэВ/с<sup>2</sup>, т.е. что волновая функция двух конечных нуклонов имеет резонансный брейт-вигнеровский вид, то амплитуда поглощения промежуточного  $\pi$ -мезона /см.рис.1/ тоже должна иметь особенность при данном значении  $m_{NN}$ , т.е. на пороге реакции  $\pi d \rightarrow NN$ .

Таким образом, двухпиковую структуру  $m_{pp}$ -спектра процесса  $pa \rightarrow pppd$ , наблюдаемую экспериментально, можно описать, используя модель однопионного обмена, только при наличии пороговой особенности амплитуды  $f_{\pi d \rightarrow NN}^{off}$  поглощения  $\pi$ -мезона дейтроном, что, по-видимому, связано с существованием двухнуклонного квазисвязанного состояния. Такой же вывод следует и из анализа  $p-d$  взаимодействия с развалом дейтрона /9/.

С другой стороны, сравнение результатов расчета с экспериментальными данными о  $m_{NN}$ -спектре дает нам дополнительную, нетривиальную информацию о немассовых эффектах процесса поглощения виртуального  $\pi$ -мезона дейтронами.

В заключение следует отметить, что несомненный интерес представляет экспериментальное исследование поляризационных характеристик двух нуклонов, образующихся в адрон-ядерных взаимодействиях, в обсуждаемой выше области эффективных масс  $m_{NN}$ , что поможет более полно раскрыть проблему дибарионных резонансов.

Авторы признательны Л.И.Лapidусу, Г.З.Обранту, М.Х.Ханхасаеву за полезные советы, а также В.В.Глаголеву, Й.Урбану и М.С.Ниорадзе за плодотворные обсуждения.

#### *Литература*

1. Макаров М.М. УФН, 1982, т.136, № 2, с.185; ЭЧАЯ, 1984, т.15, № 5, с.491.
2. Азимов С.А и др. Препринт 27-84-ФВЭ, Ташкент, 1984.

3. Байрамов А.А. и др. ОИЯИ, P1-83-207, Дубна, 1983.
4. Агакишев Г.М. и др. ОИЯИ, P1-84-103, Дубна, 1984.
5. Glagolev V.V. et al. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 5-84, Дубна, 1984, с.13.
6. Зелинский П. и др. ЯФ, 1984, т.40, с.482.  
Glagolev V.V. et al. Z.Ph., 1984, vol.317A, p.335.
7. Tatischeff V. et al. Phys.Rev.Lett. 1984, v.52, p.2022.
8. Андреев В.П. и др. ЯФ, 1985, т.42, с.1420.
9. Dolidze M.G. et al. JINR, E1-86-58, Дубна, 1986.
10. Дolidзе М.Г. и др. ОИЯИ, P2-84-831, Дубна, 1984.
11. Richard Serre C. et al. Nucl.Phys. 1970, vol.B20, p.413.
12. Brack M. et al. Nucl.Phys. 1977, vol.A287, p.425.
13. Wolf G. Phys.Rev. 1969, vol.182, p.1538.
14. Barry George W.W. Ann.Phys. 1972, vol.73, No.2, p.482.
15. Thomas A.W. Nucl.Phys. 1976, vol.A258, p.417.
16. Landau R.H., Thomas A.W. Nucl.Phys. 1978, vol.A302, p.461.
17. Bradamante F. et al. Nucl.Phys. 1971, vol.B28, p.349.

Рукопись поступила 18 марта 1986 года.