

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

539.12.01

НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПО НАРУШЕНИЮ P -ЧЕТНОСТИ В ПРОТОН-ПРОТОННОМ И НУКЛОН-ЯДЕРНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

В. Б. Конелиович

СОДЕРЖАНИЕ

1. Экспериментальные данные	731
2. Теоретические оценки и неопределенности	732
3. Ситуация с P нечетными, наблюдаемыми в $np \rightarrow d\gamma$ -захвате	734
4. Перспективы, проблемы	736
Цитированная литература	737

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

В последнее время появились исключительно важные результаты по нарушению пространственной четности в протон-протонном и нуклон-ядерном взаимодействиях в широком интервале энергий (до 6 ГэВ/с)¹⁻⁴. Нарушение четности в ядерных процессах изучается на протяжении 17 лет — с 1964 г., когда существование P -нечетных ядерных сил было впервые обнаружено в $(n\gamma)$ -реакции на ядре ^{113}Cd ⁵. Экспериментальное изучение P -нечетных эффектов в таких процессах, к которым следует отнести, помимо $(n\gamma)$ -реакций, радиационные переходы в ядрах, α -распад и деление ядер под действием поляризованных нейтронов, было облегчено тем обстоятельством, что в реакциях с участием достаточно тяжелых ядер существуют специфические механизмы (как правило, это смешивание близко расположенных уровней с противоположной четностью) усиления наблюдаемых эффектов до величины порядка 10^{-5} — 10^{-4} и, в отдельных случаях, даже большей (см., например, ⁶⁻⁸). Однако в прямых экспериментах по рассеянию нуклонов на нуклонах или ядрах зарегистрировать нарушение четности не удавалось вследствие малости P -нечетных эффектов в таких процессах. В pp -рассеянии существовала лишь верхняя граница для P -нечетной асимметрии $A = (\sigma_+ - \sigma_-)/(\sigma_+ + \sigma_-)$, где $\sigma_{\pm}$ — полные сечения рассеяния протонов, поляризованных по направлению (против направления) своего импульса.

Полученные в работах ^{1,2} значения A_{pp} при энергиях протонов 15 МэВ (Лос-Аламосская научная лаборатория (LASL), США) и 45 МэВ (Швейцарский институт ядерных исследований, SIN) таковы:

$$A_{pp}(15 \text{ МэВ}) = (-1,7 \pm 0,8) \cdot 10^{-7}.$$

$$A_{pp}(45 \text{ МэВ}) = (-3,2 \pm 1,1) \cdot 10^{-7}.$$

В pd -рассеянии при 15 МэВ существует верхняя граница для A_{pd} ¹⁰:

$$A_{pd}(15 \text{ МэВ}) = (-0,35 \pm 0,85) \cdot 10^{-7}.$$

В Аргоннской национальной лаборатории (ANL, США) получено значение асимметрии для рассеяния протонов на воде при импульсе 6 ГэВ/с:

$$A_{p\text{H}_2\text{O}}(6 \text{ ГэВ}) = (2,65 \pm 0,60) \cdot 10^{-6}.$$

Этот результат означает, что P -нечетные эффекты в протон-нуклонном взаимодействии значительно растут с ростом энергии.

В эксперименте ⁴ измерено вращение спина нейтрона, поляризованного поперечно к направлению его импульса, при прохождении через олово. Этот красивый эффект, на который было указано в работах ¹¹, аналогичен вращению плоскости поляризации фотонов при прохождении через пары висмута ¹² и обусловлен тем, что фаза волновой функции нейтрона, которая приобретает при его рассеянии на ядре, зависит от проекции спина на импульс. Фактор e^{ikx} для нейтрона в среде заменяется на e^{ikxn} , где показатель преломления $n = 1 + (2\pi/k^2) \rho f(0)$. Амплитуда рассеяния на нулевой угол на атоме вещества $f(0) = f^+ + f^- \sigma_{\mathbf{n}} \mathbf{k}$, ρ — плотность вещества (количество атомов в единице объема). После прохождения нейтроном расстояния L возникает оператор $e^{-i(\varphi/2) \sigma_{\mathbf{n}} \mathbf{k}}$ поворота спина нейтрона на угол $\varphi = -4\pi L \operatorname{Re} f^-$ вокруг направления $\mathbf{k}$. Измеренный в работе ⁴ угол φ при прохождении одного сантиметра олова составил при энергии нейтронов $E_n \approx 10^{-2}$ эВ («холодные» нейтроны),

$$\varphi(^{117}\text{Sn}) = (+36,7 \pm 2,7) \cdot 10^{-6} \text{ рад/см},$$

$$\varphi(^{124}\text{Sn}) = (+0,48 \pm 1,49) \cdot 10^{-6} \text{ рад/см}.$$

Для естественного олова

$$\varphi(^{\text{nat}}\text{Sn}) = (+4,95 \pm 0,93) \cdot 10^{-6} \text{ рад/см}.$$

После вычитания из этого числа вклада от 7,61 % ¹¹⁷ Sn, содержащихся в естественном олове, остается значение $\varphi' = (+2,16 \pm 0,95) \cdot 10^{-6}$ рад/см. Положительный знак означает, что вращающийся спин нейтрона и его импульс образуют правый винт. Существенно, что этот эффект определяется реальной частью амплитуды, несохраняющий четность.

В работе ⁴ измерена также, хотя и с большой ошибкой, зависимость полного сечения рассеяния нейтрона на ядре Sn от спина нейтрона: $A_{n\text{Sn}} = (-9,78 \pm 4,01) \cdot 10^{-6}$. Этот эффект определяется мнимой частью несохраняющей четность амплитуды. Поскольку слабая амплитуда вещества, вносит вклад член в полную амплитуду рассеяния нейтрона на ядре Sn, описывающий интерференцию слабого и сильного взаимодействий.

В последнее время более точное измерение величины $A_{n\text{Sn}}$ проведено в Ленинградском институте ядерной физики. Результат, полученный здесь при $E_n \approx 2 \cdot 10^{-2}$ эВ: $A_{n\text{Sn}} = (-6 \pm 1) \cdot 10^{-6}$.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ И НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ

По существующим представлениям P -нечетные эффекты в адронных взаимодействиях без изменения странности (аромата) обусловлены интерференцией нарушающей четность амплитуды слабого взаимодействия с амплитудой сильного взаимодействия, определяющей наблюдаемое сечение рассеяния адронов.

Измеренная асимметрия полного сечения pp -рассеяния при 15 и 45 МэВ по порядку величины согласуется с оценкой, которую можно получить из простых соображений:

$$A_{pp} \sim \frac{Gm^2}{4\pi} \sim 10^{-7};$$

здесь $G \simeq 1,2 \cdot 10^{-5}$ ГэВ⁻² — фермиевская константа слабого взаимодействия, m^{-1} — характерный размер для сильных взаимодействий, при достаточно большой энергии $m \approx 0,3$ ГэВ, с падением энергии m также падает.

Более детальные расчеты A_{pp} , выполненные рядом авторов ¹³⁻¹⁶, хотя и воспроизводят эффект по порядку величины, не вполне согласу-

ются друг с другом. При небольших энергиях учитывают лишь нарушающий четность переход $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$, при этом амплитуда перехода с учетом взаимодействия в начальном и конечном состоянии пропорциональна

$$f_{^1S_0 \rightarrow ^3P_0} e^{i(\delta_{^1S_0} + \delta_{^3P_0})},$$

где $\delta_{^1S_0}$ и $\delta_{^3P_0}$ — фазы рассеяния в 1S_0 - и 3P_0 -состояниях, а асимметрия сечения такова:

$$A_{pp} = \frac{2kf_{^1S_0 \rightarrow ^3P_0} \sin(\delta_{^1S_0} + \delta_{^3P_0})}{\sin^2 \delta_{^1S_0} + \sin^2 \delta_{^3P_0} + 3 \sin^2 \delta_{^3P_1} + 5 \sin^2 \delta_{^3P_2}}.$$

В знаменателе этого выражения полное сечение pp-рассеяния выражено через фазы рассеяния. В вещественную амплитуду $f_{^1S_0 \rightarrow ^3P_0}$ вносят вклад как изоскалярное или изотензорное слабое взаимодействие (обмен векторными мезонами (рис. 1, а), так и изовекторное слабое взаимодействие

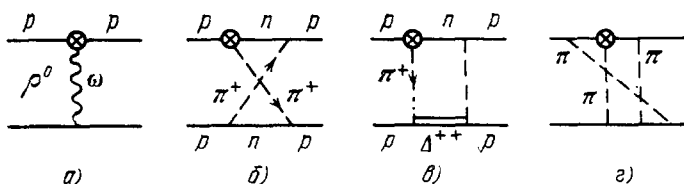


Рис. 1.

(обмен как минимум двумя π -мезонами (рис. 1, б, в), а также нейтральным векторным мезоном. Напомним, что нарушающая четность π^0 NN-вершина запрещена CP -инвариантностью.) Расчет вкладов от векторных обменов в A_{pp} с константами ρ^0 NN и ω NN, вычисленными в модели Вайнберга — Салама, с учетом глюонных поправок приводит к величине A_{pp} ¹⁶, в несколько раз меньшей наблюдаемого значения^{1,2}. Очень важно в связи с этим провести изучение и расчет изовекторных вкладов в асимметрию сечения, которые, по имеющимся оценкам, находятся на уровне 10^{-7} (в модели Вайнберга — Салама^{13,14}). Простейшие диаграммы рис. 1, б, в не исчерпывают собой всю совокупность диаграмм для изовекторного слабого взаимодействия, в которую входят также неприводимые диаграммы 3π -обменов (рис. 1, г) и т. д.

Изовекторное слабое взаимодействие, т. е. обмен заряженным π -мезоном играет важную роль в радиационных переходах в ядрах⁸. По совокупности экспериментальных данных, слабая константа $g_{\pi NN}^w$ находится в пределах $(0,3-0,6) \cdot 10^{-6}$ ⁸. Теоретическое значение этой константы содержит большие неопределенности, поскольку одних лишь соображений симметрии недостаточно для ее вычисления и необходимы динамические предположения для вычисления вкладов от виртуальных $q\bar{q}$ -пар¹⁷. Важно, тем не менее, что в теориях с нейтральными токами возможно значение этой константы, существенно большее, чем в теории Кабиббо, где $g_{\pi NN}^w \sim \sim \sin^2 \theta_c$, $\sin^2 \theta_c \approx 1/25$, а $g_{\pi NN}^w \approx 4 \cdot 10^{-8}$ ¹⁷.

При высокой энергии необходимо учитывать малость отношения $\eta = \text{Re}f/\text{Im}f$ реальной и мнимой части амплитуды сильного взаимодействия, поскольку вещественная слабая амплитуда интерферирует в сечении с вещественной частью амплитуды сильного взаимодействия. Поэтому

$$A_{pN} \sim |\eta| \frac{Gm^2}{4\pi} \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ при импульсе } 6 \text{ ГэВ/с.}$$

Более детальный расчет, выполненный в модели партонных с заряженными токами с учетом обмена составляющими-кварками¹⁸ приводит к значению A_{pN} , несколько меньшему по величине: $A_{pN} \approx 10^{-8}$. Учет вкладов от нейтральных токов не может поднять теоретическое значение A_{pN} выше уровня $3 \cdot 10^{-8}$. Таким образом, имеется расхождение на два порядка между экспериментальным значением A_{pN} и теоретическим предсказанием в модели партонных*).

Детальный расчет вращения спина нейтрона в олове отсутствует и, видимо, невозможен в настоящее время, так как для этого необходимо знание структуры уровней ядра, их квантовых чисел и соответствующих волновых функций. По оценке, сделанной в работе¹⁹, наблюдаемый эффект в 3000 раз превышает значение ϕ , которое можно получить, если в качестве амплитуды взаимодействия нейтрона с атомом олова взять сумму амплитуд взаимодействия нейтрона с электронами и нуклонами ядра в модели Вайнберга — Салама. Необходимое усиление можно получить, если в ^{117}Sn имеется достаточно близко лежащий (на расстоянии ~ 1 эВ) p -уровень¹⁹. Необходимый фактор усиления может быть меньше $3 \cdot 10^3$, если в качестве элементарного взять изовекторное взаимодействие (обмен двумя π -мезонами), которое имеет большую эффективную константу взаимодействия. Кроме того, как показали расчеты, проведенные в случае радиационных переходов в ядрах ^{18}F , ^{19}F , ^{21}Ne , ^{41}K , ^{175}Lu , ^{181}Ta , факторы усиления $\sim 10^2$ и более вполне достижимы. Например, в ядре ^{19}F экспериментальное значение асимметрии вылета фотонов $^{20}A_\gamma = (-0,85 \pm \pm 0,26) \cdot 10^{-4}$, теоретическое значение $A_\gamma = -1,5 \cdot 10^{-4}$ ⁸, в ^{175}Lu циркулярная поляризация фотонов $P_\gamma^{\text{эксп}} = (0,55 \pm 0,05) \cdot 10^{-4}$ ²¹, $P_\gamma^{\text{теор}} = 0,56 \cdot 10^{-4}$ ⁸. Имеются также эффекты, существенно большие по величине, как, например, в случае ^{180m}Hf , где наблюдаемое значение A_γ составляет $(1,66 \pm 0,18) \cdot 10^{-2}$ ²², однако в этих случаях из-за плохого знания ядерной структуры отсутствуют достаточно надежные теоретические расчеты.

3. СИТУАЦИЯ С P -НЕЧЕТНЫМИ, НАБЛЮДАЕМЫМИ В $pn \rightarrow d\gamma$ -ЗАХВАТЕ

Остановимся кратко на P -нечетных эффектах в реакции $pn \rightarrow d\gamma$ -захвата, поскольку в этом элементарном ядерном процессе на протяжении ряда лет существует значительное расхождение между наблюдаемым значением циркулярной поляризации фотонов $P_\gamma = (-1,3 \pm 0,45) \cdot 10^{-6}$ ²³ и результатами нерелятивистского расчета $(2-3 \cdot 10^{-8})$ ^{8, 24}. В настоящее время в ЛИЯФ на существенно измененной аппаратуре выполняется новый эксперимент по измерению циркулярной поляризации в реакции $pn \rightarrow d\gamma$. По достижимой точности этот эксперимент в несколько раз лучше предыдущего и позволит в ближайшее время проверить ранее полученный результат.

P -нечетные эффекты в этой реакции при захвате тепловых нейтронов возникают за счет интерференции основного, магнитно-дипольного перехода из 1S_0 -состояния с амплитудой $E1$ -перехода из 1S_0 -состояния (в случае циркулярной поляризации P_γ) или 3S_1 -состояния (в случае асимметрии A_γ вылета фотонов при захвате поляризованного нейтрона). В рамках нерелятивистского подхода установлены правила отбора по изоспину для этих величин: P_γ определяется изоскалярной или изотензорной частью слабого гамильтониана, т. е. обменом тяжелыми векторными мезонами; асимметрия определяется изовекторной частью слабого гамильтониана,

*) Глауберовское экранирование несущественно меняет результат для ядра ^{16}O , и в этих оценках им пренебрегалось.

т. е. обменом легкими π -мезонами²⁴. Подавленность нерелятивистского результата для P_γ обусловлена как отталкиванием между нуклонами на расстояниях $\sim 1/m_V$, где m_V — масса векторного мезона, так и тем, что нерелятивистский оператор электрического дипольного перехода имеет вид ωg , т. е. пропорционален малой энергии фотона $\omega = \varepsilon = 2,2$ МэВ. Релятивистские эффекты, в основном немассовые эффекты, меняют правила отбора по изоспину, так что в P_γ при их учете вносит вклад также изовекторная часть слабого гамильтониана (соответственно, изоскалярная часть электромагнитного взаимодействия)²⁵. Грубая оценка относительной величины этих вкладов в случае P_γ такова:

$$\frac{\varepsilon}{M} \frac{g_{\pi NN}^w g_{\pi NN}^s}{\mu_\pi^2 + P^2} \frac{P^4}{m^4} \left(\frac{g_{VNN}^w g_{VNN}^s}{m_V^2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{M} \frac{P^2}{m_V^2}} \right)^{-1} \sim 1$$

при $g_{\pi NN}^w = 0,5 \cdot 10^{-8}$, M — масса нуклона, P — импульс нуклона в ядре. Малости $\sqrt{\varepsilon/M} \approx 1/20$ и $P^2/m_V^2 \approx 0,2$ в знаменателе этого выражения.

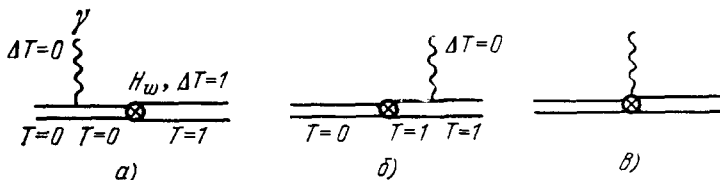


Рис. 2.

обусловлены фактором ω в операторе электрического дипольного перехода и отталкиванием на малых расстояниях. Релятивистские вклады имеют малость ε/M , которая компенсируется отчасти малым знаменателем, но не имеют других существенных малостей. Это связано с тем, что для изоскалярного электромагнитного взаимодействия и изовекторного слабого (и лишь при нарушении пространственной четности!) имеются полюсные диаграммы вида рис. 2, а, б, которые вносят вклад в нулевую компоненту эффективного тока, так что

$$j_\alpha \approx C \left(\xi_\alpha - \frac{d_\alpha}{dq} \xi_q^\dagger \right),$$

$C \sim \varepsilon$ из-за компенсации диаграмм 2, а, б, где ξ — волновая функция дейтрона, d — 4-импульс начального или конечного состояний. Для изовекторного электромагнитного взаимодействия такие полюсные вклады отсутствуют. Более детальные расчеты релятивистских вкладов также приводят к выводу о том, что они могут находиться на уровне $\sim 10^{-8}$. В случае асимметрии A_γ дальнедействующая амплитуда однопионного обмена вносит вклад уже в нерелятивистском приближении, поэтому релятивистские эффекты не могут сказаться здесь столь же сильно. Экспериментально $A_\gamma = (0,6 \pm 2,1) \cdot 10^{-7}$ ²⁶, что не противоречит имеющимся теоретическим оценкам⁸.

Альтернативой подходу, основанному на мезонных обменах, является кварк-ядерный подход, развиваемый в работах²⁷. Преимущество этого подхода в случае расчета вкладов от изоскалярного слабого взаимодействия (векторные обмены) состоит в том, что минует стадия вычисления

констант связи векторных мезонов с нуклонами, поскольку амплитуда выражается непосредственно через константы связи промежуточных бозонов с кварками и распределения кварков в дейтроне на малых расстояниях. Отметим, однако, что проблема включения калибровочно-инвариантным образом электромагнитного взаимодействия в таком подходе технически существенно более сложна, чем в случае двухнуклонной системы, рассмотренном в работе ²⁵, и требует специального исследования.

4. ПЕРСПЕКТИВЫ, ПРОБЛЕМЫ

Кратко рассмотренные в настоящем обзоре эксперименты завершают, по существу, формирование нового раздела физики слабых взаимодействий — слабого взаимодействия адронов без изменения странности (аромата), начало которому было положено экспериментами по P -нечетным ядерным силам. Очевиден ряд вопросов, которые надлежит выяснить в первую очередь и которые, безусловно, будут выяснены в скором времени.

Помимо уточнения величины P -нечетной асимметрии полного сечения pp -взаимодействия и проверки значения циркулярной поляризации в $pp \rightarrow d\gamma$ -захвате очень важна проверка эксперимента при 6 ГэВ/с, а в случае его подтверждения — измерение зависимости эффекта от энергии от 45 МэВ до импульса 6 ГэВ/с и выше. Желательно также проведение более сложных экспериментов, например, измерение корреляций вида $(\xi_p \times \xi_t | k_0)$, где ξ_p и ξ_t — спины пучка и мишени ¹⁸. Этот эффект пропорционален мнимой части амплитуды сильного взаимодействия и может быть на уровне 10^{-5} , если $A_{pN} \sim 3 \cdot 10^{-6}$. Подтверждение существования эффектов нарушения четности такой величины может привести к значительному изменению имеющихся представлений о слабом (и, возможно, даже и сильном) взаимодействии адронов с адронами при высоких энергиях.

Независимо от этого были бы интересны поиски процессов одиночного (слабого) рождения странных частиц, в первую очередь гиперонов, т. е. реакций $pN \rightarrow \Lambda N$, $N\Sigma$ ²⁸, сечения которых в стандартной теории находятся на уровне 10^{-39} см² при энергии протонов 0,6—0,8 ГэВ и убывают с ростом энергии до величин $\sim 10^{-40}$ см². Если механизм усиления слабого адрон-адронного взаимодействия распространяется также и на такие процессы, их сечения могут быть больше на 3—4 порядка.

В теоретическом плане обсуждаемые процессы при небольших энергиях весьма сложны. В области промежуточных энергий теория элементарных частиц еще далека от такой стадии, когда будет возможно серьезное сопоставление данных опыта с теоретическими предсказаниями. Одной из важных задач является изучение изовекторного слабого взаимодействия нуклонов, осуществляемого за счет обменов одним или несколькими π -мезонами (см. рис. 1, б-г). Известно, что аналогичные процессы играют важную роль в сильном взаимодействии нуклонов при промежуточных энергиях ²⁹. Как обсуждалось выше, есть основания полагать, что и в слабом взаимодействии, в частности, в случае pN -рассеяния при энергии ~ 1 ГэВ и в радиационных переходах в ядрах, включая $pp \rightarrow d\gamma$ -захват, эти процессы играют определяющую роль. Развитие теории собственно слабого взаимодействия адронов не может происходить без прогресса в теории сильного взаимодействия, и наоборот, изучение слабого взаимодействия адронов может привести к новой точке зрения на проблемы сильного взаимодействия.

Автор благодарен В. М. Лобашеву за обсуждения и полезные замечания.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Nagle D. E., Bowman J. D., Hoffman C. et al.— AIP Conf. Proc., 1978, № 51, p. 224.
2. Balzer R., Henneck R., Jacquemart Ch. et al.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 699.
3. Lockyer N., Romanovski T. A., Bowman J. D. et al.— Ibid., 1980, v. 45, p. 1821.
4. Forte M., Heckel B. R., Ramsey N. F. et al.— Ibid., p. 2088.
5. Абов Ю. Г., Крупчицкий П. А., Оратовский Ю. А.— Phys. Lett., 1964, v. 12, p. 25; ЯФ, 1965, т. 1, с. 479.
6. Шапиро И. С.— УФН, 1968, т. 95, с. 647.
7. Абов Ю. Г., Крупчицкий П. А.— УФН, 1976, т. 118, с. 141. Данилян Г. В.— УФН, 1980, т. 131, с. 329.
8. Fischbach E., Tadić D.— Phys. Rept., 1976, v. 6C, p. 123. Cari M.— Ibid., p. 318.
9. Desplanques B.— In: Proc. of the 8th Intern. Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure. Vancouver, 1979: Nucl. Phys. Ser. A, 1980, v. 335, p. 147.
10. Potter J. M., Bowman J. D., Hwang C. F. et al.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 1307.
11. Potter J. M. et al.— In: ANL Symposium on Polarized Beams and Targets —1976.
12. Michel F. C.— Phys. Rev. Ser. B, 1964, v. 133, p. 329.
13. Stodolsky L.— Phys. Lett. Ser. B, 1974, v. 50, p. 352.
14. Барков Л. М., Золоторев М. С., Хриплович И. Б.— УФН, 1980, т. 132, с. 409.
15. Brown V. R., Henley E. M., Kreis F. R.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 30, p. 770; Phys. Rev. Ser. C, 1974, v. 9, p. 935.
16. Simonius M.— Nucl. Phys. Ser. A, 1974, v. 220, p. 269.
17. Лобов Г. А.— Письма ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 70.
18. Dubovick V. M., Zamiralov V. S., Zenkin S. V.— Preprint JINR E2-80-502. — Dubna, 1980.
19. Desplanques B., Donaghue J. F., Holstein B. R.— Ann. Phys. (N.Y.), 1980, v. 124, p. 449.
20. Копелиович В. Б., Франкфурт Л. Л.— Письма ЖЭТФ, 1975, т. 22, с. 601; Nucl. Phys. Ser. B, 1976, p. 360.
21. Stodolsky L.— Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 96, p. 127.
22. Adelberger E. G. et al.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 402.
23. Лобашев В. М., Назаренко В. А., Саенко Л. Ф., Смотрицкий Л. М., Харкевич Г. И.— Письма ЖЭТФ, 1966, т. 3, с. 268.
24. Crane K. S., Olsen C. E., Sites J. R., Steyert W. A.— Phys. Rev. Ser. C, 1971, v. 4, p. 1906.
25. Lobashev V. M., Yegorov A. I., Kaminker D. M. et al.— Nucl. Phys. Ser. A, 1972, v. 197, p. 241.
26. Данилов Г. С.— Phys. Lett. Ser. B, 1965, v. 18, p. 40; 1971, v. 35, p. 579; ЯФ, 1974, т. 14, с. 788.
27. Копелиович В. Б.— Письма ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 730; Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 78, p. 529.
28. Savignac J. F. et al.— Ibid., 1977, v. 67, p. 148.
29. Дубовик В. М., Кобушкин А. П.— Препринт ИТФ АН УССР.— Киев, 1978.
30. Дубовик В. М., Обуховский И. Г.— Препринты ОИЯИ E2-80-554, -555.— Дубна, 1980.
31. Марков М. А., Ван Хей Н.— ЖЭТФ, 1962, т. 42, с. 273.
32. Копелиович В. Б.— ЯФ, 1973, т. 18, с. 174.
33. Brown G. E. Proc. of the Workshop on Program options in Intermediate — Energy Physics, Los — Alamos, New — Mexico, August 20—31, 1979, LA—8335—C, V. II.