ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Я.А.СМОРОДИНСКИЙ

Р - 112.

РАССЕЯНИЕ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

(Лекции, прочитанные на летней конференции югославских физиков на о-ве Лошинь 13-27 июля 1957 года)

1957 г.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

2
C-51

Я.А.СМОРОДИНСКИЙ

Р - 112.

РАССЕЯНИЕ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

(Лекции, прочитанные на летней конференции югославских физиков на о-ве Логшинь 13-27 июля 1957 года)

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1957 г.

Задача лекций – показать, какую информацию о взаимодействии частиц можно получить из анализа экспериментальных данных по упругому рассеянию частиц, в частности, рассеянию нуклонов нуклонами. Поскольку не существует никакой микроскопической теории взаимодействия, такой анализ использует только общие законы квантовой механики. В этих лекциях мы ограничимся нерелятивистской задачей.

Л е к ц и я I

Тема: Низкие энергии. Дейтрон.

Опыты по рассеянию определяют асимптотический вид волновой функции. Знание амплитуды рассеяния при малых энергиях (E << энергии взаимодействия) позволяет определить два параметра: длину рассеяния a и эффективный радиус r_0 . Для S -рассеяния ($\ell = 0$) эти параметры связаны с фазой δ_0 соотношением (в отсутствии кулонова поля и в заданном спиновом состоянии):

$$k \operatorname{ctg} \delta_0 = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_0 k^2, \tag{I}$$

где $\vec{K}$-волновой вектор в системе центра инерции. При наличии кулонова поля формула (I) заменяется формулой

$$\left(\frac{2\pi\eta}{e^{2\pi\eta}-1}\right) k \operatorname{ctg} \delta_0 + \frac{1}{R} h(\eta) = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_0 k^2, \tag{2}$$

где

$$\eta = \frac{e^2}{\hbar v} = 0{,}157\,(E\ \text{mev})^{1/2},$$

$$R = \frac{\hbar^2}{Me^2} = 2{,}88\cdot 10^{-12}\ \text{cm},$$

$$h(\eta) = \operatorname{Re}\frac{\Gamma'(-i\eta)}{\Gamma(-i\eta)} - \ln\eta = \tag{3}$$

$$= -\ln\eta - 0{,}577 + \eta^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2(n^2+\eta^2)} .$$

Для рассеяния нуклонов значения параметров (в 10^{-13} см) приведены в следующей таблице.

	нейтрон-протон		протон-протон
	синглет $^1S_0$	триплет $^3S_1$	синглет $^1S_0$
a	-23,7	5,39	-7,66
r_0	2,7	1,70	2,62

Знак a определяется наличием или отсутствием связанного уровня с малой энергией связи (наличие резонанса). Именно

$a > 0$ есть уровень,

$a < 0$ нет уровня.

Это свойство связано с тем, что $-\frac{1}{a}$, есть логарифмическая производная волновой функции при равной нулю энергии. Из таблицы видно, что уровень существует только в $^3S_1$ - состоянии системы нейтрон-протон (дейтрон). Из опытов по рассеянию можно определить асимптотический вид волновой функции связанного состояния. Напишем волновую функцию в виде

$$r\psi = f, \qquad (4)$$

$$f = Ae^{-\varkappa r}, \qquad (5)$$

где $\varkappa$ связано с энергией связи $\varepsilon > 0$ формулой

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2\varkappa^2}{M} \qquad (6)$$

Нормировочная константа A определяется путем следующих расвуждений. Функция f удовлетворяет уравнению (u - потенциал)

$$-\frac{\hbar^2}{M} f'' + uf = Ef \tag{7}$$

($\frac{M}{2}$ - приведенная масса)

Дифференцируя (7) по E, получаем

$$-\frac{\hbar^2}{M}\frac{\partial}{\partial E} f'' + u\frac{\partial f}{\partial E} = E\frac{\partial}{\partial E} f + f \tag{8}$$

Умножим (7) на $\frac{\partial f}{\partial E}$, а (8) на ($-f$) и сложим. Тогда результат можно привести к виду

$$\frac{\hbar^2}{M}\frac{\partial}{\partial \tau}\left[f^2\frac{\partial}{\partial E}\frac{f'}{f}\right] = -f^2. \tag{9}$$

Интегрируя (9) по τ от 0 до некоторого R (большое число), получим

$$\int_0^R f^2 d\tau = -\frac{\hbar^2}{M} f^2 \frac{\partial}{\partial E}\left(\frac{f'}{f}\right)\Big/_0^R . \tag{10}$$

Так как (10) не зависит от вида (7) и справедливо при $u=0$, то мы можем применить эту формулу к двум функциям: к точному решению (7) f_{ex} и к решению (7) $f_{ass} = Ae^{-\varkappa\tau}$ при $u=0$, совпадающему с f_{ex} при $\tau \to \infty$. Так как $f_{ex} = 0$ при $\tau = 0$ то из (10) получим:

$$\int_0^R f_{ex}^2 d\tau - \int_0^R f_{ass}^2 d\tau = -\frac{\hbar^2}{M} A^2 \frac{\partial}{\partial E}\left(\frac{f'_{ass}}{f_{ass}}\right)\Big/_{\tau=0} \tag{11}$$

Верхний предел не вносит ничего, так как обе функции совпадают. Мы рассматриваем E как непрерывный параметр (а не собственное значение), так как не пользовались условием на бесконечности. Имеем

$$\frac{f'_{ass}}{f_{ass}}=-\frac{1}{a}+\frac{1}{2}r_0k^2=-\frac{1}{a}+\frac{1}{2}\frac{ME}{\hbar^2}r_0 . \tag{I2}$$

Будем считать, что f_{ex} нормирована на единицу

$$\int f_{ex}^2\,dr=1. \tag{I3}$$

Подставляя в (II) выражение для f_{ass}, найдем

$$1-\frac{A^2}{2\varkappa}=-\frac{1}{2}A^2r_0 . \tag{I4}$$

Откуда

$$A^2=\frac{2\varkappa}{1-\varkappa r_0} . \tag{I5}$$

Таким образом асимптотический вид волновой функции будет

$$f_{ass}=\left(\frac{2\varkappa}{1-\varkappa r_0}\right)^{1/2}e^{-\varkappa r} . \tag{I6}$$

Из (II) виден физический смысл r_0 :

$$\varkappa r_0=\int(f_{ass}^2-f_{ex}^2)\,dr\Big/\int f_{ass}^2\,dr . \tag{I7}$$

Если у системы есть только один уровень, то волновая функция нигде не обращается в нуль. Тогда из (I7) следует, что $r_0>0$. Это свойство r_0 позволяет определить знак длины рассеяния из данных о зависимости $k\,ctg\,\delta$ от энергии.

Литература

I. Блатт Д., Вайскопф В., "Теоретическая ядерная физика", ГИИЛ. Москва, 1954 год.

2. Смородинский Я. "О нормировке дейтронной волновой функции", ДАН, 60, 217, 1948г.

3. Jackon J., Blatt J. "The Interpretation of Low Energy Proton-Proton Scattering" Rev. Mod. Phys., 22, 77, 1950.

Лекция 2

Тема: Амплитуда рассеяния и матрица рассеяния.

Свободная частица без спина описывается плоской волновой. При наличии взаимодействия частица описывается "возмущенной" волной, которая на больших расстояниях имеет вид суммы плоской и расходящейся волны

$$\Psi_{\bar{k}}(\bar{r}) \sim e^{i\bar{k}\bar{r}} + f(\vartheta)\frac{e^{ikr}}{r}. \tag{I}$$

Функция $f(\vartheta)$, которая в случае центрального поля не зависит от азимута называется амплитудой рассеяния. Сечение связано с амплитудой формулой

$$d\sigma(\vartheta) = |f(\vartheta)|^2 d\Omega. \tag{2}$$

Разложение $f(\vartheta)$ в ряд по полиномам Лежандра называется фазовым анализом

$$f(\vartheta) = \sum_\ell a_\ell P_\ell(\cos\vartheta). \tag{3}$$

Условие унитарности (см. ниже) требует, чтобы коэффициенты имели следующий вид:

$$a_\ell = \frac{1}{2ik}(2\ell+1)(e^{2i\delta_\ell} - 1). \tag{4}$$

Здесь δ_ℓ - фазы, вещественные для случая упругого рассеяния. Плоская волна асимптотически изображается в виде суммы сходящейся и расходящейся волн

$$e^{i\bar{k}\bar{r}} \sim \frac{1}{ikr}\left[\delta(1-\cos\vartheta)e^{ikr} - \delta(1+\cos\vartheta)e^{-ikr}\right]. \tag{5}$$

Воспользовавшись этим, можно записать (I) в виде

$$\Psi_k(\vec{r}) \sim \frac{1}{ikr}\delta(1+\cos\vartheta)e^{-ikr} + \frac{1}{ikr}\left[\delta(1-\cos\vartheta)+ikf(\vartheta)\right]e^{ikr}. \tag{6}$$

Волновые функции (6) при разных направлениях K должны образовывать систему функций, ортонормированных по угловым переменным. Обозначив направление падающей волны через $\varkappa$, а рассеянной через $\bar{\varkappa}'(\bar{\varkappa}\cdot\bar{\varkappa}'=\cos\vartheta)$ запишем (6) в виде

$$\Psi_{\bar{\varkappa}} \sim \frac{1}{ikr}\left\{\left[\delta(1-\bar{\varkappa}\bar{\varkappa}')+ikf(\bar{\varkappa}\bar{\varkappa}')\right]e^{ikr}-\delta(1+\bar{\varkappa}\bar{\varkappa}')e^{-ikr}\right\}. \tag{7}$$

Условие ортонормировки двух функций, отвечающих двум векторам $\bar{\varkappa}_1$ и $\bar{\varkappa}_2$, можно написать, если заметить, что при $f=0$ они ортонормированы автоматически. Поэтому в нормировочном интеграле должна быть равна нулю часть, зависящая от f. Это дает следующее условие

$$4\pi\,\mathrm{Im}\,f(\bar{\varkappa}_1\cdot\bar{\varkappa}_2) = k\int f^*(\bar{\varkappa}_1\cdot\bar{\varkappa}')f(\bar{\varkappa}_2\cdot\bar{\varkappa}')\,d\bar{\varkappa}'. \tag{8}$$

При $\bar{\varkappa}_1=\bar{\varkappa}_2$ (рассеяние вперед) получаем обычную оптическую теорему

$$4\pi\,\mathrm{Im}\,f(0) = k\sigma, \tag{9}$$

где σ - полное сечение. Соотношение (9) в отличие от (8) справедливо и для неупругого рассеяния. Уравнение (8) дает возможность определить по известному из опыта сечению (квадрату модуля f) саму величину f. Разложение (3) тождественно удовлетворяет (8), если a_ℓ определены формулой (4), а δ_ℓ действительны. При наличии спина вместо амплитуды рассеяния появляется матрица рассеяния. Именно, коэффициент при расходящейся волне имеет вид

$$\frac{1}{ikr}\left[\delta(1-\bar{\varkappa}\cdot\bar{\varkappa}')\,\delta_{ip}+ik f_{ip}(\bar{\varkappa},\bar{\varkappa}')\right]\chi^{0}_{p}\,, \tag{I0}$$

где $\chi^{0}p$ - спиновая функция начального состояния. Условия унитарности принимают вид

$$2\pi\left[f(\bar{\varkappa}_1;\bar{\varkappa}_2)-f^{+}(\bar{\varkappa}_2;\bar{\varkappa}_1)\right]=ik\int f^{+}(\bar{\varkappa}_2;\bar{\varkappa}')\,f(\bar{\varkappa}_1,\bar{\varkappa}')\,d\Omega_{\varkappa'} \tag{II}$$

Для частицы со спином половина матрицу рассеяния можно записать в виде

$$f(\bar{\varkappa};\bar{\varkappa}')=\alpha(\vartheta)+b(\vartheta)\bar{\sigma}\,\bar{n}\,, \tag{I2}$$

a и b - две скалярные комплексные функции,

$\bar{n}$ - нормаль к плоскости рассеяния,

$\bar{\sigma}$ - матрица Паули. Для двух нуклонов матрицу рассеяния можно писать в двух представлениях: через матрицу спина в триплетном и синглетном состояниях или же через матрицы спинов обоих нуклонов. В синглетном состоянии рассеяние описывается скалярной амплитудой, в триплетном - трехмерной матрицей

$$\| f^{(3)}_{ik}\| = A(\vartheta)+B(\vartheta)\bar{S}\,\bar{n}+C(\vartheta)\bar{S}\cdot\bar{l}\,\bar{S}\cdot\bar{l}+D(\vartheta)\bar{S}\bar{m}\,\bar{S}\bar{m}\,, \tag{I3}$$

где $\bar{n}$, $\bar{m}$, $\bar{l}$ - три единичных вектора, в направлениях $\bar{k}\times\bar{k}'$ и $\bar{k}\mp\bar{k}'$ соответственно.

Второе представление

$$\alpha(\vartheta)+\beta(\vartheta)\bar{\sigma}_1\bar{n}\,\bar{\sigma}_2\bar{n}+\gamma(\vartheta)(\bar{\sigma}_1+\bar{\sigma}_2)\,\bar{n}+ \tag{I4}$$

$$+\delta(\vartheta)\bar{\sigma}_1\bar{m}\,\bar{\sigma}_2\bar{m}+\varepsilon(\vartheta)\bar{\sigma}_1\bar{l}\,\bar{\sigma}_2\bar{l}$$

Условия унитарности дают 5 соотношений, которые должны удовлетворять коэффициенты (I3) или (I4) в случае упругого рассеяния.

Литература

I. Glauber R., Schomaker V. "The Theory of Electron Diffraction, Phys. Rev., 89, 667, 1953.

2. Рындин Р. и Смородинский Я. "О соотношениях унитарности для упругих столкновений частиц с произвольными спинами" ЖЭТФ, 32, I584, I957.

3. Wolfenstein L. Ashkin "Invariance Conditions on the Scattering Amplitudes for Spin 1/2 Particles" Phys. Rev., 85, 947, 1952. (пср)

4. Dalitz R. "On Polarized Particle Beams" Proc. Phys. Soc., A65, 175, 1952.

Лекция 3

Тема: Матрица плотности. Поляризация пучка.

Если пучок частиц состоит из некогерентной смеси частиц с разными проекциями спина, то его нельзя описать одной волновой функцией, соответствующей "чистому" состоянию.

Для описания пучка с заданным значением волнового вектора, но с разными спиновыми состояниями пользуются матрицей плотности (конечномерной). Для примера рассмотрим пучок частиц со спином 1/2. Пусть он состоит из двух пучков, описываемых волновыми функциями a и b ("чистые" состояния). Относительные интенсивности обоих пучков обозначим через A и B (A+B) =1). Тогда среднее значение некоторого оператора $\hat{O}$ равно

$$\langle \hat{O} \rangle = A(a, \hat{O} a) + B(b, \hat{O} b) \tag{1}$$

Разлагая a и b в ряд по двум ортогональным состояниям ψ_1 и ψ_2

$$a = a_1\psi_1 + a_2\psi_2,$$

$$b = b_1\psi_1 + b_2\psi_2, \tag{2}$$

получим

$$\langle \hat{O} \rangle = S_p(\hat{\rho}\hat{O}), \tag{3}$$

где

$$\rho_{ik} = A\overset{*}{a_i} a_k + B\overset{*}{b_i} b_k. \tag{4}$$

Матрица ρ называется матрицей плотности. Можно видеть, что она эрмитова. Для частиц со спином I/2 это $\not{}$ матрица второго порядка, характеризуемая четырьмя вещественными параметрами. Как и всякую матрицу второго порядка ее можно представить как сумму матриц Паули

$$\rho_1 = a_1 + a_2 \sigma_x + a_3 \sigma_y + a_4 \sigma_z \tag{5}$$

Если положить условие нормировки

$$Sp \rho = 1 \tag{6}$$

и ввести обозначение $Sp\, \bar{\sigma} \rho = \bar{P}$, то

$$\rho = \frac{1}{2}(1 + \bar{P}\bar{\sigma}). \tag{7}$$

Матрицу ρ трехмерным вращением можно привести к диагональной форме

$$\rho = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1+P & 0 \\ 0 & 1-P \end{pmatrix} \tag{8}$$

В этой системе координат вектор $\bar{P}$ имеет только одну компоненту. Вектор $\bar{P}$ называется вектором поляризации.

В качестве следующего примера рассмотрим γ - квант. Волновая функция (электрическое поле) записывается в виде

$$\bar{E} = a_1 \bar{e}_1 + a_2 \bar{e}_2 \tag{9}$$

где $\bar{e}_1$ и $\bar{e}_2$ - единичные взаимно ортогональные векторы, лежащие в плоскости волны, a_1 и a_2 - комплексные функции.

Так как и в этом случае есть только две поляризации, то матрица плотности может быть представлена в форме (5). Однако, такую матрицу нельзя привести вращением в плоскости к диагональному виду. Это можно сделать только унитарным преобразованием. Унитарное преобразование эквивалентно представлению пучка в виде суммы двух пучков, описываемых функциями типа (9) с комплексными коэффициентами. Этому соответствует разложение произвольно поляризованного пучка на некогерентную смесь двух эллиптически поляризованных пучков. При этом оси обоих эллипсов взаимно ортогональны и сами эллипсы подобны (условие унитарности). Можно описать пучок и вектором $\overline{P}$, но это будет вектор не в физическом, а во вспомогательном пространстве. Можно описывать пучок во вспомогательном пространстве Пуанкаре с помощью вектора $\overline{\xi}$ со следующими компонентами (параметры Стокса)

$$\xi_1 = \langle |a_1|^2 - |a_2|^2 \rangle_{cp},$$

$$\xi_2 = 2\,\mathrm{Re}\,\langle a_1 a_2^* \rangle_{cp},$$

$$\xi_3 = 2\,\mathrm{Im}\,\langle a_1 a_2^* \rangle_{cp}, \qquad (10)$$

где среднее берется по всем квантам в пучке. Линейно-поляризованный свет описывается вектором $\xi_1 = \xi$; $\xi_2 = \xi_3 = 0$, кругово-поляризованный вектором $\xi_1 = \xi_2 = 0$; $\xi_3 = \xi$ и т.д. Для пучка частиц со спином единица матрица плотности задается произвольным трехмерным тензором. Одно из возможных представлений состоит в представлении его как суммы антисимметричного тензора - псевдовектора (линейная поляризация) и симметричного тензора, который описывает эллипсоид в пространстве - произвольная эллиптическая (пространственная) поляризация.

Другой способ состоит в приведении матрицы к диагональному виду унитарным преобразованием.

В случае системы двух нуклонов удобный способ представления матрицы плотности состоит в обобщении (5). Именно, четырехмерную матрицу ρ можно разложить по прямым произведениям матриц Паули обоих нуклонов:

$$\rho = \frac{1}{4}\left(1 + \bar{P}_1 \bar{\sigma}_1 \times 1 + \bar{P}_2 \cdot 1 \times \sigma_2 + P_{ik}\sigma_{1i} \times \sigma_{2k}\right), \tag{11}$$

где P_{ik} представляет собой тензор корреляции поляризаций

$$P_{ik} = Sp\,(\sigma_{1i} \times \sigma_{2k}\,\rho), \tag{12}$$

матрица $\sigma_1 \times 1$ представляет собой матрицу $\begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 \\ 0 & \sigma_1 \end{pmatrix}$ в представлении, в котором спиновая волновая функция частиц 1 и 2 описывается столбиком $\begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \end{pmatrix}$. В непроводимом представлении матрицу плотности можно разбить на несвязанные между собой (в случае двух нуклонов переходы синглет - триплет запрещены) синглетную и триплетную матрицы. Триплетную матрицу можно записать в виде

$$\rho = \frac{1}{3}\left[1 + \bar{P}_T \bar{S} + P_{Tik}\left(S_i S_k + S_k S_i - \frac{4}{3}\delta_{ik}\right)\right] \tag{13}$$

При рассеянии матрица плотности преобразуется по обычной формуле

$$\rho' = M\rho M^{+}, \tag{14}$$

где M -матрица, преобразующая падающую волну в волну, рассеянную. Так как M - не унитарно, то $Sp\rho' \neq 1$ и определяет собой дифференциальное сечение рассеяния

$$Sp\rho' = \frac{d\sigma}{d\Omega}. \tag{15}$$

С помощью ρ вычисляются все характеристики рассеянного пучка. Параметры матрицы рассеяния можно обобщить и на релятивистский случай.

Покажем как это делается на примере вектора поляризации. Найдем четырехмерный вектор поляризации $\mathcal{P}$ из условия, чтобы в системе покоя его пространственная часть обращалась в среднее значение оператора спина $\bar{p} = \langle \bar{\sigma} \rangle$, а сам вектор был бы ортогонален (в четырехмерном смысле) вектору импульса - энергии частицы ($\bar{q}, i\omega$). Последнее условие означает, что временная компонента $\mathcal{P}$ обращается в нуль в системе покоя. В произвольной лоренцовой системе компоненты вектора поляризации $\mathcal{P} = (\bar{\mathcal{P}}, i\mathcal{P}_0)$ равны

$$\bar{\mathcal{P}} = \bar{p} + (\omega+1)^{-1} (\bar{p}\cdot\bar{q})\bar{q},$$
$$\mathcal{P}_0 = \bar{p}\cdot\bar{q} \qquad (16)$$

В этих формулах мы положили массу покоя равной единице. Степень поляризации определяется релятивистски инвариантным способом и равна

$$(\mathcal{P}\cdot\mathcal{P})^{1/2} = (\bar{p}^2)^{1/2} = p. \qquad (17)$$

Аналогичным образом можно получить и релятивистское обобщение тензора корреляций поляризаций.

Литература

1. Pano U. "Description of States in Quantum Mechanics by Density Matrix and Operator Techniques" Rev. Mod. Phys., 29, 74, 1957.
2. Walker M. "Matrix Calculus and the Stokes Parameters of Palarized Radiation" Amer. Jour. Phys., 22, 170, 1954.
3. Wolfenstein L. Ashkin "Invariance Conditions on the Scattering Amplitudes for Spin 1/2 Particles" Phys. Rev., 85, 947, 1952.
4. Dalitz R. "On Polarized Particle Beams" Proc. Phys. Soc., A65, 175, 1952.

Лекция 4

Тема: Определение матрицы рассеяния из опыта.

Опыт состоит в измерении матричных элементов матрицы плотности рассеянного пучка – сечения, поляризации и т.д. Из этих данных можно определить матричные элементы матрицы рассеяния, так как обе матрицы связаны алгебраическими соотношениями.

В случае спина ноль опыт дает квадрат модуля амплитуды рассеяния. Если сечение измерено для всех углов, то соотношение унитарности позволяет восстановить и фазу комплексной амплитуды. Однако, если измерения проведены только при одном значении энергии, то амплитуда восстанавливается с точностью до преобразования

$$f(\vartheta) \to -f^*(\vartheta) \qquad (\mathrm{I})$$

которое оставляет неизменным как сечение, так и условие унитарности. Преобразование (I) эквивалентно изменению знаков у всех фаз. Оба решения можно различить только по поведению фазы при малых значениях энергии.

В случае рассеяния частиц со спином половина на частицах со спином ноль кроме сечения необходимо еще измерять (на всех углах) и поляризацию. Матричное условие унитарности сводится в этом случае к двум условиям. Четыре уравнения (сечения, поляризация и два условия унитарности) определяют двумерную матрицу рассеяния, однако, опять с точностью до двузначного преобразования. Именно можно показать, что преобразование

$$\begin{aligned} a(\vartheta) &\to -a^*(\vartheta)\cos\vartheta + i\,b^*(\vartheta)\sin\vartheta, \\ b(\vartheta) &\to i\,a^*(\vartheta)\sin\vartheta - b^*(\vartheta)\cos\vartheta, \end{aligned} \qquad (2)$$

оставляет неизменными как условия унитарности, так и сечение, и поляризацию. Это есть преобразование поворота спина $\left(f \to -f' = \vec{\sigma}\,\vec{\varkappa}'\,f\,\vec{\sigma}\cdot\vec{\varkappa}\right)$ и последующее изменение знаков всех фаз. Каждая из этих операций не изменяет сечения, но меняет знак поляризации. Поэтому произведение обоих преобразований оставляет неизменным и сечение и поляризацию. Преобразованию (2) отвечает следующее преобразование фаз

$$\delta(j\,;\,j-1/2) \rightleftarrows -\delta(j\,;\,j+1/2) \qquad (3)$$

Преобразование (3) без знака минус (т.е. меняющее знак поляризации) было найдено Минами. Для того, чтобы определить амплитуду однозначно, необходимо опять исследовать поведение сечения при малых энергиях.

Таким образом, для частиц со спином 0 и I/2 можно восстановить из опыта комплексную амплитуду (матрицу) рассеяния. Это, очевидно, эквивалентно утверждению об однозначности (двузначности при заданной энергии) фазового анализа.

Для рассеяния нуклонов нуклонами матрица рассеяния содержит 5 комплексных функций. Условий унитарности тоже пять. Поэтому полный набор опытов, который дает возможность определить матрицу рассеяния состоит из пяти опытов. Если вместо параметров $\alpha, \beta, \gamma, \delta, \varepsilon$, введенных во второй лекции, ввести 5 новых

$$a = \alpha + \beta, \qquad b = \alpha - \beta,$$

$$c = \delta + \varepsilon, \qquad d = \delta - \varepsilon, \qquad (4)$$

$$e = 2\gamma,$$

то можно указать полный набор опытов, который позволяет определить модули пяти функций. Для системы протон-протон измерения (в силу тождественности частиц) происходит в интервале углов $0 < \vartheta < \frac{\pi}{2}$ (с ц и). Для системы нейтрон-протон интервал углов вдвое больше $0 < \vartheta < \pi$. Это соответствует вдвое большему количеству состояний в системе нейтрон-протон: ($T = 0$ и $T = 1$) в системе (n-p) и только $T=1$ в системе (p-p). T обозначает полный изотопический спин системы.

Первый опыт - измерение сечения. Этот опыт определяет сумму

$$|a|^2 + |b|^2 + |c|^2 + |d|^2 + |e|^2, \tag{5}$$

Измерение поляризации позволяет определить величину

$$\mathrm{Re}\, ae^*. \tag{6}$$

Третий опыт - измерение деполяризации - изменение нормальной компоненты поляризации при рассеянии. Практически это означает изучение тройного рассеяния. Измерение следует производить так, что все три рассеивателя лежат в одной плоскости с падающим пучком. Это дает величину

$$|a|^2 + |b|^2 - |c|^2 - |d|^2 + |e|^2. \tag{7}$$

В этом опыте при втором рассеянии падающая частица поляризована, а мишень - нет. Поэтому поляризация нуклона отдачи (второе рассеяние на угол $\frac{\pi}{2} < \vartheta < \pi$) дает новую информацию. Именно, таким образом мы получаем величину

$$|a|^2 - |b|^2 + |c|^2 - |d|^2 + |e|^2. \tag{8}$$

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Наконец, последний опыт - корреляция поляризаций - одновременное на совпадение измерение поляризаций обеих частиц после рассеяния. Этот опыт есть также тройное рассеяние, но с другим расположением мишеней. Если эти три мишени лежат в одной плоскости с падающим пучком, то в этом опыте мы получаем величину

$$|a|^2 - |b|^2 - |c|^2 + |d|^2 + |e|^2 \tag{9}$$

Из пяти опытов можно таким образом найти 5 модулей

$$|a+e|^2, |a-e|^2, |b|^2, |c|^2, |d|^2 \tag{10}$$

Как и в рассеянии мезонов нуклонами, в случае нуклон-нуклонных столкновений существует преобразование (изменение знаков всех фаз на обратный и последующее преобразование вида

$$f \to f' = \vec{\sigma}_1 \vec{\varkappa}' \vec{\sigma}_2 \vec{\varkappa}' f(\vec{\varkappa}, \vec{\varkappa}') \vec{\sigma}_1 \vec{\varkappa} \vec{\sigma}_2 \vec{\varkappa},$$

оставляющее неизменными указанные 5 величин. Эта неоднозначность устраняется как и ранее исследованием поведения сечения при малых энергиях.

Видно, что для восстановления матрицы рассеяния можно ограничиться опытами не более, чем с тремя мишенями и с параллельными плоскостями последовательных рассеяний.

Литература

1. Wolfenstein L. "Polarization of Fast Nucleons", Ann. Rev. Nucl. Sc., 6, 43, 1956.
2. Minami S. "An Invariance Theorem for Cross Sections of Meson-nucleon Scattering" Progr. Theor. Phys., 11, 213, 1954.
3. Владимирский В., Смородинский Я., "Корреляция поляризаций при рассеянии нуклонов" ДАН, 104, 713, 1955.
4. Пузиков Л., Рындин Р., Смородинский Я., "Восстановление матрицы рассеяния в системе из двух нуклонов", ЖЭТФ, 32, 1200, 1957.
5. Заставенко Л., Рындин Р., Чжоу Гуан-Чжао "О неоднозначностях фаз в рассеянии нуклонов нуклонами", ЖЭТФ (в печати).

Лекция 5

Тема: Результаты опытов по рассеянию нуклонов нуклонами.

Опыты при энергиях до нескольких Мэв показали, что взаимодействие в состоянии $^1S_0$ практически одинаково в обоих системах: нейтрон-протон и протон-протон. Кроме того, эти опыты показали, что в системе протон-протон нет связанного состояния. При энергиях примерно до 300-400 Мэв рассеяние в основном упругое. Если исходить из зарядовой независимости, то анализ опытов дает информацию о взаимодействии в состояниях T = I (протон-протон) и T=0 (нейтрон-протон ^3S, ^1P, ^3D и т.д.). Рассеяние p-p (ядреное) не зависит от угла и примерно от I00 Мэв слабо зависит от энергии:

E_{mev}	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ мб
95	4,0
I50	5,0
260	3,8
345	4,0
460	4,0

При дальнейшем возрастании энергии рассеяние на большие углы падает, достигая при 660 Мэв 2,I мб при 90^0. Такое поведение сечения означает, что при не очень больших энергиях рассеяние происходит лишь в состояниях $^1S_0$ и $^3P_0$. Разделить эти два состояния можно опытами по корреляции поляризаций.

Рассеяние нейтрон-протонами имеет совсем другой характер. Разделение состояний с T = 0 и T = I производится по формуле

$$\frac{d\sigma_{np}(\vartheta)}{d\Omega}+\frac{d\sigma_{np}(\pi-\vartheta)}{d\Omega}=\frac{1}{2}\left[\frac{d\sigma_{T=0}(\vartheta)}{d\Omega}-\frac{d\sigma_{T=1}(\vartheta)}{d\Omega}\right] \qquad (10)$$

Величина, стоящая слева, определяет число частиц, рассеянных на угол ϑ (протонов и нейтронов вместе).

Рассеяние в состоянии с T = 0 похоже на борновское рассеяние при больших энергиях. До сих пор еще не было произведено полного набора опытов для системы нуклон-нуклон, а поэтому обозначенный фазовый анализ не может быть произведен. Полное сечение (n-p)-рассеяния зависит от энергии следующим образом

E Мэв	σ мб	E Мэв	σ мб
13	690	220	41
25	200	280	33
42	170	380	40
90	76	410	34
150	46		

При энергии около 1000 Мэв (p-p)-рассеяние становится похожим на рассеяние от черной сферы. Радиус соударения (удвоенный "радиус" протона) около $8-9\cdot10^{-14}$см. При энергии 1000 Мэв упругое сечение примерно равно неупругому.Сечение рассеяния нейтрон-протон при 1400 Мэв равно 42 мб, что очень близко к сечению (p-p)рассеяния. Интересно, что оценка неупругого сечения нуклон-нуклон при 50000 Мэв (по взаимодействию нуклонов с ядрами) дает ту же величину 20-25 мб, что и при меньших энергиях.

Следует, однако, иметь в виду, что попытка детального описания рассеяния нуклонов нуклонами как дифракционного рассеяния на черном шарике не приводит к согласию с опытом - такая картина слишком груба.

Поляризационные эксперименты проводились в разных лабораториях однако, они еще не полны и их обзор дан в статье Л.Вольфенштейна. Можно отметить только опыты по поляризации нейтронов при энергии 95 Мэв, которые показали, что рассеяние нельзя описывать только волнами с четными ℓ ("четная модель", которая противоречила зарядовой независимости).

Опубликованы результаты измерения сечения рассеяния нейтронов нейтронами при 300 Мэв. Результат ($\frac{d\sigma}{d\Omega} = 3{,}6\ \text{мб}$) подтверждает зарядовую симметрию ядерных сил.

Было проведено много попыток анализа рассеяния с помощью заранее выбранного потенциала. Нетрудно видеть, что общий вид потенциала должен быть:

$$v\,(\text{синглет}) + v\,(\text{триплет}) \qquad (2)$$

$$v\,(\text{триплет}) = v_1(r) + (\bar{S}\,\bar{r})^2 v_2(r) + (\bar{S}\,\bar{L})\, v_3(r) + (S\,L)^2 v_4(r). \qquad (3)$$

Здесь первое слагаемое представляет собой обычные центральные силы, второе - тензорные, третье - спин-орбитальное взаимодействие, четвертое - тензорное спин-орбитальное взаимодействие, характерное для систем со спином I. Последний член обычно не рассматривался (недавно он был оценен Долгиновым). Важно, что число независимых функций в потенциале равно пяти, что совпадает с числом независимых функций в матрице рассеяния. Отбрасывание каких-либо слагаемых в (3) незаконно.

Литература

I. Ness W., "A Summary of High-Energy Nucleon-Nucleon Cross Section Data", Preprint Univ. Calif. (UCRL 4639) to be published in Rev.Mod.

2. Wolfenstein l. "Polarization of Fast Nucleons" Ann. Rev. Nucl. Sc., 6, 43, 1956.

3. Долгинов А. "О характере сил между нуклонами", ЖЭТФ, 32, 612, 1957г.

4. Proceedings of Seventh Rochester Conference, 1957.

Лекция 6

Тема: Восстановление потенциала по амплитуде рассеяния.

Опыты при заданной энергии позволяют восстанавливать асимптотический вид волновой функции при заданных значениях квантовых чисел полного момента и четности. Можно ли восстановить из опыта волновую функцию полностью?

Математическое решение этой задачи было дано в работах Гельфанда, Левитана, Марченко и др. Будем для простоты считать, что взаимодействие отсутствует вне сферы радиуса R и рассмотрим случай частиц без спина. Во внешней области решение совпадает с точным и для S - состояния имеет вид (плоская + расходящаяся волна)

$$\varphi(k,x) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} e^{i\delta(k)} \sin[kx+\delta(k)] \tag{I}$$

Эти функции, очевидно, не образуют ортонормированной системы в интервале $0 \leq x < \infty$. Задача состоит в том, чтобы подправить поведение функции при $x = R$ так, чтобы полученная система функций была бы уже ортонормированной. Это можно сделать, если известны функции φ при всех значениях энергии $0 < k < \infty$ и известны все связанные состояния системы и асимптотический вид соответствующих волновых функций. Если обозначить через $u(k,x)$ точную волновую функцию

$$u(k,x) = \varphi(k,x) \quad при \quad x > R, \tag{2}$$

то существует преобразование

$$u(k,x) = \varphi(k,x) + \int_x^\infty A(x,t)\varphi(k,t)\,dt. \tag{3}$$

Существенно, что в интеграле нижний предел равен X и

$$A(x,t) = 0 \quad \text{при} \quad t < 0 \tag{4}$$

Ядро $A(x,t)$ дает своеобразное описание системы функций от двух координат (v - есть функция энергии и одной координаты). Это ядро удовлетворяет линейному интегральному уравнению:

$$f(x,y) + A(x,y) + \int_x^\infty f(y,t)\, A(x,t)\, dt, \tag{5}$$

где $f(x,y)$ - интеграл, характеризующий перекрытие функций φ:

$$\int_0^\infty \varphi^*(k,x)\, \varphi(k,y)\, dk = f(x,y) + \delta(x,y). \tag{6}$$

Подставляя значение φ из (I), получим, что $f(x,y)$ есть ни что иное, как компонента Фурье:

$$f(x,y) = -\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} (e^{2i\delta(k)} - 1)\, e^{ik(x+y)}\, dk. \tag{7}$$

Если $A(x,y)$ известно, то потенциал находится по формуле

$$v(x) = -\frac{M}{\hbar^2}\, \frac{\partial A(x,t)}{\partial x}\Big|_{t=x} \tag{8}$$

Формула (8) получается подстановкой волновой функции (3) в уравнение Шредингера. Если известно, что потенциал не зависит от скорости, то достаточно определить потенциал только в S - состоянии. В общем случае потенциал будет разным в разных состояниях. Однако тогда операцию в действительности провести нельзя, так как амплитуда рассеяния не может быть определена для сколь угодно больших энергий. Если амплитуда известна только для энергий $K < K_0$, то нельзя определить потенциал в заданной точке. Для решения задачи необходимо знать волновую функцию. Это можно сделать также неточно. В то же время можно вычислить различные матричные элементы, если только в них несущественны частоты $\gtrsim K_0$. Например, можно вычислить тормозное излучение в столкновении протонов с протонами, если произведены полные опыты по рассеянию протон-протон для всех меньших энергий. Вообще, если есть гамильтониан

$$H = K + V_{st} + V_w , \tag{9}$$

где K - кинетическая энергия,

V_{st} - сильное взаимодействие, а

V_w - слабое, то можно определить из опыта волновые функции для гамильтониана

$$H = K + V_{st} , \tag{10}$$

усреднение по интервалу $\frac{1}{K_0}$. После этого можно, пользуясь теорией возмущений, вычислить матричные элементы переходов, вызванных V_w:

$$(\chi^{(-)} | V_w | \chi^{(+)}) , \tag{11}$$

где $\chi^{(+)}$ и $\chi^{(-)}$ - приближенные волновые функции гамильтониана (10). Матричные элементы (11) будут правильно описывать процессы, в которых не участвуют частоты $> K_0$. Эти рассуждения могут быть обобщены на случай наличия спина.

Таким образом, мы видим, что анализ опытов по рассеянию позволяет получить всю информацию о волновой функции системы. В случае неупругого рассеяния формальная теория становится более громоздкой, однако, физически идеи остаются аналогичными.

Л и т е р а т у р а

1. Гельфанд И., Левитан Б. Изв.АН СССР, серия матем., 15, 309, 1951 год.
2. Марченко "Восстановление потенциальной энергии по фазам рассеянных волн" ДАН, 104, 695, 1955 год.

Лекция 7

Тема: Поляризация при рассеянии на ядрах.

Обратимся теперь к рассеянию нуклонов на ядрах. В настоящее время хорошо известны данные о поляризации нуклонов при рассеянии на ядрах. Поляризация протонов изучалась в Швеции, однако, их результаты еще не опубликованы. Поляризацию нейтронов можно описать, если предположить, что наряду с центральным (комплексным) потенциалом существует спин-орбитальный потенциал (также комплексный). Полный потенциал можно записать в виде

$$V = A_1 \rho_1(r) + \frac{A_2}{r} \frac{d\rho_2(r)}{dr} \, \bar{l} \cdot \bar{\sigma}, \tag{I}$$

где ρ_1 и ρ_2 - некоторые комплексные функции, описывающие поле ядра и нормированные так, что $\rho_1(0) = \rho_2(0) = 1$. Обе функции плавно спадают до нуля вблизи ядра, A_1 и A_2 - комплексные постоянные. Второй член написан так, что он исчезает, если распределение плотности $\rho_2 = const$ во всем пространстве, так как в этом случае взаимодействие не может зависеть от момента количества движения (величины, связанной с положением начала координат). Для простоты полагают $\rho_1 = \rho_2 = \rho$, так как сейчас данных недостаточно, чтобы определить обе функции отдельно. Можно попытаться описывать поляризацию нейтронов, предположив, что спин-орбитальное взаимодействие мало и что второй член в потенциале можно рассматривать по теории возмущений (приближение Левинтова). Тогда, рассматривая задачу квазиклассически, имеем

$$\delta_l^{\pm} = -\frac{k}{2E} \int^{\infty} \frac{V_l^{\pm}(r)\, r\, dr}{\sqrt{r^2 - b^2}}, \tag{3}$$

где

$$b = \frac{l + 1/2}{k},$$

а $V^{\pm}_{\bar{\sigma}}(r)$ представляют собой значения (I) при двух ориентациях $\bar{\sigma}$ относительно $\bar{l}$:

$$V^{+} = A_1 \rho(r) + \frac{A_2}{r} \frac{d\rho(r)}{dr} l, \qquad (4)$$

$$V^{-} = A_1 \rho(r) - \frac{A_2}{r} \frac{d\rho(r)}{dr} (l+1) \qquad (5)$$

Полагая

$$\delta^{+}_{e} = \delta^{0}_{b} + \delta^{s.o}_{b}, \qquad (6)$$

получаем

$$\delta^{0}_{b} = A_1 \frac{k}{2E} \int_0^\infty \rho(\sqrt{b^2 + p^2})\, dp \qquad (7)$$

$$\delta^{s.o}_{b} = k \frac{A_2}{A_1} \frac{d}{db} \delta^{0}_{b} \qquad (8)$$

Запишем амплитуду рассеяния в виде

$$f(\vartheta) = a(\vartheta) + b(\vartheta)\, \bar{\sigma} \cdot \bar{n}, \qquad (9)$$

где

$$a(\vartheta) = \frac{1}{2ik} \sum_{e} \left[(l+1) e^{2i\delta^{+}_{e}} + l e^{2i\delta^{-}_{e}} - (2e+1) \right] P^{0}_{e}, \qquad (10)$$

$$b(\vartheta) = -\frac{1}{2k} \sum_{e} \left(e^{2i\delta^{+}_{e}} - e^{2i\delta^{-}_{e}} \right) P^{1}_{e}. \qquad (11)$$

Используя асимптотическое представление полиномов Лежандра

$$P^{0}_{e} = \left(\frac{\vartheta}{\sin\vartheta}\right)^{1/2} J_0\left[(l + 1/2)\vartheta\right], \qquad (12)$$

$$P_l^1 = \left(\frac{\vartheta}{\sin\vartheta}\right)^{1/2}(l+1/2)\mathcal{J}_1\left[(l+1/2)\vartheta\right], \qquad (13)$$

получим, подставляя значение фаз

$$b(\vartheta) = a(\vartheta)ik^2\frac{A_2}{A_1}\vartheta. \qquad (14)$$

Для поляризации находим следующее выражение

$$\overline{P} = -2\overline{n}\,\frac{\mathcal{J}m\frac{A_2}{A_1}k^2\vartheta}{1+k^4\left|\frac{A_2}{A_1}\right|^2\vartheta^2} \qquad (15)$$

Вводя угол наибольшей поляризации и величину максимальной поляризации

$$\theta_{max} = \frac{1}{k^2}\left|\frac{A_2}{A_1}\right| \qquad (16)$$

$$\mathcal{P}_{max} = \sin\Delta_{12}, \qquad (17)$$

Δ_{12} - разность фаз A_1 и A_2, получаем

$$\overline{P} = 2n\frac{x}{x^2+1}P_{max}, \qquad (18)$$

$$x = \frac{\theta}{\theta_{max}} \qquad (19)$$

Измерение поляризации показало, что величина $|A_1/A_2|$ почти не зависит от энергий и одинакова для разных ядер.

Ядро	Энергия Мэв (лаб.)	$(\theta_m)_{\text{ут}}$	$\left(\frac{A_2}{A_1}\right) 10^{22}\ \text{см}^2$
Be	560	0,13	3,5
He	312	0,3	3,3
Be	316	0,24	3,4
C	290	0,23	3,5
Al	290	0,21–0,34	3,6–2,2
Ca	310	0,27	2,7
Fe	310	0,27	2,6
Be	140	0,50	3,7
C	140	0,49	3,3
Al	140	0,38–0,56	3–4
Fe	140	0,52	3
Cd	140	0,39	4
In	140	0,52	3
Bi	140	0,52	3
U	140	0,44	3,5

Интересные результаты, очевидно, дает обработка опытов по поляризации протонов.

x x

x

Рассеяние дейтронов на ядрах изучалось только при одной энергии (156 Мэв). Матрица плотности для пучка дейтронов определяется средними значениями спин-тензоров, компоненты которых выражаются через спиновые матрицы следующим образом:

$$T_{00} = 1, \qquad T_{10} = \left(\frac{3}{2}\right)^{1/2} S_z ,$$

$$T_{11} = -\left(\frac{3}{4}\right)^{1/2}(S_x + iS_y), \quad T_{22} = \left(\frac{1}{3}\right)^{1/2}(S_x + iS_y)^2,$$

$$T_{21} = -\left(\frac{3}{4}\right)^{1/2}\left[(S_x + iS_y)S_z + S_z(S_x + iS_y)\right], \tag{20}$$

$$T_{20} = \left(\frac{1}{2}\right)^{1/2}(3S_z^2 - 2), \quad T_{yM} = (-1)^M T_{yM}^{+} .$$

Результат двойного рассеяния описывается формулой вида

$$\mathcal{Y} \sim 1 + \alpha + e\cos\varphi + B\cos 2\varphi, \tag{21}$$

где φ - азимут, а

$$\alpha = \langle T_{20}\rangle_{I} \langle T_{20}\rangle_{II} ,$$

$$e = -2\left[\langle T_{21}\rangle_{I} \langle T_{21}\rangle_{II} + \langle T_{11}\rangle_{I} \langle T_{11}\rangle_{II}\right], \tag{22}$$

$$B = 2\langle T_{22}\rangle_{I} \langle T_{22}\rangle_{II} ,$$

и более сложные формулы для других опытов. В формулах (22) индексы I и II различают две мишени. Опыт привел к результату

$$\alpha \approx \beta \approx 0 \tag{23}$$

т.е. что рассеяние дейтронов описывается так же как и рассеяние протонов. В терминах потенциала это есть аргумент в пользу отсутствия тензорного спин-орбитального взаимодействия $\sim (S\ell)^2$. Взаимодействие $(\bar{S}\bar{\ell})^2$ уже в первом порядке теории возмущений приводит к α и B отличным от нуля. Вопрос требует дальнейших опытов.

Литература

I. Левинтов И. "К вопросу о применимости формулы Ферми для описания поляризации быстрых нуклонов при рассеянии на ядрах", ДАН, 107, 240, 1956 г.

2. Baldwin Y., Chamberlain O., E. Tripp R. & Wiegand C., Ipsilantis T., "Polarization in the Elastic Scattering of Deuterons from Complex Nuclei in the Energy Region" 94 to 156 MeV" Phys. Rev. 103, 1502, 1956.

3. Lakin W., "Spin Polarization of the Deuteron" Phys.Rev., 98, 139, 1955.

Лекция 8

Тема: Гипероны и антинуклоны.

При энергиях существенно больших 1 Бэв мы приходим в новую область явлений. Рождение K-мезонов, имеющих странность $|S|=1$, приводит к возможности превращения нуклонов в гиперон – частицы со странностью $|S|>0$. Сейчас известны следующие гипероны

$S=-1$ Λ_0 $M_{\Lambda_0} = 1114{,}82 \pm 0{,}18$ Мэв

Σ^+ $M_{\Sigma^+} = 1189{,}70 \pm 0{,}25$ Мэв

Σ^- $M_{\Sigma^-} = 1196{,}65 \pm 0{,}35$ Мэв

Σ^0 $M_{\Sigma^0} = 1188{,}65$ (разность масс $\Sigma^- - \Sigma^0 = 8 \pm 2$)

$S=-2$ Ξ^-, Ξ^0 –не наблюдалась.

Антигипероны имеют странность $S > 0$.

Опыт с рассеянием антинуклонов обнаружил очень большое сечение аннигиляции. При энергии антипротонов 450 Мэв данные о сечениях следующие:

	$\sigma_{abs}(14^\circ)$	$\sigma_{abs}(20^\circ)$	σ_{annih}
$\bar{p}p$	141 ± 10	130 ± 9	123 ± 8
$\bar{p}n$	100 ± 15	84 ± 14	67 ± 12

Частица считается поглощенной, если она не регистрируется внутри телесного угла с раствором 14° или 20° соответственно. Сечение аннигиляции существенно больше πR^2, где R – "радиус" нуклонов, характеризующий рассеяние p-p или n-p. Большая величина сечения свидетельствует о существовании новых явлений в этой области, может быть, об изменении свойств пространства. С большой величиной сечения аннигиляции в столкновении антинуклон-нуклон связано и большое сечение аннигиляции на ядрах (существенно большее чем геометрические размеры ядра). Для антипротонов с энергией 450 Мэв сечение аннигиляции равно (388±8)мб (O), (912 ± 58)мб (Cu), (1153 ± 132)мб (Ag), (2097 ± 227)мб (Pb). Такое большое сечение легко объясняется, если заметить, что при диффузном крае ядра эффективный радиус ядра растет с ростом сечения элементарного взаимодействия, так как большие расстояния становятся более эффективными (П.Немировский).

Сечение упругого рассеяния при больших энергиях направлено резко вперед. Наибольшее значение энергии, при котором измерено сечение 6150 Мэв (Corc, Wenzel, Consey).

В таблице обращает на себя внимание разница между сечениями аннигиляции при столкновении антипротона с протоном и нейтроном. Последняя величина получена из измерений аннигиляции при столкновении с дейтроном. Может быть, это различие связано с неаддитивностью сечений аннигиляции ("затенение" в дейтроне). Вопрос о зависимости взаимодействия нуклонов при больших энергиях от изотопического спина ($p-\bar{p}$ $T = 0$ и 1, $n-\bar{p}$ $T = 0$) представляется интересным.

Очевидно, что в области очень высоких энергий физики подошли к исследованию строения самого нуклона. Этой задаче посвящены и опыты Гофштадтера по рассеянию электронов протонами и нейтронами.

Литература

1. Proceedings of the Seventh Rechester Conference, 1957.
2. Antiproton-nucleon annihilation process (an tiproton collaboration experiment). Phys. Rev. 105, 1037, 1957.
3. Немировский П., "К вопросу о взаимодействии антипротонов с ядрами", ДАН, 112, 411, 1957г.
4. Yennie D., Levi M. "Ravenhall D., "Electromagnetic Structure of Nucleons" Rev. Mod. Phys., 29, 144, 1957.