

УДК 539.17.01

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЙ ПРИ РАССЕЯНИИ ПРОТОНОВ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ НА АТОМНЫХ ЯДРАХ

В. П. Заварзина, А. В. Степанов

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Дан обзор данных поляризационных экспериментов по упругому рассеянию протонов на ядрах в области энергий налетающих частиц 100—1000 МэВ. Проведен сравнительный анализ этих данных на основе двух теоретических подходов: нерелятивистского с учетом эффектов ядерной среды в эффективном нуклон-нуклонном взаимодействии и подхода, содержащего эффекты релятивистской динамики взаимодействия нуклонов. Приведены результаты вычислений амплитуды упругого рассеяния протонов на ядрах, демонстрирующие особенности поведения отдельных ее компонент при вариации геометрических параметров оптического потенциала. Дан обзор результатов теоретического анализа экспериментов по квазиупругому рассеянию поляризованных протонов на ядрах при энергии протонов 500 МэВ.

The polarization experiments data on 100—1000 MeV proton-nucleus elastic scattering has been reviewed. The comparative analyses of these data is given on the ground of two theoretical approaches: nonrelativistic approach with medium effects in effective nucleon-nucleon interaction and relativistic description of nucleons dynamics. The results of elastic scattering amplitude calculations are given and sensitivity of components of this amplitude to variation of geometrical parameters of optical potential are investigated. The results of theoretical analysis of data on quasielastic polarized protons scattering on nuclei at 500 MeV are reviewed.

ВВЕДЕНИЕ

Бурное развитие экспериментальной техники в последнее десятилетие породило целый ряд «горячих точек» в ядерной физике промежуточных энергий. В настоящем обзоре мы обсудим ситуацию, сложившуюся в ряде таких пунктов, связанных с изучением поляризационных явлений в упругом рассеянии и некоторых реакциях нуклонов с ядрами. Изложенный материал включает примеры экспериментальных результатов, анализ которых еще не только далек от завершающей стадии, но и насыщен острой полемикой сторонников традиционного ядерно-физического подхода и энтузиастов поиска проявлений «новой физики». Прежде всего речь будет идти о соотношении между описанием поляризационных явлений в реакциях

и рассеянии нуклонов с энергией $E_p = 100 \div 1000$ МэВ в рамках нерелятивистского подхода как импульсного приближения, так и расчетов с учетом влияния эффектов ядерной среды (кинематика релятивистская) и релятивистского описания, основанного на применении уравнения Дирака к анализу динамики нуклон-ядерных взаимодействий. В первых работах, где релятивистская динамика была включена в оптикомодельный анализ упругого рассеяния протонов на ядрах, уравнение Дирака содержало феноменологический оптический потенциал, представляющий собой комбинацию лоренцевского скаляра и четвертой компоненты вектора [1]. Переход к эквивалентному уравнению Шредингера для «больших» компонент дираковского спинора сопровождается усложнением пространственной зависимости слагаемых оптического потенциала (ОП) по сравнению с исходной в уравнении Дирака: обычная форма оптического потенциала Вудса — Саксона (ОП ВС) действительной части центрального ОП, почти повторяющая зависимость от пространственных координат плотности ядра, уступала место другой форме, получившей название формы «дна винной бутылки». Этот вид удавалось параметризовать добавлением к ОП ВС либо производной от ОП ВС [2], либо квадрата ОП ВС [3]. Такое отступление от ортодоксальной формы ОП ВС получило подтверждение в экспериментах по упругому рассеянию поляризованных протонов с энергией $E_p \approx 200$ МэВ [3]. Широкомасштабные измерения поляризации P [4—8] и первые измерения функции поворота спина Q при упругом рассеянии протонов на ядрах [9] при промежуточных энергиях вызвали лавинообразный рост числа теоретических работ, посвященных описанию поляризационных явлений в рамках релятивистского подхода как с использованием феноменологического ОП, так и оптического потенциала первого порядка в импульсном приближении [10—15]. Этому способствовали неудача при попытках описать угловые зависимости поляризационных наблюдаемых при $E_p \approx 500$ МэВ в рамках стандартного подхода Кермана — Мак Мануса — Талера (КМТ) [16] и успешное применение для этой цели феноменологических релятивистских моделей с оптическими потенциалами, плавно зависящими от энергии налетающей частицы [1, 17], и особенно успех релятивистского подхода без подгоночных параметров (релятивистское импульсное приближение — РИА). Была заложена основа нового направления в описании поляризационных явлений в физике промежуточных энергий. Перечисляя причины, вызвавшие бурную экспансию РИА (и феноменологических релятивистских моделей), следует подчеркнуть, что успех был достигнут именно при описании следовых явлений в рассеянии нуклонов вплоть до весьма низких энергий (порядка нескольких десятков мегаэлектрон-вольт). Это было расценено как указание на важную роль релятивистской динамики в этих процессах. Кроме того, характер используемых в уравнении Дирака ОП с сильной притягивающей скалярной компонентой и столь же сильной отталкивательной векторной компо-

нентой соответствовал свойствам потенциалов, выступающих в релятивистской теории основного состояния ядерной материи.

Вместе с тем остается ряд важных вопросов, на которые в настоящее время дать однозначный ответ не представляется возможным. Во-первых, неизвестно строгое теоретическое обоснование применимости уравнения Дирака к описанию такой системы со сложной внутренней структурой, как нуклон. Во-вторых, правильная теория, не содержащая подгоночных параметров, не обязательно должна определяться только характеристиками взаимодействия свободных частиц, и выход за рамки импульсного приближения, сопряженный с очень сложными расчетами, включающими взаимодействие между нуклонами ядра-мишени, может изменить качество описания экспериментальных данных, полученное в РИА. Наконец, тщательный анализ экспериментальных данных показывает, что качество описания угловых распределений упругорассеянных протонов в ряде случаев оказывается выше при стандартном подходе КМТ, чем в РИА. Столь противоречивая ситуация побудила Негеле предпослать своей работе [18] под заглавием «Relativistic nuclear model: Reason or Treason? («Релятивистские ядерные модели: Здравый смысл или измена ему?») следующий эпитаф:

«The last temptation is the greatest treason:

To do the right deed for the wrong reason».

T.S. Eliot «Murder in the Cathedral».

Оценке современного состояния этой проблемы посвящен разд. 1, где, в частности, проведено сопоставление релятивистского описания данных с результатами обычного нерелятивистского подхода с учетом эффектов ядерной среды (принципа Паули, влияния связи нуклонов в ядре и корреляции между ними) на взаимодействие налетающего нуклона с нуклонами ядра-мишени.

Как мы увидим ниже, сопоставление экспериментальных и расчетных значений наблюдаемых величин (дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega$, поляризации P , функции поворота спина Q и др.) не позволяет сделать определенное заключение об адекватности того или иного метода. Выход из этого положения можно видеть либо в формулировании принципиально нового экспериментального подхода (один из вариантов которого предложен в работе Ауэрбах и др. [19]), способного дать однозначный ответ на этот вопрос [18], либо в расширении программы традиционных измерений с целью полного восстановления амплитуды нуклон-ядерного упругого рассеяния. Хотя дополнительные слагаемые, имеющие релятивистское происхождение в ОП в эквивалентном уравнении Шредингера, подобны поправкам, зависящим от плотности ядра, к эффективному нуклон-нуклонному взаимодействию в ядерной среде, есть определенные указания на различную зависимость поляризационных характеристик от геометрических параметров оптического потенциала в этих двух подходах [20—21].

Предварительный анализ чувствительности различных компо-

нент амплитуды упругого нуклон-ядерного рассеяния к вариациям геометрических параметров ОП представлен в разд. 2. В частности, показано, что действительные части амплитуды рассеяния без переворота спина $\text{Re}F(\theta)$ и амплитуды рассеяния с переворотом спина $\text{Re}G(\theta)$ (θ — угол рассеяния в системе центра масс (с. ц. м.) налетающий протон — ядро) оказываются в высокой степени чувствительны при некоторых значениях энергии налетающего протона E_p в области малых θ ($\theta < 30^\circ$) к разности геометрических параметров (радиусов R и параметров диффузности a) центральной части ОП V_C и его спин-орбитальной компоненты V_{LS} . Резкому изменению этих амплитуд при вариации R и a дано наглядное истолкование в терминах теории дифференцируемых отображений (или теории катастроф [22—26]).

Выявление таких различий в радиальной зависимости микроскопических ОП V_C и V_{LS} и сопоставление соответствующих компонент эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия в ядерной среде с амплитудой рассеяния свободных нуклонов представляет интерес и в связи с обсуждением природы ядерного взаимодействия в рамках традиционного механизма мезонного обмена и с позиций новой физики, покоящейся на идеях квантовой хромодинамики (см. например, [27—35]). Короткодействие микроскопического зависящего от спина нуклон-нуклонного потенциала, обусловленного обменом тяжелыми мезонами, дает основание надеяться на проявление в поляризационных характеристиках эффектов ядерной среды на малых расстояниях.

Анализ инклюзивного сечения и других характеристик рассеяния поляризованных протонов на ядрах в области пика квазиупругого рассеяния * приведен в разд. 3. Из всего многообразия неупругих процессов мы выбрали именно этот пример из-за его относительной простоты и в связи с тем, что в данном случае имеются достаточно полные экспериментальные данные [36—37] с детальным теоретическим анализом [37—39]. Постановка экспериментов такого типа была стимулирована желанием выделить сигналы ненуклонных степеней свободы в ядре и, в частности, прояснить механизм происхождения известного эффекта ЕМС. Указания на возможность фазового перехода в ядре и существование пионного конденсата [40] инициировали широкое исследование спин-спиновых корреляций нуклонов в ядре. Этот круг вопросов непосредственно связан с характером $V_{\sigma\tau}$ -взаимодействия между частицей (p) и дыркой (h) в ядре по каналу $\sigma = \tau = 1$, приводящего к возбуждению соответствующих степеней свободы. Простая форма $V_{\sigma\tau}$, содержащая слагаемые, соответствующие обмену π - и ρ -мезонами, и феноменологическую компоненту, учитывающую отталкивание на малых расстояниях (интенсивность этого отталкивания характеризует константа g'), была ис-

* Термины квазисвободное рассеяние и квазиупругое рассеяние мы будем использовать как эквивалентные.

пслзована при вычислениях продольного (L) отклика ($\sim \sigma q$) и поперечного (T) отклика ($\sim [\sigma \times q]$) на внешнее возмущение ядерной материи [38] (q — переданный при рассеянии импульс)*. В рамках этой ($\pi + \rho + g'$)-модели было показано, что ph -взаимодействие в T -канале отталкивательное при всех $q \leq 2 \text{ фм}^{-1}$. Это приводит к уменьшению по величине и «ужесточению», т. е. к сдвигу максимума в область больших ω поперечного отклика по сравнению с откликом газа свободных частиц (ω — переданная энергия). В то же время в канале L при $q \sim 1 \text{ фм}^{-1}$ ($1 < q < 2 \text{ фм}^{-1}$), т. е. на расстояниях r из интервала (0,5—1,0 фм) происходит смена отталкивания между частицей и дыркой на притяжение. Это приводит к росту продольного отклика и его «смягчению», т. е. к сдвигу максимума в область меньших ω . Таким образом, ph -взаимодействие обуславливает контраст между L - и T -откликами, который сохраняется при варьировании в разумных пределах параметров взаимодействия. Возможными источниками информации о продольном отклике являются реакции перезарядки (p, n), (${}^3\text{He}, t$), неупругое рассеяние поляризованных протонов, а о поперечном отклике — магнитное рассеяние электронов (см., например, [41—44]) и неупругое рассеяние поляризованных протонов. Последний источник имеет, на первый взгляд, определенное преимущество по сравнению с другими, поскольку оба отклика удается извлечь из одних и тех же экспериментальных данных, что представляется наиболее надежным способом проверки теории. Анализ данных по рассеянию электронов на ядрах и сравнение их с расчетными значениями в приближении случайных фаз (ПСФ) подтвердили уверенность в применимости этого приближения к расчету поперечного отклика. С другой стороны, из данных по инклюзивному рассеянию поляризованных протонов следовало, что отношение продольного отклика к поперечному близко к единице при $q \approx 1,75 \text{ фм}^{-1}$ [36, 37] и контраст между этими откликами отсутствует. Такой результат зародил сомнения в справедливости ($\pi + \rho + g'$)-модели $V_{\sigma\tau}$ -взаимодействия и послужил аргументом против пионного механизма эффекта ЕМС. Однако учет влияния ядерной поверхности на характеристики инклюзивного рассеяния поляризованных протонов показал, что именно это влияние и обуславливает отсутствие контраста между продольным и поперечным откликами, найденными из данных таких экспериментов. Периферический характер взаимодействия протонов с ядром и объемный характер лептон-ядерного взаимодействия — в ЕМС-эффекте делают неправомерной экстраполяцию выводов, вытекающих из анализа рассеяния протонов на ядрах, на взаимодействие с ядром лептонов высоких энергий. Обсуждение этих вопросов содержится в третьем разделе обзора.

* Мы будем использовать всюду, если не оговорено особо, систему единиц, в которой $\hbar = c = 1$.

Некоторые итоговые замечания приведены в заключении. Обсуждение отдельных вспомогательных вопросов вынесено в приложения А и Б.

Изложение вопросов теории ядерных реакций с произвольной спиновой структурой и методов анализа информации, извлекаемой из данных поляризационных экспериментов, можно найти в монографиях [45—47] и обзорах [48—51].

1. СРАВНЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОГО И НЕРЕЛЯТИВИСТСКОГО ОПИСАНИЯ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НУКЛОНОВ НА ЯДРАХ

Первоначальный скептицизм, на который натолкнулось предложение использовать уравнение Дирака при описании взаимодействия нуклонов промежуточных энергий с ядрами [1], сменился стремительным ростом числа работ на эту тему после опубликования первых данных по измерению функции поворота спина $Q(\theta)$ при упругом рассеянии протонов с энергией $E_p \approx 500$ МэВ [9] *. В то же время стандартный подход КМТ, основанный на уравнении Шредингера с релятивистской кинематикой [16], оказался неэффективным при описании этих данных. Укажем далеко не полный перечень работ, содержащих описание и применение феноменологического подхода на основе уравнения Дирака и дальнейшее развитие этого направления — релятивистское импульсное приближение (РИА): [1, 3, 10—15, 17, 20, 52—55]. Однако отсутствие прочной теоретической базы (хотя в этом направлении к настоящему времени выполнен ряд работ [56]), некоторые неудачные результаты [14] и отсутствие преимуществ перед стандартным подходом в ряде других примеров измерений поляризационных характеристик для протонов промежуточных энергий [57, 58] вызвали нарастающую критику [59—61] и новые предложения по постановке критического эксперимента [19].

Прежде чем осветить содержание этой очень интересной группы работ мы изложим коротко основные положения релятивистского подхода и продемонстрируем качество описания поляризационных наблюдаемых с его помощью. В общем случае уравнение Дирака с локальными не зависящими от времени потенциалами пяти тензорных типов теории Дирака [62] имеет вид

$$\{\alpha \mathbf{p} + \beta [M + U_S(\mathbf{r}) + \gamma^\mu U_{V\mu}(\mathbf{r}) + \gamma^5 U_{ps}(\mathbf{r}) + \gamma^\mu \gamma^5 U_{a\mu}(\mathbf{r}) + \sigma^{\mu\nu} U_{t\mu\nu}(\mathbf{r})]\} \psi(\mathbf{r}) = E \psi(\mathbf{r}), \quad (1)$$

где α , β , γ^μ , γ^5 и $\sigma^{\mu\nu}$ — известные 4-рядные матрицы Дирака и индексы S , V , ps , a и t выделяют скалярный, векторный, псевдоскалярный, псевдовекторный и тензорный потенциалы соответственно. Требования инвариантности относительно вращений и по отношению к пре-

* Определения и соотношения между различными поляризационными характеристиками приведены в приложении А.

образованию четности сокращают число возможных компонент потенциала в (1). В результате имеем

$$\{\alpha\mathbf{r} + \beta [M + U_s(r) + \gamma^0 U_V^{(0)}(r) - \gamma^r U_V^r(r) - \gamma^0 \gamma^r U_i^r(r)]\} \psi(\mathbf{r}) = E\psi(\mathbf{r}), \quad (2)$$

r обозначает радиальную компоненту γ и т. д.

Модели с локальными потенциалами не включают компоненту U_V^r [62, 63]. Наиболее широкое распространение получила SV -модель, в которой уравнение Дирака содержит только скалярный $S(r)$ потенциал и потенциал $V(r)$, преобразующийся как четвертая компонента 4-вектора при преобразовании Лоренца. Уравнение (2) в этом случае принимает вид

$$\{\alpha\mathbf{r} + \beta [M + S(r)] - (E - V(r) - V_c(r))\} \psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = 0, \quad (3)$$

где V_c — кулоновский потенциал; $E = \sqrt{k^2 + M^2}$.

При описании экспериментальных данных, как правило, используют зависимость $V(r)$ и $S(r)$ от пространственных координат в форме ОПВС, т. е. $V(r)$ и $S(r)$ почти следуют распределению плотности нуклонов в ядре $\rho(r)$. Силовые параметры (параметры глубины) этих феноменологических потенциалов составляют несколько сотен мегаэлектрон-вольт (300—400 МэВ). При их сложении в сумме $V + S$ имеет место значительная взаимная компенсация притягивающего скалярного потенциала S и отталкивательного векторного потенциала V . Можно показать [64], что существует бесконечное множество фазово-эквивалентных, т. е. одинаково описывающих данные об упругом рассеянии, локальных сферически-симметричных не зависящих от времени ОП, представляющих собой линейную комбинацию потенциала SV — модели и тензорного потенциала T , добавляющего в левую часть уравнения (3) слагаемое $-\beta\alpha\hat{\mathbf{r}}T(r)\psi(\mathbf{r})$, $\hat{\mathbf{r}} = \mathbf{r}/r$. Тем не менее форма SV оказывается предпочтительной, поскольку при этом хорошее качество описания экспериментальных данных достигается для естественной зависимости $V(r)$ и $S(r)$ ($\sim\rho(r)$) и их очень плавной зависимости от энергии налетающего нуклона. Решение уравнения Дирака (3) может быть найдено численными методами или путем применения какой-либо приближенной процедуры, например эйконоального приближения, непосредственно к этому уравнению. Физически более прозрачное описание достигается при переходе от уравнения (3) к эквивалентному уравнению типа уравнения Шредингера для большой компоненты дираковского спинора $u_{\mathbf{k}}$, отвечающего положительным значениям энергии [1, 11, 60]:

$$[\sigma\mathbf{r}(E + M + S - V - V_c)^{-1}\sigma\mathbf{r} + M + S + V + V_c] u_{\mathbf{k}} = Eu_{\mathbf{k}}, \quad (4)$$

где σ — матрицы Паули. Используя известное тождество

$$(\sigma\mathbf{A})(\sigma\mathbf{B}) = (\mathbf{A}\mathbf{B}) + i\sigma[\mathbf{A} \times \mathbf{B}],$$

преобразуем уравнение (4) к следующему виду:

$$\left(\frac{p^2}{2M} + U_C(r) + U_{LS}(r) [\sigma \mathbf{L} - i \mathbf{r} p] \right) u_{\mathbf{k}}(r) = \frac{k^2}{2M} u_{\mathbf{k}}(r), \quad (4a)$$

где

$$U_C(r) = S(r) + [V(r) + V_c(r)] \frac{E}{M} + \frac{S^2(r) - [V(r) + V_c(r)]^2}{2M} \quad (4б)$$

и

$$U_{LS}(r) = \frac{1}{2M [E + M + S(r) - V(r) - V_c(r)]} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} [V(r) + V_c(r) - S(r)] \quad (4в)$$

— эффективные потенциалы нелинейно зависящие от плотности ядра $\rho(r)$. В предельном случае низких энергий уравнение (4a) можно записать в следующей форме ($k^2 \ll M^2$):

$$\left[\frac{p^2}{2M} + \sigma \mathbf{p} \frac{V + V_c - S}{4M^2 [1 + (S - V - V_c)/2M]} \sigma \mathbf{p} + S + V + V_c \right] u_{\mathbf{k}} = \frac{k^2}{2M} u_{\mathbf{k}}. \quad (5)$$

Чтобы получить результат нерелятивистского предела, необходимо учесть еще одно ограничение: $M \gg |V|, |S|$. Тогда уравнение (5) принимает вид

$$\left[\frac{p^2}{2M} + \sigma \mathbf{p} U_{LS} \sigma \mathbf{p} + U_C \right] u_{\mathbf{k}} = \frac{k^2}{2M} u_{\mathbf{k}}, \quad (6)$$

где

$$\sigma \mathbf{p} U_{LS} \sigma \mathbf{p} = \frac{1}{r} \frac{dU_{LS}}{dr} \sigma \mathbf{L} - \nabla \cdot U_{LS} \nabla \quad (7)$$

с центральным и спин-орбитальным потенциалами U_C и U_{LS} соответственно, связанными с S и V соотношениями

$$\begin{aligned} U_C &= S + V + V_c; \\ U_{LS} &= [V + V_c - S]/4M^2. \end{aligned} \quad (8)$$

Новым элементом в (6) и (7) по сравнению с нерелятивистским уравнением Шредингера является слагаемое $\nabla \cdot U_{LS} \nabla$, соответствующее учету нелокальности эффективного потенциала в приближении эффективной массы, даже при локальных исходных потенциалах $S(r)$ и $V(r)$. Если нельзя пренебречь разностью $S - V$ по сравнению с $2M$, то даже в области низких энергий необходимо отказаться от нерелятивистского результата (6) и использовать уравнение (5), для которого характерно присутствие эффективного потенциала, нелинейно зависящего от плотности ядра $\rho(r)$ [даже для $V(r)$ и $S(r) \sim \rho$].

Слагаемое $\frac{1}{4M^2} \text{сп} [V + V_c - S] \left[1 + \frac{S - V - V_c}{2M}\right]^{-1} \text{сп}$ удобно записать в виде

$$\begin{aligned} & \frac{1}{4M^2} \text{сп} \frac{V + V_c - S}{1 + (S - V - V_c)/2M} \text{сп} = \\ & = \text{сп} \left[\frac{V + V_c - S}{4M^2} + \frac{V + V_c - S}{2M} \frac{1}{2M + S - V - V_c} \frac{V + V_c - S}{2M} \right] \text{сп}, \quad (10) \end{aligned}$$

где первое слагаемое соответствует нерелятивистскому приближению (6), а второе описывает рождение, распространение и аннигиляцию виртуальных NN -пар в потенциале $V + V_c - S$. Вследствие статического приближения для потенциала все эти процессы рождения и аннигиляции происходят в одной точке и пропагаторы пропорциональны $\sim \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$. Это слагаемое устраняет вклады малых NN -расстояний и оказывается тем важным инструментом, который обеспечивает успех релятивистского подхода на основе уравнения Дирака при описании экспериментальных данных. Однако такой механизм исключения малых NN -расстояний не является единственным [60].

Помимо феноменологического релятивистского подхода широкое распространение получило так называемое релятивистское импульсное приближение (РИА) [10—14]. В этом приближении результат стандартного нерелятивистского импульсного приближения (НРИА) Кермана — Мак Мануса — Талера с оптическим потенциалом, представляющим собой свертку плотности ядра-мишени $\rho(r)$ и t -матрицы столкновения свободных нуклонов, известную еще и как « $t\rho$ »-приближение, обобщается с учетом эффектов релятивистской динамики. В импульсном представлении имеем

$$\langle p' | \hat{U}_{\text{опт}} | p \rangle = -\frac{4\pi i}{M} p \psi_0^+ \sum_{i=1}^A \gamma^0(i) \sum_{\lambda} F_{\lambda}(1, 2) \psi_0. \quad (11)$$

Здесь ψ_0 — релятивистская волновая функция основного состояния ядра-мишени; p — импульс налетающего нуклона в с. ц. м. нуклон-ядро;

$$\begin{aligned} \sum_{\lambda} F_{\lambda}(1, 2) &= F_S + \gamma(1) \gamma(2) F_V + \\ &+ \gamma^5(1) \gamma^5(2) F_{P_S} + \gamma^5(1) \gamma^5(2) \gamma(1) \gamma(2) F_A + \sigma_{\mu\nu}(1) \sigma^{\mu\nu}(2) F_T \quad (12) \end{aligned}$$

— релятивистская форма инвариантной NN -амплитуды. Для локальных форм F получаем следующий вид ОП SV -модели в импульсном представлении:

$$U_{\text{опт}}(q) = -\frac{4\pi i p}{M} [F_S(q) \tilde{\rho}_S(q) + \gamma^0 F_V(q) \tilde{\rho}_V(q)]. \quad (13)$$

Здесь $\tilde{\rho}_S$ и $\tilde{\rho}_V$ — фурье-образы скалярной и четвертой компонент 4-вектора плотности ядра соответственно. В координатном представлении

$$\rho_S(r) = \rho_{\uparrow}(r) - \rho_{\downarrow}(r); \quad \rho_V(r) = \rho_{\downarrow}(r) + \rho_{\uparrow}(r), \quad (14)$$

где $\rho_{\uparrow}(r) = \sum_{i=1}^A |u_i|^2$ и $\rho_{\downarrow}(r) = \sum_{i=1}^A |w_i|^2$ — большая и малая компоненты плотности. При анализе данных часто полагают $\rho_S \approx \rho_V \approx \rho$, что не приводит к заметным погрешностям [65]. Различные компоненты F_{λ} в (12) (комплексные функции кинематических переменных) получают, приравнивая их матричные элементы относительно спиноров Дирака для свободных частиц с положительной энергией ψ_i к выражению инвариантной амплитуды NN -рассеяния через параметры Вольфенштейна, найденные при фазовом анализе экспериментальных данных по NN -рассеянию [65, 66]:

$$\begin{aligned} \langle \bar{\psi}_1 \bar{\psi}_2 | \hat{F}(1, 2) | \psi_1 \psi_2 \rangle = & A + B \sigma(1) \sigma(2) + \\ & + C [\sigma(1) \hat{n} + \sigma(2) \hat{n}] + E \sigma(1) \hat{q} \sigma(2) \hat{q} + \\ & + F \sigma(1) \hat{p} \sigma(2) \hat{p}; \quad \hat{p} = [\hat{q} \times \hat{n}]; \end{aligned} \quad (15)$$

$\hat{q} = \mathbf{q} / |\mathbf{q}|$; \hat{n} — единичный вектор нормали к плоскости рассеяния.

Вычисленные в рамках РИА амплитуды упругого и неупругого рассеяния протонов на ядрах с учетом обменных вкладов [66] удовлетворительно описывают без подгоночных параметров данные поляризационных экспериментов при $E_p = 400 \div 500$ МэВ. Параметры ядерной плотности извлекаются из результатов экспериментов по рассеянию электронов на ядрах либо представляют собой результаты расчетов по релятивистской теории ядра. Качество описания этих же данных в рамках нерелятивистского подхода КМТ оказывается заметно хуже. Приведем для иллюстрации этого утверждения следующие примеры. РИА имеет преимущество при описании поляризационных характеристик $A_y(P)$ и Q для упругого рассеяния протонов с $E_p = 500$ МэВ на ядрах ^{40}Ca (рис. 1 и 2). При этой энергии глубины минимумов угловых распределений упругорассеянных протонов $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{РИА}}$, рассчитанных с оптическим потенциалом в рамках НРИА, слишком велики по сравнению с данными эксперимента, а расчеты поляризации $P(\theta)$ и функции поворота спина $Q(\theta)$ не воспроизводят быстрых осцилляций в угловой зависимости этих величин при малых углах рассеяния, установленных экспериментально. Переход к РИА устраняет эти расхождения. При $E_p = 181$ МэВ оказывается, что угловое распределение $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{РИА}}$

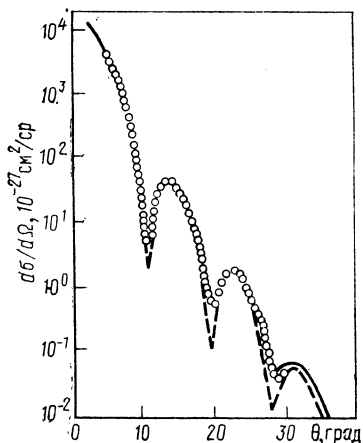


Рис. 1. Угловое распределение $d\sigma/d\Omega$ упругорассеянных протонов на ядрах ^{40}Ca при $E_p = 497$ МэВ [12]:

точки — экспериментальные значения; сплошная кривая — расчет по РИА; пунктир — расчет согласно КМТ. θ — угол рассеяния в с. с. м. протон — ядро

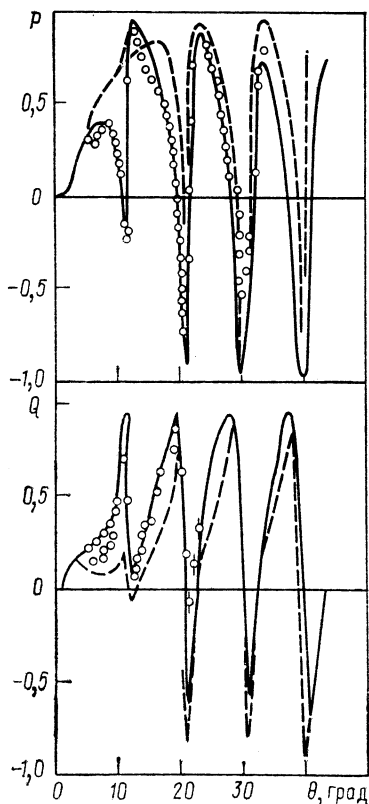


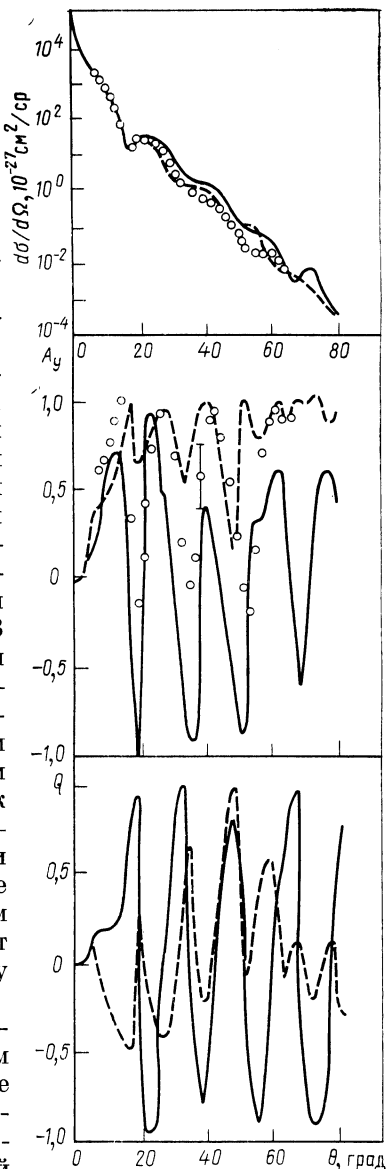
Рис. 2. Угловые зависимости $P(\theta)$ и $Q(\theta)$ для упругого рассеяния протонов с $E_p = 497$ МэВ на ядрах ^{40}Ca [12]. Обозначения те же, что и на рис. 1

ближе к данным эксперимента, чем $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{РИА}}$ (рис. 3). В этой области энергий как НРИА, так и РИА следует дополнить учет эффектов ядерной среды (принципа Паули, связи нуклонов мишени и их фермиевского движения) в нуклон-нуклонном взаимодействии. При нерелятивистском подходе отличие взаимодействия налетающего нуклона с нуклоном в ядерном веществе от взаимодействия свободных частиц включается в расчет оптического потенциала заменой в ОП первого порядка ($t\rho$ -форма) t -матрицы свободных нуклонов эффективным взаимодействием или G -матрицей. Эта G -матрица является решением уравнения типа Бете — Голдстоуна для неограниченной ядерной материи [67—73]. В качестве затравочного NN -взаимодействия выбирается одна из форм нуклон-нуклонного потенциала (например, парижский нуклон-нуклонный потенциал [74—76], с помощью которого удается рассчитать t -матрицу рассеяния свободных нуклонов, описывающую на массовой поверхности

Рис. 3. Угловые зависимости $d\sigma/d\Omega$, A_y и Q для упругого рассеяния протонов с $E_p = 181$ МэВ на ядрах ^{40}Ca [14]. Обозначения те же, что на рис. 1

экспериментальные данные по NN -рассеянию. Такая процедура позволяет устранить расхождение между расчетными значениями P и Q в НРИА и экспериментальными результатами в области больших q ($q \geq 1$ фм $^{-1}$) при $E_p = 290$ МэВ для упругого рассеяния протонов на ядрах ^{208}Pb [58]. При малых q экспериментальные точки функции поворота спина Q лежат ближе к расчетной кривой РИА, дополненной учетом влияния принципа Паули [53]. При описании рассеяния на ядрах эти результаты для неограниченной ядерной материи используются в сочетании с приближением локальной плотности. При $E_p = 160 \div 200$ МэВ эффекты среды еще значительнее и учет зависимости от плотности ρ эффективного NN -взаимодействия приводит к результатам более близким к имеющимся экспериментальным результатам, чем дают расчеты как в рамках НРИА, так и РИА [77—79]. Заметим, что значения функции поворота спина Q , предсказанные нерелятивистской теорией с учетом эффектов ядерной среды, занимают промежуточное положение между результатами НРИА и РИА.

Действительная часть оптического потенциала в нерелятивистском подходе имеет нестандартную (не ВС) зависимость от пространственных координат — форму «дна винной бутылки» — вследствие сложной зависимости эффективного NN -взаимодействия от плотности ядра-мишени ρ . Форма мнимой части ОП оказывается близкой к стандартной форме ОП ВС. Как уже обсуждалось выше в этом разделе, РИА приводит к эффективному уравнению Шредингера с ОП, нелинейно зависящим от плотности ρ . Попытки эксперимен-



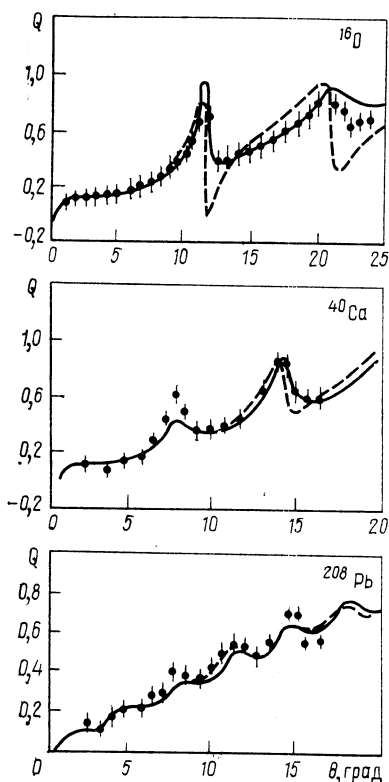


Рис. 4. Угловая зависимость Q для упругого рассеяния протонов с $E_p = 800$ МэВ на ядрах ^{16}O , ^{40}Ca и ^{208}Pb [82]:

сплошная кривая — расчет в НРИА с потенциалом второго порядка и слагаемым, учитывающим рождение $N\bar{N}$ -пар; пунктир — расчет в РИА; точки — эксперимент

тально разделить эффекты релятивистской динамики и влияния среды до настоящего времени не имели успеха. Для продвижения в этом направлении необходимо расширить круг наблюдаемых, включенных в оптико-модельный анализ, поскольку разные величины проявляют существенно разную чувствительность к вариациям тех или иных параметров ОП [65, 80]. Полезным может оказаться и исследование энергетической зависимости полного сечения и сечения реакций [79].

При $E_p = 800$ МэВ в случае упругого рассеяния протонов на легких ядрах не удастся получить даже качественное согласие данных поляризационных измерений с расчетами согласно РИА [57]. Некоторое сокращение этого расхождения удастся получить, добавляя

к ОП РИА слагаемое, содержащее вклады нуклон-нуклонных корреляций в ядре-мишени (ОП второго порядка) [81, 82] (рис. 4).

Как показывают расчеты [72], влияние ядерной среды в большей степени сказывается на центральной части нуклон-нуклонного взаимодействия, чем на его спин-орбитальной компоненте. Этот вопрос нуждается в более тщательном анализе, поскольку действительная часть центрального ОП нестандартной формы может имитировать вклад спин-орбитального ОП в волновое уравнение [72]. Поиску области энергии налетающих частиц и компонент амплитуды рассеяния нуклонов на ядрах с нулевым спином, наиболее благоприятных для выяснения этого вопроса, посвящен следующий раздел, где, в частности, показано, что наибольшей чувствительностью к геометрическим параметрам ОП обладают действительная часть амплитуды упругого рассеяния на ядре с переворотом спина протона G при $E_p \approx 200$ МэВ и действительная часть амплитуды рассеяния без переворота спина F при $E_p \approx 400$ МэВ. Проверка этих выводов требует полной реконструкции амплитуды упругого рассеяния из экспериментальных данных, т. е. отыскания не только $|F|$,

$|G|$ и относительного фазового сдвига между F и G , но и Φ_0 — общей фазы амплитуды. Эту фазу можно получить из анализа данных при малых углах рассеяния, где существенна кулон-ядерная интерференция.

Понимание роли тех компонент ОП в эффективном уравнении Шредингера (5), которые связаны с рождением виртуальных $N\bar{N}$ -пар, как причины успеха релятивистского подхода стимулировало рассмотрение в рамках тех же моделей и процессов антинуклон-ядерного взаимодействия [83—87]. Однако особенности угловой зависимости элементарной антипротон-нуклонной амплитуды рассеяния [88, 89] и, главным образом, сильное поглощение антипротонов низких и средних энергий в поверхностном слое ядра [90—92] в значительной степени стирают различия в результатах расчетов по этим моделям угловых распределений и поляризационных характеристик. Напомним, что в настоящее время опубликовано только одно сообщение об измерении поляризации при упругом рассеянии антипротонов промежуточных энергий на ядрах [93].

Обратимся вновь к обсуждению теоретических аспектов релятивистского описания взаимодействия нуклонов промежуточных энергий с ядрами. Отметим, что усиление роли релятивистских эффектов, и прежде всего вклада виртуальных $N\bar{N}$ -пар, при уменьшении энергии падающих частиц и использование релятивистского феноменологического ОП для описания рассеяния протонов на ядрах ^{40}Ca при энергии $E_p \approx 21,7$ МэВ [52] не столь парадоксально, как кажется на первый взгляд, если принять во внимание большое значение силовых параметров потенциалов S и V : низкоэнергетическое уравнение (5) существенно отличается от нерелятивистского предела (6). К упомянутому выше уточнению результатов КМТ при $E_p = 290$ МэВ в области больших углов рассеяния путем учета эффектов ядерной среды и несущественности этих поправок при малых углах следует отнестись с определенной настороженностью, поскольку на уточнение НРИА в этом случае следует рассчитывать прежде всего при относительно малых переданных импульсах ($q \leq 2,5$ фм $^{-1}$) [94].

С другой стороны, учитывая сложную внутреннюю структуру нуклонов, следует иметь в виду, что любой микроскопический подход к описанию ядерной динамики в терминах нуклон-нуклонного взаимодействия по существу оказывается феноменологическим, когда эффекты кварк-глюонных степеней свободы включены в нуклон-нуклонные (эффективные) потенциалы. Выделение среди всех нуклонных степеней свободы (пионы, Δ -изобара и т. д.) именно антинуклонных мод не представляется достаточно обоснованным [95]. Поэтому как РИА, так и тем более феноменологические релятивистские модели следует воспринимать как варианты квазипотенциального подхода к лоренц-инвариантному описанию рассеяния на сложной системе [96, 97]. Обобщение нерелятивистской многочастич-

ной теории ядра при удовлетворении требований релятивистской инвариантности представляется как правомерная альтернатива РИА [95]. Дефекты нерелятивистских моделей, которые устраняются либо РИА, либо дираковскими феноменологическими моделями, могут быть исключены и другими методами [60]. Учет эффектов нелокальности взаимодействия между нуклонами может освободить НР теорию от влияния «плохого» поведения спин-орбитального взаимодействия. Справедливость этого вывода предполагает выполнение условия $\hbar/Mc + r_0 < d$, где r_0 — радиус взаимодействия; d — длина корреляции нуклонов в ядре [98].

Простой тезис, что теория, свободная от подгоночных параметров, вовсе не сводится к теории взаимодействия свободных частиц, и отсутствие надежного доказательства справедливости РИА (или дираковского феноменологического подхода) стимулировали авторов [19]

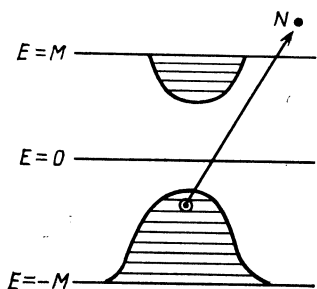


Рис. 5. Схема одночастичных уровней дираковской оболочечной структуры ядра [19]

изыскать новую возможность экспериментальной проверки одного из главных пунктов релятивистского описания рассеяния нуклонов промежуточных энергий на ядрах — роли рождения виртуальных $N\bar{N}$ -пар, т. е. проявления состояний с отрицательной энергией путем прямого зондирования этих состояний. Как скалярный потенциал S (притяжение), так и векторный V (отталкивание) поднимают вверх состояния с отрицательной энергией $E_-(p) = -[(p^2 + (M + S)^2)^{1/2} - V]$ и тем самым уменьшают ширину запрещенной зоны между состояниями $E_+ > 0$ и $E_- < 0$. При этом понижается (на ~ 800 МэВ) порог рождения пары частица — дырка в секторе E_- . Расстояние между верхними уровнями этой дираковской оболочечной структуры вблизи дна запрещенной зоны (рис. 5) составляет примерно 60 МэВ. Наблюдение и анализ реакций выбивания нуклонов с этих уровней явились бы однозначным указанием на проявление релятивистской динамики. Однако и в этом случае для получения ответа на вопрос о соотношении эффектов ядерной среды и релятивистской динамики в задачах рассеяния нуклонов на ядрах при промежуточных энергиях остается необходимость широкомасштабных измерений поляризационных характеристик в зависимости от энергии налетающей частицы и массового числа ядрами.

2. АНАЛИЗ АМПЛИТУДЫ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ НА ЯДРАХ С НУЛЕВЫМ СПИНОМ

Метод получения непосредственной информации о необычных энергетических уровнях атомного ядра, обсуждением которого мы закончили предыдущий раздел, далек от воплощения, и поэтому представляет интерес проанализировать возможности стандартных путей исследования механизма взаимодействия нуклонов промежуточных энергий с ядрами. Как было показано выше, хотя сравнение данных поляризационных экспериментов при $E_p \approx 500$ МэВ с результатами расчетов в импульсном приближении указывает на определенные преимущества РИА по сравнению с его нерелятивистским аналогом, нельзя сделать окончательное заключение о необходимости расширения учета релятивистских эффектов за пределы кинематики. Действительно, при более низких энергиях ($E_p \approx 200 \div 300$ МэВ) в качестве альтернативного варианта для РИА необходимо рассматривать НРИА, дополненное учетом влияния ядерной среды. Помимо традиционного набора наблюдаемых ($d\sigma/d\Omega$, P , Q) следует включить в анализ величины, наиболее чувствительные к тонким различиям форм ОП, например, к их геометрическим параметрам. Более перспективным представляется путь полной реконструкции из экспериментальных данных амплитуды рассеяния и выделение ее компонент, наиболее чувствительных к вариациям параметров ОП.

Экспериментальные указания [3—5, 99] на отклонения оптического потенциала $V_{\text{опт}}$ от стандартной формы (ОП ВС) получили теоретическое подкрепление при расчете микроскопических потенциалов не только в рамках РИА (см. разд. 1), но и при учете влияния эффектов среды на взаимодействие налетающего нуклона с нуклонами ядра-мишени [67—73]. Чтобы дискриминировать две формы ОП, одинаково эффективных при описании угловых распределений упругорассеянных протонов, но существенно отличающихся друг от друга радиальной зависимостью действительной части ядерного центрального слагаемого в ОП — форму ВС и форму «дна винной бутылки» (ДВБ), в которой действительная часть центрального ОП возрастает при переходе от поверхности ядра к его центру и может даже менять знак, было предложено исследовать неупругое рассеяние протонов с возбуждением коллективных состояний в ядрах [2] и действительную часть амплитуды упругого рассеяния в области малых углов рассеяния [100] при $E_p \approx 200$ МэВ. Расширение этой программы — анализ поляризационных характеристик и их чувствительности к геометрии различных компонент ОП. Первые исследования в этом направлении связаны с применением так называемой теоремы Келера — Левинтова (КЛ) [101—103] (см. также [45]). Эта теорема при определенных условиях устанавливает соотношение между F -амплитудой рассеяния на бесспиновом ядре без переворота спина нуклона и амплитудой рассеяния с переворачиванием

спина G :

$$G(k, \theta) = \mu(k) q F(k, \theta). \quad (16)$$

Здесь $q = 2k \sin(\theta/2)$ — переданный при рассеянии импульс; θ — угол рассеяния; \mathbf{k} — импульс налетающего нуклона; $\mu(k)$ — комплексная функция от k , не зависящая от θ . В приближении (16) поляризация

$$P(k, \theta) = \frac{2 \operatorname{Re}(F(k, \theta) G^*(k, \theta))}{|F(k, \theta)|^2 + |G(k, \theta)|^2} \quad (17)$$

и функция поворота спина

$$Q(k, \theta) = \frac{2 \operatorname{Im}(F(k, \theta) G^*(k, \theta))}{|F(k, \theta)|^2 + |G(k, \theta)|^2} \quad (18)$$

представляют собой плавные функции угла

$$P(k, \theta) = 2q \frac{\operatorname{Re} \mu(k)}{1 + |\mu(k)|^2 q^2} \quad (17a)$$

и

$$Q(k, \theta) = 2q \frac{\operatorname{Im} \mu(k)}{1 + |\mu(k)|^2 q^2}. \quad (18a)$$

При доказательстве теоремы КЛ используют выражения для амплитуд F и G в эйкональном приближении (ЭП) (см., например, [104]):

$$F(k, \theta) = ik \int_0^\infty b db J_0(qb) [1 - e^{i\chi_C(b)} \cos(kb\chi_S(b))] \quad (19)$$

и

$$G(k, \theta) = ik \int_0^\infty b db J_1(qb) e^{i\chi_C(b)} \sin(kb\chi_S(b)), \quad (20)$$

где

$$\chi_C(b) = -\frac{k}{2} \int_{-\infty}^\infty dz U_C(b, z); \quad (21)$$

$$\chi_S(b) = -\frac{k}{2} \int_{-\infty}^\infty dz U_{LS}(b, z). \quad (22)$$

Здесь U_C и U_{LS} — соответственно центральный и спин-орбитальный безразмерные ОП

$$U_{\text{опт}}(r) = \frac{2\varepsilon V_{\text{опт}}(r)}{\varepsilon^2 - M^2}. \quad (23)$$

Здесь $\varepsilon = M + E_p + E_A$, $E_p + E_A$ есть сумма кинетических энергий налетающей частицы и ядра-мишени в их системе центра масс; M — масса налетающего нуклона. Предполагается, что: 1) пара-

метр $\xi = |k b_{\text{эф}} \chi_S(b_{\text{эф}})|$, ($b_{\text{эф}} \simeq R_{\text{я}}$) мал, так что можно ограничиться линейными членами относительно ξ и 2) $\chi_S(b) \sim \frac{1}{b} \frac{d\chi_C(b)}{db}$.

Последнее условие подразумевает, что геометрические параметры центрального и спин-орбитального ОП совпадают. Теория возмущений относительно малой разности этих параметров (если она действительно мала) позволяет учесть искажение плавных зависимостей $P(\theta)$ (17а) и $Q(\theta)$ (18а) вследствие появления в них осциллирующих компонент [105—109]. Такая ситуация реализуется в случае рассеяния протонов на ядрах при $E_p = 800 \div 1000$ МэВ. При этом удается в аналитической форме проанализировать детали поведения $P(\theta)$ и $Q(\theta)$ *. Анализ отклика поляризационных характеристик упругого рассеяния нуклонов на вариации геометрических параметров ОП может помочь в оценке роли релятивистских динамических эффектов. Действительно, ОП в эффективном уравнении Шредингера в типе ВС РИА [5] приобретают квадратичные по $\rho(r)$ добавки и эффективный ОП при этом уже имеет форму ДВБ, а не ВС, как в случае НРИА.

В качестве примера, иллюстрирующего влияние разности геометрических параметров центрального и спин-орбитального ОП, сопоставим поляризационные наблюдаемые $P(\theta)$ и $Q(\theta)$ для двух видов ОП ВС и ДВБ при приравнивании этих геометрических параметров. Тогда в случае формы ВС мы удовлетворяем условию $\chi_S(b) \sim \frac{1}{b} \frac{d\chi_C(b)}{db}$. В случае ОП ДВБ выполнение этого условия требует нестандартного (не томасовского) вида U_{LS} , содержащего степени функций ВС выше первой. Ограничиваясь томасовским видом U_{LS} и приравнявая соответствующие геометрические параметры U_C и U_{LS} , можно рассчитывать лишь на частичное гашение осцилляций в угловых зависимостях P и Q для ОП ДВБ, даже если есть их полное гашение в случае ОП ВС. На рис. 6, 7 [111] приведены результаты вычислений P и Q для упругого рассеяния протонов с энергией 180—200 МэВ на ядрах ^{40}Ca и ^{208}Pb в ЭП. Параметры феноменологических ОП были взяты из [2]. Видно, что для формы ОП ВС следствие теоремы КЛ (17а) в случае ^{208}Pb выполняется с хорошей точностью для поляризации P , а сглаживание осцилляций Q оказывается менее заметным. Это обстоятельство объясняется тем, что осцилляции в зависимости P и Q от угла рассеяния θ в данном примере в основном обусловлены вариациями фазовых множителей $\cos \varphi$ и $\sin \varphi$ ($\varphi = -\arg G(\theta)/F(\theta)$; в то же время $|\kappa| = |G/F|$ и $\frac{2+|\kappa|}{1+|\kappa|^2}$ меняются плавно — см. рис. 8). При совпадающих геометрических параметрах U_C и U_{LS} для углов $0 < \theta < 50^\circ$ вари-

* Сильное поглощение антипротонов низких и средних энергий ядрами представляет такую же возможность при анализе поляризационных характеристик упругого рассеяния антипротонов ядрами [110].

ции $\cos \varphi$ заключены в интервале $0,9 - 1,0$, а $\sin \varphi$ испытывает большие изменения. В случае ^{40}Ca для $P(\theta)$ имеем аналогичные результаты, а сглаживание $Q(\theta)$ оказывается еще менее эффективным,

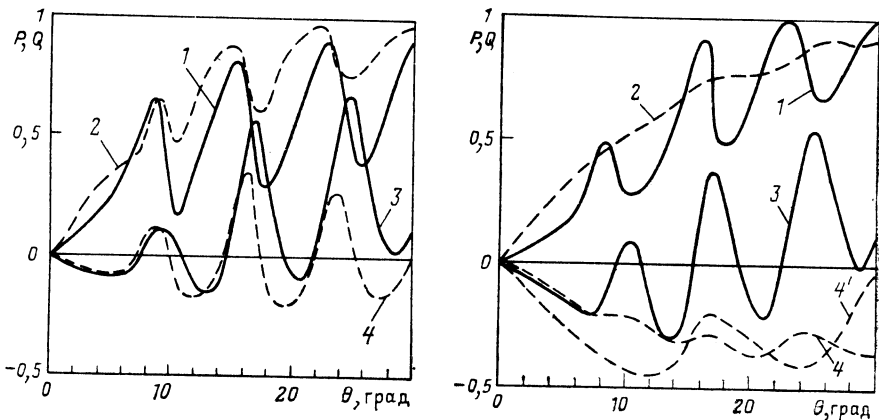


Рис. 6. Зависимость P (кривые 1, 2) и Q (кривые 3, 4) от угла рассеяния в модели ДВБ для ^{208}Pb при $E_p = 200$ МэВ:

кривые 1 и 3 рассчитаны для естественного набора геометрических параметров; 2 и 4 — для совпадающих геометрических параметров центральной и спин-орбитальной частей ОП

Рис. 7. Те же кривые, что и на рис. 6 для модели ВС. Кривая 4' — то же, что и 4, но для ^{40}Ca

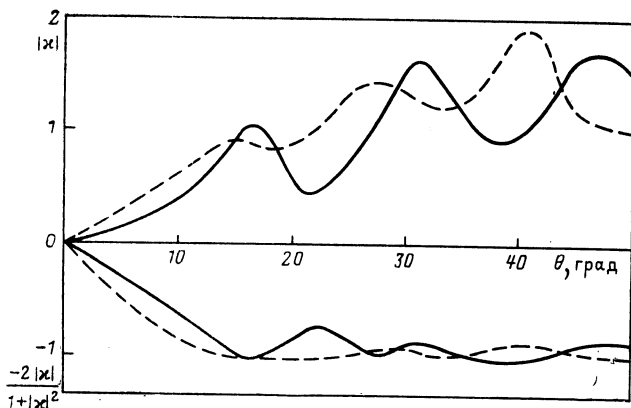


Рис. 8. Графики функций $|\kappa|$ и $2|\kappa|/(1+|\kappa|^2)$. $\kappa(\theta) = G(\theta)/F(\theta)$

чем для ^{208}Pb . Как и следовало ожидать, теорема КЛ не выполняется для формы ОП ДВБ. Отступление от теоремы КЛ для формы ОП ВС обусловлены в данном примере заметным значением $\xi = 0,3 \div 0,4$.

Теорема КЛ выполняется, если соответствующие функции профиля

$$\Phi(b) = 1 - e^{i\alpha_C(b)} \cos(kb\chi_S(b)) \quad (24)$$

и

$$\Gamma(b) = e^{i\alpha_C(b)} \sin(kb\chi_S(b)), \quad (25)$$

b — прицельный параметр, удовлетворяют соотношению

$$\Gamma(b, k) = \mu(k) \frac{d}{db} \Phi(b, k). \quad (26)$$

Выполнению этого условия благоприятствует сильное поглощение падающих частиц вблизи поверхности ядра. В интегралах по b при этом доминируют вклады сингулярных составляющих функций $\Phi(b)$ и $\Gamma(b)$, что синхронизирует прохождение отдельных компонент амплитуды рассеяния через нуль и гасит осцилляции $P(\theta)$ и $Q(\theta)$ *. Наглядное представление о степени нарушения теоремы КЛ дает сравнение отношения P/Q с $(P/Q)_{\text{КЛ}}$, которое согласно этой теореме связано простым соотношением с силовыми характеристиками ОП [105a]

$$(P/Q)_{\text{КЛ}} = (\alpha_C - \alpha_S)/(1 + \alpha_C\alpha_S), \quad (27)$$

где

$$\alpha_C = \text{Re}U_C/\text{Im}U_C, \quad \alpha_S = \text{Re}U_{LS}/\text{Im}U_{LS}. \quad (28)$$

В табл. 1 приведены результаты вычислений P/Q в ЭП с феномено-

Таблица 1. Значения P/Q для ^{40}Ca

Энергия, МэВ	$(\frac{P}{Q})_{\text{КЛ}} = \frac{\alpha_C - \alpha_S}{1 + \alpha_C\alpha_S}$	$(P/Q)_N$	$(P/Q)_C$	Литература
181	-1,70	-0,97	-1,75	[2]
181	-5,2	-1,63	-4,6	[4]
200	-1,50	-1,70	-1,52	[116]
300	-10,5	—	-9,5	[116]
425	-10,9	-8,9	-10,1	[116]
650	-66,0	-58,0	-81,0	[116]
800	-146,0	-126,0	-176,0	[116]
1000	16,9	17,3	16,3	[116]

Примечание. $(P/Q)_N, C$ — значения, полученные из результатов нашего расчета при малых углах рассеяния в оптической модели с различными (N) и одинаковыми геометрическими параметрами U_C и U_{LS} (C). Параметры глубины микроскопического ОП U_{LS} увеличены в 2 раза по сравнению с ОП [116].

* На тесную связь между положением нулей амплитуды $F(\theta)$ и $G(\theta)$ и осциллирующим характером $P(\theta)$ было указано в [112].

логическим и микроскопическим ОП (НРИА). Видно, что для феноменологического ОП [2, 4] значения $(P/Q)_{\text{КЛ}}$ согласно (27) мало отличаются от полученных для варианта ОП с одинаковыми геометрическими параметрами U_C и U_{LS} $(P/Q)_C$, но могут заметно отличаться от $(P/Q)_N$. При переходе к микроскопическому ОП [116] такое различие исчезает. Причина заключается в меньшей разнице геометрических параметров U_C и U_{LS} и в большей величине поглощения в последнем случае, которое, усиливая роль периферии ядра во взаимодействии протонов с ядрами, уменьшает эффективное значение ξ и тем самым благоприятствует применимости теоремы КЛ. Различие в параметрах пространственной зависимости центральной и спин-орбитальной частей микроскопического ОП обусловлено разной q -зависимостью соответствующих компонент амплитуды NN -рассеяния:

$$f_{NN}(q) = f(q) + (\hat{\sigma}\mathbf{n}) g(q), \quad (29)$$

где $\hat{\mathbf{n}} = [\mathbf{k} \times \mathbf{k}'] / |\mathbf{k} \times \mathbf{k}'|$ — единичный вектор нормали к плоскости рассеяния; \mathbf{k} , \mathbf{k}' — импульсы падающего и рассеянного нуклонов.

Мы опустили слагаемые амплитуды $f_{NN}(q)$, содержащие спин нуклона мишени. Эти слагаемые дают малый вклад при микроскопическом описании упругого рассеяния нуклонов на ядрах с нулевым спином [113, 114]. Используя стандартную параметризацию [115, 116]

$$f(q) = \frac{\sigma_C k}{4\pi} (i + \tilde{\alpha}_C) e^{-\beta_C q^2/2}; \quad (30)$$

$$g(q) = \frac{\sigma_S k}{4\pi} q (i + \tilde{\alpha}_S) e^{-\beta_S q^2/2}, \quad (31)$$

$$\tilde{\alpha}_C = \alpha_C, \quad \tilde{\alpha}_S = -1/\alpha_S$$

и приближение [117], можно показать, что для микроскопического ОП, представляющего собой свертку плотности ядра $\rho(r)$ и фурье-

образа $\tilde{f}_{NN}(r)$ от амплитуды (29) [117, 118], сохраняется пространственная зависимость в форме ВС, которая отличается от зависимости $\rho(r)$ введением эффективных параметров радиуса половинной плотности R и диффузности a :

$$R_{\text{эф}} = R_0 [1 - \beta/R_0^2]; \quad (32)$$

$$a_{\text{эф}} = a_0 \left[1 + \frac{3}{\pi^2} \frac{\beta}{a_0^2} \right]^{1/2}. \quad (33)$$

Параметры R_0 , a_0 плотности $\rho(r)$ были взяты из данных по рассеянию электронов на ядрах (см., например, [119]). Малые разности $\beta_S - \beta_C$ [116], полученные в результате фазового анализа данных по NN -рассеянию, приводят к малым разностям геометрических па-

параметров U_C и U_{LS} и слабой чувствительности P/Q к операции приравнивания этих параметров. Эти малые различия в геометрических формах U_C и U_{LS} для нерелятивистского импульсного приближения оказываются усиленными при переходе к его релятивистскому аналогу вследствие возникновения компоненты ОП в форме ДВБ. Как следствие имеем увеличение амплитуды осцилляций $P(\theta)$ и $Q(\theta)$. Такой же эффект достигается и в рамках НРИА путем варьирования параметров q -зависимости f_{NN} -амплитуды [113, 120, 121]. Определенная свобода в выборе некоторых параметров f_{NN} возникает вследствие неопределенностей фазового анализа NN -данных. Отметим, что теорема КЛ была использована в [113, 122, 123] для извлечения информации о нуклон-нуклонной амплитуде рассеяния из данных поляризационных экспериментов на ядрах. Эти же задачи для случая взаимодействия антинуклонов с ядрами рассмотрены в [110].

Данные по упругому рассеянию играют главенствующую роль в анализе механизма взаимодействия нуклонов с ядрами. Феноменологическое эффективное NN -взаимодействие, параметры которого найдены при подгонке результатов расчета НРИА к данным по упругому рассеянию, позволяет получить описание поляризационных характеристик неупругого рассеяния при $E_p = 500$ МэВ в рамках НРИА [124].

Таким образом, анализ чувствительности поляризационных характеристик $P(\theta)$ и $Q(\theta)$ в упругом рассеянии протонов на ядрах к вариациям геометрических параметров ОП позволяет сделать заключение, что возможности стандартного НРИА при описании данных даже при $E_p = 500$ МэВ далеко не исчерпаны. Поляризационные эксперименты на ядрах могут дать ценную информацию о некоторых составляющих нуклон-нуклонной амплитуды рассеяния и устранить неоднозначности фазового анализа NN -рассеяния.

Необходимость более детального исследования упругого рассеяния протонов ядрами. Реализация такой программы в конечном счете должна привести к реконструкции из экспериментальных данных всех компонент амплитуды рассеяния. Для этого необходимо выполнить измерения в области углов, где существенна ядерно-кулоновская интерференция. Описание возможных путей восстановления амплитуды рассеяния и методов анализа ее компонент содержится в [125, 126]. В этом пункте нашей работы мы ограничимся решением частной задачи — выявить области энергий, где различные компоненты амплитуды упругого рассеяния протонов на ядрах с нулевым спином наиболее чувствительны к вариациям геометрических параметров спин-орбитального ОП. Одно следствие приравнивания геометрических параметров U_C и U_{LS} — сглаживание осцилляций $P(\theta)$ и $Q(\theta)$ — мы уже обсудили выше. Другое следствие такой процедуры проявляется в резком изменении вида зависимости $\text{Re}G(\theta)$ в области малых θ ($\theta < 16^\circ$ для ^{40}Ca и $\theta < 8^\circ$ для ^{208}Pb) при энергиях падающих протонов вблизи 180—200 МэВ. Параметры амплитуды f_{NN} (29)—(31) таковы, что именно в этой области можно ожидать наи-

большей чувствительности величин $F(k, \theta)$ и $G(k, \theta)$ к вариациям геометрических форм ОП. Действительно, характерные параметры $\zeta = \left| \frac{\sigma_S}{2} (1 - i\tilde{\alpha}_S) \right| \left| \frac{\sigma_C}{2} (1 - i\tilde{\alpha}_C) \right|^{3/2}$ и $\eta = \left| \frac{\beta_S - \beta_C}{\sigma_C/2(1 - i\tilde{\alpha}_C)} \right|$ принимают максимальные значения при этих энергиях (см. табл. 2).

Таблица 2. Параметры $\zeta = \left| \frac{\sigma_S}{2} (1 - i\tilde{\alpha}_S) \right| \left| \frac{\sigma_C}{2} (1 - i\tilde{\alpha}_C) \right|^{3/2}$
и $\eta = \left| \beta_S - \beta_C \right| \left| \frac{\sigma_C}{2} (1 - i\tilde{\alpha}_C) \right|$ [116]

E , МэВ	$\beta_S - \beta_C$, фм ²	η	ζ
100	-0,36	0,08	0,12
150	-0,70	0,22	0,18
200	-0,84	0,37	0,25
325	-0,32	0,20	0,31
425	-0,26	0,16	0,22
500	0,58	0,32	0,17
650	0,44	0,22	0,10
800	0,26	0,13	0,09
1000	0,20	0,10	0,07

Был проведен численный расчет [127] в эйкональном приближении компонент амплитуды упругого рассеяния протонов на ядрах ^{12}C , ^{40}Ca и ^{208}Pb в интервале энергий E_p от 100 до 1000 МэВ с микроскопическим ОП в импульсном приближении (нерелятивистский подход с релятивистской кинематикой, КМТ [16]). Параметры f_{NN} были взяты из [116] (глубины U_{LS} были увеличены в 2 раза), а параметры $\rho(r)$ из [119]. При $E_p = 100 \div 200$ МэВ для ^{40}Ca и ^{208}Pb расчеты были выполнены также и с феноменологическими ОП ВС из [2, 4]. Некоторые результаты расчетов $\text{Re}G(k, \theta)$ приведены на рис. 9 и 10. Для анализа зависимости $\text{Re}G(k, \theta)$ от угла θ при малых θ удобно использовать приближенное выражение

$$\text{Re} G(k, x) \approx -x^3 + \frac{\beta_1(k)}{(\beta_3(k))^{1/3}} x. \quad (34)$$

Были введены обозначения

$$\beta_1(k) = \frac{k^2}{2} \int_0^\infty b^2 db \text{Re} \Gamma(k, b); \quad (35)$$

$$\beta_3(k) = \frac{k^4}{16} \int_0^\infty b^4 db \text{Re} \Gamma(k, b); \quad (36)$$

$$x = \theta (\beta_3(k))^{1/3}.$$

Здесь $\Gamma(k, b)$ — соответствующая функция профиля (25); b — прицельный параметр.

Если $\beta_1 < 0$ ($\beta_1 > 0$) при $\beta_3 > 0$ ($\beta_3 < 0$), то амплитуда $\text{Re}G < 0$ и при малых θ убывает монотонно с ростом θ до тех пор, пока не становится заметным вклад слагаемых $\sim \theta^5$. Если же $\beta_1 > 0$ при $\beta_3 > 0$,

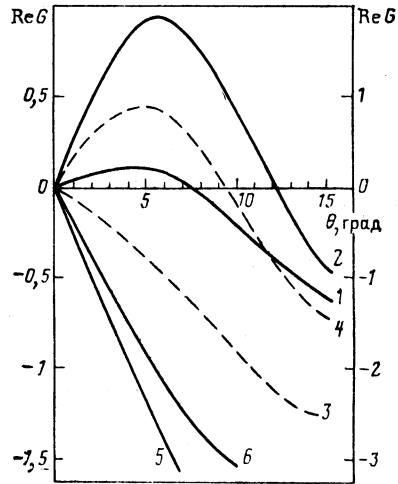
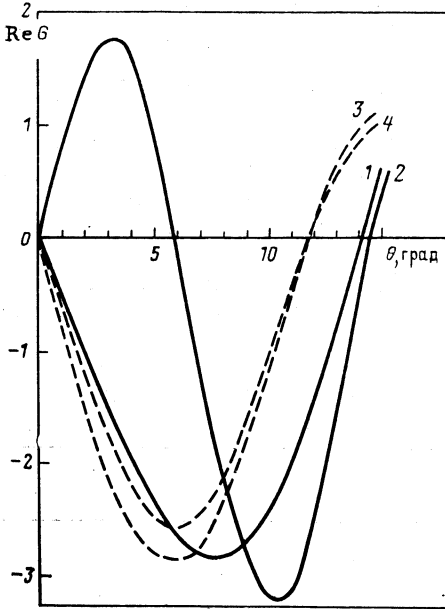


Рис. 9. Графики $\text{Re} G(\theta)$:

кривые 1 и 2 — расчет для ^{208}Pb при $E_p = 181$ МэВ с параметрами ОП из [4]; 2 — геометрические параметры спин-орбитальной части ОП приравнены к геометрическим параметрам $\text{Re}U_C$; 3 и 4 — то же, но расчет с параметрами из [2] при $E_p = 200$ МэВ

Рис. 10. То же, что и на рис. 9, но для ^{40}Ca при $E_p = 181$ МэВ:

кривые 5 и 6 — расчет при $E_p = 80$ МэВ с ОП [4]. Правая шкала для кривых 2, 4, 6

то $\text{Re}G(k, \theta)$ растет ($\text{Re}G(k, \theta) > 0$), проходит через максимум при $\theta_{\text{max}} = \sqrt{\beta_1/3\beta_3^{1/3}}$, а затем, убывая, проходит через нуль до того момента, когда вклад членов $\sim \theta^5$ становится заметен. При $\beta_1 < 0$ и $\beta_3 < 0$ ход $\text{Re}G(k, \theta)$ описывается кривой — зеркальным отображением относительно оси θ зависимости $\text{Re}G(k, \theta)$ для $\beta_1 > 0$, $\beta_3 > 0$. Значения коэффициентов β_1 и β_3 определяются видом функции профиля $\text{Re}\Gamma(k, b)$. В области E_p вблизи 200 МэВ $\text{Re}\Gamma(k, b) < 0$ для малых b , а на периферии ядра $\text{Re}\Gamma(k, b) > 0$. При этом соотношение между площадями областей, где $\text{Re}\Gamma(k, b)$ имеет разные знаки, таково, что небольшое возмущение приводит к изменению знака β_1 . Когда энергия E_p уменьшается до 100 МэВ, такую чувствительность про-

являет коэффициент β_3 . Для ^{40}Ca энергии переходов коэффициентов через нулевые значения несколько ниже, чем для ^{208}Pb . Приравнение геометрических параметров центрального и спин-орбитального ОП из [2, 4] приводит в случае ^{208}Pb для набора параметров [4] к смене знака β_1 от минуса к плюсу, а для варианта [2] к уменьшению $|\beta_1|$ примерно в 1,5 раза при $\beta_1 < 0$. С помощью теории возмущений относительно малой разности геометрических параметров различных составляющих ОП невозможно описать ситуацию, при которой малое изменение параметров ОП приводит к существенной перестройке зависимости $\text{Re}G(k, \theta)$ от θ . В данном случае мы имеем дело со своеобразным проявлением триггерного механизма (приравнение геометрических параметров), вызывающего переход в системе, находящейся в метастабильном состоянии. Это метастабильное состояние сложилось при определенном подборе силовых и геометрических параметров ОП [4]. Аналогичная ситуация для варианта ОП [2] реализуется при $E_p \approx 170$ МэВ и для микроскопического ОП при $E_p \approx 270 \div 280$ МэВ для ^{40}Ca и ^{208}Pb . Результаты вычислений коэффициентов β_1 и β_3 сведены в табл. 3, 4.

Таблица 3. Коэффициенты разложения $\text{Re}G(\theta)$ для ^{208}Pb . Феноменологические ОПВС

β_i	N	1/4	1/2	3/4	C
β_1	-28,4 (-44,1)	-11,6	5,2	28,0	45,4 (-31,9)
β_3	-4186 (-1855)	951,0	2309	2930	3225 (-824)

Примечание. Колонка « N » содержит результаты расчета с параметрами ОП из [4], $E_p = 181$ МэВ. Колонка « C » — результаты расчета для этого ОП с приравненными геометрическими параметрами U_C и U_{LS} . В колонках «1/4» и т. д. разница в этих геометрических параметрах сокращена на 25% и т. д. В скобках приведены значения β_1 и β_3 для ОП из [2] при $E_p = 200$ МэВ.

Для ^{40}Ca при $E_p = 180$ МэВ имеем $\beta_1 = 2,54$, $\beta_3 = 162,3$ для параметров ОП из [4] и $\beta_1 = -3,5$ и $\beta_3 = 87,4$ для ОП [2]. После приравнения геометрических параметров U_C и U_{LS} получаем соответственно 31,0 и 1149 для ОП [4] и 16,5 и 765,3 для ОП [2]. Таким образом, в варианте ОП [2] при этой операции β_1 проходит через нулевое значение. Используя терминологию теории дифференцируемых отображений [22] или теории катастроф [23—26], можно сказать, что для $\text{Re}G(k, \theta)$ в указанной области энергий имеет место

Таблица 4. Коэффициенты разложения для микроскопического ОП [116]

Энергия, МэВ	⁴⁰ Ca				²⁰⁸ Pb			
	N		C		N		C	
	β_1	β_3	β_1	β_3	β_1	β_3	β_1	β_3
100	—	—	—	—	-52,8	-1700	-52,5	-1670
200	—	—	—	—	-108,2	-5350	-95,0	-4540
220	-17,1	-218,5	-11,4	-30	—	—	—	—
250	-7,7	-8,0	-3,5	173	-70	-3700	-54,6	-2300
270	-2,1	-145	1,2	320	—	—	—	—
300	7,2	422	9,7	592	-4,5	470	8,3	3074
425	10,0	760	11,8	971	3,5	1600	10,0	2500
500	5,8	413	5,8	410	17,9	1650	17,9	1600
650	-6,2	-713	-5,4	-566	-4,5	-2205	1,8	-600
800	-4,8	-743	-4,3	-630	-1,6	-1406	0,5	-780
1000	-9,8	-2300	-8,3	-2020	11,0	-169	-16,0	1610

Примечание. Результаты расчета с различными (N) и одинаковыми (C) геометрическими параметрами U_C и U_{LS} . Параметры глубины микроскопического ОП U_{LS} увеличены в 2 раза по сравнению с ОП [116].

катастрофа сборки (рис. 11) *. Приравнивание геометрических параметров центральной и спин-орбитальной частей ОП переводит изображающую точку с нижнего листа на верхний. Такое поведение

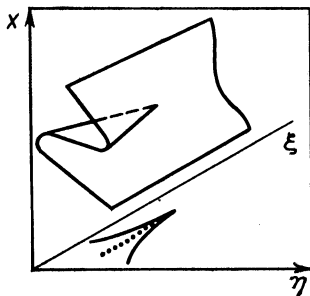


Рис. 11. График зависимости $ReG = -x^3 + \beta_1/\beta_3^{1/3} x$:
 $x = \theta (\beta_3)^{1/3}$, $\xi = -\frac{\beta_1(k)}{\beta_3^{1/3}(k)}$, $\eta = Re G(k, x)$

характерно только для $ReG(k, \theta)$ при E_p вблизи 200 МэВ и поэтому мы столь подробно остановились на обсуждении этого примера. Приравнивание геометрических параметров при этом практически не меняет поведение в области малых углов $ReF(k, \theta)$ и $ImF(k, \theta)$, а $ImG(k, \theta)$ возрастает в 1,5—2 раза. Аналогичное заключение можно сделать и в случае ОП ДВБ из [2].

Качественные выводы, сделанные выше, сохраняются и при выходе за рамки эйконального приближения. Уточнение результатов

* Теория катастроф представляет собой основу для единого описания аномалий в поведении функций, параметрически зависящих от некоторого набора величин (так называемых управляющих параметров).

расчета спиновых характеристик за счет добавления неэйкональных поправок было проведено в [128—130]. Оценки неэйкональных поправок показывают, что в области углов $\theta < 30^\circ$ они в среднем (вне интервалов θ , где соответствующие эйкональные амплитуды малы) не превышают 10—15%. Иллюстрацией этого утверждения служит рис. 12, на котором приведены графики $\text{Re}G(\theta)$, рассчитанные нами в ЭП и с учетом первой неэйкональной поправки. В области малых углов рассеяния результаты поляризационных экспериментов содержат значительный вклад электромагнитного взаимодействия падающего нуклона с кулоновским полем ядра. Известны стандартные методы выделения главных вкладов этих эффектов (см.,

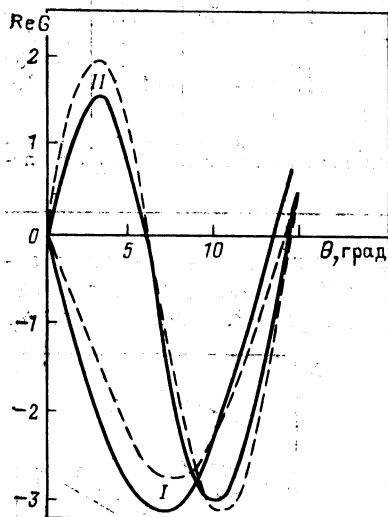


Рис. 12. Графики $\text{Re}G(\theta)$:

кривые I — расчет для Pb при $E_p = 181$ МэВ с параметрами из [4]; кривые II — расчет с совпадающими геометрическими параметрами центральной и спин-орбитальной частей ОП. Штриховые кривые — расчет в ЭП, сплошные — расчет с учетом первой неэйкональной поправки

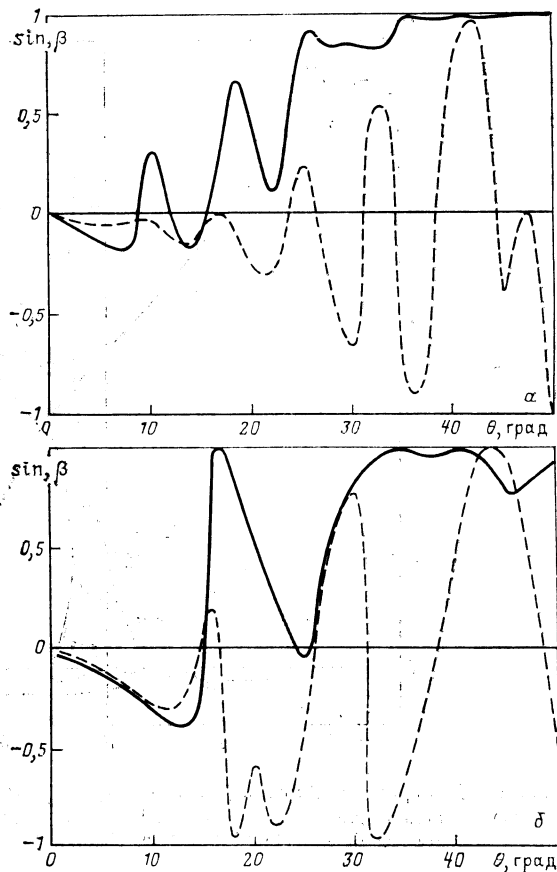
например, [8, 103, 113, 131]). Полученная в результате такой процедуры амплитуда слабо искажена электромагнитными вкладами. Поэтому здесь полностью исключено из рассмотрения влияние кулоновского поля ядра, чтобы наиболее четко представить особенности амплитуды сильного взаимодействия. Интегральная связь между амплитудами и функциями профиля сохраняется и вне рамок ЭП: мы имеем дело с преобразованием Фурье — Бесселя амплитуды рассеяния. Однако при уточнении ЭП оказывается утраченной простая связь между функциями $\chi_{C(s)}$ с компонентами ОП [130].

В качестве другого примера катастрофы сборки в задачах рассеяния при промежуточных энергиях укажем $\sin \beta$, где β — угол поворота спина, который связан с поляризацией $P(\theta)$ и функцией поворота спина $Q(\theta)$ соотношением

$$\sin \beta = \frac{Q(\theta)}{\sqrt{1 - P^2(\theta)}}. \quad (37)$$

Рис. 13. График $\sin \beta$ — синуса угла поворота спина:

a — для ^{208}Pb ; b — для ^{40}Ca : сплошные кривые — расчет при $E_p = 181$ МэВ с параметрами ОП из [4]; пунктирная кривая — геометрические параметры спин-орбитального ОП приравнены к параметрам $\text{Re}U_C$.



Это соотношение удобно записать в виде

$$\sin \beta = \frac{2 |\kappa| \sin \varphi}{\sqrt{(1 - |\kappa|^2)^2 + 4 |\kappa|^2 \sin^2 \varphi}}. \quad (38)$$

Здесь $\kappa = G(k, \theta)/F(k, \theta)$; $\varphi = -\arg G/F$. При $|\kappa| \ll 1$ выражение (38) может быть записано в форме, характерной для катастрофы сборки. При $|\kappa| \approx 1$ $\sin \beta$ проявляет признаки катастрофы складки (см. [23—26]). При этом $\sin \beta \approx 1$ и не зависит от осцилляций (вблизи $|\kappa| \approx 1$) и $\sin \varphi$ (рис. 13).

Перечисленные выше примеры указывают на то, что область энергий E_p налетающих нуклонов вблизи 200 МэВ оказывается благоприятной для изучения влияния различных эффектов (ядерной среды и релятивистской динамики) на геометрические параметры спин-орбитального нуклон-нуклонного взаимодействия.

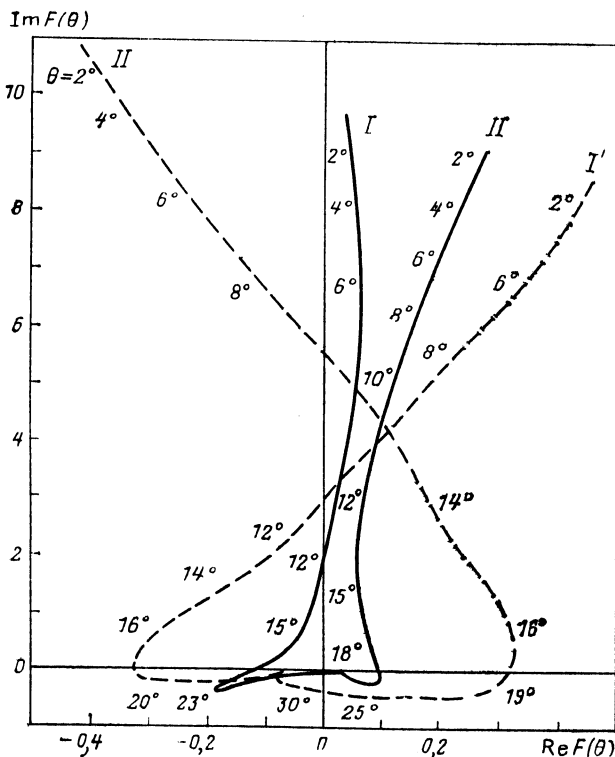


Рис. 14. Диаграммы Аргана для амплитуды $Re F$ для ^{12}C при $E_p = 400$ МэВ: сплошные кривые — для параметров ОП из [132]; пунктирные — расчет для одинаковых геометрических параметров спин-орбитальной и центральной частей ОП

Таблица 5. Коэффициенты разложения $Re F(\theta)$ для ^{12}C при $E_p = 400$ МэВ

Вариант ОП	N	C
I α_2 α_4	3,7	-15,8
	-202,1	53,0
II α_2 α_4	-11,8	22,0
	219,2	-200,0

Примечание. Варианты ОП из [132]. Результаты расчета с различными (N) и с приравненными (C) геометрическими параметрами U_C и U_{LS} .

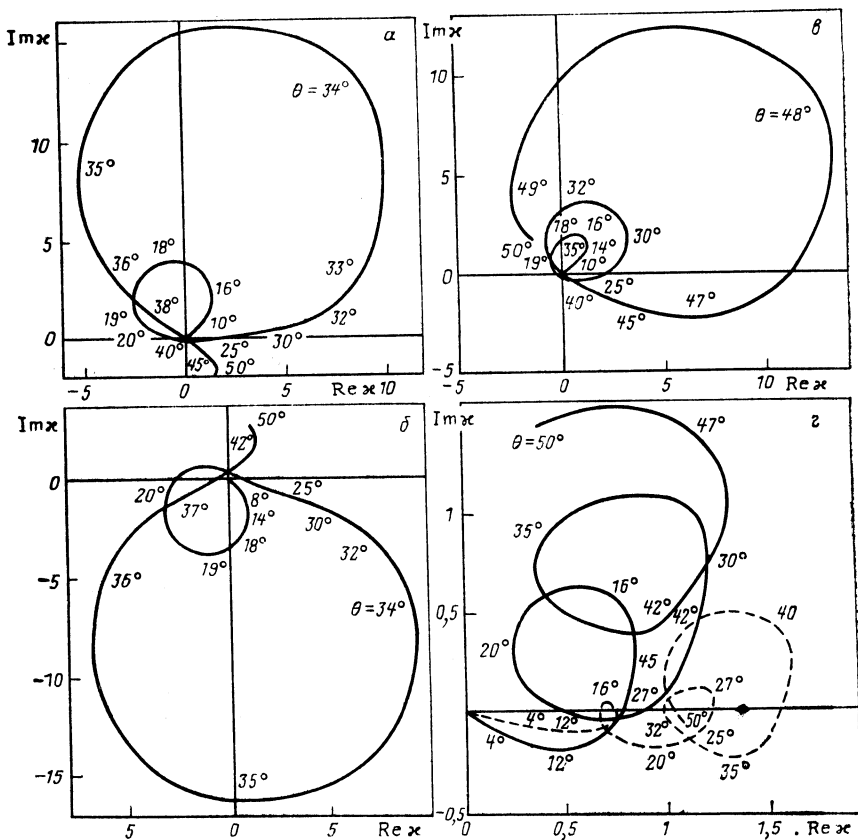


Рис. 15. Диаграммы Аргана для $\chi(\theta) = G(\theta)/F(\theta)$:

α — ^{12}C при $E_p = 400$ МэВ для ОП I [132]; β — то же для ОП II; γ — то же, что и α , с одинаковыми геометрическими параметрами центрального и спин-орбитального ОП; δ — ^{40}Ca при $E_p = 181$ МэВ [4]; пунктирная кривая — расчет для ОП с одинаковыми геометрическими параметрами различных частей ОП

В области энергий 400—600 МэВ наиболее интересные результаты вычислений получены для $\text{Re}F(k, \theta)$. На рис. 14 изображены кривые ($\text{Re}F, \text{Im}F$) (диаграммы Аргана), рассчитанные для двух вариантов феноменологического ОП для ^{12}C при $E_p = 400$ МэВ [132]. Приведенные в табл. 5 значения α_2 и α_4 коэффициентов разложения в ряд Тейлора амплитуды $\text{Re}F(k, \theta)$ вблизи $\theta = 0$ указывают на признаки катастрофы типа A_6 (см. [24—25]). Здесь

$$\alpha_{2l} = \frac{(-1)^l}{(l!)^2} 2 \left(\frac{k}{2}\right)^{2l+1} \int_0^\infty db b^{2l+1} \text{Re} \Phi(k, b). \quad (39)$$

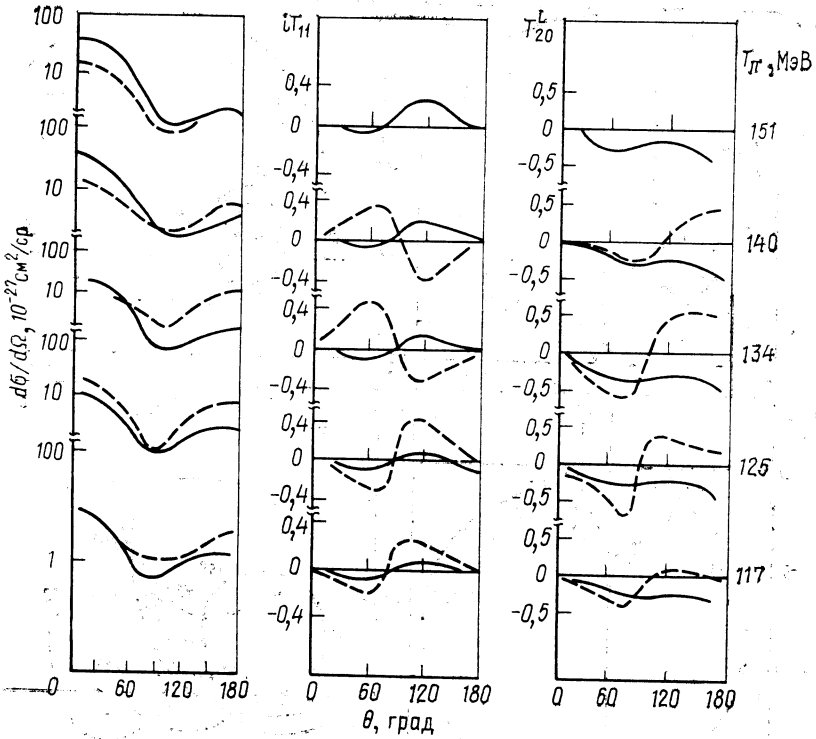


Рис. 16. Расчетные значения $d\sigma/d\Omega$, векторной поляризации T_{11} и тензорной поляризации $T_{20}^{L\bar{1}}$ для упругого $N\bar{D}$ -рассеяния: сплошные и пунктирные кривые — расчет для двух вариантов $N\bar{D}$ -взаимодействия [133]. T_{π} — кинетическая энергия пионов

Сопоставление амплитуд, рассчитанных в рамках микроскопического ОП в НРИА для ^{12}C при $E_p = 400$ МэВ с амплитудами, полученными для феноменологических потенциалов, показывает, что наибольшее расхождение имеется для компонент $\text{Re}F(k, \theta)$ и $\text{Re}G(k, \theta)$, тогда как $\text{Im}F(k, \theta)$ и $\text{Im}G(k, \theta)$ близки для разных вариантов ОП (а $\text{Im}G^{\bar{1}}$ совпадает практически с $\text{Im}G^{\text{микро}}$). Это наблюдение позволяет сделать вывод, что поправки к стандартному НРИА за счет учета эффектов среды или релятивистской динамики главным образом изменяют именно компоненты амплитуды $\text{Re}G$ и $\text{Re}F$.

Наглядное представление о чувствительности величины $\kappa(k, \theta) = \frac{G(k, \theta)}{F(k, \theta)}$, извлекаемой из результатов поляризационных экспериментов, к вариациям геометрических параметров ОП можно получить из графиков типа диаграмм Аргана для κ (рис. 15).

Перечень проявлений катастроф в поляризационных характеристиках при промежуточных энергиях мы закончим следующими примерами [133, 134]. На рис. 16 [133] видны «катастрофические» изменения iT_{11} (векторной поляризации) в случае πD -рассеяния вблизи значений кинетической энергии пиона 130—140 МэВ для одного из вариантов микроскопического расчета в рамках механизма одномезонного обмена. При этом iT_{11} , вычисленная для другого набора (не сильно отличающегося от первого) параметров, характеризующих одномезонный обмен, тензорная поляризация T_{20}^L и угловое распределение $d\sigma/d\Omega$ испытывают только незначительные изменения.

Такого же типа явления можно ожидать и в случае неупругого рассеяния, при котором переходная плотность оказывается знакопеременной функцией координаты r [134].

Проведенный в этом разделе анализ подсказывает общий подход к поиску возможностей усиления слабых эффектов — искать в тех областях переменных, где параметры системы приводят к неустойчивости ее состояния относительно таких слабых возмущений.

3. ПЕРЕДАЧА ПОЛЯРИЗАЦИИ В ИНКЛЮЗИВНЫХ ПРОЦЕССАХ С ПРОТОНАМИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ

Анализ функций R_T — поперечного ($\sim|\sigma \times \mathbf{q}|$) и R_L продольного ($\sim\sigma q$) отклика благодаря их непосредственной связи с взаимодействием между нуклонами, обусловленным обменом ρ - и π -мезонами [135], дает возможность получить информацию о свойствах пионного поля в ядре и влиянии примеси Δ -изобары на ядерную структуру. В рамках определенных предположений, о которых будет сказано чуть позже, функции R_T и R_L могут быть выражены через компоненты тензора деполаризации D_{ij} (см. приложение А). В области пика квазиупругого рассеяния дважды дифференциальное сечение рассеяния протонов на ядре можно приближенно записать в следующей факторизованной форме [136]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{NN} N_{\text{эф}} R(\mathbf{q}, E). \quad (40)$$

Здесь $(d\sigma/d\Omega)_{NN}$ — сечение нуклон-нуклонного рассеяния при той же самой энергии и угле рассеяния в лабораторной системе отсчета; $N_{\text{эф}} = \sigma^{(1)}/\sigma^{NN}$ — эффективное число нуклонов мишени, которые принимают участие в рассеянии (вследствие поглощения в оптическом потенциале ядра $N_{\text{эф}} \leq A$); $\sigma^{(1)}$ — интегральное сечение однократного неупругого рассеяния; σ^{NN} — полное сечение NN -взаимодействия. В оптическом пределе теории Глаубера — Ситенко имеем $\sigma^{(1)} = \int d^2b \chi(b) e^{-\chi(b)}$; $\chi(b) = \sigma^{NN} \int dz \rho(z, b)$, $\rho(r) = \rho_0/[1 + e^{-R/a}]$ — плотность ядра. $R(\mathbf{q}, \omega)$ — функция отклика,

определенная соотношением

$$R(\mathbf{q}, \omega) = \sum_f |\langle f | O_{\mathbf{q}} | 0 \rangle|^2 \delta(\omega - E_f). \quad (41)$$

Здесь $O_{\mathbf{q}}$ — оператор, описывающий рассеяние налетающей частицы; E_f и $|f\rangle$ — энергия и волновая функция возбужденного состояния ядра-мишени ($|0\rangle$ — основное состояние ядра); ω и \mathbf{q} — энергия и импульс, переданные при рассеянии.

При вычислении сечения квазиупругого рассеяния протонов на ядрах используют амплитуду свободного нуклон-нуклонного рассеяния $F(q)$, которую, принимая во внимание сохранение P -четности, можно записать в виде [16]

$$F(q) = A + B\sigma_{1n}\sigma_{2n} + C(\sigma_{1n} + \sigma_{2n}) + E\sigma_{1q}\sigma_{2q} + F\sigma_{1p}\sigma_{2p}, \quad (42)$$

где $\hat{\mathbf{q}} = \mathbf{q}/|\mathbf{q}|$; $\mathbf{q} = \mathbf{k}' - \mathbf{k}$; $\hat{\mathbf{n}} = \mathbf{n}/|\mathbf{n}|$; $\mathbf{n} = [\mathbf{k} \times \mathbf{k}']$; $\hat{\mathbf{p}} = [\hat{\mathbf{q}} \times \hat{\mathbf{n}}]$ и каждая из амплитуд $A = A_S + A_V\tau_1\tau_2$ и т. д. (τ_i — вектор изоспина i -го нуклона); \mathbf{k} (\mathbf{k}') — импульс падающего (рассеянного) протона.

Определим функции продольного $R_L(\mathbf{q}, \omega)$ и поперечного $R_T(\mathbf{q}, \omega)$ отклика:

$$R_L(\mathbf{q}, \omega) = \sum_n |\langle n | f(r) \sigma \mathbf{q} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} | 0 \rangle|^2 \delta(\omega - E_n); \quad (43)$$

$$R_T(\mathbf{q}, \omega) = \sum_n |\langle n | f(r) [\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{q}] e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} | 0 \rangle|^2 \delta(\omega - E_n), \quad (44)$$

связанные с функцией полного отклика $R(\mathbf{q}, \omega)$ соотношением

$$R(\mathbf{q}, \omega) = \frac{|C|^2 + |B|^2 + |F|^2}{I_{NN}} R_T(\mathbf{q}, \omega) + \frac{|E|^2}{I_{NN}} R_L(\mathbf{q}, \omega) + \frac{|A|^2 + |C|^2}{I_{NN}} R_0(\mathbf{q}, \omega), \quad (45)$$

где

$$R_0(\mathbf{q}, \omega) = \sum_n |\langle n | f(r) e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} | 0 \rangle|^2 \delta(\omega - E_n); \quad (46)$$

$$I_{NN} \equiv \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{NN} = |A|^2 + |B|^2 + 2|C|^2 + |E|^2 + |F|^2 \quad (47)$$

— угловое распределение упругорассеянных свободных нуклонов. Функция $f(r)$ учитывает влияние на дифференциальные распределения NN -рассеяния ослабления падающей протонной волны по мере продвижения протонов вглубь ядра [136] (см. также приложение Б).

В рамках приближения однократного неупругого столкновения можно установить соотношения между функциями отклика и поляризационными наблюдаемыми. Эти соотношения позволяют провести сравнение результатов теоретических расчетов ($R_{L,T}$) и данных эксперимента (D_{ij}), где D_{ij} — компоненты тензора деполяриза-

ции, непосредственно связанные с известными параметрами Вольфенштейна (см. приложение А).

Определим вероятность S_L — продольного и S_T — поперечного спин-флипов:

$$S_L = \frac{1}{4} [1 - D_{NN'} + (D_{SS'} - D_{LL'}) \sec \theta_{\text{лаб}}]; \quad (48)$$

$$S_T = \frac{1}{4} [1 - D_{NN'} - (D_{SS'} - D_{LL'}) \sec \theta_{\text{лаб}}], \quad (49)$$

где $\theta_{\text{лаб}}$ — угол рассеяния в лабораторной системе отсчета. Тогда [36, 37, 137]

$$S_L = I_{NN} S_L^{NN} \frac{N_{\text{эф}}}{I} R_L(\mathbf{q}, \omega); \quad (50)$$

$$S_T = I_{NN} S_T^{NN} \frac{N_{\text{эф}}}{I} R_T(\mathbf{q}, \omega). \quad (51)$$

Здесь

$$S_L^{NN} = |E|^2 / I_{NN}; \quad (52)$$

$$S_T^{NN} = |F|^2 / I_{NN} \quad (53)$$

— вероятности продольного и поперечного спин-флипа при упругом рассеянии свободных нуклонов. Дважды дифференциальное сечение квазиупругого рассеяния неполяризованных протонов на ядре $I = \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$ связано с функцией полного отклика формулой (40).

Интересующие нас экспериментальные данные получены для ^{40}Ca и ^{208}Pb при энергии налетающих протонов $E_p = 500$ МэВ и малых углах рассеяния $\theta_{\text{лаб}}$ [36, 37] ($\theta_{\text{лаб}} = 18,5^\circ$), т. е. в той области E_p и $\theta_{\text{лаб}}$, где приближенные соотношения (40), (50), (51) обладают достаточной точностью [136, 137]. При измерениях был пройден весь интервал энергий возбуждения на ширине пика квазиупругого рассеяния: $20 < \omega < 100$ МэВ. Объектом дальнейшего анализа служат отношения

$$S_L^{\text{Pb}} / \langle S_L^D \rangle = R_L(\mathbf{q}, \omega) / R(\mathbf{q}, \omega); \quad (54)$$

$$S_T^{\text{Pb}} / \langle S_T^D \rangle = R_T(\mathbf{q}, \omega) / R(\mathbf{q}, \omega); \quad (55)$$

$$\frac{S_L^{\text{Pb}} / \langle S_L^D \rangle}{S_T^{\text{Pb}} / \langle S_T^D \rangle} = \frac{R_L(\mathbf{q}, \omega)}{R_T(\mathbf{q}, \omega)}. \quad (56)$$

Здесь $\langle S^D \rangle = S^{NN}$; угловые скобки означают усреднение по ω .

Анализ R_L/R_T [37]. Неупругое рассеяние представляет собой смесь переходов по каналам с изоспином $T = 0$ и $T = 1$. Данные фазового анализа [138] нуклон-нуклонного рассеяния при $E_p = 500$ МэВ дают возможность получить при $q = 1,75$ фм $^{-1}$ следующие соотношения:

$$|E|_{T=1}^2 / |E|_{T=0}^2 = 3,62 \quad \text{и} \quad |F|_{T=1}^2 / |F|_{T=0}^2 = 1,15$$

и соответственно для величин \tilde{R}_L и \tilde{R}_T , которые следует сравнивать с данными эксперимента, имеем

$$\tilde{R}_L = \frac{1}{4,62} [3,62 R_L^{T=1} + R_L^{T=0}]; \quad (57)$$

$$\tilde{R}_T = \frac{1}{2,15} [1,15 R_T^{T=1} + R_T^{T=0}]. \quad (58)$$

Относительная слабость взаимодействия частица — дырка в канале $T = 0$ позволяет аппроксимировать $R_L^{T=0}$ и $R_T^{T=0}$ значениями этих функций для модели ферми-газа; результаты для $R_L^{T=1}$ и $R_T^{T=1}$ получены в приближении случайных фаз. Взаимодействие между частицей и дыркой в изовекторных продольном и поперечном каналах было использовано в стандартной упрощенной форме, содержащей обмен π - и ρ -мезонами и контактное взаимодействие $\sim g' (\sigma_1 \sigma_2) (\tau_1 \tau_2)$, учитывающее отталкивание на малых расстояниях:

$$V_{ph}^L = \frac{f_\pi^2}{m_\pi^2} \Gamma_\pi^2 \left\{ g' - \frac{q^2}{q^2 + m_\pi^2 - \omega^2} \right\} (\tau_1 \tau_2) (\sigma_1 \hat{q}) (\sigma_2 \hat{q}); \quad (59)$$

$$V_{ph}^T = \frac{f_\pi^2}{m_\pi^2} \left\{ g' \Gamma_\pi^2 - C_\rho \Gamma_\rho^2 \frac{q^2}{q^2 + m_\rho^2 - \omega^2} \right\} (\tau_1 \tau_2) [\sigma_1 \times \hat{q}] [\sigma_2 \times \hat{q}] \quad (60)$$

c

$$C_\rho = \frac{f_\rho^2}{m_\rho^2} / \frac{f_\pi^2}{m_\pi^2} = 2,18; \quad f_\pi^2/4\pi = \frac{m_\pi}{8\pi} \frac{g_{\pi NN}}{M_N} = 0,08;$$

$$\Gamma_{\pi,\rho} = [\Lambda_{\pi,\rho}^2 - m_{\pi,\rho}^2] / [\Lambda_{\pi,\rho}^2 + q^2 - \omega^2]; \quad \Lambda_\pi = 1,3 \text{ ГэВ}; \quad \Lambda_\rho = 2,0 \text{ ГэВ}.$$

В расчетах учитывался вклад от связи нуклонов и Δ -изобары при обычном предположении $g'(NN) = g'(\Delta\Delta) = g'(\Delta\Delta)$ и $f_{\pi\Delta h} =$

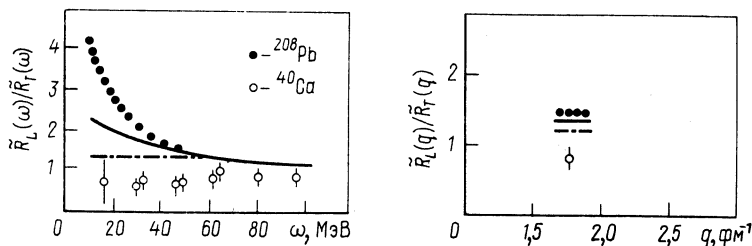


Рис. 17. Отношение функции продольного отклика к функции поперечного отклика [37]:

экспериментальные точки при $E_p = 497$ МэВ; расчетные кривые: точечная, сплошная и штрих-пунктирная получены при значениях $g' = 0,55; 0,7$ и $0,9$ соответственно (рисунок слева); точки на правом рисунке получены в результате усреднения данных левого рисунка по ω

$= 2f_{\pi\rho h}, f_{\rho\Delta h} = 2f_{\rho ph}$. При численных расчетах, проведенных в рамках модели ядра конечных размеров, использовались значения $g' = 0,55, 0,7$ и $0,9$. Результаты расчетов и экспериментальные точки представлены на рис. 17. Видно, что с увеличением g' расхождение

между теоретическими значениями \tilde{R}_L/\tilde{R}_T и данными эксперимента в значительной степени удается сократить. На рис. 18 приведены кривые, иллюстрирующие влияние поверхности ядра на отношение R_L/R_T [36]. Усреднение R по изоспину при этом не проводилось. Функции отклика R_L и R_T , вычисленные для неограниченного ядра

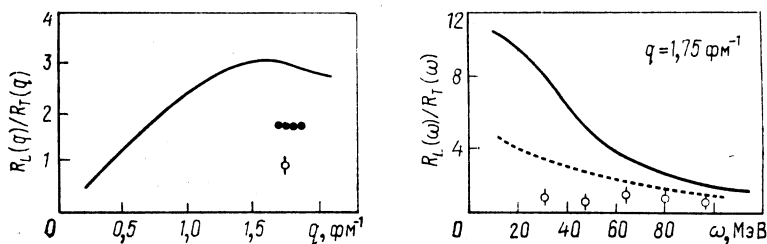


Рис. 18. Отношение функций отклика для ^{208}Pb [36]:

сплошные кривые — расчет для неограниченной ядерной материи нормальной плотности [38]; точечные — плотность ядерной материи уменьшена в 2 раза; \circ — эксперимент

[37], усреднялись с помощью радиального распределения вероятности взаимодействия, найденной в результате расчета по методу внутриядерного каскада. Расчеты по модели полуограниченного ядра Берча — Эсбенсена — Шолтена (БЭШ) [136, 137, 139, 140] дают близкие результаты. Иллюстрацией возможностей модели БЭШ слу-

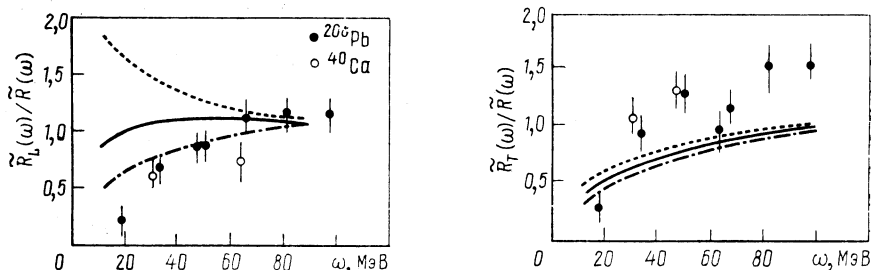


Рис. 19. Отношение функций продольного отклика к функции полного отклика [37]:

точки — эксперимент. Расчетные кривые по модели БЭШ: точечная, сплошная и штрихпунктирная получены для $g' = 0,55; 0,7$ и $0,9$ соответственно

Рис. 20. То же, что и на рис. 19, для функции поперечного отклика

жат рис. 19 и 20. Расчетные кривые для \tilde{R}_L/\tilde{R} и \tilde{R}_T/\tilde{R} и соответствующие экспериментальные значения представлены на этих рисунках. Снова расхождения между результатами расчета и экспериментальными значениями \tilde{R}_L/\tilde{R} удается сократить, только прибегая к большим значениям параметра g' . Добиться совпадения теоретических значений и результатов эксперимента для \tilde{R}_T/\tilde{R} не удается даже при $g' = 0,9$. Возможной причиной этого является значитель-

ный вклад в R_T изоскалярного отклика, для расчета которого была использована модель независимых частиц. Авторы работы [37] провели анализ неучтенных первоначально вкладов в функции S_L и S_T от искажения протонной волновой функции спин-орбитальной частью ОП, от многократного рассеяния протонов в ядре, от различия в радиусах поперечного V_T и продольного V_L взаимодействия, от разных кинематических поправок. Ни один из перечисленных выше пунктов, как оказалось, не может служить источником значительной погрешности модели БЭШ.

Таким образом, согласовать экспериментальные данные о pp' -рассеянии с результатами расчета в приближении случайных фаз для полуограниченного ядра (модель БЭШ) с взаимодействием между частицей и дыркой, учитывающим обмен π - и ρ -мезонами и отталкивание на малых расстояниях $\sim g'$, удается, лишь вводя в расчет аномально большие значения параметра $g' \geq 0,9$.

Анализ роли поверхности ядра. Этот результат указывает на отсутствие сколько-нибудь существенного усиления пионного поля в ядре, необходимого для объяснения эффекта ЭМС при малых значениях скейлингового параметра x с помощью пионного механизма. Однако такое заключение вряд ли можно считать окончательным, поскольку функции отклика $R_{L,T}$, исследуемые с помощью квазиупругого рассеяния поляризованных протонов, в значительной мере определяются свойствами поверхности ядра, тогда как в эффекте ЭМС дает вклад весь объем ядра. Периферический характер неупругого рассеяния протонов с энергией $E_p = 500$ МэВ на ядрах требует уточнения проведенного выше независимого рассмотрения функций отклика R_L и R_T , справедливого, строго говоря, только в случае неограниченной ядерной материи. Наличие поверхности обуславливает смешивание пионоподобных и ρ -мезоноподобных возбуждений, что приводит к смешиванию функций R_L и R_T и как результат к уменьшению отношения R_L/R_T . В приближении случайных фаз запишем следующее уравнение [141] для коррелятора токов Π (см. приложение Б):

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{k}'L | \Pi(E) | \mathbf{k}L \rangle &= \langle \mathbf{k}'L | \Pi^{(0)}(E) | \mathbf{k}L \rangle + \\ &+ \int d\mathbf{q} [\langle \mathbf{k}'L | \Pi^{(0)}(E) | \mathbf{q}L \rangle \times \\ &\times \langle \mathbf{q}L | V_{ph} | \mathbf{q}L \rangle \langle \mathbf{q}L | \Pi(E) | \mathbf{k}L \rangle + \\ &+ \langle \mathbf{k}'L | \Pi^{(0)}(E) | \mathbf{q}T \rangle \langle \mathbf{q}T | V_{ph} | \mathbf{q}T \rangle \langle \mathbf{q}T | \Pi(E) | \mathbf{k}, L \rangle] \end{aligned} \quad (61)$$

и такое же уравнение для $L \rightleftharpoons T$. Здесь V_{ph} — частичнодырочное взаимодействие, представляющее собой сумму выражений (59) и (60); $\Pi^{(0)}$ — коррелятор токов для системы невзаимодействующих частиц. В ограниченной системе коррелятор $\Pi^{(0)}$ индуцирует смешивание продольного и поперечного откликов, поскольку при нали-

чии границ импульс перестает быть хорошим квантовым числом. Заметного эффекта смешивания следует ожидать при $2m_\pi < q < 3m_\pi$, когда наиболее сильно различаются продольный и поперечный отклики. Анализ решения уравнения (61) с использованием осцилляторных оболочечных волновых функций выявил значительный вклад смешивания R_L и R_T в зависимость R_L/R_T от переданной энергии (рис. 21). В области малых энергий возбуждения

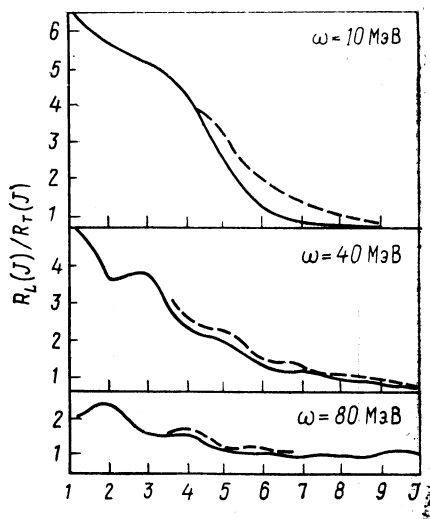


Рис. 21. Результаты вычислений R_L/R_T как функции полного момента количества движения J для ^{40}Ca при $E_p = 497$ МэВ и $q = 1,75$ фм $^{-1}$ [141]:

сплошные кривые получены с учетом смешивания продольного и поперечного откликов; пунктирные кривые без смешивания

($\omega \approx 10$ МэВ) смешивание уменьшает отношение на 30% и практически незначительно при $\omega \geq 80$ МэВ. Учет эффекта смешивания поперечного и продольного откликов в случае квазиупругого рассеяния поляризованных протонов с энергией $E_p = 500$ МэВ, когда взаимодействие налетающей частицы с ядром носит периферический характер, позволяет заметно сократить расхождение между экспериментальными и расчетными значениями R_L/R_T , не прибегая к включению аномально сильного отталкивания на малых расстояниях [142]. На важность тензорных корреляций при вычислении изоскалярного и изовекторного откликов в случае квазиупругого рассеяния поляризованных протонов указано в [143].

Таким образом, резкое различие в характере ЕМС-эффекта (объемный эффект) и неупругого рассеяния поляризованных протонов при $E_p = 500$ МэВ (поверхностный эффект) не дает возможность судить об адекватности объяснения первого эффекта при малых значениях переменной x за счет усиления пионного поля в ядре из данных по неупругому рассеянию протонов. Подобная проверка усиления пионного поля, возможно, имела бы основание при более низких энергиях налетающих протонов ($E_p \approx 200$ МэВ), когда длина свободного пробега нуклона в ядерном веществе имеет локальный мак-

симум и квазиупругое рассеяние нуклонов происходит во всем объеме ядра, а не только на его периферии. С другой стороны, поверхностный характер неупругого рассеяния протонов с энергией $E_p \approx 500$ МэВ делает этот процесс эффективным инструментом исследования поверхностных мод возбуждения ядра. По-видимому, еще более эффективен в этом отношении процесс квазиупругого рассеяния антипротонов средних энергий. Подобные эксперименты в настоящее время невозможны из-за отсутствия источников поляризованных антипротонов. Однако высокие темпы развития ядерной экспериментальной техники в этой области за последние годы позволяют с определенной долей оптимизма принимать во внимание возможность такого метода в изучении структуры атомного ядра.

Расчет в приближении однократного неупругого рассеяния теории Глаубера — Ситенко без приближения факторизации (40) и предположения модели БЭШ о полуограниченной рассеивающей

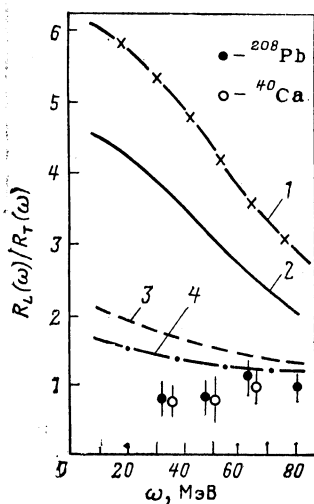


Рис. 22. График $R_L(\omega)/R_T(\omega)$ при $E_p = 497$ МэВ [39] как функции энергии возбуждения:

экспериментальные точки из [36, 37]; расчетные кривые при $g' = 0,7$: 1 — учет Δh^{-1} -возбуждения без поглощения падающих частиц; 2 — без учета поглощения падающих частиц и без возбуждения Δh^{-1} ; 3 — расчет включает поглощение падающих частиц, Δh^{-1} -возбуждения без смешивания L - и T -откликов; 4 — то же, что и 3, но со смешиванием L - и T -откликов

среде [39] показал, что значения R_L/R_T , близкие к экспериментальным, появляются в теоретических расчетах вследствие компенсации эффектов рождения Δ -изобары и ослабления потока падающих протонов и смешивания R_L - и R_T -откликов в поверхностном слое ядра. Как видно из рис. 22, расхождение между результатами вычислений и экспериментальными точками остается только в области малых ω . Таким образом, вопрос, поставленный в начале этого раздела о несоответствии прогнозов теоретической модели, предсказавшей усиление пионного поля в ядре, и данных эксперимента по квазиупругому рассеянию поляризованных протонов при $E_p = 500$ МэВ, казалось бы, получил свое разрешение. Однако, на наш взгляд, такое заключение представляется преждевременным, поскольку важный фактор — поглощение падающих протонов — был рассчитан

в рамках теории Глаубера — Ситенко (НРИА), тогда как эта область энергии является «цитаделью» релятивистского импульсного приближения. Изменение фактора поглощения может нарушить хрупкое равновесие, характеризуемое значением $\tilde{R}_L/\tilde{R}_T \approx 1$.

Некоторые заключительные замечания. Измерения поляризационных наблюдаемых при неупругом рассеянии поляризованных протонов промежуточных энергий с возбуждением определенных состояний ядра-мишени дают возможность определить различные компоненты эффективного NN -взаимодействия (см., например, [144—146]). Подробный анализ широкого круга вопросов, связанных с этой темой, может составить содержание отдельной работы. Здесь же мы только заметим, что непосредственная интерпретация результатов таких экспериментов, так же как и проведенный выше анализ квазиупругого рассеяния протонов, основана на доминирующей роли механизма однократного столкновения. Это предположение обосновано при $E_p > 100$ МэВ и переданной энергии в несколько десятков мегаэлектрон-вольт.

Существенного упрощения расчетов при вполне удовлетворительной точности можно достичь в рамках квазиклассического подхода к вычислению функции отклика. В низшем порядке по \hbar это приближение получается в результате замены оператора Гамильтона классической функцией Гамильтона в преобразовании Вигнера двухчастичной функции Грина [147, 148].

Наконец, следует указать на важное уточнение стандартного ПСФ в результате учета возбуждения состояний две частицы — две дырки. Возможно, что дальнейшее выяснение роли $2p2h$ -состояний позволит устранить остающееся расхождение между теорией и экспериментом по квазиупругому рассеянию электронов на ядрах и в поляризационных наблюдаемых при неупругом рассеянии протонов, не прибегая к помощи эффектов типа «разбухания» нуклона в ядерной среде [149—151].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сопоставление данных поляризационных экспериментов и результатов двух теоретических подходов: нерелятивистского с учетом эффектов ядерной среды (с релятивистской кинематикой) и метода, основанного на уравнении Дирака для нуклонов в ядерном веществе, показало, что лишь в области энергий налетающих частиц 400—500 МэВ релятивистское импульсное приближение имеет явное преимущество по сравнению с нерелятивистскими расчетами. Однако вычисления, проведенные в рамках теории Глаубера — Ситенко и в этой области энергий, и при более высоких энергиях (~ 800 МэВ), позволяют получить высокое качество описания экспериментальных данных. При более низких энергиях (около 200—300 МэВ) учет эффектов среды (в первую очередь принципа Паули) как в релятивистском, так и в нерелятивистском подходах дает возможность согла-

совать вычисленные значения поляризационных характеристик упругого рассеяния с экспериментальными данными в широком интервале углов рассеяния (до 100°). В этой области энергий применимость потенциальных нерелятивистских моделей имеет прочную теоретическую основу, и эти модели продемонстрировали свою конкурентоспособность в сравнении с более громоздкими вычислениями, включающими релятивистские динамические эффекты [53, 58, 152]. Область энергий $E_p \approx 200$ МэВ заслуживает тщательного изучения и для проверки предсказанных особенностей поведения амплитуды упругого рассеяния нуклонов на ядрах и особенно с целью получения более полной информации о геометрических характеристиках эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия в ядерной среде. Наиболее определенные заключения удастся сделать после полной реконструкции амплитуды pA -рассеяния из экспериментальных данных. Полученные к настоящему времени экспериментальные данные не позволяют провести исчерпывающий анализ и отдать предпочтение той или иной теоретической модели взаимодействия нуклонов промежуточных энергий с ядрами. Необходимы исследования поляризационных характеристик упругого рассеяния в более широких областях энергии налетающей частицы и массового числа ядра-мишени. Самостоятельный интерес представляют исследования взаимодействия поляризованных нейтронов промежуточных энергий с ядрами. В настоящее время такие исследования практически отсутствуют и даже обзор, посвященный анализу оптической модели взаимодействия нуклонов с ядрами [153], в значительной степени содержит результаты, полученные для протонов.

Хотя в последние годы энтузиазм сторонников релятивистского описания несколько пошел на убыль, следует отметить, что работы этого направления стимулировали как разноплановые теоретические, так и широкие экспериментальные исследования и, в частности, привели к формулированию новых физических проблем [19, 56, 60].

Эффективное NN -взаимодействие, восстановленное из данных по упругому рассеянию, позволяет получить качественное описание квазисвободного рассеяния и других неупругих процессов. Обсуждение результатов теоретического анализа данных по квазиупругому рассеянию поляризованных протонов в области энергий 400—500 МэВ показывает, что периферический характер взаимодействия протонов с ядрами при этих энергиях делает такой процесс мощным средством исследования поверхностных мод возбуждения ядра. Продвижение в область более низких энергий, где ядро оказывается прозрачнее для падающих нуклонов, позволяет исследовать взаимодействие во всем объеме ядра и проводить более полное сопоставление таких результатов с данными по ЕМС-эффекту.

Из большого, практически необозримого, количества задач, связанных с исследованием поляризационных явлений при промежуточных энергиях, мы выбрали два пункта: упругое рассеяние и некоторый круг вопросов, связанных с неупругим рассеянием поляри-

зованных протонов. В этих примерах, на наш взгляд, наиболее четко определены основные черты традиционного подхода, который не исчерпал своих возможностей и новых методов описания, основанных на иных физических представлениях.

К настоящему времени релятивистские расчеты на основе уравнения Дирака для нуклонов в ядерном веществе привели к целому ряду интересных физических результатов. Однако надежного обоснования адекватности такого описания нет, как и нет однозначного ответа на вопрос, поставленный Негеле: «Релятивистские ядерные модели — здравый смысл или измена ему?»

Необходимы широкие теоретические и экспериментальные исследования, выявляющие параметры, наиболее чувствительные к особенностям механизма взаимодействия нуклонов промежуточных энергий с ядрами.

В заключение авторы выражают глубокую признательность В. А. Сергееву за полезные обсуждения и выяснение ряда важных вопросов.

П Р И Л О Ж Е Н И Е А. НЕКОТОРЫЕ СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ ПАРАМЕТРАМИ ПЕРЕДАЧИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ РАССЕЯНИИ НУКЛОНОВ

Настоящее приложение содержит некоторые полезные соотношения между поляризационными характеристиками рассеяния нуклонов на ядрах. В случае рассеяния нуклонов на ядре-мишени в состоянии $J_i^{\pi_i} = 0^+$ дифференциальное сечение рассеяния неполяризованных частиц на неполяризованной мишени без регистрации состояния поляризации после рассеяния имеет вид

$$I_0 = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f) = \frac{1}{2} \sum_{\mu_f, \sigma_f, \sigma_i} |F_{\sigma_f, \mu_f, \sigma_i}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f)|^2. \quad (\text{A.1})$$

Здесь $F_{\sigma_f, \mu_f, \sigma_i}(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f)$ — амплитуда рассеяния нуклона с импульсом \mathbf{k}_i и проекцией спина σ_i в конечное состояние с импульсом \mathbf{k}_f и проекцией спина σ_f . В случае неупругого рассеяния μ_f — проекция спина ядра отдачи, вообще говоря, отлична от нуля.

Воспользуемся стандартным определением (см., например, [154]) для компонент тензора деполяризации

$$D_{nm} = \frac{1}{2I_0} \sum_{\mu_f} \text{Sp}(\sigma_m \hat{F}^{\mu_f} \sigma_n \hat{F}^{\mu_f+}), \quad (\text{A.2})$$

где σ_n (σ_m) — матрицы Паули

$$\sigma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \sigma_S = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_N = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_L = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

определены в системе координат SNL ($S'N'L'$) (рис. 23). Штрихованная система связана с рассеянным нуклоном. Амплитуда \hat{F} представляет собой линейную комбинацию матриц σ_0 и σ . Компоненты D_{nm} могут быть выражены через извест-

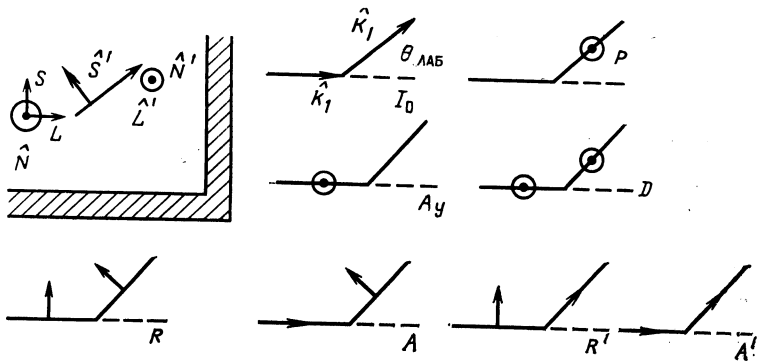


Рис. 23. Параметры Вольфенштейна

ные параметры Вольфенштейна, описывающие переориентацию спина нуклона в результате рассеяния:
 поляризация

$$P = D_{0N'}; \tag{A.4a}$$

анализирующая способность

$$A_y = D_{N0}; \tag{A.4б}$$

параметр деполаризации

$$D = D_{NN'}; \tag{A.4в}$$

параметры поворота спина

$$R = D_{SS'}; \tag{A.4г}$$

$$A = D_{LS}; \tag{A.4д}$$

$$R' = D_{SL'}; \tag{A.4е}$$

$$A' = D_{LL'}; \tag{A.4ж}$$

— восемь параметров (включая $d\sigma/d\Omega$). Всего же имеется девять независимых поляризационных наблюдаемых, которые можно выбрать из полного числа наблюдаемых 25, связанных 16 соотношениями [155]. Кроме перечисленных в (A.4) параметров часто используют параметр спин-флипа

$$S_{\text{флип}} = \frac{1}{2} (1 - D) \tag{A.4з}$$

и функцию поворота спина

$$Q = A \cos \theta_{\text{лаб}} + R \sin \theta_{\text{лаб}}, \tag{A.4и}$$

где $\theta_{\text{лаб}}$ — угол рассеяния в лабораторной системе отсчета. Физический смысл компонент D_{nm} как параметров передачи поляризации виден из рис. 23. В случае упругого рассеяния (и неупругого рассеяния с переходом $0^+ \rightarrow 0^+$ в предположении сохранения четности) существуют следующие соотношения между параметрами Вольфенштейна [154]:

$$P = A_y, \quad D = 1, \quad R = A', \quad R' = -A. \tag{A.5}$$

Для неупругого рассеяния с переходом $0^+ \rightarrow 0^-$ [154]

$$P = -A_y, \quad D = -1, \quad R = -A', \quad R' = A. \tag{A.6}$$

Справедливость соотношений $D_{LS'} = -D_{SL'}$ ($A = -R'$) и $D_{0N'} = D_{N0'}$ ($P = A_y$) была проверена экспериментально в [156]: было исследовано возбуждение состояний 3^- (2,61 МэВ) в ^{208}Pb и 3^- (3,73 МэВ) и 5^- (4,48 МэВ) в ^{40}Ca при неупругом рассеянии поляризованных протонов с энергией 497 МэВ. Если последнее соотношение характерно для рассмогранных переходов, то справедливость первых двух обусловлена малой энергией возбуждения (адиабатическое приближение) (см. также [157]).

Компоненты тензора деполяризации связывают проекции вектора поляризации падающих протонов (P_S, P_N, P_L) с проекциями поляризации рассеянных частиц ($P_{S'}, P_{N'}, P_{L'}$):

$$P_{S'} = [D_{SS'}P_S + D_{LS'}P_L] [1 + P_N D_{N0'}]^{-1}; \quad (\text{A.7a})$$

$$P_{N'} = [D_{NN'}P_N + D_{0N'}] [1 + P_N D_{N0'}]^{-1}; \quad (\text{A.7б})$$

$$P_{L'} = [D_{SL'}P_S + D_{LL'}P_L] [1 + P_N D_{N0'}]^{-1}. \quad (\text{A.7в})$$

В обозначениях, используемых при описании поляризационных явлений, нет унификации. Работа [158] содержит «словарь», позволяющий переходить от одной системы обозначений к другой. Монография [46] содержит полный перечень поляризационных наблюдаемых в NN -рассеянии. При теоретическом анализе однократного неупругого рассеяния также удобно использовать другую ориентацию осей координат, единую для налетающего и рассеянного нуклонов [159]: оси x, y, z параллельны $\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i$, $[\mathbf{k}_i \times \mathbf{k}_f]$ и $\mathbf{k}_i + \mathbf{k}_f$ соответственно. Компоненты тензора деполяризации D_{ij} при этом оказываются связанными с определенными составляющими нуклон-нуклонной амплитуды рассеяния $F = F_0\sigma_0 + F_x\sigma_x + F_y\sigma_y + F_z\sigma_z$:

$$I_0 = \frac{1}{2J_i + 1} \text{Sp}' (F_0 F_0^\dagger + F_x F_x^\dagger + F_y F_y^\dagger + F_z F_z^\dagger); \quad (\text{A.8a})$$

$$D_{xx} = \frac{1}{2J_i + 1} \frac{1}{I_0} \text{Sp}' (F_0 F_0^\dagger + F_x F_x^\dagger - F_y F_y^\dagger - F_z F_z^\dagger); \quad (\text{A.8б})$$

$$D_{yy} = \frac{1}{2J_i + 1} \frac{1}{I_0} \text{Sp}' (F_0 F_0^\dagger - F_x F_x^\dagger + F_y F_y^\dagger - F_z F_z^\dagger); \quad (\text{A.8в})$$

$$D_{zz} = \frac{1}{2J_i + 1} \frac{1}{I_0} \text{Sp}' (F_0 F_0^\dagger - F_x F_x^\dagger - F_y F_y^\dagger + F_z F_z^\dagger). \quad (\text{A.8г})$$

Штрих у знака Sp означает вычисление средних только относительно ядерных переменных; J_i — момент количества движения ядра-мишени в основном состоянии.

Величины D_{ii} , так же как и $D_{\xi\xi} = \frac{1}{2J_i + 1} \frac{1}{I_0} \text{Sp}' FF_{\xi}^\dagger$, могут быть выражены через стандартные параметры передачи поляризации Вольфенштейна или компоненты D_{nm} [159]:

$$D_0 = \frac{1}{4} [1 + D_{NN'} + (D_{SS'} + D_{LL'}) \cos \theta - (D_{LS'} - D_{SL'}) \sin \theta]; \quad (\text{A.9a})$$

$$D_x = \frac{1}{4} [1 + D_{SS'} - D_{NN'} - D_{LL'}]; \quad (\text{A.9б})$$

$$D_y = \frac{1}{4} [1 + D_{NN'} - (D_{SS'} + D_{LL'}) \cos \theta + (D_{LS'} - D_{SL'}) \sin \theta]; \quad (\text{A.9в})$$

$$D_z = \frac{1}{4} [1 - D_{SS'} - D_{NN'} + D_{LL'}]. \quad (\text{A.9г})$$

Было использовано приближенное соотношение между углами рассеяния в разных системах отсчета: $\theta = \theta_{\text{лаб}} \approx \theta_{\text{ц.м.}}$.

Если использовать представление амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния [16], справедливое при сохранении четности

$$F(q) = A + B\sigma_{1n}\sigma_{2n} + C(\sigma_{1n} + \sigma_{2n}) + E\sigma_{1q}\sigma_{2q} + F\sigma_{1p}\sigma_{2p}, \quad (\text{A.10})$$

где

$$\left. \begin{aligned} \hat{\mathbf{q}} &= \mathbf{q}/|\mathbf{q}|, & \mathbf{q} &= \mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i, & \hat{\mathbf{n}} &= \mathbf{n}/|\mathbf{n}|, \\ \mathbf{n} &= [\mathbf{k}_i \times \mathbf{k}_f], & \hat{\mathbf{p}} &= [\hat{\mathbf{q}} \times \hat{\mathbf{n}}] \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.11})$$

и каждая из компонент $A = A_S + A_V\tau_1\tau_2$ и т.д. (τ_i — вектор изоспина i нуклона), то соотношение между компонентами тензора деполаризации $D_{\alpha\beta}$ в системе координат $(\hat{\mathbf{q}}, \hat{\mathbf{n}}, \hat{\mathbf{p}})$ и параметрами Вольфенштейна или компонентами D_{nm} принимают вид [160]

$$\begin{aligned} D_{LL'} &= D_{qq} \cos(\theta_{\text{лаб}} + \theta_q) \cos \theta_q + D_{pp} \sin(\theta_{\text{лаб}} + \theta_q) \sin \theta_q - D_{qp} \sin \theta_{\text{лаб}}; \\ D_{SS'} &= D_{qq} \sin(\theta_{\text{лаб}} + \theta_q) \sin \theta_q + D_{pp} \cos(\theta_{\text{лаб}} + \theta_q) \cos \theta_q + D_{pq} \sin \theta_{\text{лаб}}; \\ D_{LS'} &= -D_{qq} \sin(\theta_{\text{лаб}} + \theta_q) \cos \theta_q + D_{pp} \cos(\theta_{\text{лаб}} + \theta_q) \sin \theta_q - D_{pq} \cos \theta_{\text{лаб}}; \\ D_{SL'} &= -D_{qq} \cos(\theta_{\text{лаб}} + \theta_q) \sin \theta_q + D_{pp} \sin(\theta_{\text{лаб}} + \theta_q) \cos \theta_q + D_{pq} \cos \theta_{\text{лаб}}; \\ D_{NN'} &= D_{nn}. \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

Здесь $\theta_{\text{лаб}}$ и θ_q — соответственно угол рассеяния θ в лабораторной системе и угол вылета частицы отдачи. Преобразование поляризационных наблюдаемых от с.п.м. к лабораторной системе в случае квазисвободного рассеяния протонов на ядрах производится так же, как и в случае столкновения свободных нуклонов [36, 37].

В случае упругого рассеяния нуклонов на ядрах с нулевым спином имеется только три независимых наблюдаемых, в качестве которых выбирают дифференциальное сечение рассеяния $d\sigma/d\Omega$, поляризацию P и функцию поворота спина Q . Всего имеется четыре поляризационных наблюдаемых, связанных одним соотношением.

П Р И Л О Ж Е Н И Е Б. ФУНКЦИИ ОТКЛИКА

Реакцию многочастичной системы на внешнее возмущение принято описывать в терминах функций отклика

$$R(\mathbf{q}, \omega) = \sum_f |\langle f | O_{\mathbf{q}} | 0 \rangle|^2 \delta(\omega - E_f). \quad (\text{B.1})$$

Здесь $O_{\mathbf{q}}$ — оператор рассеяния налетающей частицы; E_f и $|f\rangle$ — энергия и волновая функция состояния ядра-мишени ($|0\rangle$ — основное состояние ядра); ω и \mathbf{q} — энергия, импульс, переданные при рассеянии.

Функции отклика спиновой системы барионов ядра-мишени на продольное поле $\sim \sigma_{\mathbf{q}}$ и поперечное поле $\sim [\sigma \times \mathbf{q}]$ можно записать в следующем виде:

$$R_L(\mathbf{q}, \omega) = \sum_f |\langle f | f(\mathbf{r}) \hat{\sigma}_{\mathbf{q}} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} | 0 \rangle|^2 \delta(\omega - E_f); \quad (\text{B.2})$$

$$R_T(\mathbf{q}, \omega) = \sum_f |\langle f | f(\mathbf{r}) [\sigma \times \hat{\mathbf{q}}] e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} | 0 \rangle|^2 \delta(\omega - E_f), \quad (\text{B.3})$$

$f(\mathbf{r})$ — функция, описывающая ослабление потока падающих частиц в ядре, $\hat{\mathbf{q}} = \mathbf{q}/|\mathbf{q}|$.

Внешнее поле $U(\mathbf{r}, \omega)$ вызывает поляризацию $\delta\rho(\mathbf{r}, \omega)$ в системе взаимодействующих частиц:

$$\delta\rho(\mathbf{r}, \omega) = - \int d\mathbf{r}' G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) U(\mathbf{r}, \omega). \quad (\text{Б.4})$$

Здесь $G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) \equiv G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega)$ — двухчастичная функция Грина с попарно совпадающими пространственными аргументами для системы взаимодействующих частиц [161]:

$$G_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2; \omega) = - \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon G_1(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \varepsilon) G_1(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2; \omega - \varepsilon),$$

$G_1(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega)$ — соответствующая одночастичная функция.

При наличии взаимодействия между частицами системы $V(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ поляризация $\delta\rho(\mathbf{r}, \omega)$ приводит к появлению дополнительного поля $\delta V(\mathbf{r}, \omega)$ и

$$\delta\rho(\mathbf{r}, \omega) = - \int G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) [U(\mathbf{r}', \omega) + \delta V(\mathbf{r}', \omega)], \quad (\text{Б.5})$$

т.е. поляризация системы в точке \mathbf{r} определяется эффективным полем $U(\mathbf{r}, \omega) + \delta V(\mathbf{r}, \omega)$. В приближении случайных фаз (ПСФ) из (Б.5) имеем

$$\delta\rho(\mathbf{r}, \omega) = - \int G_{RPA}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) U(\mathbf{r}', \omega) d\mathbf{r}', \quad (\text{Б.6})$$

где G_{RPA} является решением уравнения

$$G_{RPA}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) - \int G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'', \omega) V(\mathbf{r}'', \mathbf{r}''') G_{RPA}(\mathbf{r}''', \mathbf{r}', \omega) d\mathbf{r}'' d\mathbf{r}'''. \quad (\text{Б.7})$$

В случае неограниченной однородной ядерной материи отсюда следует выражение для фурье-компоненты $\tilde{G}(\mathbf{q}, \omega)$:

$$\tilde{G}_{RPA}(\mathbf{q}, \omega) = G_0(\mathbf{q}, \omega) / [1 + \tilde{G}_0(\mathbf{q}, \omega) \tilde{V}(\mathbf{q})]. \quad (\text{Б.8})$$

Если рассеивающая среда однородно заполняет полупространство $z < 0$ (граница может быть размыта), то

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \left. \begin{aligned} & \frac{1}{(2\pi)^2} \int d^2\mathbf{K} G(z, z'; \mathbf{K}, \omega) e^{i\mathbf{K}(\mathbf{r}_\perp - \mathbf{r}'_\perp)} \\ & (\hat{\mathbf{K}}z) = 0. \end{aligned} \right\} \quad (\text{Б.9})$$

Для $G_0(z, z'; \mathbf{K}, \omega)$ имеем следующее спектральное представление [137, 162]:

$$G_0(z, z'; \mathbf{K}, \omega) = - \frac{4}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{k}_i \Phi_i^*(z) \Phi_i(z') \times \\ \times \langle z | \left(H_{0z} + \frac{1}{2m} (K^2 + 2\mathbf{K}\mathbf{k}_i) - \varepsilon_{iz} - \omega - i\delta \right)^{-1} | z' \rangle. \quad (\text{Б.10})$$

Уравнение Шредингера

$$H_{0z} \Phi_i(z) = \varepsilon_{iz} \Phi_i(z) \quad (\text{Б.11})$$

описывает движение вдоль оси z . Здесь

$$H_{0z} = -\frac{1}{2m} \frac{d^2}{dz^2} + V(z), \varepsilon_i = \frac{k_i^2}{2m} \text{ и } \varepsilon_{iz} = \frac{k_{iz}^2}{2m}. \quad (\text{Б.12})$$

В случае задачи рассеяния внешнее поле U , действующее на нуклоны ядра, совпадает с оператором O_q . В [137] проведено исследование функции отклика такой полуограниченной ядерной материи

$$R(\mathbf{K}, \omega) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \left[\int dz \int dz' U(z) G(z, z'; \mathbf{K}; \omega) U^+(z') \right] \quad (\text{Б.13})$$

для

$$U(\mathbf{r}) = -V'(\mathbf{z}) e^{i\mathbf{K}\mathbf{r}_\perp}, \quad (\text{Б.14})$$

где

$$V(\mathbf{z}) = V_0 (1 + e^{-z/a})^{-1} \quad (\text{Б.15})$$

— феноменологический одночастичный потенциал в слое ядерной материи с размытым краем (см. также [162]). Соответственно (Б.13) принимает вид

$$R(\mathbf{K}, \omega) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \left[\int dz \int dz' V'(z) G(z, z'; \mathbf{K}; \omega) V'(z') \right]. \quad (\text{Б.16})$$

В приближении сепарабельного остаточного взаимодействия

$$V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \kappa_0 V'(\mathbf{z}) V'(z') g(\mathbf{r}'_\Delta - \mathbf{r}_\perp), \quad (\text{Б.17})$$

где функция g описывает взаимодействие в направлениях вдоль границы раздела; κ_0 — сила взаимодействия, которую авторы [137] используют как подгоночный параметр, функцию отклика $R_{RPA}(\mathbf{K}; \omega)$ можно выразить через функцию отклика невзаимодействующих частиц $R_0(\mathbf{K}; \omega)$. Подставляя

$$G_{RPA} = G_0 - G_0 V G_0 + G_0 V G_0 V G_0 - \dots = G_0 - \kappa (G_0 V') (V' G_0) \frac{1}{1 + \kappa V' G_0 V'} \quad (\text{Б.18})$$

в выражение для фурье-образа индуцированной плотности $\delta\tilde{\rho}_{RPA}$, получаем

$$\delta\tilde{\rho}_{RPA}(z, \mathbf{K}; \omega) = \delta\tilde{\rho}_0(z, \mathbf{K}; \omega) \{1 + \kappa [V' G_0(\mathbf{K}; \omega) V']\}^{-1}. \quad (\text{Б.19})$$

Здесь $\delta\tilde{\rho}_0$ — фурье-образ индуцированной плотности в отсутствие взаимодействия между нуклонами ядра (Б.4). Соответственно имеем для функции отклика R_{RPA} выражение, зависящее от переданной энергии и переданного импульса вдоль границы раздела:

$$R_{RPA}(\mathbf{K}; \omega) = R_0(\mathbf{K}; \omega) [(1 + \kappa P_0(\mathbf{K}; \omega))^2 + (\kappa \pi R_0(\mathbf{K}; \omega))^2]^{-1}. \quad (\text{Б.20})$$

Здесь

$$P_0(\mathbf{K}; \omega) = \text{Re} \int dz \int dz' V'(z) G_0(z, z', \mathbf{K}; \omega) V'(z); \quad (\text{Б.21})$$

$$\kappa = \kappa(\mathbf{K}) = \kappa_0 g(\mathbf{K}).$$

При численных расчетах также использована форма

$$V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = V_C(z) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'); \quad (\text{Б.22})$$

$$V_C(z) = -V_{C0} - V_{C1} / \left[1 + \exp\left(-\frac{z}{a}\right) \right],$$

где $V_{C0} = 50 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^3$; $V_{C1} = 10V_{C0}$; $a = 0,5 \text{ фм}$, и лоренцевская параметризация $R_0(\mathbf{K}; \omega)$, позволяющая легко восстановить $P_0(\mathbf{K}; \omega)$ с помощью дисперсионных соотношений. Для функции $R_0(\mathbf{K}; \omega)$ также была рассмотрена модель ферми-газа, заполняющего все пространство с плотностью, которая определя-

лась с помощью правила сумм. Такое приближение оказалось эффективным при расчете изовекторной функции отклика, когда взаимодействие отталкивательное.

Развитая модель поверхностного отклика [137, 162] позволяет описать крупномасштабные черты реалистических функций R и не воспроизводит их резонансную структуру.

Функция отклика для каждого спин-изоспинного канала (ST) R_{ST} может быть связана с угловым распределением неупругорассеянных частиц:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} \right)_{TS} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{TS} N_{\text{эф}} \frac{R_{TS}(\mathbf{q}, \omega)}{R_{\text{норм}}} \quad (\text{Б.23})$$

Здесь $(d\sigma/d\Omega)_{TS}$ — сечение упругого рассеяния свободных нуклонов; $N_{\text{эф}} \leq A$ — эффективное число нуклонов ядра, принимающих участие в рассеянии налетающей частицы в ядерном веществе; $R_{\text{норм}}$ — нормировочный фактор.

Приближение факторизации (Б.23) имеет физически наглядную форму. При этом для учета влияния ослабления падающего потока нуклонов в оптическом потенциале ядра на спектр рассеянных частиц необходимо вводить в функцию отклика соответствующие факторы [см. (Б.2), (Б.31)]. В [39] был проведен расчет функции отклика в рамках теории Глаубера — Ситенко, не прибегая к приближению факторизации. Компоненты тензора деполаризации $D_{KK'}$ могут быть выражены через функцию Грина G с помощью соотношения

$$D_{KK'} = \frac{\text{Im Sp} \langle 0 | F^+ \sigma_K G F \sigma_{K'} | 0 \rangle}{\text{Im Sp} \langle 0 | F^+ G F | 0 \rangle}.$$

Операция Sp проводится по спиновым переменным налетающей частицы; F — амплитуда рассеяния.

В общем случае функция отклика $R(K, K', \omega)$ может быть выражена через двухчастичную функцию Грина $G(x_1, x'_1; x_2, x'_2)$ (см., например, [163, 164]):

$$G(x_1, x'_1; x_2, x'_2) = \tilde{G}(x_1, x'_1; x_2, x'_2) + \int dx_3 \dots dx_6; \\ G(x_1, x_3; x_2, x_4) \Delta(x_3, x_4; x_5, x_6) \tilde{G}(x_5, x'_1; x_6, x'_2), \quad (\text{Б.24})$$

где

$$\tilde{G}(x_1, x'_1; x_2, x'_2) = G(x_1, x'_1) G(x_2, x'_2) - G(x_1, x'_2) G(x_2, x'_1)$$

и $G(x, y)$ — одночастичная функция Грина, Δ — вершинная функция, имеющая физический смысл амплитуды рассеяния квазичастиц друг на друге.

Определим корреляционную функцию для оператора тока $\hat{j}(\mathbf{x}, t)$ в гейзенберговском представлении:

$$\tilde{\Pi}_{\mu\nu\alpha\beta}(x, t; x', t') = i \langle 0 | T \hat{j}_{\mu\alpha}(\mathbf{x}, t) \hat{j}_{\nu\beta}^\dagger(\mathbf{x}', t') | 0 \rangle, \quad (\text{Б.25})$$

где T — символ операции временного упорядочения; μ, ν и α, β — векторные и изоспиновые индексы соответственно; $\langle 0 | \hat{j}_{\mu\alpha}(\mathbf{x}, t) | 0 \rangle = 0$. Функция отклика $R_{\mu\nu\alpha\beta}(\mathbf{q}, \omega)$ связана с коррелятором $\tilde{\Pi}_{\mu\nu\alpha\beta}(\mathbf{q}, \omega)$ простым соотношением

$$R_{\mu\nu\alpha\beta}(\mathbf{q}, \omega) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \tilde{\Pi}_{\mu\nu\alpha\beta}(\mathbf{q}, \omega). \quad (\text{Б.26})$$

В терминах полевых операторов $\hat{\psi}(\mathbf{x}, t)$ для $\hat{j}_{\mu\alpha}(\mathbf{x}, t)$ имеем известное представление

$$\hat{j}_{\mu\alpha}(\mathbf{x}, t) = \int d\mathbf{y} \psi^\dagger(\mathbf{y}, t) \hat{j}_{\mu\alpha}(\mathbf{x} - \mathbf{y}) \hat{\psi}(\mathbf{y}, t). \quad (\text{Б.27})$$

При вычислении поперечного отклика в (Б.27) подставляют

$$\hat{j}_{\mu a}(\mathbf{x}-\mathbf{y}) = \frac{\tau_a}{2} \frac{i}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{q} [\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{q}]_{\mu} e^{-i\mathbf{q}(\mathbf{x}-\mathbf{y})}, \quad \mu = x, y, z, \quad (\text{Б.28})$$

а для продольного отклика

$$\hat{j}_{0a}(\mathbf{x}-\mathbf{y}) = \tau_a \frac{i}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{q} (\sigma\mathbf{q}) e^{-i\mathbf{q}(\mathbf{x}-\mathbf{y})}, \quad (\text{Б.29})$$

где τ_a ($a = x, y, z$) — матрицы Паули для изотопического спина нуклона.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Arnold L. G., Clark B. C., Mercer R. L. // Phys. Rev. 1979. Vol. C19. P. 917—922; Arnold L. G., Clark B. C. // Phys. Lett. 1979. Vol. B84. P. 46—50; Jaminon M., Mahaux C., Roches P. // Phys. Rev. 1980. Vol. C22. P. 2027—2042; Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 43. P. 1097—1100.
2. Satchler G. R. // Nucl. Phys. 1983. Vol. A394. P. 349—359.
3. Arnold L. G., Clark B. C., Mercer R. L. e.a. // Phys. Rev. 1981. Vol. C23. P. 1949—1959; Meyer H. O., Schwandt P., Moake G. L. e.a. // Phys. Rev. 1981. Vol. C23. P. 616—622.
4. Schwandt P., Meyer H. O., Jacobs W. W. e.a. // Phys. Rev. 1982. Vol. C26. P. 55—64.
5. Meyer H. O., Schwandt P., Jacobs W. W. e.a. // Phys. Rev. 1983. Vol. C27. P. 459—469.
6. Alkhozov G. D., Belostotsky S. L., Vorobyov A. A. // Phys. Rep. 1978. Vol. C42. P. 89—144.
7. Hutcheon D. A., Cameron J. M., Liljestrang R. P. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 47. P. 315—318.
8. Hoffman G. W., Ray L., Barlett M. L. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 47. P. 1436—1440; Hoffmann G. W., Ray L., Barlett M. L. e.a. // Phys. Rev. 1981. Vol. C24. P. 541—551.
9. Rahbar A., Aas B., Bleszynski H. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 47. P. 1811—1814.
10. McNeil J. A., Shepard J. R., Wallace S. J. // Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 50. P. 1439—1442; Clark B. C., Hama S., Mercer R. L. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 50. P. 1644—1647.
11. Amado R. D., Piekarczyk J., Sparrow D. A. e.a. // Phys. Rev. 1983. Vol. C28. P. 1663—1667. P. 2180—2182; Ibid. 1984. Vol. C29. P. 936—943.
12. Shepard J. R., McNeil J. A., Wallace S. J. // Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 50. P. 1443—1446; Wallace S. J. // Comm. Nucl. Part. Phys. 1984. Vol. A13. P. 27—38.
13. McNeil J. A., Ray L., Wallace S. J. // Phys. Rev. 1983. Vol. C27. P. 2123—2132.
14. Clark B. C., Hama S., Mercer R. L. e.a. // Phys. Rev. 1983. Vol. C28. P. 1421—1424.
15. Hynes M. V., Picklesimer A., Tandy P. C. e.a. // Phys. Rev. 1985. Vol. C31. P. 1438—1463; Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. P. 978—981.
16. Kerman A. K., McManus H., Thaler R. M. // Ann. Phys. 1959. Vol. 8. P. 551—635.

17. Arnold L. G., Clark B. C., Cooper E. D. e.a.//Phys. Rev. 1982. Vol. C25. P. 936—940.
18. Negele J. W.//Comm. Nucl. Part. Phys. 1985. Vol. A14. P. 303—319.
19. Auerbach N., Goldhaber A. S., Johnson M. B. e.a.//Phys. Lett. 1986. Vol. B182. P. 224—225.
20. Ray L.//Medium Energy Nucleon and Antinucleon Scattering.— Lecture Notes in Physics. Berlin — Heidelberg — N. Y. — Tokyo: Springer — Verlag. 1985. Vol. 243. P. 135—159.
21. Barlett M. B., Coker W. R., Hoffmann G. W. e.a.//Phys. Rev. 1984. Vol. C29. P. 1407—1413.
22. Арнольд В. И.//УФН. 1983. Т. 141. С. 569—590; Теория катастроф. М.: Изд. МГУ, 1983. С. 3—86; Арнольд В. И., Варченко А. Н., Гусейн-заде С. М. Особенности дифференцируемых отображений. М.: Наука, 1982.
23. Томпсон Дж. М. Неустойчивости и катастрофы в науке и технике: Пер. с англ. М.: Мир, 1985.
24. Гилмор Р. Прикладная теория катастроф. Т. 1, 2. Пер. с англ. М.: Мир, 1984.
25. Постон Тим и Стюарт Иэн. Теория катастроф и ее приложения: Пер. с англ. М.: Мир, 1980.
26. Нагибарова И. А., Богданов Е. И., Дерюгин И. А. Динамика квантовых систем. Минск: Наука и техника. 1986. С.119—136.
27. Brown G., Rho M.//Comm. Nucl. Part. Phys. 1986. Vol. A15. P. 245—267.
28. Brown G. E.//Nucl. Phys. 1987. Vol. A464. P. 153c — 180c.
29. Faessler A.//Nucl. Phys. 1987. Vol. B279. P. 335—359.
30. Yazaki K.//Nucl. Phys. 1987. Vol. B279. P. 81—96.
31. Morimatsu O., Yazaki K., Oka M.//Nucl. Phys. 1984. Vol. A424. P. 412—418.
32. Yin He, Fan Wang, Chen Wa Wong//Nucl. Phys. 1986. Vol. A448. P. 652—668.
33. Holinde K.//Phys. Lett. 1985. Vol. B157. P. 123—128; Quarks and Nuclear Structure. Lecture Notes. Berlin — Heidelberg — N. Y.— Tokyo. Springer Verlag. 1984. Vol. 197. P. 378—389.
34. Machleidt R.//Ibid. P. 352—377; Faessler A.//Ibid. P. 287—314.
35. Suzuki Y., Hecht K. T.//Nucl. Phys. 1984. Vol. A420. P. 525—552.
36. Carey T. A., Jones K. W., McClelland J. B. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. P. 144—147.
37. Rees L. B., Moss J. M., Carey T. A. e.a.//Phys. Rev. 1986. Vol. C34. P. 627—636.
38. Alberico W. M., Ericson M., Molinari A.//Nucl. Phys. 1982. Vol. A379. P. 429—448.
39. Okuhara Y., Castel B., Johnston I. P. e.a.//Phys. Lett. 1987. Vol. B186. P. 113—118.
40. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. 2-е изд. М.: Наука, 1983.
41. Dmitriev V. F., Suzuki T.//Nucl. Phys. 1985. Vol. A438. P. 697—710.
42. Alberico W. M., Ericson M., Molinari A.//Ann. of Phys. 1984. Vol. 154. P. 356—395.
43. Meziani Z. E., Barreau P., Bernheim M. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. P. 1233—1236.
44. Cavinato M., Drechsel D., Fein E. e.a.//Nucl. Phys. 1984. Vol. A423. P. 376—396; Ericson M.//Prog. Part. Nucl. Phys. 1984. Vol. 11. P. 277—329.
45. Файснер Г. Поляризация нуклонов при рассеянии: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1960.
46. Немец О. Ф., Ясногородский А. М.//Поляризационные исследования в ядерной физике. Киев: Наукова Думка, 1980.

47. Никитиу Ф. Фазовый анализ в физике ядерных взаимодействий: Пер. с рум. М.: Мир, 1983.
48. Барит И. Я., Высоцкий Г. Л., Кривоустов М. И. и др.//ЭЧАЯ. 1977. Т. 8. С. 1290—1337.
49. Немец О. Ф., Ясногородский А. М.//ЭЧАЯ. 1981. Т. 12. С. 424—491.
50. Schwandt P.//Interaction Between Medium Energy Nucleons in Nuclei, 1982/Ed. H. O. Meyer. AIP Conf. Proc. N. Y., AIP. 1983. Vol. 97. P. 89—114; Cameron J. M.//Nucl. Phys. 1985. Vol. A434. P. 261—286; Igo G.//Progr. Part. Nucl. Phys. 1984. Vol. 11. P. 441—473.
51. Bourrely C., Leader E., Soffer J.//Phys. Repts. 1980. Vol. C. 59. P. 95—297.
52. Clark B. C., Mercer R. L., Schwandt P.//Phys. Lett. 1983. Vol. B122. P. 211—216; Clark B. C., Hama S., Mercer R. L.//Interaction Between Medium Energy Nucleons in Nuclei, 1982/Ed. H. O. Meyer. AIP Conf. Proc. N. Y. AIP. 1983. Vol. 97. P. 260—287; Clark B. C.//Medium Energy Nucleon and Antinucleon Scattering. Lecture Notes in Physics/Ed. H. V. von Geramb. Berlin — Heidelberg — N. Y. — Tokyo. Springer Verlag. 1985. Vol. 243. P. 391—412.
53. Horowitz C. J., Murdock D.//Ibid. P. 437—448; Phys. Rev. 1987. Vol. C35. P. 1442—1462.
54. Horowitz C. J., Iqbal M. J.//Phys. Rev. 1986. Vol. C33. P. 2059—2069.
55. Aerts A. T. M.//Antiproton 1984. Proc. 7 Europ. Symp. on Antiproton Interaction in Durham. 9—13 July 1984/Ed. M. R. Pennington. Adam Hilder Ltd. Bristol & Boston. 1984. P. 491—494; Clark B. C., Hama S., McNeil J. A. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. P. 1423—1426.
56. Tjon J. A., Wallace S. J.//Phys. Rev. 1985. Vol. C32. P. 1667—1680; Ibid. 1987. Vol. C36. P. 1085—1104; Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. P. 1357—1360.
57. Ferguson R. W., Barlett M. L., Hoffmann G. W. e.a.//Phys. Rev. 1986 Vol. C33. P. 239—246.
58. Häusser O., Hicks K., Glover C. W. e.a.//Phys. Lett. 1987. Vol. B184. P. 316—319; Frekers D., Wong S. S. M., Azuma R. E. e.a.//Phys. Rev. 1987. Vol. C35. P. 2236—2246.
59. Jaminon M., Mahaux C.//Medium Energy Nucleon and Antinucleon Scattering. Lecture Notes in Physics/Ed. H. V. von Geramb. Berlin — Heidelberg — N. Y. — Tokyo. Springer Verlag. 1985. Vol. 243. P. 479—498.
60. Thies M.//Nucl. Phys. 1987. Vol. A464. P. 603—612; *ibid.* 1986. Vol. A460. P. 636—644; Phys. Lett. 1985. Vol. B162. P. 255—259; *Ibid.* 1986. Vol. B166. P. 23—26; Cooper P. D., Jennings B. K.//Nucl. Phys. 1986. Vol. A458. P. 717—724.
61. Brodsky S. J.//Comm. Nucl. Part. Phys. 1984. Vol. A12. P. 213—244; Bleszynski E., Bleszynski M., Jaroszewicz T.//Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59. P. 423—426.
62. Miller L. D.//Ann. of Phys. 1975. Vol. 91. P. 40—57.
63. Jaminon M.//Nucl. Phys. 1983. Vol. A402. P. 366—376.
64. Clark B. C., Hama S., Kälbermann S. G. e.a.//Phys. Rev. 1985. Vol. C31. P. 694—696; P. 1975.
65. Aas B., Bleszynski E., Bleszynski M. e.a.//Nucl. Phys. 1986. Vol. A460. P. 675—698.
66. Rost E., Shepard J. R.//Phys. Rev. 1987. Vol. C35. P. 681—690.
67. Rikus L., Nakano K., von Geramb H. V.//Nucl. Phys. 1984. Vol. A414. P. 413—455.
68. Rikus L., von Geramb H. V.//Nucl. Phys. 1984. Vol. A426. P. 496—514.
69. Bauhoff W.//Medium Energy Nucleon and Antinucleon Scattering Lecture Notes in Phys./Ed. H. V. von Geramb. Berlin — Heidelberg — N. Y. — Tokyo. Springer Verlag. 1985. Vol. 243. P. 191—207.
70. Love W. G., Klein A., Franey M. A. e.a.//Ibid. P. 160—190.

71. Brieва F. A.//Microscopic Optical Potentials/Ed. H. V. von Geramb. Lecture Notes in Phys. 1979. Vol. 89. Berlin — Heidelberg — N. Y. — Tokyo. Springer Verlag. P. 84—103; Von Geramb H. V., Brieва F. A., Rook J. R.//Ibid. P. 104—117.
72. Brieва F. A., Rook J. R.//Nucl. Phys. 1978. Vol. A297. P. 206—230; Ibid. 1977. Vol. A291. P. 299—316; 317—341.
73. Kobos A. M., Haider W., Rook J. R.//Nucl. Phys. 1984. Vol. A417. P. 256—268; Cheon T., Takayanagi K., Yazaki K.//Nucl. Phys. 1985. Vol. A437. P. 301—308; Vol. A445. P. 227—244.
74. Lacombe M., Loiseau B., Richard J. M. e.a.//Phys. Rev. 1980. Vol. C21. P. 861—873.
75. Vinh Mau R.//Medium Energy Nucleon and Antinucleon Scattering. Lecture Notes in Physics./Ed. H. V. von Geramb Berlin — Heidelberg — N. Y. — Tokyo. Springer Verlag. 1985. Vol. 243. P. 3—24.
76. Holinde K.//Ibid. P. 25—49.
77. Bauhoff W.//Phys. Rev. 1985. Vol. C30. B1113—1115.
78. Kelly J., Bertozzi W., Buti T. N. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 45. P. 2012—2017.
79. Dumarz R.//Phys. Lett. 1985. Vol. B152. P. 319—325; Vol. B155. P. 5—10.
80. Aas B., Hynes M. V., Picklesimer A. e.a.//Phys. Rev. 1985. Vol. C32. P. 231—238.
81. Ray L., Hoffmann G. W.//Phys. Rev. 1985. Vol. C31. P. 538—560; Ibid. 1986. Vol. C34. P. 2353.
82. Lumpe J. D., Ray L.//Phys. Rev. 1987. Vol. C35. P. 1040—1059; Phys. Lett. 1987. Vol. B186. P. 263—266.
83. Picklesimer A., Tandy P. C., Tjon J. A.//Phys. Lett. 1985. Vol. B163. P. 311—316.
84. Adachi S., von Geramb H. V.//Medium Energy Nucleon and Antinucleon Scattering. Lecture Notes in Physics/Ed. H. V. von Geramb. Berlin — Heidelberg — N.Y. — Tokyo. Springer Verlag. 1985. Vol. 243. P. 310—346.
85. Clark B. C., Hama S., McNeil J. A. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. P. 1423—1426.
86. Von Geramb H. V., Nakano K., Rikus L.//Lett. Nuovo cimento, 1985. Vol. 42. P. 209—214; Kronenfeld J., Gal A., Eisenberg J. M.//Nucl. Phys. 1984. Vol. A430. P. 525—538.
87. Suzuki T., Narumi H.//Phys. Lett. 1983. Vol. B125. P. 251—254; Nucl. Phys. 1984. Vol. A426. P. 413—430; Suzuki T.//Nucl. Phys. 1985. Vol. A444. P. 659—677.
88. Далькаров О. Д., Карманов В. А.//Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. С. 288—292; ЖЭТФ. 1985. Т. 89. С. 1112—1133; Dalkarov O. D., Karmanov V. A.//Nucl. Phys. 1985. Vol. A445. P. 579—604.
89. Кондратюк Л. А., Шматиков М. Ж., Бидзарри Р.//ЯФ. 1981. Т. 33. С. 795—801; Кондратюк Л. А., Шматиков М. Ж.//ЯФ. 1983. Т. 38. С. 361—371.
90. Garreta D., Birien P., Bruge G. e.a.//Phys. Lett. 1984. Vol. B135. P. 266—270; Vol. B139. P. 464; Vol. B149. P. 64—68; Janouin S., Lamaire M.—C., Garreta D. e.a.//Nucl. Phys. 1986. Vol. A451. P. 541—561.
91. Lichtenstadt J., Yavin A. I., Janouin S. e.a.//Phys. Rev. 1985. Vol. C32. P. 1096—1098; Kubo K.—I., Iseki F., Toki H.//Phys. Lett. 1985. Vol. B153. P. 195—197; Kubo K.—I., Toki H., Igarashi M.//Nucl. Phys. 1985. Vol. A435. P. 708—716.
92. Sergeev V. A., Zavarzina V. P.//Czech. J. Phys. 1986. Vol. B36. P. 347—350; Заварзина В. П., Сергеев В. А.//Препринт ИЯИ АН СССР. П-0505. М., 1986; ЯФ. 1987. Т. 46. С. 486—498.

93. **Birsa R., Bradamante F., Della Torre — Colanti e.a.**//CERN — preprint EP/85-28, 1985; Phys. Lett. 1985. Vol. B155. P. 437—441.
94. **Redish E. F.**//Nucl. Phys. 1987. Vol. A463. P. 417c—422c.
95. **Coester F.**//Medium Energy Nucleon and Antinucleon Scattering. Lecture Notes in Physics/Ed. H. V. von Geramb. Berlin — Heidelberg — N.Y. — Tokyo. Springer Verlag. 1985. Vol. 243. P. 377—390.
96. **Logunov V. A., Tavkhelidze A. N.**//Nuovo cimento. 1963. Vol. 29. P. 380—399.
97. **Кадышевский В. Г., Тавхелидзе А. Н.**//Проблемы теоретической физики. Сборник, посвященный Н. Н. Боголюбову в связи с его 60-летием. М.: Наука, 1969. С. 261—277; **Голоскоков С. В., Кулешов С. П., Селюгин О. В.**/ЭЧАЯ. 1987. Т. 18. С. 39—78.
98. **Picklesimer A., Tandy P. C.**//Phys. Rev. 1987. Vol. C35. P. 1174—1177.
99. **Meyer H. O., Hall J., Jacobs W. W. e.a.**//Phys. Rev. 1981. Vol. C24. P. 1782—1784; **Glover C. W., Schwandt P., Meyer H. O. e.a.**//Phys. Rev. 1985. Vol. C31. P. 1—11.
100. **Заварзина В. П., Степанов А. В.**//ЯФ. 1986. Т. 43. С. 854—865.
101. **Левинтов И. И.**//ДАН СССР. 1956. Т. 107. С. 240—243.
102. **Köhler H. S.**//Nucl. Phys. 1956. Vol. 1. P. 433—444; 1958. Vol. 6. P. 161—174; 1958/59. Vol. 9. P. 49—64.
103. **Bethe H.**//Ann. of Phys. 1958. Vol. 3. P. 190—240.
104. **Ситенко А. Г.** Теория ядерных реакций. М.: Энергоатомиздат, 1983.
105. **Fäldt G., Hultage I.**//J. Phys. G: Nucl. Phys. 1978. Vol. 4. P. 363—373.
- 105a. **Auger J. P., Lombard R. J.**//Nucl. Phys. 1979. Vol. A316. P. 205—214; 1980. Vol. A350. P. 332—344.
106. **Fäldt G., Ingemarsson A.**//J. Phys. G: Nucl. Phys. 1982. Vol. 8. P. 333—348.
107. **Bertsch G., Schaeffer R.**//J. Phys. 1979. Vol. 40. P. 1—8.
108. **McNeil J. A., Sparrow D. A., Amado R. D.**//Phys. Rev. Vol. C26. P. 1141—1147.
109. **Amado R. D., McNeil J. A., Sparrow D. A.**//Phys. Rev. 1981. Vol. C23. P. 2114—2123.
110. **Заварзина В. П., Сергеев В. А., Степанов А. В.**//Тр. V Всесоюзного семинара по программе экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР. 11—15 апреля 1987. Звенигород. М.: ИЯИ АН СССР, 1987. С. 325—330.
111. **Заварзина В. П., Степанов А. В.**//КСФ. 1987. № 7, С. 16—18.
112. **De Shalit A.**//Preludes in theoretical physics in honor of V. F. Weisskopf/Ed. A. De Shalit, H. Feshbach, L. Van Hove. Amsterdam: North Holland. Publ. Co. P. 35—43; **Hüfner J., De Shalit A.**//Phys. Lett. 1965. Vol. 15. P. 52—55.
113. **Glauber R. J., Osland P.**//Phys. Lett. 1979. Vol. B80. P. 401—405; **Osland P., Glauber R. J.**//Nucl. Phys. 1979. Vol. A326. P. 255—288.
114. **Auger J. P., Tellez-Arenas A., Lazard C.**//J. Phys. G: Nucl. Phys. 1986. Vol. 12. P. 317—327.
115. **Ray L.**//Phys. Rev. 1979. Vol. C19. P. 1855—1872.
116. **Ray L.**//Phys. Rev. 1979. Vol. C20. P. 1857—1872.
117. **Fäldt G., Ingemarsson A.**//J. Phys. G: Nucl. Phys. 1983. Vol. 9. P. 261—274.
118. **Kujawski E.**//Phys. Rev. 1970. Vol. C1. P. 1651—1667; **Kujawski E., Vary J. P.**//Phys. Rev. 1975. Vol. C12. P. 1271—1277.
119. **Sakaguchi H., Nakamura M., Hatanaka K.**//Phys. Rev. 1982. Vol. C26. P. 944—960.
120. **Бережной Ю. А., Молев А. С., Пилипенко В. В. и др.**//ЯФ. 1985. Т. 41. С. 1420—1424.
121. **Пилипенко В. В., Созник А. П.**//ЯФ. 1986. Т. 44. С. 369—378.
122. **Alkhazov G. D.**//Nucl. Phys. 1977. Vol. A280. P. 330—350.

123. Белостоцкий С. Л.//Материалы XX Зимней школы ЛИЯФ. Физика высоких энергий. Л.: Изд. ЛИЯФ, 1985. С. 75—102.
124. Barlett M. L., Hoffmann G. W., Ray L.//Phys. Lett. 1985. Vol. B154. P. 289—292; Phys. Rev. 1987. Vol. C35. P. 2185—2196.
125. Johnson P. W., Miller R. C., Thomas G. H.//Phys. Rev. 1977. Vol. D15. P. 1895—1902.
126. Barrelet E.//Nuovo cimento. 1972. Vol. A8. P. 331—371.
127. Заварзина В. П., Степанов А. В.//Тр. V Всесоюзного семинара по программе экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР. 11—15 апреля 1987. Звенигород. М.: ИЯИ АН СССР, 1987. С. 319—324; КСФ. 1987. № 7. С. 13—15; 39—41.
128. Bleszynski M., Osland P.//Phys. Lett. 1979. Vol. B84. P. 157—161.
129. Waxman D., Wilkin C., Germond J.— F. e.a.//Phys. Rev. 1981. Vol. C24. P. 578—587.
130. Wallace S. J., Friar J. L.//Phys. Rev. 1984. Vol. C29. P. 956—966.
131. Ахизер А. И., Бережной Ю. А., Хоменко Г. П. и др.//ЯФ. 1975. Т. 22. С. 97—103; Бережной Ю. А.//Проблемы теоретической физики. Киев: Наукова Думка, 1986. С. 66—77.
132. Bauhoff W.//Phys. Rev. 1985. Vol. C31. P. 253—256.
133. Huber M. G., Metsch B. C., Hopf H. G.//Medium Energy Nucleon and Antinucleon Scattering. Lecture Notes in Physics/Ed. H. V. von Geramb. Berlin — Heidelberg — N.Y.— Tokyo. Springer Verlag. 1985. Vol. 243. P. 499—527.
134. Auger J. P., Mas D., Lombard R. J.//J. Phys. G.: Nucl. Phys. 1986. Vol. 12. P. 1341—1354.
135. Соловьев В. Г. Теория атомного ядра. Ядерные модели. М.: Энергоиздат., 1981. Браун Дж. Е., Джексон А. Д. Нуклон-нуклонные взаимодействия: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1979.
136. Bertsch G. F., Sholten O.//Phys. Rev. 1982. Vol. C25. P. 804—812.
137. Esbensen H., Bertsch G. F.//Ann. of Phys. 1984. Vol. 157. P. 255—281.
138. Arndt A., Roper D.//Virginia Polytechnic Institute Scatteing Analysis Interactive. Dial-In Program, Solution SP—84.
139. Esbensen H., Toki H., Bertsch G. F.//Phys. Rev. 1985. Vol. C31. P. 1816—1820.
140. Esbensen H., Bertsch G. F.//Phys. Rev. Vol. C34. P. 1419—1424.
141. Okuhara Y., Castel B., Johnstone I. P. e.a.//Phys. Rev. 1986. Vol. C34. P. 2019—2022.
142. Alberico W. B., De Pace A., Ericson M.//Phys. Lett. 1987. Vol. B183. P. 135—140.
143. Orlandini G., Traini M., Ericson M.//Phys. Lett. 1986. Vol. B179. P. 201—206.
144. Bugg D. V.//J. Phys. G: 1981. Vol. 7. P. L141—L144.
145. Mc Clelland J. B., Moss J. M., Aas B. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. P. 98—101.
146. Klein A., Love W. G.//Phys. Rev. 1986. Vol. C33. P. 1920—1930.
147. Rosenfelder R.//Ann. of Phys. 1980. Vol. 128. P. 188—240.
148. Нестеров М. М., Тарасов Н. А.//ЖЭТФ. 1984. Т. 86. С. 390—407; ЯФ. 1983. Т. 37. С. 308—311; Т. 38. С. 350—360.
149. Drozd S., Go G., Wambach J. e.a.//Phys. Lett. 1987. Vol. B185. P. 287—291.
150. Stroth U., Hasse R. W., Schuck P. e.a.//Phys. Lett. 1985. Vol. B156. P. 291—295.
151. Alberico W. M., Czerski P., Ericson M. e.a.//Nucl. Phys. 1987. Vol. A462. P. 269—289; Stroth U., Hasse R. W., Schuck P.//Nucl. Phys. 1987. Vol. A462. P. 45—60.

152. Yamaguchi N., Nagata S., Michiyama J.//*Progr. Theoret. Phys.* 1986. Vol. 76. P. 1289—1305; Miller C. A., Scott A., Abegg R. e.a.//*Phys. Lett.* 1986. Vol. B169. P. 166—170.
153. Hodgson P. E.//*Nuovo cimento.* 1984. Vol. A81. P. 250—277.
154. Zha X., Azuma R. E., Drake T. E. e.a.//*Nucl. Phys.* 1985. Vol. A439. P. 619—647.
155. Delaney R. M., Gammel J. L.//*Phys. Rev.* 1975. Vol. D12. P. 1978—1983; Bourrely C., Soffer J.//*Ibid.* P. 2932—2934.
156. Aas B., Bleszynski E., Bleszynski M. e.a.//*Phys. Rev.* 1982. Vol. C26. P. 1770—1773.
157. Amado R. D.//*Phys. Rev.* 1982. Vol. C26. P. 270—273.
158. Hoshizaki N.//*Proc. Sixth Int. Symp. Polar. Phenom. in Nucl. Phys.* Osaka. 1985; *J. Phys. Soc. Japan.* 1986. Vol. 55. P. 549—552.
159. Bleszynski E., Bleszynski M., Witten C. A. Jr.//*Phys. Rev.* 1982. Vol. C26. P. 2063—2072.
160. Moss J. M.//*Phys. Rev.* 1982. Vol. C26. P. 727—729.
161. Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. 2-е изд. М.: Наука, 1977.
162. Fiebelman P. J.//*Ann. of Phys.* 1968. Vol. 48. P. 369—406.
163. Бонч-Бруевич В. Л., Тябликов С. В. Метод функций Грина в статистической механике. М.: Физматгиз, 1961.
164. Киржниц Д. А. Полевые методы теории многих частиц. М.: Госатомиздат, 1963.