

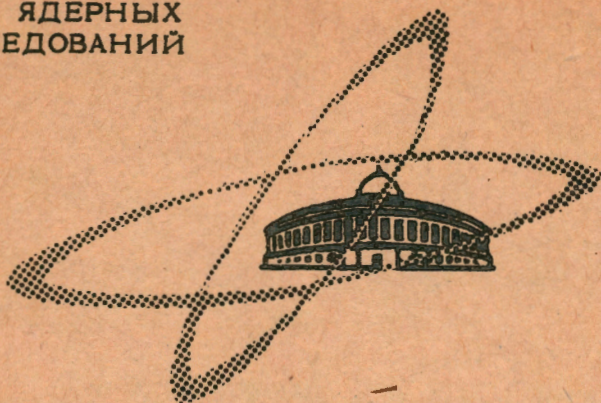
5496

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

P2 - 5496



Б.З. Копелиович, И.К. Поташникова

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ВКЛАД ОБМЕННОГО МЕХАНИЗМА
В РАССЕЯНИЕ ПРОТОНОВ НАЗАД
НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ

И РЕАКЦИЯ $d + {}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^3\text{H}$

1970

P2 - 5496

Б.З. Копелиович, И.К. Поташникова

ВКЛАД ОБМЕННОГО МЕХАНИЗМА
В РАССЕЯНИЕ ПРОТОНОВ НАЗАД
НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ
И РЕАКЦИЯ $d + {}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^3\text{H}$

Направлено в ЯФ

SUMMARY

In first section of this paper the role of the exchange mechanism in the backward scattering of protons on light nuclei is discussed. The corresponding simplest diagrams for ${}^4\text{He}$ and ${}^3\text{He}$ are shown on Figs.1 and 3. Our consideration has been restricted by this type of diagrams.

The ${}^4\text{He}$ wave function has been used in parametrisation (3) taken from ref. /13/ for calculating the vertices on diagram 1. All parameters were fixed from data on elastic electron - ${}^4\text{He}$ scattering. The results of calculations for dependence of P - ${}^4\text{He}$ backward scattering cross section on proton kinetic energy T_p in lab. system are shown in Fig.2. Experimental points are taken from ref. /1/. One can see the peculiar dip at $T_p = 200$ MeV. The angle distribution has pik in the backward direction and is shown in Fig.5 for $T_p = 665$ MeV.

For the wave function of ${}^3\text{He}$ parametrisation (8), analogous to ${}^4\text{He}$, can be taken. However, parameters c and δ^* are not known because of the lack of data on elastic electron - ${}^3\text{He}$ scattering at large momentum transferred. Data on P - ${}^3\text{He}$ backward scattering are also very poor. So, we can only evaluate parameter δ^* , taking $c=1$ (the cross section is not sensible to c). Two possible values are $\delta^* = 0.3$ and 0.03 . The corresponding graphs are shown on Fig. 4.

Since numerical agreement, obtained for ${}^4\text{He}$, does not yet prove the dominance of the pole diagrams, another confirmations are needed. Such confirmation would be, of course, the existence of dips in the energy dependence of P - ${}^4\text{He}$ and P - ${}^3\text{He}$ backward cross sections. From isotopic invariance it follows also that for the pole diagrams cross sections of P - ${}^3\text{He}$ backward scattering and the $\text{P} + {}^3\text{H} \rightarrow \text{P} + {}^3\text{H} \rightarrow \text{n} + {}^3\text{He}$ charge exchange reaction must be equal, but the P - ${}^3\text{H}$ backward scattering should be suppressed.

It is desirable also to measure the polarisation effects in the above reactions. Such effects should be suppressed in the case of dominance of one of the diagrams.

In the last section we have calculated the cross section for $\text{d} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{H} + {}^3\text{He}$ reaction under the same assumptions. This reaction is interesting from the point of view of the isotopic invariance check-up /10,11/.

1. Введение

В последнее время значительно пополнились экспериментальные данные по упругому рассеянию протонов назад на легких ядрах^{/1/}.

В связи с этим появилась необходимость в более подробном теоретическом рассмотрении этих процессов.

Наиболее детально в литературе обсуждалось рассеяние протонов назад на дейтронах. В работах Амадо^{/2/}, Калемана и Оверсета^{/3/} этот процесс трактовался как стриппинг дейтрона. Несмотря на то, что в^{/3/} были опробованы различные волновые функции дейтрона, в области высоких энергий появились большие расхождения с экспериментальными данными как для величины сечения, так и для углового распределения и энергетической зависимости.

Лучшее согласие было достигнуто при учёте D -волновой части функции дейтрона^{/4/}. Однако и в этом случае появилось значительное расхождение с экспериментом при увеличении энергии до 1 Гэв и выше.

Другой механизм реакции был рассмотрен Берточи и Капеллой^{/5/}; рассеяние протона назад трактовалось как результат многократного рассеяния его на нуклонах в дейтроне. Вычисленное ими сечение оказалось почти на порядок меньше экспериментального.

Наиболее удовлетворительное согласие с экспериментом было получено Керманом и Кисслингером^{/4/} (см. также^{/6/}), которые вернулись к обменному механизму. Рассеяние назад было рассмотрено в модели

полюсов Редже. Необходимые параметры были определены по данным о пион-нуклонном рассеянии назад.

Несмотря на хорошее численное согласие с экспериментом, достигнутое в ^{4,6/}, вопрос о механизме, ответственном за рассеяние назад, не следует считать закрытым. Необходимо провести более подробные измерения. В частности, в ^{4/} отмечалась превалирующая роль обмена резонансом $N^*(1688)$ со спином $5/2$ по сравнению с обменом нейтроном. Поскольку поляризационные эффекты в том и другом случае могут быть различны, то было бы полезно произвести их измерение на опыте и сравнить с расчётными.

Для процессов рассеяния протонов назад на ядрах, более сложных чем дейтрон, подобные расчёты отсутствуют. Единственные теоретические оценки были сделаны Д.И. Блохинцевым и К.А. Токтаровым на основе так называемой флюктуационной модели ^{7,8/}. Ввиду своего качественного характера модель определяет лишь зависимость сечения рассеяния протонов назад от их энергии ^{1/}.

На языке диаграмм Фейнмана флюктуационный механизм соответствует процессу многократного рассеяния протона на нуклонах ядра. Как уже отмечалось, расхождение вклада этого механизма в рассеяние назад на дейтронах с экспериментальными данными является большим, хотя и неплохо описывает энергетический ход сечения. Расчёт подобных диаграмм для более тяжелых ядер затруднителен.

В настоящей работе рассмотрен конкурирующий обменный механизм, согласно которому назад рассеивается не налетающий протон, а протон, первоначально принадлежавший ядру.

На рис. 1 и 3 изображены простейшие обменные диаграммы для ⁴He и ³He, когда нуклоны, которыми происходит обмен, образуют связанную систему, соответственно дейтрон и тритий.

Существует также ряд более сложных обменных диаграмм, которые не рассматриваются в данной работе.

В разделе 2 вычисляется вклад полюсной диаграммы для ${}^4\text{He}$. Все параметры, необходимые для расчёта, получены из данных об упругом рассеянии электронов на ядрах ${}^4\text{He}$ /9/. Сравнение результатов расчётов с экспериментальными данными дало хорошее согласие. Интересной особенностью рассматриваемой диаграммы является характерный провал в кривой зависимости сечения от энергии протонов в области $T_p \cong 200$ Мэв.

В разделе 3 рассмотрен вклад полюсной диаграммы в рассеяние протонов назад на ядрах ${}^3\text{He}$. Отсутствие данных по упругому рассеянию электронов на ${}^3\text{He}$ в области больших передаваемых импульсов не позволило вычислить величину сечения независимым образом. Однако данные по рассеянию протонов назад на ${}^3\text{He}$ позволяют, в предположении о преобладании вклада полюсной диаграммы, произвести оценку параметра, определяющего поведение волновой функции ${}^3\text{He}$ на малых расстояниях.

Поскольку численное согласие результатов расчёта с экспериментом является недостаточным для того, чтобы сделать вывод о доминирующей роли полюсной диаграммы, необходима дальнейшая экспериментальная проверка ее предсказаний. Этому вопросу посвящен четвертый раздел.

В разделе пять вычисляется сечение реакции $d + {}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{H} + {}^3\text{He}^x/$. Эта реакция интересна тем, что она позволяет проверить изотопическую инвариантность сильных взаимодействий /10,11/. Получена формула, связывающая ее сечение с сечениями рассеяния протонов назад на ядрах ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$. При этом предполагалось, что в этих процессах доминируют полюсные диаграммы.

^{x/} Эта задача, предложенная одному из авторов (Б.З.К.) Л.И. Лapidусом, явилась толчком к написанию данной работы.

2. Рассеяние протонов назад на ${}^4\text{He}$

Вычислим вклад полюсной диаграммы, изображенной на рис. 1, с помощью нерелятивистской диаграммной техники^{/12/}. Все частицы будем предполагать бесспиновыми. Амплитуда, соответствующая этой диаграмме, имеет вид

$$A = \frac{2 |G(\vec{q}^2)|^2}{\frac{(\vec{k}_f - \vec{k}_i)^2}{2M_{\text{зН}}} - \frac{\vec{k}_f^2}{2M_{\text{4He}}} + \frac{\vec{k}_i^2}{2M_{\text{п}}} - \epsilon_{\text{4He}}} \quad (1)$$

Здесь \vec{k}_i и \vec{k}_f - импульсы протона до рассеяния и ядра ${}^4\text{He}$ после рассеяния в системе центра масс сталкивающихся частиц; M_{4He} , $M_{\text{зН}}$ и $M_{\text{п}}$ - массы ядер гелия, трития и протона; $\epsilon_{\text{4He}} \approx -20$ Мэв - энергия связи протона и трития в ядре ${}^4\text{He}$. Двойка в числителе появляется из-за того, что в ядре ${}^4\text{He}$ содержится два протона. Функция $G(\vec{q}^2)$ соответствует вершине виртуального распада ${}^4\text{He}$ на протон и тритий или их слияния. Она зависит от относительного импульса \vec{q} протона и трития в системе их центра масс:

$$\vec{q} = \vec{k}_i - \frac{1}{4} \vec{k}_f .$$

$G(\vec{q}^2)$ имеет следующий вид:

$$G(\vec{q}^2) = (\vec{q}^2 / 2\mu_{\text{п-зН}} - \epsilon_{\text{4He}}) \Phi(q) . \quad (2)$$

Здесь $\mu_{\text{п-зН}} = \frac{M_{\text{п}} M_{\text{зН}}}{M_{\text{п}} + M_{\text{зН}}}$ - приведенная масса протона и трития; $\Phi(q)$ - фурье-образ волновой функции их относительного движения в ядре ${}^4\text{He}$.

В качестве волновой функции ${}^4\text{He}$ в координатном представлении можно использовать выражение, полученное Басселем и Вилкином /13/ из данных по рассеянию электронов на ${}^4\text{He}$ /9/:

$$|\Psi(\vec{r}_i)|^2 = N \prod_{i=1}^4 \exp(-\alpha^2 r_i^2) [1 - D \exp(-\frac{\alpha^2}{\gamma^2} r_i^2)]. \quad (3)$$

Здесь \vec{r}_i - координаты i -го нуклона в системе центра тяжести ядра; $\alpha^2 = 0,579 \text{ F}^{-2}$; $\gamma^2 = 0,308$; $D = 0,858$. Выражение в квадратных скобках существенно отличается от единицы лишь в области малых расстояний от центра ядра.

Переходя к координатам Якоби, получаем выражение для волновой функции относительного движения протона и трития:

$$\phi(\mathbf{r}) = \left(\frac{3\alpha^2}{4\pi} \right)^{\frac{3}{4}} \left[\frac{(1 + 1/\gamma^2)^{3/2}}{(1 + 1/\gamma^2)^{3/2} - D} \right]^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{3}{8}\alpha^2 r^2\right) \times$$

$$\times \left[1 - D \exp\left(-\frac{9}{16}\frac{\alpha^2}{\gamma^2} r^2\right) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (4)$$

Здесь $\vec{r} = \vec{r}_1 - \frac{1}{3}(\vec{r}_2 + \vec{r}_3 + \vec{r}_4)$ - расстояние от протона до центра ядра трития. При преобразовании к координатам Якоби было использовано то обстоятельство, что для средних значений внутренних координат нуклонов в тритии $\vec{\rho}_i$ выполняется соотношение:

$$\langle p_j^2 \rangle \gg \frac{\gamma^2}{a}$$

Разложив подкоренное выражение в (4) в ряд и проделав преобразование Фурье, получаем:

$$\Phi(q) = \left(\frac{16}{3a^2} \right)^{3/4} \left[\frac{(1+1/\gamma^2)^{3/2}}{(1+1/\gamma^2)^{3/2}-D} \right]^{\frac{1}{2}} \left\{ \exp \left[-\frac{2}{3} \frac{q^2}{a^2} \right] - \frac{D}{2(1+3/2\gamma^2)^{3/2}} \exp \left[-\frac{2q^2}{3(1+3/2\gamma^2)} \right] - \dots \right\}. \quad (5)$$

В рассматриваемом интервале энергий ряд в (5) быстро сходится. Подставляя (5) и (2) в (1), вычисляем дифференциальное сечение рассеяния протонов в с.ц.м. назад на ядрах ${}^4\text{He}$ по формуле

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left| \frac{\mu_{p-{}^4\text{He}}}{2\pi} A \right|^2, \quad (6)$$

где $\mu_{p-{}^4\text{He}}$ - приведенная масса протона и ${}^4\text{He}$. На рис. 2 приведены результаты для дифференциального сечения рассеяния на угол $\Theta = \Pi^0$ в системе центра масс в зависимости от кинетической энергии протонов в лабораторной системе. Θ - угол вылета ядра ${}^4\text{He}$ относительно направления падающего пучка в с.ц.м. Его величина выбрана в соответствии с экспериментальными данными.

Провал в энергетическом ходе сечения при $T_p = 190$ МэВ обусловлен провалом в зависимости электрического формфактора ядра ${}^4\text{He}$ от q^2 .

В области высокой энергии налетающего протона согласие с экспериментальными данными является хорошим. При $T_p = 665$ Мэв (1)-(6) дают

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (\theta = 11^\circ) = 2,5 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2/\text{стер},$$

соответствующее экспериментальное значение равно $(1,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-31} \text{ см}^2/\text{стер}$.

При $T_p = 150$ Мэв расчёт дает

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (\theta = 11^\circ) = 3 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2/\text{стер},$$

соответствующее экспериментальное значение равно

$$(1,2 \pm 0,24) \cdot 10^{-29} \text{ см}^2/\text{стер}.$$

При меньших энергиях протонов расчётные величины сечения значительно превышают экспериментальные данные.

Однако этот недостаток присущ всем полюсным диаграммам и, возможно, связан с необходимостью введения определенного рода унитарных поправок ^{/16/}.

Заметим, что при больших энергиях результаты расчёта очень чувствительны к поведению волновой функции ^4He на малых расстояниях. Например, если волновую функцию выбрать в виде простой функции Гаусса, то сечение процесса при $T_p = 665$ Мэв упадет более чем на десять порядков.

Угловое распределение имеет пик назад везде, кроме небольшой области на рис. 2 после провала, где наблюдается рост сечения. Это легко объяснить тем, что матричный элемент процесса зависит только

от q^2 , поэтому увеличению угла рассеяния соответствует "сползание" по кривой на рис. 2 в сторону больших энергий протона.

На рис. 5 приведено угловое распределение процесса при $T_p = 665$ Мэв. Экспериментальные данные пока отсутствуют.

Имеющиеся данные для протонов с энергией 150 Мэв^{/15/} дают более пологую угловую зависимость, чем предсказывает полюсная диаграмма. Но этого и следовало ожидать. Действительно, в области провала начинают доминировать другие механизмы рассеяния, и поэтому ход кривой на рис. 2, а следовательно, и угловое распределение в области перед провалом должны быть более пологими.

3. Рассеяние протонов назад на ядрах ^3He

В этом случае диаграмма на рис. 3 вычисляется аналогично тому, как это было сделано для ^4He . Однако определение вершинных частей диаграммы является затруднительным, т.к. данные по рассеянию электронов на ^3He имеются только в области сравнительно малых переданных импульсов, там, где еще не проявляются отклонения волновой функции от гауссовой формы. Соответствующая симметричная по координатам часть волновой функции ^3He имеет вид^{/17/}

$$|\Psi(\vec{r}_i)|^2 = N \prod_{i=1}^3 \exp(-3\beta^2 r_i^2) . \quad (7)$$

Здесь $\beta^2 = 0,16 F^{-2}$; \vec{r}_i - координаты нуклонов в системе их центра тяжести. Из-за наличия у нуклонов "кора" волновую функцию можно представить в виде, аналогичном (4)^{/17/}:

$$|\Psi(\vec{r}_1)|^2 = N \prod_{i=1}^3 \exp(-3\beta^2 r_i^2) [1 - C \exp(-\frac{\beta^2}{\delta^2} r_1^2)]. \quad (8)$$

В случае, если полюсная диаграмма доминирует в рассеянии протонов назад на ${}^3\text{He}$, появляется возможность определить неизвестные параметры волновой функции (8). К сожалению, экспериментальные данные для $p - {}^3\text{He}$ рассеяния назад очень бедны. При высоких энергиях имеется всего одна точка при $T_p = 665 \text{ МэВ}^{1/18}$. Поскольку при этой энергии сечение слабо зависит от величины C и очень чувствительно к δ^2 , то, положив $C=1$, получаем два возможных значения:

$\delta^2 = 0,3$ и $\delta^2 = 0,03$. При этих значениях параметров зависимость сечения рассеяния протонов назад в с.ц.м. на ${}^3\text{He}$ от энергии протонов в л.с. изображена на рис. 4. Положение провала в энергетической зависимости сечения сильно зависит от величины C и может отличаться от указанного.

4. Возможные экспериментальные проверки механизма

Рассмотрим теперь несколько вариантов возможной проверки на эксперименте роли обменного механизма и полюсных диаграмм в рассеянии протонов назад на легких ядрах. Вероятно, самым простым с технической стороны было бы сравнение сечений рассеяния протонов назад на ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$, а также сечения реакции перезарядки $p + {}^3\text{H} \rightarrow n + {}^3\text{He}$ при одной энергии. Из изотопической инвариантности следует, что в случае доминирования рассмотренных выше диаграмм первый процесс должен быть подавлен, а другие два процесса должны иметь одинаковые сечения.

Было бы, конечно, желательно измерить энергетический ход сечения, особенно в области предсказанных провалов, и угловые распределения. Представляет интерес также и измерение поляризации рассеянных протонов или асимметрии в сечении взаимодействия с поляризованными протонами. Так как такая поляризация или асимметрия здесь может возникнуть лишь в результате интерференции различных диаграмм, то в случае сильного выделения полюсной диаграммы она должна быть подавлена.

5. Реакция $d + {}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^3\text{H}$

Простейшие диаграммы для этого процесса изображены на рис. 6. Дальнейшее разложение относится именно к этим диаграммам.

Диаграмма 6а), изображающая обмен протоном, отвечает рассеянию вперед ${}^3\text{He}$; диаграмма 6б) отвечает рассеянию вперед ${}^3\text{H}$. Поэтому интерференцией этих диаграмм можно пренебречь. Угловое распределение реакции симметрично относительно замены Θ на $\pi - \Theta$, что находится в соответствии с требованием изотопической инвариантности.

Поскольку вершины на диаграммах 6а) и 6б) уже встречались на диаграммах 1 и 3, то не представляет труда связать между собой дифференциальные сечения, отвечающие этим диаграммам

$$\sigma_{d+{}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}+{}^3\text{H}}(T_d) \approx \frac{10}{3} \sqrt{\sigma_{p+{}^4\text{He} \rightarrow {}^4\text{He}+p}(T_p = \frac{8k_d^2}{45M}) \cdot \sigma_{p+{}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}+p}(T_p = \frac{5k_d^2}{36M_p})}$$

Здесь $k_d = (M_p \cdot \frac{4T_d^2 + 16T_d M_p}{9M_p + 2T_d})^{\frac{1}{2}}$ - импульс дейтрона в с.ц.м.,

T_p и T_d - кинетические энергии налетающих протона и дейтрона в л.с. Все сечения относятся к с.ц.м. при $\Theta = 11^\circ$.

Полученные выше результаты для рассеяния протонов назад могут оказаться полезными также и в других прямых ядерных реакциях, например, в реакциях ($^3\text{He}, d$), ($^3\text{He}, p$) или ($^4\text{He}, ^3\text{H}$), ($^4\text{He}, p$) на различных ядрах.

Авторы глубоко благодарны Л.И. Лapidусу за внимание к работе и ценные замечания, а также О.Д. Далькарову, В.И. Комарову, В.Б. Копелиовичу, А.В. Тарасову и Ю.А. Трояну за обсуждения.

Литература

1. В.И. Комаров, Г.Е. Косарев, О.В. Косарев, О.В. Савченко. Сообщение ОИЯИ, P1-4876, Дубна, 1969; ЯФ, 12, 1229 (1970).
2. R.D. Amado, Phys. Rev. Lett., 2, 399 (1959).
3. E. Coleman, O.E. Overseth. Bull. Am. Phys. Soc., 11, 769 (1966).
4. A.K. Kerman, L.S. Kisslinger. Phys. Rev., 180, 1483 (1969).
5. L. Bertocci, A. Capella, Nuovo Cimento, 51, 369 (1967).
6. J.S. Vincent, W. K. Roberts, E.T. Boschitz, L.S. Kisslinger, K. Gottow, P.C. Gugelot, C.F. Perdrisat, L.W. Swenson, J.R. Pri. Phys. Rev. Lett., 24, 236 (1970).
7. Д.И. Блохинцев. ЖЭТФ, 33, 1295 (1957).
8. Д.И. Блохинцев, К.А. Токтаров. Препринт ОИЯИ, P4-40, Дубна, 1968.
9. R.F. Frosh, J.S. Mc Carthy, R.E. Rand and M.R. Yearian. Phys. Rev., 160, 874 (1967).
10. G.M. Barshay, G.M. Temmer. Phys. Rev Lett., 12, 728 (1964).
11. Ким Сын Нам, Г.М. Осетинский, В.А. Сергеев, ЯФ, 10, 705 (1969).
12. И.С. Шапиро. Теория прямых ядерных реакций, Госатомиздат, 1963.
13. Robert H. Bassel, Colin Wilkin. Phys. Rev., 174, 1179 (1968).
14. В.И. Комаров, О.В. Савченко. Препринт ОИЯИ, P1-3720, Дубна, 1968.

15. A. Cormack, J. Palmieri, N. Ramsey, R. Wilson. Phys. Rev., 115, 599 (1959).
16. H.J. Schnitzer. Rev. Mod. Phys., 37, 666 (1965).
17. L.I. Schiff. Phys. Rev., 133, B802 (1964).
18. В.И. Комаров, Г.Е. Косарев, О.В. Савченко. Препринт ОИЯИ, P1-4373. Дубна, 1969.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 декабря 1970 года.

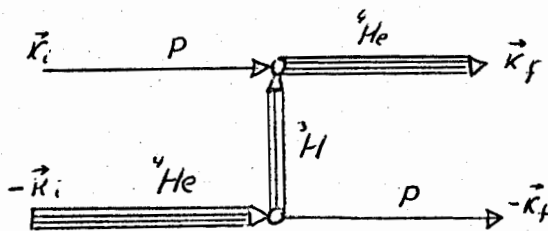


Рис. 1

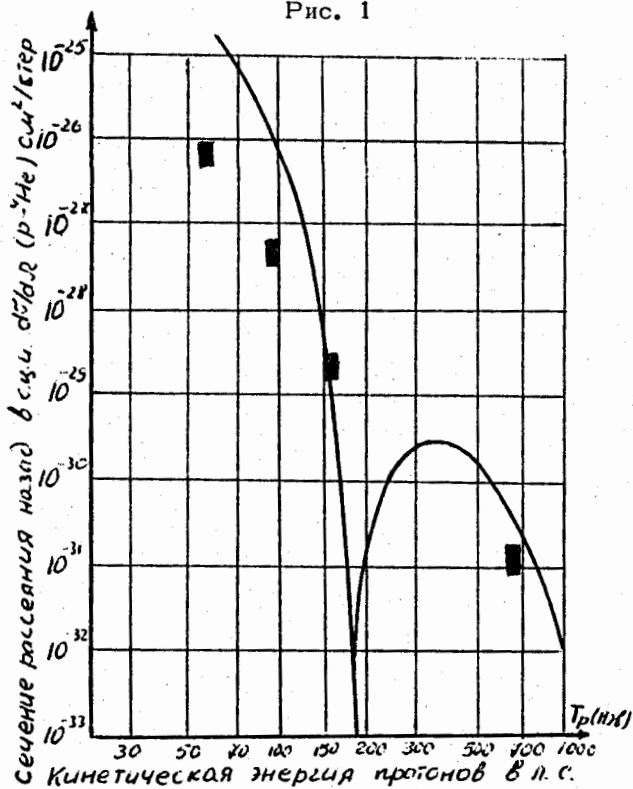


Рис. 2

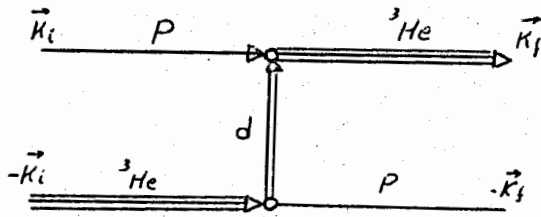


Рис. 3

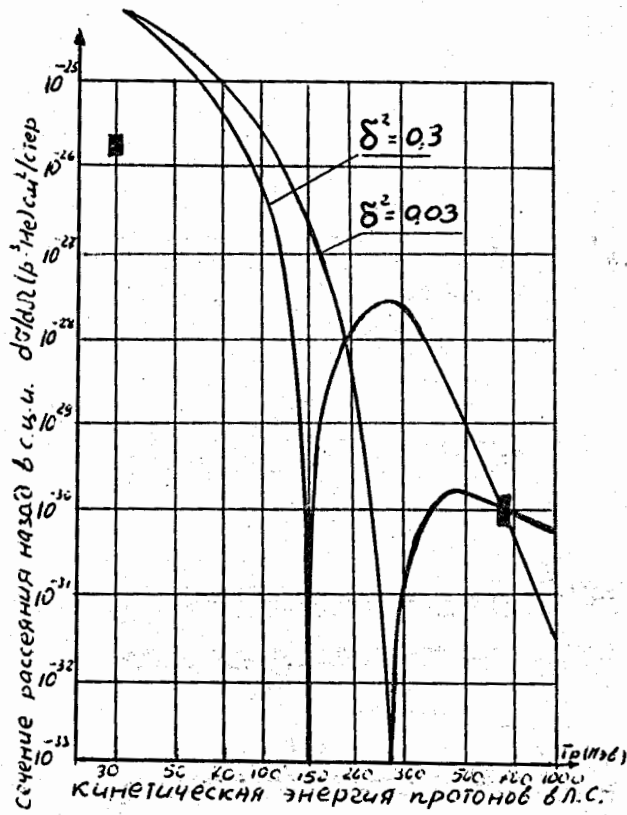


Рис. 4

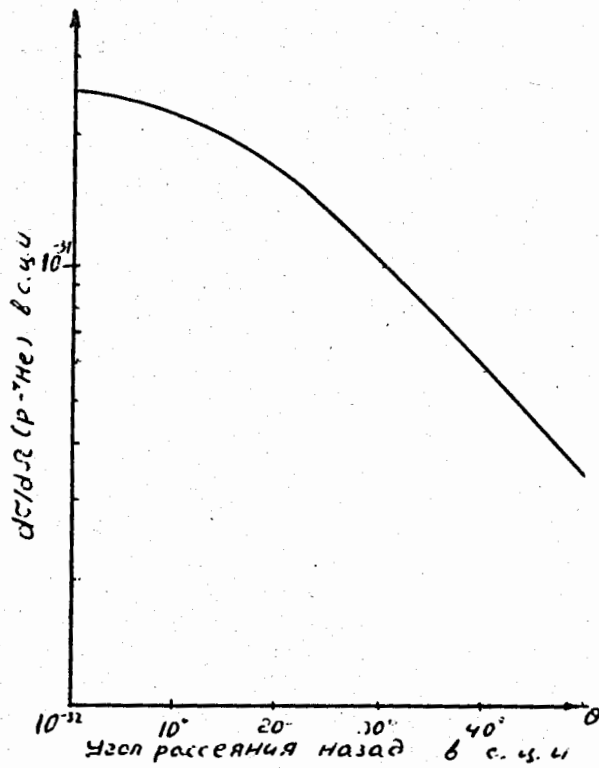


Рис. 5

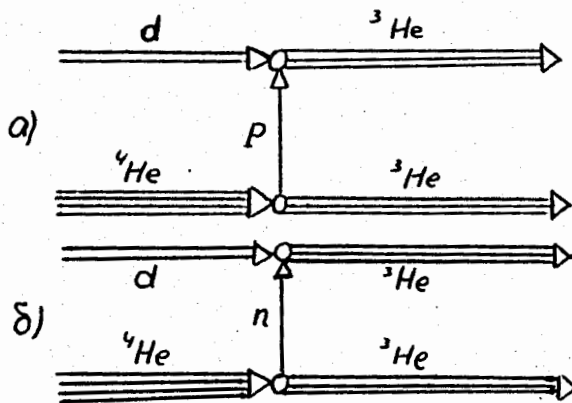


Рис. 6