

Д-426

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

На правах рукописи

ДЖРБАШЯН ВАГАРШАК АКОПОВИЧ

**НЕКОТОРЫЕ ЭФФЕКТЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ СПИНА
ЧАСТИЦ И ЯДЕР И ПРИЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ СИММЕТРИЙ**

(на русском языке)

01.04.02 теоретическая и математическая физика

АВТОРЕФЕРАТ

**диссертации, на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук**

ДУБНА 1974

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

На правах рукописи

Васильев В. В.

ДРБАШЯН

Вагаряк Акопович

**НЕКОТОРЫЕ ЭФФЕКТЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ СПИНА ЧАСТИЦ И ЯДЕР
И ПРИЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ СИММЕТРИЙ**

Специальность 01.04.02 — теоретическая и математическая физика

теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1974

Работа выполнена в теоретическом секторе

Ереванского физического института

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук С.С.Герштейн

доктор физико-математических наук А.Т.Филиппов

доктор физико-математических наук Т.Д.Асатиани

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт теоретической и экспериментальной физики

(г.Москва)

Автореферат разослан "12" апреля 1974 г.

Защита диссертации состоится "май" 1974 г.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Р.А.Асанов

Первыми экспериментами, доказавшими нарушение пространственной четности в слабых взаимодействиях, были эксперименты Ву и др., наблюдавших асимметрию "вверх-вниз" при β -распаде поляризованных ядер Co^{60} , и Ледермана и др., обнаруживших продольную поляризацию μ^- -мезонов, возникающих при распаде π^- -мезонов. Эти эффекты могут быть описаны как корреляции спина и скорости типа $\vec{S} \cdot \vec{V}$, меняющего знак при пространственной инверсии. Таким образом, при количественном описании эффектов, наряду с величинами, связанными строго с природой слабого взаимодействия, необходимо принимать во внимание степень поляризации.

В разделе А главы I рассмотрен механизм, объясняющий величину остаточной поляризации μ^- -мезонов, наблюдаемую в вышеуказанной работе и в других многочисленных работах, осуществленных аналогичной методикой позже.

В работе [1] впервые было показано, что этот механизм в основном обусловлен спин-орбитальным взаимодействием в μ^- -мезоатоме, которое приводит к прецессии спина μ^- -мезона благодаря тому, что на мезоатомных уровнях μ^- -мезон живет достаточно долго. Именно, за исключением верхних, сильно возбужденных состояний, для уровней с тонким расщеплением ν и шириной 2γ выполняется соотношение

$$v/2\gamma \geq 1. \quad (I)$$

Этот же механизм проявлялся при изучении [2,3] угловых корреляций γ -квантов, излучаемых мезоатомами с неполяризованными μ^- -мезонами. В последнем случае, уменьшая неравномерность заселенности m -подуровней, он приводил к уменьшению анизотропии.

Пусть μ^- -мезон с начальной поляризацией P_0 захватываясь на орбиту мезоатома, последовательными переходами Оже доходит до первого уровня с орбитальным моментом l_N , для которого имеет место условие (I). Затем следует каскад $l_N(1)l_{N-1}(1) \dots l_2(1)l_1$ мезоатомных переходов с электрическими дипольными излучениями электронов Оже или γ -квантов. Доходя до уровня l_1 , μ^- -мезон может распадаться, приводя, благодаря остаточной поляризации P , к определенному угловому распределению электронов распада.

Используя теорию группы вращений, алгебру Рака и формализм матрицы плотности, выведена формула [1], определяющая деполяризацию в случае мезоатомов с ядерным спином ноль:

$$\left(\frac{P}{P_0}\right)_{l_N, l_{N-1}, \dots, l_1} = \sum_{j_N, j_{N-1}, \dots, j_1} \left\{ \begin{matrix} j_N & j_N & 1 \\ 1/2 & 1/2 & l_N \end{matrix} \right\} \times \prod_{i=0}^{N-2} B(j_{N-i}, j_{N-i-1}, l_{N-i}, l_{N-i-1}) \frac{(2j_i+1)^2}{2l_i+1} \left\{ \begin{matrix} j_i & j_i & 1 \\ 1/2 & 1/2 & l_i \end{matrix} \right\}, \quad (2)$$

где каждая из $N-1$ величины B под знаком произведения дается выражением

$$B(j_i, j_{i-1}, l_i, l_{i-1}) = (-1)^{l_i + l_{i-1} + 1} (2l_{i-1} + 1)^{\times} \times (2j_i + 1)^2 \left\{ \begin{matrix} j_i & j_i & 1 \\ j_{i-1} & j_{i-1} & 1 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} j_i & j_{i-1} & 1 \\ l_{i-1} & l_i & 1/2 \end{matrix} \right\} \quad (3)$$

Здесь и выше с помощью фигурных скобок обозначены $6j$ -символы Вигнера.

Суммируя по значениям полных моментов j_i ($i = 1, 2, \dots, N$), для наиболее вероятного нисходящего каскада $l_i = l_{i-1} - 1$ ($i = N - 1, N - 2, \dots, 1$); из (2) получается

$$\left(\frac{P}{P_0}\right)_{l_N, l_{N-1}, \dots, l_1} = \frac{1}{3} \left[\frac{(2l_N + 3)(l_N + 1)}{(2l_N + 1)^2} - \sum_{l=l_1+1}^{l_N} \frac{4l^2 - 5}{(4l^2 - 1)^2} + \frac{(2l_1 - 1)l_1}{(2l_1 + 1)^2} \right] \quad (4)$$

Поскольку распад происходит в основном из состояния $1S$, то отсюда следует приближенная оценка отношения остаточной и начальной поляризации при больших l_N (~ 14):

$$P/P_0 \approx 18\% \quad (5)$$

Этот вывод остается в силе при учете вида каскадов других типов, также исследованных в диссертации.

Результат (5), полученный несколько позже также И.М.Шмушкевичем, качественно согласуется с результатами экспериментов в различных элементах. Часть из них систематизирована А.О.Вайсенбергом (см. также обзорные доклады А.И.Алиханова и Р.Е.Маршака на IX Между-

народной конференции по физике высоких энергий).

Однако точность, достигнутая в теории и в эксперименте, позволяет делать более непосредственное сравнение.

Так, в случае углерода ($Z = 6$) первая в каскаде циркулярная орбита, для которой имеет место условие (I), необходимое для деполаризации, характеризуется квантовыми числами $n = 5$, $\ell = 4$. Предполагал, что в начале заселена лишь циркулярная орбита и подставляя значения $\ell_1 = 4$, $\ell_2 = 0$ в формулу (4), найдем $P/P_0 = 23,4\%$.

Вычисление этого отклонения, при использовании более реалистического статистического распределения ($\sim 2\ell + 1$) начального уровня с $n = 14$, приводит к

$$P/P_0 = 19\% \quad (6)$$

Таким образом теоретическое значение остаточной поляризации мало чувствительно относительно первоначальной заселенности. Некоторое уменьшение по сравнению с первым случаем (несмотря на то, что на уровне с $n = 5$ распределение по ℓ становится более равномерным) обусловлено тем, что I. во втором случае, наряду с нисходящим, важны осциллирующие каскады, 2. условие деполаризации (I) для нециркулярных орбит наступает раньше, чем для циркулярных.

Используя значение (6), следующее таким образом из предложенной теории деполаризации, нетрудно убедиться, что для углерода V-A теория хорошо согласуется с результатами экспериментов Р.Препоста и др. (Колумбийский университет, $P/P_0 = 19 \pm 3\%$) и В.С.Евсеева и др. (ОИЯИ, $P/P_0 = 19,4 \pm 1,1\%$).

С ростом Z увеличивается число уровней, удовлетворяющих условию (I), что приводит к большей деполаризации μ^- -мезона.

Однако для тяжелых мезоатомов должно наблюдаться насыщение, поскольку вклад уровней с большими значениями орбитального момента мал.

Влияние магнитного момента электронной оболочки с полным моментом j_e должно было привести к дополнительной деполаризации, характеризуемой фактором

$$F = (4j_e^2 + 4j_e + 3) / 3(2j_e + 1)^2 \quad (7)$$

Сделанное предположение о том, что в конденсированном веществе влияние соседних атомов и электронов приводит к компенсации магнитного момента, подтверждается рядом экспериментальных исследований.

Естественно, измерения, проведенные при низких температурах, а также для разных химических соединений, не могут претендовать на согласие с развитой теорией из-за вступления в игру дополнительных взаимодействий.

В разделе А главы I выведена также общая формула [4,5] для угловых корреляций двух последовательных излучений мезоатома с поляризованным мезоном. Частные случаи [6] этого выражения, учитывающего одновременно корреляции направлений и поляризаций излучений, предоставляют возможность определения спиральности мезона, независимо от спиральности нейтрино.

В случае поляризованного мезона, в отличие от случая, когда мезон не поляризован, взаимодействие спин-орбита может привести к увеличению анизотропии излучений мезоатомов.

В угловом распределении циркулярно поляризованных γ -квантов, являемся одним из случаев, где это проявляется, учтена [7] де-

поляризации μ^- - мезонов из-за предшествующих мезонотомных переходов. Частный случай полученной формулы для перехода $2P-1S$, когда условие (I) выполняется начиная с $\beta_{\gamma} = 14$, имеет вид

$$W = 1 + 0,102 \beta_{\gamma} \cos \theta, \quad (8)$$

где величина $\tau = 1$ ($\tau = -1$) для право - (лево -) циркулярно поляризованного γ - кванта.

В эксперименте Ву и др. главной трудностью было получение ориентации ядерных спинов. С этой целью применялся метод поляризации ядер взаимодействием с электронными оболочками парамагнитных ионов.

Раздел Б главы I посвящен развитию теории [8,9] этого эффекта, предложенной в первоначальном виде Гортером и Роузом. На её основании показано [9], что эксперимент Ву и др., с учетом влияния кулоновского поля ядра на среднюю скорость электронов, согласуется с V-A теорией вдоль всей кривой асимметрии. Вид последней (см. рис. 5 диссертации) несколько отличается от вида известной кривой, приведенной авторами эксперимента. Указанный вид следует из углового распределения электронов, полученных при β^- -распаде ядер Co^{60} :

$$W(\theta) \sim 1 + \alpha \cos \theta, \quad (9)$$

где

$$\alpha = (1-\beta) A \frac{\bar{v}_e}{c} \phi_1(T) \quad (10)$$

есть коэффициент асимметрии, θ - угол между направлениями поляризации ядра и вылета электрона. Величина β - поправка на рассеяние назад, равная в этом эксперименте 0,35. В множителе A , который должен быть равен -1 в случае V-A варианта, представлены константы связи слабого взаимодействия C_i и C'_i . Для вычисленной в диссертации средней скорости электронов \bar{v}_e/c получаются значения 0,54 (в работе Ву и др. принято 0,6) и 0,48 соответственно без учета и при учете влияния кулоновского поля ядра. Уменьшение \bar{v}_e/c в последнем случае связано с отмеченным Ферми сдвигом влево максимума импульсного спектра.

В выражении (10) $\phi_1(T)$ есть зависящая от температуры T степень поляризации ядер Co^{60} в состоянии со спином $I=5$.

В использованном подходе [9], исходя из гамильтониана парамагнетика во внешнем поле $H = \beta H S_x + A I_z S_x + B(I_z S_x + I_x S_z)$, в первом приближении получается

$$\phi_1 = \phi_1^{(0)} + \delta \left(\text{cth} \frac{\varphi}{2} + 1 \right) \left[\left(\frac{1}{2} - I \phi_1^{(0)} + \frac{1}{\alpha \tau} \right) \phi_1^{(0)} + \frac{3}{2} I \phi_2^{(0)} \right], \quad (11)$$

где $\delta = -B^2 S^2 / 2 \beta H$, $\varphi = -A S \tau$, $\tau = -1/kT$, $\alpha = \beta H$.

Это выражение объединяет как частные случаи известные формулы:

1) при $B/\beta H \rightarrow 0$ получается $\phi_1 = \phi_1^{(0)}$, т.е. формула нулевого приближения, график которой использован Ву и др. при интерпретации опыта;

2) при $\varphi \ll 1$, $\phi_1 = \frac{I+1}{3} \left[\varphi + \delta \left(1 + \frac{2}{\alpha \tau} \right) \right]$, которая есть формула, полученная Роузом и др.

Выражение (II) имеет симметричный вид. Все члены в добавке к нулевому приближению содержат в качестве множителей $\delta(\text{cth } \frac{\varphi}{2} + 1)$ и степень ориентации некоторого порядка. Эти свойства f_k сохраняются во втором приближении, которое и используется для сравнения с экспериментом.

В трактовке Ву величина A в формуле (10) принимает значение -1 лишь для одной левой точки кривой асимметрии. Между тем её значение должно быть одно и то же для всех точек.

В эксперименте фактически была наблюдева зависимость асимметрии от температуры, которая входит неявным образом, через время. Зависимость температуры от времени можно найти, используя формулы [10] для γ - анизотропии и результаты измерения последней.

Подставив найденную зависимость в аргумент вычисленного выражения для f_k , получится ход поляризации, как функции от времени. Воспользуясь, наряду с этим, формулами (9) и (10) производится сравнение с экспериментом. Полученная кривая согласуется с результатами измерения лучше, чем приведенная Ву и др. Для полей $H \sim 1000$ гаусс следует значение $A = -0,9$.

Выяснена [10] физическая причина наблюдаемой Амблером и др. зависимости степеней ориентации от внешнего магнитного поля, порядка нескольких сот эрстед. Она заключается в том, что через связь сверхтонкой структуры ядро противодействует поляризации электронной оболочки внешним полем.

Наряду с методом Гортера - Роуза, исследована другая возможность поляризации ядер взаимодействием с электронными оболочками. В то время, как в первом случае поляризация ядер направлена противоположно поляризации электронов, при поляризации ядер поляризованными электронами, захваченными на орбиту, эти направления совпадают.

В связи с обнаружением ядерных уровней с большими спинами и улучшением точности эксперимента представляет интерес оценка степени ориентации произвольного порядка к $f_k(I)$. Согласно [11] доказанной теореме в первом неисчезающем приближении

$$f_k(I) = V_k(I) \varphi^k \quad (12)$$

где

$$V_k(I) = \frac{k!(2I+k+1)!}{[2^k(2k-1)!!]^2(2k+1)(2I-k)!(2I+1)I^k}$$

φ - величина, через которую определяется заселенность: $Q_m \sim \exp[\varphi m]$ (Например, в случае поляризации ядер внешним полем $\varphi = \mu H / kT$, а в случае метода Гортера-Роуза, при $B/\beta \mu H \ll 1$, $\varphi = AS/kT$).

В главе II известные теории, относящиеся к проблеме электромагнитного возбуждения ядер медленными частицами, обобщены [12-18] в двух направлениях:

1) допущено, что падающая частица может иметь произвольный спин и рассмотрен вклад спинового магнитного момента в мультипольное возбуждение,

2) введено ядерное взаимодействие как посредством фазы потенциального рассеяния $\tilde{\sigma}_l$, так и через механизм составного ядра.

Выведена дисперсионная формула в теории возбуждения ядер [14] правильным фазовым множителем резонансной части амплитуды. Следствием неравномерности распределения m - подуровней являются дифференциальные сечения возбуждения [17], полученное на её основе, и угловое распределение γ -лучей, испускаемых при снятии возбуждения ядер [18].

Полное сечение возбуждения ядер нерелятивистскими частицами представляется в виде [15,17]:

$$\sigma = \sum_{\lambda=1}^{\infty} \left[(\sigma_1^{\lambda E} + \sigma_1^{\lambda M \text{ орб}} + \sigma_1^{\lambda M \text{ спин}}) + (\sigma_{1,2}^{\lambda E} + \sigma_{1,2}^{\lambda M \text{ орб}} + \sigma_{1,2}^{\lambda M \text{ спин}}) \right] + \sigma_2 \quad (13)$$

Первое выражение в круглых скобках есть сечение потенциального неупругого рассеяния. Оно является суммой сечений электрического, магнитно-орбитального и магнитно-спинового возбуждений. Ядерное взаимодействие также даёт вклад в эти сечения (через фазу d_p).

Второе выражение в круглых скобках соответствует интерференции между потенциальным и ядерно-резонансным неупругим рассеяниями.

σ_2 - сечение неупругого рассеяния, которое обусловлено образованием составного ядра, могущего проявляться в изобарически аналоговом состоянии.

Из развитой теории следует, что для медленных частиц вклад интерференции кулоновского и ядерно-резонансного возбуждений в полном сечении должен быть малым. Этот вывод согласуется [16,17] с экспериментальными данными Фигеры и др. и Форда и др. для реакции $Na^{23} (p, p' \gamma) Na^{23}$.

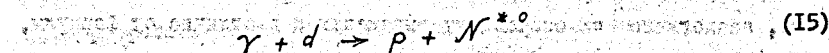
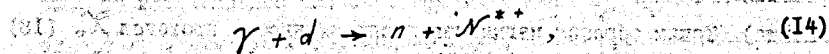
Установлено, что сечение σ^{λ} - полного магнитно-спинового возбуждения пропорционально $i(i+1) \mu_p^2$, где $2Z, \mu_p \vec{i}$ есть спиновый магнитный момент частицы, и выражается через сечение $\sigma^{\lambda+1}$ - полного электрического возбуждения.

При рассмотрении вопросов, составляющих содержание разделов IA, IB и главы II был использован формализм группы вращений. Эта группа, локально изоморфная группе $SU(2)$, применялась в трехмерном спин-орбитальном пространстве.

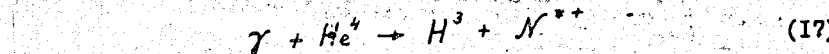
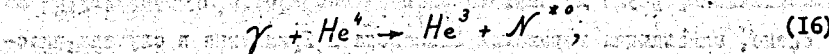
Вопросы, обсужденные в главе III, связаны с более высокими симметриями.

Естественным обобщением изобарической инвариантности явилась теория унитарной симметрии. Неприводимые представления группы $SU(3)$ описывают мультиплеты, объединяющие изобарические мультиплеты с разными гиперзарядами. Электромагнитное взаимодействие, наряду с полусильным, рассматривается как возмущение, нарушающее симметрию. Этим взаимодействием, в частности, обусловлены процессы фоторождения [19], а также магнитная восприимчивость и поляризация [20,21] барионов в $SU(6)$ -симметрии.

Наряду с соотношениями для амплитуд фоторождения, следующими из полной группы $SU(3)$, используя коэффициенты Клебша-Гордана этой группы, можно найти и такие, которые являются следствием лишь её подгруппы $SU(2)$, относящейся к изоспину, и предположения, что γ -квант есть суперпозиция изоскаляра и изовектора. Для фоторождения на дейтроне



и He^4



отсутствие в электромагнитном взаимодействии членов с изобарическими спинами $I \geq 2$ должно приводить к равенству сечений реакций как в первой паре (14), (15) так и во второй (16), (17).

Благодаря соотношению спектроскопической стабильности, остающейся в силе также в $SU(6)$ - симметрии, магнитная восприимчивость в первом приближении пропорциональна квадрату магнитного момента

$$\chi_B = \frac{N}{kT} \frac{\langle B | \vec{M}^2 | B \rangle}{3} \quad (18)$$

Выражение (18) вычислено для 18 бариев, заполняющих неприводимое представление 56 , в симметрии, не нарушенной полусильным взаимодействием. В случае протонов квадрат магнитного момента

$\langle p | \vec{M}^2 | p \rangle$ равен μ_p^2 , $3\mu_p^2$ и $(17/3)\mu_p^2$ в классической теории, в симметриях $SU(2)$ и $SU(6)$, соответственно (μ_p - максимальное значение проекции магнитного момента). Таким образом магнитная восприимчивость протонов χ_p (18) в $SU(6)$ - симметрии, не нарушенной полусильным взаимодействием, аналогично классическому выражению и в отличие от формулы, следующей из $SU(2)$ и $SU(3)$ - симметрий, не согласуется с измеренным Лазаревым и др. её значением.

Точная формула для магнитной восприимчивости протонов в той же схеме, заменяющая выражения Ланжевена и Бриллюэна в случаях классической теории и $SU(2)$ - симметрии, имеет вид

$$\chi_p = \frac{N\mu_p}{3H} \frac{10 \operatorname{sh} \frac{5}{3} a + \operatorname{sh} \frac{1}{3} a}{2 \operatorname{ch} \frac{5}{3} a + \operatorname{ch} \frac{1}{3} a}, \quad (19)$$

где $a = \mu_p H / kT$.

Получены выражения для магнитной восприимчивости и поляризации протонов также в схеме $SU(6)$ - симметрии, нарушенной полусильным взаимодействием. При умеренных магнитных полях эти выражения совпадают с соответствующими выражениями в $SU(2)$ - симметрии и согласуются с экспериментом. Наибольшее отличие от $SU(2)$ - симметрии проявляется при $\mu_p H / \Delta m \geq 1$, где Δm - разность масс резонанса N^{*+} и протона.

При магнитных полях ($H \geq 10^{19}$ гаусс), превышающих на 4 порядка максимальное значение полей, предполагаемых ныне в пульсарах, намагничение протонов $I_p = \chi_p H$ в полтора раза должно превышать $N\mu_p$.

Из рассмотрения следует, что если протон описывается представлением какой либо симметрии, более высокой чем $SU(2)$ - симметрия, то максимальное значение намагничения I_p может отличаться от $N\mu_p$. Для этого необходимо лишь, чтобы протон содержался в одном и том же супермультиплете с частицей, квантовые числа которой разрешают иметь магнитный момент перехода между ними.

В приложениях рассмотрены свойства симметрии коэффициентов Клебана-Гордана группы $SU(6)$. Обсужденные соотношения позволяют уточнять значения унитарного скалярного фактора, приведенные в литературе.

ВЫВОДЫ

В части диссертации рассмотрены эффекты поляризации спина, первоначально проявленные в первых экспериментах по изучению не-сохранения четности в слабых взаимодействиях. Именно:

1. Показано, что основной механизм деполяризации μ^- -мезонов, образовавшихся при распадах π^- -мезонов в различных элементах ($Z > 1$) обусловлен спин-орбитальным взаимодействием в μ^- -мезо-атоме.

2. В случае мезоатомов с ядерным спином ноль построена теория, описывающая наблюдаемую остаточную поляризацию.

Из сравнения теории с экспериментом следует, что

а) V-A теория объясняет угловое распределение электронов в распадах μ^- -мезонов, рождающихся при распадах π^- -мезонов.

б) Влияние соседних атомов и электронов в веществе приводит к компенсации магнитного момента электронной оболочкой.

в) При низких температурах, а также в случаях, когда в качестве мишеней используются химические соединения, должны быть учтены другие взаимодействия, помимо рассмотренных в диссертации.

3. Исследованы эффекты угловых корреляций излучений мезоатома с поляризованным мезоном. Частные случаи формулы, наиболее общей в теории угловых корреляций, предоставляют возможность определения спиральности мезона.

4. Развита теория поляризации ядер методом Гортера-Роуза, объясняющая зависимость степеней ориентации от внешнего магнитного поля и температуры. Известные формулы Стинберга и Роуза и др. при определенных ограничениях следует из выражения, выведенного в диссертации.

5. С помощью указанной теории, в рамках V-A варианта получено описание асимметрии, наблюдаемой в угловом распределении электронов распада ядер Co^{60} (эксперимент Ву и др.).

Формализм группы вращений, использованием которого получены отмеченные результаты, применен также при рассмотрении вопросов, относящихся к теории возбуждения ядер. В этой области:

6. Выведена дисперсионная формула, учитывающая вклад резонансов и ядерных сдвигов фаз в неупругом рассеянии нерелятивистских частиц.

7. Из выражения для сечения возбуждения, полученного на основании последней следует, что

а) Расширена область применимости теории, так как вследствие включения ядерных взаимодействий энергия налетающей частицы теперь не ограничена сверху значением энергии кулоновского барьера.

б) Наблюдающиеся резонансы могут быть исследованы для выявления изобарически аналоговых состояний.

в) Вероятность обнаружения переходов $M1$ значительно возрастет, если ядра будут бомбардированы частицами со спином $l > 1/2$.

г) При возбуждении невысоких состояний ядер, в согласии с экспериментом, вклад интерференции резонансной и нерезонансной амплитуд должен быть малым.

В диссертации обсуждаются также вопросы, относящиеся к внутренним свойствам симметрии частиц и легких ядер.

8. Экспериментальное исследование рассмотренных реакций фоторождения на дейтроне и He^+ укажет верхний предел доли изотопных членов в электромагнитном взаимодействии.

9. Показано, что магнитная восприимчивость протонов в симметрии $SU(6)$, нарушенной полусильным взаимодействием, в отличие от ненарушенной, согласуется с имеющимися данными эксперимента.

Максимальное отличие от предсказания симметрии $SU(2)$ проявилось бы при больших полях.

10. Значение намагничивания в случае полей $H \geq 10^{19}$ гаусс связано с вопросом, имеет ли протон отношение к сложным симметриям.

Материалы диссертации были представлены и доложены на Втором совещании по космическим лучам и частицам высоких энергий (Ереван, 1958), XVI и XIX Ежегодных совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Москва, 1966 и Ереван, 1969), IX и XV Международных конференциях по физике высоких энергий (Киев, 1959 и Киев, 1970), Международном конгрессе по ядерной физике (Париж, 1964) и опубликованы в работах [1], [4 - 21].

1. В.А.Джрбашян. Деполяризация μ^- -мезона при мезоатомных переходах. *ИЭФ*, 36, 277, 1959.
2. В.А.Джрбашян. γ - γ угловая корреляция при мезоатомных переходах. *ИЭФ*, 31, 1090, 1956.
3. В.А.Джрбашян. Об угловой корреляции γ -квантов, излучаемых мезоатомами. *Изв. АН Арм. ССР, серия физ.мат. наук*, 10, 81, 1957.
4. В.А.Джрбашян. Влияние поляризации μ^- -мезона на эффект корреляции γ -лучей, испускаемых мезоатомом. *ИЭФ*, 34, 260, 1958.
5. В.А.Джрбашян. Угловое распределение и угловая корреляция излучений ядер с ориентированными электронными оболочками. *ИЭФ*, 36, 1240, 1959.
6. В.А.Джрбашян. Угловая корреляция циркулярно поляризованных γ -квантов на μ^- -мезоатоме. *ИЭФ*, 35, 307, 1958.
7. В.А.Джрбашян. Об одном возможном методе определения направления поляризации μ^- -мезона. *ИЭФ*, 36, 1572, 1959.
8. V.A.Djrbashian. Polarization of nuclei by interaction with electron shells. *Nuclear Phys.*, A103, 177, 1967.
9. В.А.Джрбашян. Бета-асимметрия при поляризации ядер методом Гортера-Роуза. *Изв.АН Арм.ССР, физика*, 7, 165, 1972.
10. В.А.Джрбашян. Гамма-анизотропия при поляризации ядер методом Гортера-Роуза. *Изв.АН Арм.ССР, физика*, 6, 439, 1971.
11. В.А.Джрбашян. О степенях ориентации ядер. *Изв.АН Арм.ССР, физика*, 6, 433, 1971.
12. В.А.Джрбашян. Электромагнитное возбуждение ядра медленной частицей с произвольным спином. *Изв. АН Арм.ССР, серия*

- физ.мат.наук, 17, 99, 1964.
- 13.В.А.Джрбашян. Возбуждение ядер медленными заряженными частицами. ИЭФ, 44, 157, 1963.
- 14.В.А.Джрбашян. Дисперсионная формула в теории возбуждения ядер. Изв. АН Арм.ССР, серия физ.мат, наук, 16,87,1963.
- 15.В.А.Джрбашян.Excitation of the nuclei by non-relativistic particles. Comptes Rendus du Congr.Int.de Phys. Nucleaire,Paris,2,838,1964.
- 16.В.А.Джрбашян. Об интерференционном эффекте при возбуждении Na^{23} протонами. ДАН Арм. ССР, 40, 19, 1965.
- 17.В.А.Джрбашян. Excitation of nuclei by a particle field. Nuclear Phys. 65,167,1965
- 18.В.А.Джрбашян. Угловое распределение γ -лучей, испускаемых при снятии возбуждения ядер. Изв.АН СССР, серия физическая, 30, 1281, 1966; Nuclear Phys., 81,215,1966.
- 19.В.А.Джрбашян. Изотопические соотношения для процессов фоторождения. Изв.АН Арм.ССР, физика, 2, 440, 1967.
- 20.В.А.Джрбашян. О магнитных моментах барьонов в схеме $SU(6)$ -симметрии. Изв.АН Арм.ССР, физика, 3, 408, 1968; Препринт ЕРФИ, Т9-1, 1968.
- 21.В.А.Джрбашян. Магнитная восприимчивость и поляризация протона в нарушенной симметрии $SU(6)$. Изв. АН Арм.ССР, физика, 4, 298, 1969; Препринт ЕРФИ Т9-3, 1969.

Заказ 0637

ББ-03271

Тираж 180

Отпечатано на ротапринте
Ереванского физического института, Ереван 36, пер.Маргаряна 2