

03416

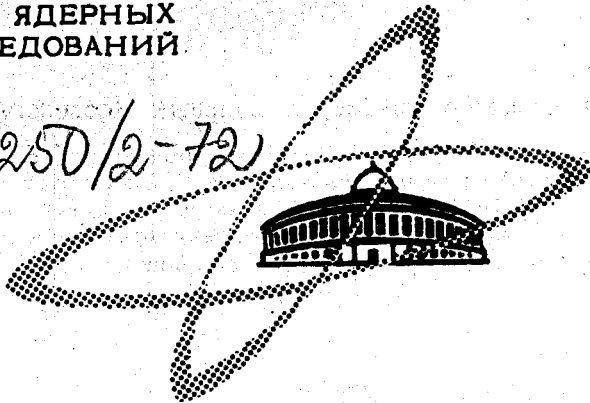
K-658

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

1250/2-72

P2 - 6290



Б.З. Копелиович

ФЕРМИОННЫЕ ДУБЛЕТЫ ПО ЧЕТНОСТИ
И СТРУКТУРА ЛЕГКИХ ЯДЕР

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1972

P2 - 6290

Б.З. Копелиович

ФЕРМИОННЫЕ ДУБЛЕТЫ ПО ЧЕТНОСТИ
И СТРУКТУРА ЛЕГКИХ ЯДЕР

Направлено в ЯФ

Специальный институт
ядерных исследований
Библиотека

S U M M A R Y

The Gribov-MacDowell's symmetry^{/1,2/} requires parity doubling of baryons. But the lowest states on some Regge trajectories have no parity partners^{/3/}. We stand here on the point of view that these nonexistent particles are killed out by the dynamical zeros of the residue. It is shown in Section II in the spirit of the Van-Hove model that if the residue of a given trajectory passes zero at some value of U , then one particle exchange amplitudes for any state on this trajectory fall to zero at the same U . The convergence of sum (4) in the physical region (the most strong proposition of the Van Hove model) is not needed. So, the absence of nucleon parity partner causes zeros both in nucleon residue and one nucleon exchange amplitude at the same value of U . In Section IV the vertex functions of virtual emission of the nucleon by light nuclei, shown in Fig. 1 which take part in some one-nucleon exchange reactions, are analysed. It is found that these vertex functions really go through zero when $\sqrt{U} = \sqrt{U_0}$. The numerical values of $\sqrt{U_0}$ are represented in Table I for a few forms of wave functions for nuclei d , He^3 and He^4 . Formula (4) was used. The vertex functions for He^3 and He^4 were calculated in^{/18/} in connection with $P\text{-He}^3$ and $P\text{-He}^4$ backward scattering. Because of the U -channel unitarity condition the values of $\sqrt{U_0}$ for different vertices should coincide. A small difference between $\sqrt{U_0}$ for d and He^3 , He^4 is explained, maybe, by the influence of configurations mixing and simplicity of wave function parametrization for He^3 and He^4 .

This nucleon residue zero can cause dips in the energy dependences of some reactions with nucleon exchange. For instance, the energy dependence of $P\text{-}d$ backward scattering cross section should have a dip within proton energy interval $T_p = 1.13 - 1.19$ GeV (see Table I).

In addition, just after the dip, the angular dependence must show a minimum at $\theta = 180^\circ$, which disappears when T_p increases. The experimental data at $T_p = 1.18$ GeV, shown in Fig. 2, justify this statement. The situation with other models^{/24-26/} for this case is discussed.

Since zeros in nuclear vertex functions are generated by the nucleon-nucleon core, the understanding of the relationship between the nucleon core and the absence of the nucleon parity partner is needed. This problem is discussed in the conclusion in the framework of the quark model.

1. Введение

На основе симметрии между парциальными амплитудами рассеяния $f_+^j(u)$ и $f_-^j(u)$ с одинаковым значением момента и разными знаками четности, замеченной впервые Мак-Доуэллом /1/, Грибов /2/ пришел к выводу о возможной симметрии между траекториями долюсов этих амплитуд

$$a_+(\sqrt{u}) = a_-(-\sqrt{u}) \quad (1)$$

и вычетами в полюсах

$$h_+(\sqrt{u}) = -h_-(-\sqrt{u}). \quad (2)$$

Поскольку эти результаты не связаны со спецификой πN - взаимодействия, то из (1) следует, что должно существовать удвоение по четности всех фермионных траекторий Редже, т.е. у каждого фермиона должен быть "партнер" с таким же значением спина и противоположной четностью. Их массы должны быть близки по величине, так как экспериментально фермионные траектории почти линейны по u .

Удвоения фермионов по четности, однако, может и не быть, если парциальная амплитуда $f^j(u)$ имеет по u разрез, переводящий одну из траекторий на нефизический лист /2/.

Симметрия Грибова-Мак-Доуэлла, естественно, объясняет существование партнеров по четности у ряда фермионных резонансов ^{/3/}.

В то же время ее предсказания встречают и существенные трудности, заключающиеся в явном отсутствии партнеров у низших состояний на большинстве траекторий. В частности, не известен ни один стабильный барион с отрицательной четностью.

В литературе обсуждались два возможных выхода из этой ситуации.

Первый ^{/4/} состоит в предположении, что вычет $h_+(\sqrt{u})$ обращается в нуль при значении $\sqrt{u} = \sqrt{u_0}$, при котором

$$a_+(-\sqrt{u_0}) = \frac{1}{2}. \quad (3)$$

В последнее время большое внимание уделяется другой возможности: существованию у $f^i(u)$ - разреза. При этом устраняется не только низшее состояние, но и вся траектория. Карлиц и Кислинггер ^{/5/} в модели Ван-Хова ^{/6/} показали, что такой разрез действительно возникает, если предположить отсутствие у фермионов партнеров по четности.

В данной работе обсуждается первая возможность. Показано, что обращение в нуль вычета нуклонной траектории влечет за собой обращение в нуль вершинных функций на диаграмме однонуклонного обмена при том же значении u . Рассмотрен ряд прямых процессов с участием легких ядер, в которых возможен обмен нуклоном и показано, что амплитуды этих процессов действительно обращаются в нуль при близких значениях u в районе нуклонного полюса, что находится в соответствии с требованиями симметрии Грибова-Мак-Доуэлла.

Получен ряд предсказаний для эксперимента. В энергетической зависимости сечения $P-d$ - рассеяния назад ожидается провал при энергии протонов $T_p = 1,13 + 1,19$ Гэв. Дано объяснение аномальному поведению углового распределения $P-d$ рассеяния назад при энергии протонов 1,18 Гэв. Показана связь между нуклонным кором и отсутствием у нуклона партнера по четности.

II. $\pi^+ p$ рассеяние назад

Наиболее изученным процессом, в котором возможен обмен нуклонной траекторией, является $\pi^+ p$ - рассеяние на углы, близкие к 180° в с.д.м. Если нуклонный вычет обращается в нуль в точке $\sqrt{u_0} \approx M_N$, то ввиду ее близости к физической области это может существенно повлиять на выбор параметризации вычета. Учтя это, Баргер и Кляйн получили значение $\sqrt{u_0} = 0,85$ Гэв/с. Однако большие неопределенности, связанные с учетом разрезов /7/ и интерпретацией провала в угловом распределении при $u \approx -0,2$ (Гэв/с) /4,7,8/, делают ненадежными попытки определения u_0 /3,4/ из данных по $\pi^+ p$ -рассеянию назад.

III. Полюса Редже и модель одночастичного обмена

Рассмотрим вопрос о том, какую информацию о поведении вычета можно получить из диаграмм одночастичного обмена. Ниже будет показано, что если вычет в реджевском полюсе при некотором значении u обращается в нуль, то амплитуда, отвечающая обмену любым состоянием, лежащим на данной траектории, обращается в нуль при том же значении u . Это утверждение общее, не имеющее отношения к симметрии Грибова-Мак-Доуэлла, и оно справедливо как для бозонных, так и для фермионных траекторий.

Для доказательства воспользуемся моделью Ван-Хова, согласно которой вклад в амплитуду рассеяния от обмена в u -канале одной траекторией $\alpha(u)$ можно представить как результат обмена всеми состояниями, лежащими на этой траектории:

$$A_\alpha(z, u) = \sum_J \sigma_J (2J + 1) \frac{g_J(u)}{M^2(J) - u} P_J(z) . \quad (4)$$

Здесь для простоты рассмотрен случай рассеяния бесспиновых частиц с равными массами m и использованы следующие обозначения.

$\sum_J \sigma$ означает суммирование по четным или нечетным J , в зависимости от знака сигнатуры σ ; $z = 1 + \frac{2S}{u - 4m^2}$ - косинус угла рассеяния в u -канале; $P_J(z)$ - функция Лежандра; $M^2(J)$ - квадрат массы резонанса со спином J .

Произведя преобразование Зоммерфельда-Ватсона в области значений s и u , где ряд (4) сходится, получим

$$A_\alpha(z, u) = \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{\infty} (2j+1) \eta_\sigma(j) \frac{g(j, u)}{M^2(j) - u} P_j(z) d(1\pi j). \quad (5)$$

Здесь $\eta_\sigma = \frac{1 + \sigma \exp(-i\pi j)}{\sin \pi j}$ - сигнатурный множитель; $g(j, u)$ и $M^2(j)$ - функции, являющиеся аналитическим продолжением $g_j(u)$ и $M^2(J)$ на комплексные значения J . Интегрирование в (5) ведется в комплексной j -плоскости по прямой $Re j = const$, причем $Re j < J_{min}$, где J_{min} - спин нижнего состояния на траектории $\alpha(u)$.

В отличие от ряда (4), интеграл (5) сходится и является аналитической функцией при всех значениях z /9/.

Подинтегральное выражение в (5) имеет полюс при $j = \alpha(u)$ /6/, поэтому, если сдвигать контур интегрирования влево, то при больших z мы получим обычное выражение для вклада в амплитуду одного полюса Редже /9/.

$$A_\alpha(z, u) = \eta_\sigma(\alpha) h(u) z^{\alpha(u)}. \quad (6)$$

Здесь $h(u) = \frac{\pi}{2} \alpha'(u) g[\alpha(u), u]$ - вычет в полюсе.

Предположим теперь, что вычет $h(u)$ при некотором значении $u = u_0$ обращается в нуль. Покажем, что одновременно обращаются в нуль все члены ряда (4):

$$g_j(u_0) = 0. \quad (7)$$

Поскольку $A_\alpha(z, u)$ аналитична по z , то из (6) и теоремы единственности /10/ следует, что $A_\alpha(z, u_0) = 0$ при всех значениях z .

Из (5) имеем

$$g(j, u) = 2 \frac{M^2(j) - u}{\eta_\sigma(j)} \int_{-1}^1 A_\alpha(z, u) P_j(z) dz. \quad (8)$$

Отсюда видно, что $g(j, u_0) = 0$ при $Re j < J_{min}$.

Применяя опять теорему единственности, получаем, что $g(j, u_0) = 0$ при всех значениях j , откуда следует утверждение (7).

Заметим, что в доказательстве не было использовано наиболее сильное предположение модели Ван-Хова о сходимости ряда (4) в физической области рассеяния.

Ясно, что введенные выше ограничения, связанные с бесспиновостью частиц и равенством их масс, не влияют на справедливость сделанных утверждений в общем случае. Следует только отметить, что если рассматривается фермионный полюс Редже, то в (4) нужно суммировать по состояниям как с положительной, так и с отрицательной четностью /5/.

IV. Однонуклонный обмен

Таким образом, если удвоение фермионов по четности действительно имеет место, то вычет нуклонной траектории должен проходить через нуль в районе нуклонного полюса. В этом случае, как было показано выше, должен обратиться в нуль и вклад диаграммы однонуклонного обмена при том же значении $\sqrt{u} = \sqrt{u_0}$.

Рассмотрим процессы, в которых нуклонный полюс у амплитуды находится достаточно близко к физической области для того, чтобы могли проявиться обсуждаемые эффекты. Это, прежде всего, прямые ядерные реакции, в которых имеется обмен нуклоном. Ясно, что достаточно рассмотреть поведение вершинных функций виртуального испускания нуклонов ядрами.

Вершины виртуальных распадов в одночастичной модели ядра пропорциональны радиальной части фурье-образа волновой функции относительно движения продуктов распада /11/

$$\Gamma_{A-1, N}^A(q) \approx \phi_l(q) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} i^{-l} \int_0^\infty \Psi_l(r) j_l(qr) r^2 dr. \quad (8)$$

Здесь $\Gamma_{A-1, N}^A(q)$ - вершина виртуального испускания нуклона ядром А; q - импульс нуклона в системе покоя ядра; $\phi_l(r)$ - радиальная часть волновой функции; l - орбитальный момент продуктов распада; $j_l(qr)$ - сферическая функция Бесселя.

В (8) пренебрежено спиновыми эффектами, а также эффектом смешивания конфигураций.

Квадрат переданного четырех-импульса равен квадрату четырех-импульса виртуального нуклона в этих вершинах и связан с q - соотношением

$$u = M_A^2 + M_{A-1}^2 - 2M_A(M_{A-1}^2 + q^2)^{1/2}. \quad (10)$$

Вершина виртуального распада дейтрона $\Gamma_{p, n}^d(u)$ показана графически на рис. 1а. Для ее вычисления использовались волновые функции дейтрона, полученные из уравнения Шредингера с различными феноменологическими потенциалами, параметры которых найдены из данных по нуклон-нуклонному рассеянию. Значения $\sqrt{u_0}$, при которых $\Gamma_{p, n}^d(u)$

обращается в нуль, приведены в таблице для S - волновых частей функций Хамады-Джонстона /12/, Бресселя /13/, функций Райда с твердым и мягким кором /14/, функции Мак-Ги /15/, которая является аналитическим приближением к функции Партови /16/. Для лучшего описания последней функция Мак-Ги была обрезана при $r = 0,5 \text{ fm}$. В таблицу включены также функции Хьюльтена с твердым и мягким кором /17/.

Учет D - волны, как будет показано в следующем разделе, не должен повлиять на результаты, приведенные в таблице.

Заметим, что величина $\sqrt{u_0}$ очень чувствительна к поведению волновой функции дейтрона на малых расстояниях. Сам факт обращения вершины в нуль связан с существованием у нуклонов короткодействующего отталкивающего кора. Так, если не вводить в функции Хьюльтена кор, то ее фурье-образ вообще не проходит через нуль.

Если обращение в нуль $\Gamma_{pn}^d(u)$ связано с обращением в нуль нуклонного вычета, то из соотношения унитарности для парциальных амплитуд u - канала следует, что вершины испускания нуклона другими ядрами также должны проходить через нуль и при том же значении u .

Вершинные функции Γ_{dp}^3He и $\Gamma_{He n}^4He$, изображенные на рис. 1в и 1с, были вычислены в работе /18/. Для волновых функций 4He и 3He использовалась простая параметрическая форма двойного гауссовского распределения, соответствующая оболочечной модели ядра с независимыми частицами, при наличии у нуклонов отталкивающего кора. Параметры волновой функции 4He были вычислены Басселем и Вилкином /19/ из данных по упругому $e - ^4He$ рассеянию. Соответствующие параметры для 3He были найдены в работе /18/ из данных по $P - ^3He$ рассеянию назад и $e - ^3He$ - упругому рассеянию.

В работе /18/ было показано, что $\Gamma_{dp}^3He(u)$ и $\Gamma_{He n}^4He(u)$ меняют знак, проходя через нуль, при значениях \sqrt{u} , которые при-

ведены в таблице. Видно, что значения $\sqrt{u_0}$ для трех рассмотренных вершин близки по величине, хотя небольшая разница все же имеется.

Причиной этого может быть неучтенный эффект смешивания конфигураций /11/, а также слишком упрощенная форма параметризации для волновой функции. Так, если в волновую функцию ${}^4\text{He}$ ввести члены, учитывающие межнуклонные корреляции /19/, то значение $\sqrt{u_0}$ несколько уменьшится (см. таблицу).

Предположение о том, что нули вершинных функций вызваны отсутствием у нуклона партнера по четности, не противоречат данным о кривизне нуклонной траектории /17/.

V. Экспериментальные следствия

Ясно, что справедливость проведенного выше рассмотрения и точность вычисления $\sqrt{u_0}$ не связаны с такими вопросами, как правомерность реджевского описания в той или иной области энергии или применимость модели полюсов Редже. Однако неопределенности, связанные с влиянием других механизмов, сразу же возникают, как только мы хотим сформулировать предсказания для эксперимента. По этой причине трудно сказать заранее, будут ли заметны рассмотренные выше эффекты на фоне от вклада других механизмов в данной реакции.

Понятно, что обращение в нуль нуклонного вычета проявится, прежде всего, в виде провалов в различных распределениях.

Рассмотрим реакцию $P-d$ рассеяния назад. Поскольку вклады от S и D - волн дейтрона в амплитуде однонуклонного обмена для этого процесса складываются в виде квадратов /20/, то обращение в нуль нуклонного вычета требует одновременного обращения в нуль этих вкладов. Отсюда следует, что учет D - волны в дейтроне не должен повлиять на положение нуля функции $\Gamma_{p,n}^d(u)$. Заметим, что функция Хьюльтена /17/ и ее различные обобщения /21/, а также функция

Ямагучи /22/ удовлетворяют этому требованию. То, что нуклонный вычет в реакции $P-d$ рассеяния назад должен обращаться в нуль при том же значении u , что и в π^+P - рассеянии назад, отмечалось в работе Кермана и Кисслингера /20/, однако в своих расчетах они положили вычет равным константе.

Значения $\sqrt{u_0}$ для Γ_{pn}^d в таблице находятся в основном в интервале $0,755 + 0,746$ Гэв. Отсюда следует, что в энергетической зависимости $P-d$ рассеяния назад можно ожидать провал при энергии налетающих протонов $T_p = 1,13 + 1,19$ Гэв. Необходимые экспериментальные данные в этом районе энергии отсутствуют. Сразу вслед за провалом должны появиться аномалии в угловом распределении $P-d$ рассеяния назад: вместо пика при 180° появляется минимум, который с ростом энергии исчезает. Причины этих аномалий обсуждались в работе /18/ в связи с рассеянием протонов назад на ядрах ^3He и ^4He . Они вызваны ростом разности $\sqrt{u} - \sqrt{u_0}$ при уменьшении угла рассеяния, что приводит к росту вычета. На рис. 2 приведены данные по дифференциальному сечению $P-d$ рассеяния при $T_p = 1,18$ Гэв /23/. Видно, что они находятся в качественном согласии с описанным эффектом. Произвести количественные расчеты вклада нуклонной траектории достаточно корректным образом представляется трудной задачей. Поэтому мы ограничимся сделанными утверждениями, которые являются точными, если существует симметрия Грибова-Мак-Доуэлла.

Отметим здесь, что неполюсные механизмы $P-d$ рассеяния назад, описанные в литературе /24-26/, не дают рассмотренных выше эффектов. Относительно расчетов Крейджи и Вилкина /24/ следует, однако, сделать два замечания. Во-первых, для углового распределения этот механизм дает минимум при 180° в широкой области энергии. Однако наклон дифференциального сечения слишком мал для того, чтобы описать экспериментальные данные, показанные на рис. 2 /23/.

Во-вторых, если рассмотреть обмен нуклонной траекторией в реакции $P + N \rightarrow d + \pi$, дающей вклад в $P - d$ рассеяние назад, то механизм Крейджи-Вилкина сводится к перенормировке вычета и поэтому должен давать все рассмотренные выше эффекты. Причина их отсутствия в расчетах Крейджи-Вилкина заключается в том, что амплитуда реакции $P + N \rightarrow d + \pi$ бралась на массовой поверхности. А это соответствует совершенно другим значениям переменной u .

Аналогичные явления должны наблюдаться в ряде других процессов, в которых имеется обмен нуклоном, например, в реакции $\pi + d \rightarrow N^* + N$ или $A(p, d) A - 1$ и т.п.

Заметим, что существенным доводом в пользу изложенных выше соображений явилось бы наблюдение провалов в энергетической зависимости сечений $P - {}^3\text{He}$ $P - {}^4\text{He}$ рассеяния назад при несколько больших энергиях, чем указано в /18/. Их положение легко найти, пользуясь (10) и значением u_0 , полученным для дейтрона.

Заключение

Таким образом, на примере ядерных вершинных функций мы показали, что нуль, который должен быть в амплитудах однонуклонного обмена, если существуют дублеты по четности, действительно имеется. Причем положения нулей для разных ядер находятся в соответствии с требованиями симметрии Грибова-Мак-Доуэлла. Знание u_0 может оказаться полезным при расчетах различных процессов при высоких энергиях /28/.

Как уже отмечалось, обращение в нуль ядерных вершинных функций вызвано наличием короткодействующего отталкивающего кора в нуклон-нуклонном потенциале. Возникает естественный вопрос: каким образом может быть связан нуклонный кор с отсутствием у нуклона партнера по четности. Чтобы понять это, обратимся к модели кварков. Прежде

всего отметим, что общепринятая схема распределения барионов по супермультиплетам, отвечающим различным представлениям группы $SU(6)$ ^{/27/}, не содержит фермионных дублетов по четности, поскольку в этой схеме разрешены только супермультиплеты $[56, L^P = 2n^+]$ и $[70, L^P = (2n+1)^-]$. Здесь мы не будем подробно обсуждать возможные способы включения дублетов по четности в систематику барионов. Отметим только, что у нас нет серьезных причин для запрета супермультиплетов $[56, L^P = 2n^-]$. Тем не менее, низший супермультиплет $[56, L^P = 0^+]$, к которому принадлежит нуклон, не должен иметь партнеров по четности, так как три кварка не могут находиться в состоянии с $L^P = 0^-$. Заметим, что в этой модели Δ (1236) не может иметь партнера по четности, существование которого обсуждалось в работе ^{/28/}. Не должны иметь партнеров также состояния, являющиеся радиальным возбуждением основного состояния, например, N^* (1470).

Нуклон-нуклонный кор в кварковой модели, как показали Махида и Намики ^{/29/}, появляется благодаря действию принципа Паули ^{x/}, если кварки подчиняются статистике Ферми-Дирака ^{xx/}. При этом необходимо, чтобы кварки находились в нуклоне в относительном S - состоянии. Но именно благодаря этому у нуклона нет партнера по четности.

Автор искренне благодарен Л.И. Лapidусу за полезные обсуждения.

^{x/} Существует другой подход к этой проблеме. Нуклонный кор возникает в модели одномезонного обмена ^{/30/}.

^{xx/} Так как кварковые состояния, входящие в супермультиплет ^{/56/}, должны быть симметричны по переменным спина и унитарного спина, то кварки не могут быть фермионами. В случае, если кварки подчиняются парастатистике ^{/31/}, нуклонный кор также появляется ^{/32/}.

Литература

1. S. MacDowell. Phys.Rev., 116, 774 1959.
2. В.Н. Грибов. ЖЭТФ, 43, 1529, 1962.
3. V. Barger, D.Cline. Phys.Lett., 26B, 85, 1967.
4. C.B.Chiu, J.D.Stack. Phys.Rev., 153, 1575, 1967.
5. R.Carlitz, M.Kislinger. Phys.Rev.Lett., 24, 186, 1970.
6. L. Van Hove, Phys.Lett., 24B, 183, 1967.
7. F.L.Berger, G.C.Fox. Nucl.Phys., B26, 1, 1971.
8. H.Harari. Phys.Rev.Lett., 27, 1028, 1971.
9. В.Н. Грибов. Вопросы физики элементарных частиц. Ереван, 1962.
10. М.А. Евграфов. Аналитические функции, "Наука", 1965.
11. И.С. Шапиро. ЖЭТФ, 43, 1068, 1962.
12. T.Namada, I.D.Jonston. Nucl.Phys., 34, 382, 1962.
13. C.N.Bressel, A.K.Kerman, B.Rouben. Nucl.Phys., A124, 624, 1969.
14. R.V.Reid. Ann.Phys., 50, 411, 1968.
15. I.J. McGee. Phys.Rev., 151, 772, 1966.
16. F.Partovi. Ann.Phys., 27, 79, 1964.
17. L.Hulthen, M.Sugawara. Handbuch der Physik, S.Flugge, Springer-Verlag, Bd.39, Sliff, Berlin, 1957.
18. Б.З. Копелиович, И.К. Поташникова. ЯФ, 13, 1032, 1971.
19. R.H.Bassel, C.Wilkin. Phys.Rev., 174, 1179, 1968.
20. A.K.Kerman, L.S.Kisslinger. Phys.Rev., 180, 1483, 1969.
21. M.Gourdin, M. Le Bellac, F.M.Renard, J.Tran Thanh Van, Nuovo Cimento, 37, 524, 1965.
22. Y.Yamaguchi, Y.Yamaguchi. Phys.Rev., 95, 1635, 1954.
23. J.Banaigs, J.Berger, J.Duflo, L.Goldzhl, M.Gotteran, F.Lefebvres. Nucl.Phys., B23, 596, 1970.
24. Craigie, C.Wilkin. Nucl. Phys., B14, 477, 1969.
25. L.Bertocci, A.Capella. Nuovo Cimento, 51, 369, 1967.
26. Д.И. Блохинцев, А.К. Токтаров. Препринт ОИЯИ, Р4-4018, Дубна, 1968.
27. Я. Коккедэ. Теория кварков, "Мир", 1971.

28. D.Sivers. Phys.Rev., D4, 1444, 1972.
 29. S.Machida, M. Namiki. Progr.Theor.Phys., 33, 125, 1965 .
 30. Y.Nambu. Phys.Rev., 106, 1366, 1957;
 A.E.S.Green, T.Sawada. Nucl.Phys., B2, 267, 1967.
 31. O.W.Greenberg. Phys.Rev.Lett., 13, 598, 1964.
 32. M.Tanimoto, S.Wakaizumi. Hiroshima University Preprint.

Рукопись поступила в издательский отдел
 18 февраля 1972 года.

Таблица

ЯДРО	ВОЛНОВАЯ ФУНКЦИЯ	$\sqrt{U_0}$ (ГЭВ/С)
d	ХАМАДА-ДЖОНСТОН	0,755
	БРЕССЕЛЬ	0,746
	РАЙД /твердый кор/	0,751
	РАЙД /мягкий кор/	0,789
	МАК-ГИ /с обрезанием/	0,748
	ХЬЮЛЬТЕН /твердый кор/	0,780
	ХЬЮЛЬТЕН /мягкий кор/	0,750
He^3	ДВОЙНОЙ ГАУСС	0,805
He^4	ДВОЙНОЙ ГАУСС	0,817
	ДВОЙНОЙ ГАУСС С НУКЛОННЫМИ КОРРЕЛЯЦИЯМИ	0,795

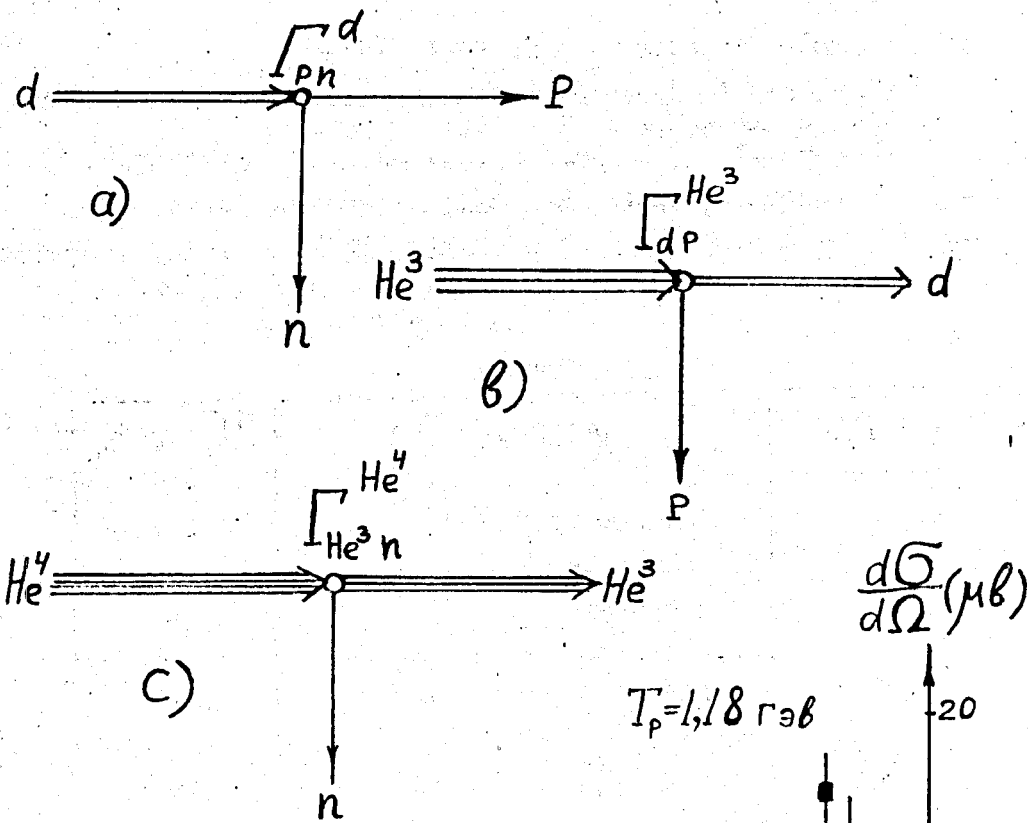


Рис. 1

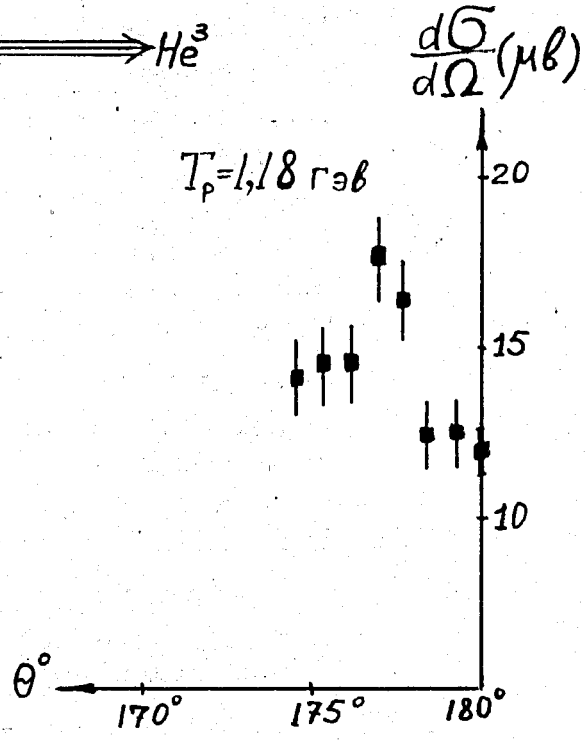


Рис. 2