

Выражение (2) получено в нерелятивистском приближении, что требует выполнения условия

$$\left(\frac{\hbar}{McR}\right)^2 \ll \frac{im}{M} \ll 1.$$

Поэтому ПП (2) не описывает взаимодействия очень легкой частицы с комплексом (например, электрона с ядром). Другое предположение, лежащее в основе вывода (2), — «жесткость» комплекса

$$g = \frac{m^2 e^2 \langle d^2 \rangle}{\hbar^4} \ll 1.$$

Однако и в случае $g \gg 1$ зависимость $1/r^2$ сохраняется и потому по достижении некоторого значения g порядка единицы возникает ситуация «падения на центр». Это ведет к появлению серии связанных состояний, подобных по своим свойствам известным уровням Ефимова в ядерной задаче трех тел.

С помощью выражений (1), (2) легко рассчитывается поляризационный вклад в фазу рассеяния частицы на комплексе и в энергию их связанного состояния. Этот вклад определяется моментом $\sigma_{-3/2}$ плотности сил осцилляторов, промежуточным по отношению к моментам σ_{-2} и σ_{-1} , входящим, соответственно, в (1) и (2), где $\sigma_n =$

$$= \int_0^\infty d\omega \omega^{n+1} \text{Im } \alpha(\omega); \text{ ранее с этим фактом столкнулись при прямом расчете поляриза-}$$

ционного сдвига уровней². Иллюстрацией сказанного могут служить простые формулы, относящиеся к системе «пион или мюон + дейтон»¹.

В заключение можно отметить, что модификация сил Ван-дер-Ваальса (взаимодействие «комплекс + комплекс»), подобная рассмотренной выше, возможна лишь при выполнении весьма жестких условий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Киржниц Д. А. Пенёков Ф. М. — Письма ЖЭТФ, 1983, т. 37, с. 129; ЖЭТФ, 1983, т. 85, вып. 1.
2. Friar J. — Phys. Rev. Ser. C, 1977, v. 16, p. 1540.

339.126.34(048)

М. М. Макаров, Г. З. Обрант, В. В. Саранцев. Развал дейтона π -мезонами при промежуточных энергиях. Интерес к взаимодействию π -мезонов промежуточных энергий с дейтоном обусловлен несколькими причинами:

а) возможностью продвинуться в понимании механизма процесса в область, где неприменима дифракционная теория Глаубера — Ситенко¹; б) решением проблемы дибарионных резонансов² и наблюдением кварков в ядрах³; в) выяснением роли π -мезонов в образовании кумулятивных нуклонов при взаимодействии адронов высоких энергий с ядрами. Механизм процесса развала дейтона пионами с энергией несколько сот МэВ в основном определяется однократным рассеянием π -мезона на нуклонах дейтона, взаимодействием двух нуклонов в конечном состоянии и двукратным перерассеянием пиона⁴. Амплитуды с кратностью перерассеяний больше двух дают малый вклад вследствие выполнимости условия импульсного приближения⁵ ($U\tau \ll 1$, U — характерный ядерный потенциал в дейтоне) и из-за малости параметра $\sigma_{\pi N}/4\pi R^2$ ($\sigma_{\pi N}$ — сечение пион-нуклонного рассеяния, R — радиус дейтона). Каждый из трех вышеупомянутых вкладов обладает отличительными особенностями, по которым он может быть выделен в эксперименте. Амплитуда однократного рассеяния имеет характерный пик при 45 МэВ/с в распределении по импульсу нуклона, не участвующего в πN -рассеянии (нуклон — «наблюдатель»). Взаимодействие в конечном состоянии двух нуклонов имеет максимум при малых относительных протон-нейтронных энергиях и быстро «вымирает» с ростом переданного пиону импульса q . Амплитуда двойного рассеяния π -мезонов имеет резкую особенность по энергетической переменной ΔE , соответствующей несохранению энергии при переходе из начального состояния в промежуточное при расстоянии на покоящемся нуклоне дейтона (пик при $\Delta E = 0$)⁴. Общей особенностью физики взаимодействия пионов нескольких сот МэВ с составной системой является присутствие в πN -амплитуде $\Delta(3,3)$ -резонанса, что приводит к значительному увеличению вклада двойного рассеяния.

На рис. 1, 2 представлены некоторые результаты эксперимента по изучению процесса $\pi^- d \rightarrow \pi^- p$, проведенного в ЛИЯФ АН СССР на 35-см дейтериевой пузырьковой камере⁶⁻⁹, и их описание в теории, учитывающей однократное и двукратное взаимодействие частиц, а также ферми-движение нуклонов. Импульсные спектры (см. рис. 1) нейтронов (слева) и протонов (справа) при начальном импульсе пионов 438 МэВ/с в раз-

личных частях фазового объема по переданному импульсу q : а) вся область q ; б) $q > 0,3$ ГэВ/с; в) $q > 0,4$ ГэВ/с; г) $q > 0,5$ ГэВ/с; д) $q > 0,6$ ГэВ/с) демонстрируют вклад различных амплитуд в механизм процесса. Исходный нейтронный спектр (см. рис. 1, а) показывает, что области доминирования различных амплитуд сильно перекрываются и пик при импульсе ≈ 45 МэВ/с от нейтрона-«наблюдателя» проявляется очень слабо на большом фоне других процессов. После исключения малых передан-

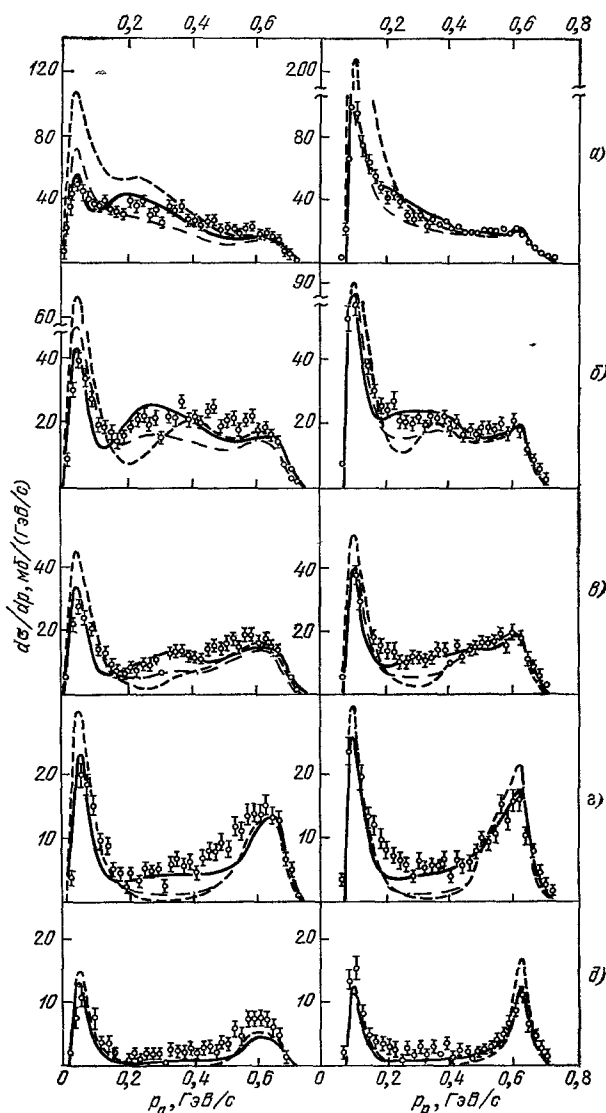


Рис. 1.

ных импульсов q (при этом исключаются в мягкой части спектра нейтроны отдачи в амплитуде с протоном-«наблюдателем») этот пик начинает доминировать в области малых импульсов и таким образом выделяется одна амплитуда с нейтроном-«наблюдателем». Из сравнения теоретических кривых на рис. 1, в с экспериментальными распределениями видно, что теория, учитывающая все амплитуды (сплошная кривая), в основном правильно описывает экспериментальные данные. Следует подчеркнуть, что теория не содержит подгоночных параметров, а использует только волновую функцию дейтона и пин-нуклонные амплитуды. Сравнение штриховой (однократное взаимодействие)

и штрихпунктирной (добавлено π -взаимодействие в конечном состоянии) кривых показывает, что имеется сильная деструктивная интерференция между этими амплитудами. Амплитуды двукратного рассеяния пиона при малых импульсах нуклонов также деструктивно интерферируют с другими амплитудами (сравни сплошную и штрихпунктирную кривые), и в целом вклад от двукратного рассеяния значителен. При достаточно больших переданных импульсах ($q \gtrsim 0,4$ ГэВ/с) этот вклад становится определяющим вне области доминирования амплитуд однократного рассеяния, причем перерассеяния происходят на большие углы, т. е. носят существенно неглауберовский характер. Вклад двукратного рассеяния пиона наблюдается в эксперименте также в виде пика в распределении по энергетической переменной ΔE ⁸.

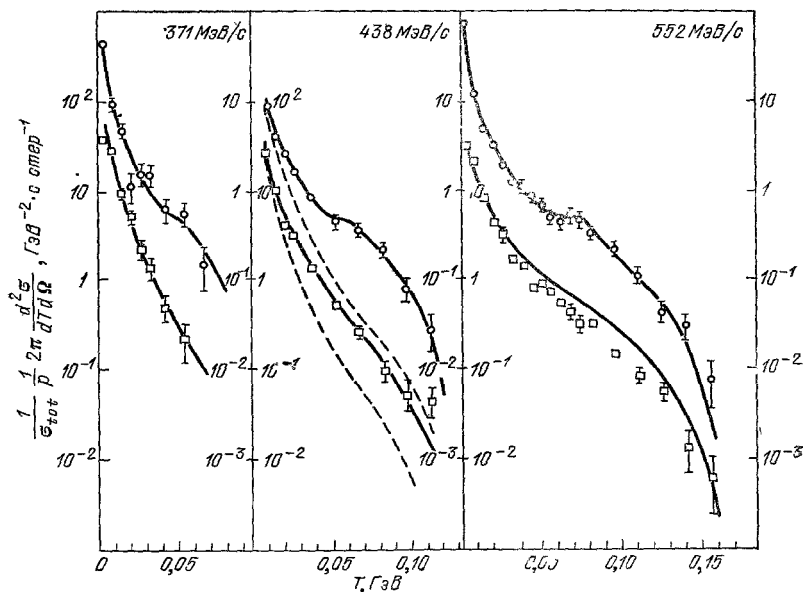


Рис. 2

Важность пионных перерассеяний наиболее ярко видна в спектрах кумулятивных нуклонов, где был обнаружен эффект, получивший название «эффекта резонансного усиления» ⁷, экспериментальное проявление которого демонстрируется на рис. 2. Энергетические спектры протонов (квадраты) и нейтронов (кружки), вылетающих в заднюю полусферу, измерены при трех значениях импульса начального пиона: 371, 438 и 552 МэВ/с ⁷. Видно, что при всех трех энергиях спектры кумулятивных нейтронов и протонов отличаются по форме. В распределениях протонов при энергии выше 30 МэВ наблюдается обычный экспериментальный спад инвариантного сечения. В нейтронных распределениях имеется широкий наплыв в области энергий 60—80 МэВ. Чисто качественно такое различие спектров нуклонов объясняется следующим образом. После рассеяния на одном из нуклонов дейтона π^- -мезон теряет свою энергию и изменяет направление движения так, что рассеяние на втором нуклоне может привести к вылету нуклона в заднюю полусферу. Амплитуда рассеяния при втором столкновении может стать очень большой по мере приближения к $\Delta(3,3)$ -резонансу, а так как в этой области сечение упругого π - p -взаимодействия больше сечения π - n -рассеяния почти на порядок, то такой эффект резонансного усиления и должен сильнее проявиться в спектре нейтронов.

Кривыми на рис. 2 показано теоретическое описание экспериментальных данных: сплошная — та же, что на рис. 1, штриховая — исключены перерассеяния π -мезона. Видно, что теория описывает эффект резонансного усиления как качественно, так и количественно при всех энергиях, и вклад перерассеяний является определяющим как в нейтронном, так и в протонном распределениях.

Наблюдаемый эффект может иметь значение для физики высоких энергий, так как при взаимодействии частиц с ядрами рождается большое число π -мезонов. Пионы с энергией несколько сот МэВ должны приводить к аналогичным эффектам в спектрах кумулятивных нуклонов.

При энергии налетающих π -мезонов в области Δ (3,3)-резонанса (импульс 340 МэВ/с) реакция $\pi d \rightarrow \pi \pi$ изучалась на мезонной фабрике в Лос-Аламосе. Экспериментальные данные работы¹⁰ соответствуют двум кинематическим областям: а) область квазиупругого рассеяния (импульс нейтрона мал); б) область, удаленная от квазиупругой (большие значения импульсов двух нуклонов). В первой области результаты эксперимента соответствовали однократному взаимодействию, а во второй — теоретическое описание данных было получено лишь после добавления диаграммы с дибарионным резонансом (${}^6S_2 N \Delta$ -резонанс с массой 2,17 ГэВ). На основании этого в работе сделано заключение о наблюдении сигнала от дибарионного резонанса с массой 2,17 ГэВ. Однако в работах¹¹⁻¹³ удовлетворительное описание экспериментальных данных Лос-Аламоса было получено в результате последовательного рассмотрения в рамках теории многократного рассеяния без привлечения дибарионных резонансов. Сравнение разных теоретических подходов^{11,12} с экспериментом также показывает, что существующие данные и в области Δ (3,3)-резонанса не показывают каких-либо значительных эффектов перерассеяний частиц с кратностью больше двух.

Таким образом, во всей области промежуточных энергий решена задача неупругого взаимодействия пионов с малонуклонной системой. Обнаружены эффекты, возникающие из-за наличия Δ (3,3)-резонанса в пион-нуклонной системе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Glauber R. J. — Phys. Rev., 1955, v. 100, p. 242. Ситенко А. Г. — УФЖ, 1959, т. 4, с. 152.
2. Макаров М. М. — УФН, 1982, т. 136, с. 185.
3. Yokosawa A. — Phys. Rept., 1980, v. 64, p. 47.
4. Simonov Yu. A. — Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 107, p. 2.
5. Matveev V. A., Sorba P. — Nuovo Cimento, 1977, v. 20, p. 435.
6. Обрант Г. З. — ЯФ, 1982, т. 36, с. 862.
7. Chew G. F. — Phys. Rev., 1950, v. 80, p. 196.
8. Chew G. F., Goldberger M. L. — Ibid., 1952, v. 87, p. 778.
9. Дахно Л. Г. и др. — ЯФ, 1980, т. 31, с. 630.
10. Dakhno L. G. et al. — Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 123, p. 33.
11. Дахно Л. Г. и др. — Препринт ЛИЯФ-780. — Ленинград, 1982.
12. Дахно Л. Г. и др. — Письма ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 467.
13. Hoftiezer J. et al. — Phys. Rev. Ser. C, 1981, v. 23, p. 407.
14. Макаров М. М., Обрант Г. З., Саранцев В. В. — В кн.: Труды симпозиума. 12–14 апреля 1982 г. — Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1982. — С. 202; Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 122, p. 343.
15. Garozzo H. — Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 577.
16. Matsuyama A. — Nucl. Phys. Ser. A, 1982, v. 379, p. 415.