

B-171

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

2 - 8330

ВАНЖА  
Алексей Петрович

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ  
И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ  
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ АДРОНОВ

Специальность 01.04.02 - теоретическая  
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1974

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук  
профессор

Л. И. Липидус.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук

М. П. Рекало,

кандидат физико-математических наук

Л. Л. Неменов.

Ведущее учреждение:

Институт физики высоких энергий (Серпухов).

Автореферат разослан

1974 года.

Защита диссертации состоится на заседании Ученого совета  
Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ (г. Дубна, Московской области).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета  
кандидат физико-математических наук

В. А. Батусов

ВАНЖА  
Алексей Петрович

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ  
И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ  
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ АДРОНОВ

Специальность 01.04.02 - теоретическая  
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

В настоящей диссертации рассмотрен ряд электромагнитных эффектов в поляризационных явлениях во взаимодействии адронов при малых передачах импульса, вычислены радиационные поправки к упругому  $e-p$  рассеянию на малые углы при детектировании протонов отдачи и рассмотрена спиновая структура амплитуды упругого  $e-p$  рассеяния.

Диссертация состоит из предисловия, четырех глав и краткого обзора результатов. Электромагнитные эффекты во взаимодействиях адронов становятся существенными в области малых переданных импульсов, когда амплитуда электромагнитного взаимодействия становится сравнимой с амплитудой сильного взаимодействия<sup>/1,2,3/</sup>.

В настоящее время экспериментальные исследования дифференциальных сечений и поляризационных характеристик в области передач, где должна учитываться интерференция амплитуд сильного и электромагнитного взаимодействия, являются весьма эффективным методом физики адронов. Эта область в последнее время интенсивно исследуется в  $\pi-N$  и  $N-N$  взаимодействиях в широком интервале энергий<sup>/4/</sup>.

Исследование упругого мезон-нуклонного рассеяния вперед предоставляет возможность непосредственной проверки дисперсионных соотношений, основанных на фундаментальных принципах локальной теории поля. Исследование адронных взаимодействий в области интерференции неизвестной сильной амплитуды позволяет сравнивать с опытом различные теоретические модели сильных взаимодействий.

Первая глава диссертации посвящена рассмотрению электро-

магнитных эффектов в поляризационных характеристиках для мезон-нуклонного рассеяния. При использовании общего выражения для амплитуды рассеяния мезонов на нуклонах и учете электромагнитного взаимодействия в борновском приближении для поляризации нуклонов получено выражение:

$$P_{pp}(t) = \sin \theta \frac{q_L}{\sqrt{s}} \left\{ \operatorname{Im} (A'_h B_h^*) - \frac{4\pi e^2}{t} F(2G_M \operatorname{Im} A'_h - \frac{s-t}{2M} G_E \operatorname{Im} B_h) \right\} \left\{ \left(1 + \frac{q_L^2}{s} \sin^2 \frac{\theta}{2}\right) |A'_h + A'_{em}|^2 + \frac{q_L^2}{4s} \frac{|B_h + B_{em}|^2 \sin^2 \theta}{1 + \frac{q_L^2}{s} \sin^2 \frac{\theta}{2}} \right\}^{-1} \quad (1)$$

где  $A' = A'_h + A'_{em}$ ,  $B = B_h + B_{em}$  - инвариантные амплитуды, зависящие от переменных Мандельштама  $s, t$ , индексы  $h$  и  $em$  относятся соответственно к сильному и электромагнитному взаимодействию;  $G_M, G_E, F$  - соответственно магнитный, зарядовый формфакторы нуклона и бесспинового мезона.

При  $A'_{em} = 0$  из (1) получается выражение для поляризации  $P_{on}$  нейтронов при рассеянии на них заряженных мезонов. Величина  $P_{on}$  достигает максимума при  $t = t_M$ . Электромагнитные эффекты сказываются и на других поляризационных параметрах  $A$  и  $R$ , однако при высоких энергиях их наличие менее заметно, т.к. эти параметры определяются интерференцией электромагнитной амплитуды с действительной частью ядерной амплитуды.

Для поляризации  $P_{op}(t)$  были проведены численные оценки с учетом электромагнитных эффектов при двух значениях энергии. Для адронных амплитуд  $A'_h$  и  $B_h$  использовались значения

амплитуд в рамках теории комплексных моментов, полученные в работе<sup>/5/</sup>.

При рассмотрении интерференции адронной и электромагнитной амплитуд неизбежно возникает вопрос об их относительной фазе.

В § 2 гл. I эта фаза для мезон-нуклонного рассеяния получена в случае больших энергий и малых переданных импульсов с учетом спина нуклона. При этом использовались полная амплитуда рассеяния в приближении эйконала, условие унитарности для функций профиля электромагнитного взаимодействия и борновское приближение для электромагнитной амплитуды.

Для суммарной амплитуды рассеяния получено выражение

$$F_t(\bar{q}) = \exp \left\{ i e \alpha \ln \frac{q^2}{\lambda^2} \right\} \cdot \left\{ \frac{2\alpha}{q^2} [q_L e + i \mu \frac{[\bar{\sigma} \cdot \bar{q}_L] \bar{q}}{2M}] + [q_L f_1(0) + \frac{i \mu \alpha f_2(0)}{4M^2 a_2}] \right\} \cdot \exp \left[ -i e \alpha \left( \ln \frac{a_1 q^2 + c}{2} \right) \right] + \frac{i [\bar{\sigma} \cdot \bar{q}_L] \bar{q}}{2M} [f_2(0) + i \alpha \mu f_1(0)] \exp \left[ -i \alpha e \left( \ln \frac{a_2 q^2 + c + 1}{2} \right) \right] \right\} \quad (2)$$

которое по структуре близко к полученному для бесспиновой амплитуды Ахизером и Померанчуком<sup>/3/</sup>, Бете<sup>/2/</sup>, Лохером<sup>/6/</sup>, Вестом и Йенни<sup>/7/</sup>. В выражении (2)  $q$  - поперечный переданный импульс,  $\mu$  - магнитный момент нуклона,  $f_1$  и  $f_2$  - не зависящая и

зависящая от спина части адронной амплитуды,  $\alpha_1(\lambda)$  - параметры наклона адронных амплитуд.

Учет формфакторов приводит к замене

$$a_1 \rightarrow a_1 + \frac{1}{3} R_M^2 + \frac{1}{3} R_{EN}^2, \quad a_2 \rightarrow a_2 + \frac{1}{3} R_M^2 + \frac{1}{3} R_{MN}^2,$$

где  $R_M$  - среднеквадратичный радиус мезона,  $R_{EN}$  ( $R_{MN}$ ) - зарядовый (магнитный) радиус наклона.

Из формулы (2) видно, что существуют конечные электромагнитные добавки к ядерным амплитудам, которые не сводятся к общему фазовому множителю. В мезон-нуклонном рассеянии они малы и не сказываются на поляризационных параметрах. Но в рассеянии барионов тяжелыми ядрами их вклад в измеряемые величины оказывается существенным.

В этом случае, как показано в главе II, взяв в качестве исходного глауберовское представление для амплитуды упругого рассеяния нуклонов на ядре для достаточно тяжелых ядер, когда с хорошей точностью можно пользоваться моделью однородной сферы, в области переданных импульсов, где перестает быть существенным сингулярное электромагнитное взаимодействие, получим амплитуду  $NA$  - рассеяния в виде

$$F(\vec{q}) = N(A, \sigma) \frac{2Y_1(qR)}{qR} \left\{ f_1(0) + \frac{i[\vec{\sigma}\vec{k}]\vec{q}}{2ME} f_2(0) + \frac{3}{5} Z n f_1(0) \left[ \varepsilon + i\tilde{\lambda} \frac{[\vec{\sigma}\vec{k}]\vec{q}}{2ME} \right] \right\}$$

$$29e \quad N(A, \sigma) = \frac{4\pi}{\sigma} \int_0^{\infty} d\ell \ell (1 - e^{-\frac{\sigma}{2} T(\ell)}) \quad (3)$$

$$T(\ell) = 2\rho_0 R \sqrt{1 - \frac{\ell^2}{R^2}} \theta(R - \ell)$$

$$\tilde{\lambda} = \lambda + e \frac{TM}{K^2}$$

$\varepsilon, \lambda, T, E, M, K$  - соответственно заряд, аномальный магнитный момент, кинематическая и полная энергия, масса и импульс нуклона;  $\rho_0, R$  - соответственно плотность и радиус ядра;  $q$  - переданный импульс,  $n = \frac{\alpha}{v}, \quad v = \frac{K}{E}$ .

Для параметров поляризации  $P$  и  $A$  в этом случае получаются выражения

$$P = P_0 \left\{ 1 + \frac{3}{5} Z n \varepsilon A_0 + \frac{3}{5} Z n \sin \theta \left( e + \frac{\sigma K \tilde{\lambda}}{M} \right) \right\}^* \left( 1 + \frac{9}{25} Z^2 n^2 \varepsilon^2 \right)^{-1} \quad (4)$$

$$A = A_0 \left\{ 1 - \frac{3}{5} Z n \varepsilon P_0 \right\} \left( 1 + \frac{9}{25} Z^2 n^2 \varepsilon^2 \right)^{-1} \quad (5)$$

где  $P_0$  и  $A_0$  - поляризационные характеристики, вычисленные без учета электромагнитного взаимодействия. Таким образом, электромагнитные добавки к амплитуде рассеяния в данном случае не малы и их необходимо учитывать при анализе поляризационных экспериментов.

В главе III рассмотрены поляризационные явления в когерентном рождении нестабильных частиц на ядрах, обязанные интерференции сильной и однофотонной (примаковской) амплитуд. В зависимости от роли этой интерференции процессы рождения нестабильных частиц, которые могут идти через обмен фотоном, можно разбить на две группы. Для процессов типа

$$\begin{aligned} \gamma + Z &\rightarrow \pi^0(\eta^0) + Z, & \pi^\pm(K^\pm) + Z &\rightarrow \rho^\pm(K^{*\pm}) + Z, \\ N + Z &\rightarrow \Delta + Z, & \Lambda^0 + Z &\rightarrow \Sigma^0 + Z, \end{aligned} \quad (6)$$

в которых запрещен обмен полюсом Померанчука, основной вклад в адронную часть амплитуды дает при высоких энергиях вклад  $\omega$ -полюса, спин-четность которого те же, что и у фотона. Поэтому для процессов типа (6) спиновые структуры электромагнитной и адронной частей амплитуд совпадают, и их интерференция должна проявляться в изменении  $\hat{L}$ -зависимости дифференциального сечения процессов с неполяризованными частицами под малыми углами.

По-иному проявляется интерференция адронной и электромагнитной амплитуд для дифракционных процессов, идущих в основном через обмен полюсом Померанчука, т.е. типа

$$\begin{aligned} \pi + Z \rightarrow A_1, A_3 + Z, & \quad K + Z \rightarrow \varrho, L + Z, \\ N + Z \rightarrow N^*(1470) + Z, & \quad Y + Z \rightarrow Y^* + Z. \end{aligned} \quad (7)$$

Для этих процессов адронная амплитуда не убывает с ростом энергии. Кроме того, спиновые структуры адронной и электромагнитной частей амплитуды различаются. Поэтому в выражении для дифференциального сечения с неполяризованными частицами интерференционные слагаемые отсутствуют, что сильно затрудняет выделение вклада эффекта Примакова.

Различие в спиновой структуре электромагнитной и адронной амплитуд процессов типа (7) приводит к интерференционным эффектам в поляризационных характеристиках.

Используя представление Глаубера для амплитуды рождения резонанса на ядрах для поляризации  $P_0$   $N^*$ -резонансов, рождающихся в процессе  $N + Z \rightarrow N^*(1470) + Z$ , получим выражение

$$P_0 = 2 \sqrt{\frac{d\sigma_{em}}{dt} / \frac{d\sigma_h}{dt}} \cos\phi \left[ 1 + \frac{d\sigma_{em}}{dt} / \frac{d\sigma_h}{dt} \right]^{-1} \quad (8)$$

Как видно из (8), даже если вклад в сечение взаимодействия неполяризованных частиц составляет несколько процентов, его вклад в поляризацию может достигать десятков процентов. Наличие ненулевой фазы в выражении (8)

$$\phi(Z\alpha E, q^2, \Delta^2, R^2) = Z\alpha E \left[ -\ln \frac{\Delta^2 R^2}{n} + 2e + \left( \frac{\Delta^2}{q^2} - 1 \right) \ln \frac{q^2 + \Delta^2}{\Delta^2} \right] \quad \text{для}$$

процессов с заряженными частицами несколько уменьшает поляризационный эффект. Максимальная величина поляризованного эффекта в процессах типа  $N + Z \rightarrow N^* + Z$ ,  $Y + Z \rightarrow Y^* + Z$  может быть достигнута в экспериментах с нейтральными частицами.

В другом процессе,  $\pi^+ + Z \rightarrow A_1 + Z$ , интерференция электромагнитной и сильной амплитуд приводит к азимутальной асимметрии распадающихся  $A_1$ -мезонов порядка  $\sqrt{\frac{d\sigma_{em}}{dt} / \frac{d\sigma_h}{dt}} \sin\phi$ , и этот эффект обусловлен отличием фазы  $\phi$  от нуля.

В § I гл. IV проведено вычисление радиационных поправок к упругому e-p рассеянию на малые углы при детектировании протонов отдачи. Необходимость таких вычислений связана с недавно проведенными экспериментами на ереванском ускорителе<sup>/8,9/</sup>.

Общие методы расчета радиационных поправок содержатся в работах<sup>/10,11/</sup>. Поправки включают эффекты мягкого тормозного излучения, экспериментально не отличимого от упругого процесса из-за конечного разрешения аппаратуры. Поскольку величина фазового объема процесса тормозного излучения зависит от геометрии эксперимента, радиационные поправки к измеряемому сечению также зависят от этой геометрии.

В ереванском эксперименте изучался спектр протонов отдачи  $\frac{d\sigma}{dT_p}$ . Разрешение аппаратуры по энергии протона составляло величину порядка 100 кэВ, в то время как угловые размеры ее ( $\Delta\theta = 20$  мрад) были таковы, что позволяли одним детектором снимать участок спектра "шириной" в несколько МэВ. Изучалась область переданных импульсов  $0,195 F^{-2} \leq q^2 \leq 0,50 F^{-2}$ . Для радиационной поправки в этом случае получено выражение:

$$\delta = \frac{\alpha}{\pi} \left\{ -\frac{17}{12} \ln b - \frac{7}{4} \ln a - \ln a \ln b - \frac{1}{2} \ln^2 a - \frac{28}{9} + \frac{5a}{4(1+a)} + \frac{a}{2(1+a)^2} + \frac{5}{2} \ln(1+a) + \ln^2(1+a) - \left[ \ln(1+a) + \frac{3a}{4(1+a)} + \frac{a}{4(1+a)^2} \right]^2 \right\} \quad (9)$$

$$\ln \frac{(1+a)^2}{ab} + \int_0^a \frac{\ln(1+y)}{y} dy + O\left(\frac{T}{M}, \frac{T}{E}\right) + Z^0\left(\frac{T}{M}, \frac{T}{E}\right) + Z^2\left(\frac{T}{M}, \frac{T}{E}\right),$$

где  $a = \frac{m_{max}^2}{2MT}$  ;  $b = \frac{m_e^2}{2MT}$  ;

$m_e$  - масса электрона;

$m_{max}^2$  - квадрат массы не детектируемой на опыте системы частиц (электрон + фотон);

$M, T, E$  - масса, кинетическая энергия протона отдачи и энергия рассеиваемого электрона.

Выражение (9) справедливо в случае 100% -ой эффективности регистрации протонов. В § I гл. IV дано выражение для радиационной поправки с учетом этой эффективности.

В § 2 гл. IV проведена оценка фона жесткого излучения протонов и показано, что вклад его в радиационные поправки оказывается пренебрежимо малым по сравнению с вкладом тормозного излучения электрона ( $10^{-2} \delta$ ). Того же порядка относительная величина фонового процесса  $e+p \rightarrow e+\pi^0+p$ , т.е. даже при таком плохом разрешении, когда фоновым может быть процесс фоторождения пионов, относительная величина этого фона составляет сотни доли процента и может не учитываться при обработке экспериментальных данных.

Эксперименты по упругому e-p рассеянию обычно анализируются в терминах двух формфакторов, которые входят в формулу Розенблюта [12]. Вывод этой формулы основывается на предположении об однофотонном характере обмена. Справедливость такого приближения проверяется отклонением хода дифференциального сечения как функции от  $t \frac{e_e}{g^2}$  от линейного закона при постоянном  $q^2$ . Однако при  $q^2 > 20 F^{-2}$  из-за больших экспериментальных ошибок надежность такой проверки уменьшается. Более точная проверка возможна при исследовании таких эффектов, которые предсказываются диаграммами высших порядков. Эксперименты, в которых сравниваются сечения рассеяния электронов и позитронов на протоне или измеряется поляризация протонов отдачи для определения вклада двухфотонного обмена в амплитуду e-p рассеяния, свидетельствуют о малости этого вклада. Этот результат может быть обусловлен либо малостью всех двухфотонных амплитуд вообще, либо малостью тех их комбинаций, которые определяют разность сечения  $e^+p$  и  $e^-p$  и поляризацию.

Для рассеяния двух частиц со спинами 1/2 в общем случае существуют 6 отличных от нуля скалярных амплитуд.

В § 3 гл. IV показано, что из-за специфики электромагнитного взаимодействия и малости массы электрона число независимых амплитуд в  $e^2$ - и  $e^4$ -приближениях сокращается до трех.

$$M_{\lambda\lambda'} = \delta_{\lambda\lambda'} (\alpha + i\beta(\sigma_2 n) + \gamma\lambda(\sigma_2 e)),$$

где  $e, n$  - кинематические оси процесса;  $\sigma_{1(2)}$  матрицы Паули;  $\alpha, \beta, \gamma$  - линейнонезависимые комплексные функции угла рассеяния и энергии, для определения которых необходимо шесть независимых измерений.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах /13-18/.

## ЛИТЕРАТУРА

1. J. Schwinger. Phys. Rev., 73, 407, 1948.
2. H. A. Bethe. Ann Phys., 3, 190, 1958.
3. A. S. Akhiezer, S. Ya. Pomeranchuk. J. Phys., 2, 471, 1945.
4. И. В. Амирханов и др. ЯФ, т. 17 вып. 6, 1222, 1973;  
А. А. Воробьев и др. Препринт ЛФТИ АН СССР, 430, 1972;  
В. Д. Бартинев и др. Препринт ОИЯИ, PI-6246, 1972;  
Г. Г. Безногих и др. Препринт ОИЯИ, PI-6993, 1972;  
S. J. Lindenbaum. Proc. of the Fourth Coral Gables Conference of Symmetry Principles at High Energies, University of Miami, 1967;  
K. J. Foley et al. Phys. Rev. Lett., 19, 193, 1967;  
Albrow et al. Nucl Phys., B37, 620 1972.
5. W. Rarita et al. Phys. Rev., 165, 1615, 1968.
6. M. P. Locher. Nucl Phys., B2, 525, 1967.
7. G. B. West, D. R. Yennie. Phys. Rev., 172, 1413, 1968.
8. Ю. К. Акимов и др. Аннотация доклада на XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970.
9. Ю. К. Акимов и др. ЖЭТФ, 62, 1231, 1972.
10. J. Schwinger. Phys. Rev., 76, 790, 1949.
11. D. R. Yennie, S. C. Frautschi, H. Suuza. Ann Phys., 13, 379, 1961.
12. M. N. Rosenbluth. Phys. Rev., 79, 615, 1950.
13. А. П. Ванжа, Л. И. Лапидус, А. В. Тарасов. ЯФ, 16, вып. 5, 1023, 1972.
14. А. П. Ванжа, Л. И. Лапидус, А. В. Тарасов. Препринт ОИЯИ P2-6438, Дубна, 1974.
15. А. П. Ванжа, Л. И. Лапидус, А. В. Тарасов. Препринт ОИЯИ, P2-7578, Дубна, 1973.



16. А.П.Ванжа, С.Р.Геворкян, А.В.Тарасов. ЯФ,16, 358, 1972.
17. А.П.Ванжа, А.С.Пак, А.В.Тарасов. Сообщение ОИЯИ,Р2-6540, Дубна,1972.
18. А.П.Ванжа, А.В.Тарасов. Препринт ОИЯИ,Р2-5629, Дубна,1971.

Рукопись поступила в издательский отдел

18 октября 1974 г.