



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Д.И. Блохинцев

Д-719

ДИФРАКЦИОННОЕ πN -РАССЕЯНИЕ
И ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА
НУКЛОНА

Исл. Рвчс., 1962, v 31, n 4, p. 628-635.

Д.И. Блохинцев

Д-719

ДИФРАКЦИОННОЕ πN -РАССЕЯНИЕ
И ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА
НУКЛОНА

1110/6 ч8
-85 9/0111

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

В этой работе указан новый способ анализа данных по дифракционному πN -рассеянию, основанный на понятии эффективного потенциала πN -взаимодействия. Применение этого способа к рассеянию пионов с импульсом 6,8 Бэв/с указывает на сильное $\pi\pi$ -взаимодействие.

§ 1. Введение

Обычно результаты дифракционного рассеяния пионов анализируются с помощью оптической модели нуклона. В этой модели пространственно-временная структура нуклона характеризуется распределением комплексного показателя преломления нуклонной среды $n(z)$, который в системе центра масс связан с фазой рассеянных волн η_e известным соотношением:

$$2\eta_e = \int_0^{\infty} n(z) \frac{dS(\ell)}{\lambda} \quad /1/$$

λ - длина волны, $dS(\ell)$ - элемент пути луча с орбитальным моментом ℓ .

Предположение о существовании показателя преломления $n(z)$ эквивалентно предположению о существовании комплексного потенциала $V(z)$. Способ анализа экспериментальных данных с помощью такой оптической модели и результаты анализа описаны в работах ^{/1/, /2/, /3/, /4/, /5/}. Однако применение этого метода ограничено периферическими областями нуклона, где показатель преломления $n(z)$ мало отличается от 1. Это ограничение вытекает не только из приближения геометрической оптики /известное условие: $\frac{dn}{dz} \lambda \ll 1$ /, но и из того обстоятельства, что на малых расстояниях $z < \frac{\hbar}{\mu c}$, μ - масса мезона / потенциал $V(z)$ и вместе с ним показатель преломления вообще не существуют. Поэтому результаты оптического анализа для $z < \frac{\hbar}{\mu c}$ имеют условное значение.

Формально уравнение для рассеяния пионов на нуклонах можно написать в интегральной форме

$$\Psi(x_2, y_2) = \Psi_0(x_2, y_2) + \int \mathcal{O}_f(x_2, y_2 / x_1, y_1) \Psi(x_1, y_1) d^2x_1 d^2y_1 /2/$$

Здесь x - координата нуклона, y - пиона, $\Psi_0(x, y)$ - начальная волновая функция, $\Psi(x, y)$ - полная функция. Из этого уравнения, введя координаты центра тяжести и относительные координаты $\xi = x - y$ и перейдя к одному времени, можно получить интегро-дифференциальное уравнение для $\Psi(\xi)$ в одной из двух форм: ^{/3/x/}

$x/ В /3/$ приведен несколько иной вывод. Уравнения /3/ и /3¹/ могут быть получены из уравнения /05/ в ^{/3/}, если к обоим частям /05/ применить операторы $[(E - E_N) + E_F]$ или $[(E - E_F) + E_N]$ /обозначения статьи ^{/3/} /.

$$(E^x - \mathcal{D}) \psi(\vec{z}) = \int V(W, \vec{z} / \vec{z}') \psi(\vec{z}') d^3 \vec{z}' \quad /3/$$

$$(\varepsilon^x - \mathcal{K}^2) \psi(\vec{z}) = \int U(W, \vec{z} / \vec{z}') \psi(\vec{z}') d^3 \vec{z}' \quad /3^1/$$

где E^x — энергия нуклона в СЦМ, $\mathcal{D} = c\vec{\alpha}\vec{p} + \beta\mathcal{M}c^2$ — оператор Дирака, ε^x — энергия пиона в той же системе, $\mathcal{K}^2 = -\nabla^2 + \mu^2$ — оператор квадрата энергии пиона, $W = E^x + \varepsilon^x$, V и U — интегральные операторы /они различаются между собой таким образом, что оба уравнения /3/ и /3¹/ эквивалентны/. В области, где $\psi(\vec{z}')$ слабо меняется, можно положить:

$$\psi(\vec{z}') \equiv \psi(\vec{z}) \frac{\psi(\vec{z}')}{\psi(\vec{z})} \cong \psi(\vec{z}) e^{ik_0(\vec{z}' - \vec{z})} \quad /4/$$

где $\psi_0 = e^{ik_0\vec{z}}$ — первичная волна. Тогда из /3/ и /3¹/ получим:

$$(E^x - \mathcal{D}) \psi = V(W, \vec{z}) \psi \quad /5/$$

$$(\varepsilon^x - \mathcal{K}^2) \psi = U(W, \vec{z}) \psi. \quad /5^1/$$

Здесь V — потенциал, действующий на нуклон, U — потенциал, действующий на пион.

Предположение /4/ существенно ограничивает область применения /5/ или /5¹/ большими прицельными параметрами.

Поэтому представляется более разумным вообще отказаться описывать пространственно-временную структуру нуклона в терминах потенциала или показателя преломления и избрать принципиально другой путь.

§ 2. Матрица рассеяния и эффективный потенциал взаимодействия

Все процессы упругие и неупругие формально могут быть описаны матри-

цей рассеяния S . Эту матрицу можно задать в виде совокупности функций координат частиц $x_1, y_1, \dots, x_2, y_2, \dots$, участвующих в процессе взаимодействия:

$$\begin{array}{cccccccc} 1 & 0 & 0 & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & S(x_1/x_2) & 0 & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & S(x_1 y_1/x_2 y_2) & S(x_1 y_1/x_2 y_2 z_2) & \dots & & & \\ 0 & 0 & S(x_1 y_1 z_1/x_2 y_2) & S(x_1 y_1 z_1/x_2 y_2 z_2) & \dots & & & \end{array} \quad /8/$$

Каждый из элементов этой матрицы описывает пространственно-временную структуру процесса. В частности, элемент $S(x_1 y_1/x_2 y_2)$ описывает пространственно-временную структуру упругого рассеяния частиц x и y .

Важно иметь в виду, что путь выкладок, ведущих от элементарного взаимодействия /например, от лагранжиана взаимодействия^{х/}/ к функции Грина $G(x_1 y_1/x_2 y_2)$ в /2/ и далее к операторам V или U в /3/ и /3¹/, совсем не проще пути, ведущего к функции $S(x_1 y_1/x_2 y_2)$ в /8/.

Поэтому как функцию G , так и функцию S можно брать для описания пространственно-временной структуры процесса взаимодействия частиц x и y ^{хх/}.

Мы будем предполагать, что матричные элементы S_{fi} функции S :

$$S_{fi} = \int \bar{\psi}_f(x_2) S(x, \bar{z}_1, \bar{z}_2) \psi_i(x_1) \phi_{fi}(y_1, y_2) d^4x_1 d^4y_1 d^4x_2 d^4y_2 \quad /7/$$

могут быть найдены из опыта. Здесь $\bar{\psi}_f(x_2)$ - функция нуклона в конечном состоянии, $\psi_i(x_1)$ - функция нуклона в начальном состоянии, $\phi_{fi}(y_1, y_2)$ - симметризованная функция мезонов в состояниях i и f , далее в S вместо x_1, y_1, x_2, y_2 введены координаты $x = x_1 - x_2, \bar{z}_1 = x_1 - y_1, \bar{z}_2 = x_2 - y_2$ /от абсолютного значения координат в силу трансляционной симметрии S не зависит/.

х/ Если он вообще существует.

хх/ Мы явно имеем в виду пион и нуклон. Разумеется, что это несущественно и можно разуметь любые две частицы.

Функция $S(x, \bar{z}_1, \bar{z}_2)$ не может быть восстановлена из измерений. Действительно, для полного ее восстановления необходимо иметь в качестве функций $\bar{\psi}_f, \psi_i, \phi_{fi}$ точно локализованные "б" -образные пакеты; такие функции неосуществимы для реальных частиц /8/. Ее нельзя восстановить и по ее компонентам Фурье $R(a, b, c)$:

$$S(x, \bar{z}_1, \bar{z}_2) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^{12} \int R(a, b, c) e^{i(ax + b\bar{z}_1 + c\bar{z}_2)} d^4a d^4b d^4c, \quad /8/$$

так как для этого надо знать $R(a, b, c)$ для всех a, b, c , а мы можем измерить $R(a, b, c)$ только для значений a, b, c , соответствующих реальным частицам.

Положение дел аналогично тому, которое возникает в оптике, когда мы рассматриваем объект в свете, длина волны которого не позволяет видеть все детали объекта. Мы получим измеримую /"видимую"/ структуру $S(x, \bar{z}_1, \bar{z}_2)$, если распространим интегрирование в /8/ лишь по измеримым значениям a, b, c /область $M(a, b, c)$ /. Обозначим это значение $S(x, \bar{z}_1, \bar{z}_2)$ через $dS_M(x, \bar{z}_1, \bar{z}_2)$:

$$dS_M(x, \bar{z}_1, \bar{z}_2) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^{12} \int_M R(a, b, c) e^{i(ax + b\bar{z}_1 + c\bar{z}_2)} d^4a d^4b d^4c. \quad /9/$$

Учитывая, что волновые функции $\bar{\psi}_f, \psi_i, \phi_{fi}$ равны:

$$\psi_i(x_1) = u_i(p_1) e^{i p_1 x_1}, \quad \bar{\psi}_f = \bar{u}_f(p_2) e^{-i p_2 x_2} \quad /10/$$

$$\phi_{fi}(y_1, y_2) = \frac{1}{\sqrt{2q_1^0 q_2^0}} \left[e^{i(q_1 y_1 + q_2 y_2)} + e^{i(q_1 y_2 + q_2 y_1)} \right], \quad /10^1/$$

где u_i, \bar{u}_f - спиноры, p_1 - начальный импульс нуклона, p_2 - конечный; q_1 и q_2 те же величины для мезона; q_1^0 и q_2^0 - четвертые компоненты q_1 и q_2 .

Подставляя /10/ и /10¹/ в /7/ и подразумевая далее под $S(x, \bar{z}_1, \bar{z}_2)$ симметризованную по y_1 и y_2 функцию $\frac{1}{\sqrt{2}} [S(x, \bar{z}_1, \bar{z}_2) + \mathcal{P}_{y_1 y_2} S(x, \bar{z}_1, \bar{z}_2)]$, мы получим:

$$S_{fi} = \int \bar{u}_f(p_2) S(x, \bar{z}_1, \bar{z}_2) u_i(p_1) \frac{e^{i(p_1 x_1 + q_1 y_1 - p_2 x_2 - q_2 y_2)}}{\sqrt{q_1^0 q_2^0}} d^4 x_1 d^4 y_1 d^4 x_2 d^4 y_2. \quad /11/$$

Пользуясь условием ортогональности \bar{u}_f, u_i /7/

$$\sum_{\mu, \Lambda} \frac{E^*}{\Lambda} u_{\mu, \Lambda}(\alpha) \bar{u}_{\mu, \Lambda}(\beta) = \delta_{\alpha\beta} \quad /12/$$

Здесь μ - знак спиральности, $\Lambda = \pm M$ знак частицы или античастицы, E^* - энергия нуклона, $f \equiv (\mu_2, \Lambda_2)$, $i \equiv (\mu_1, \Lambda_1)$, α, β - спинорные индексы /, получим

$$\begin{aligned} \int S(x, \bar{z}_1, \bar{z}_2) e^{i(p_1 x_1 + q_1 y_1 - p_2 x_2 - q_2 y_2)} d^4 x_1 d^4 y_1 d^4 x_2 d^4 y_2 = \quad /13/ \\ = \sqrt{q_1^0 q_2^0} \sum u_f(p_2) \frac{E_f^*}{\Lambda_f} S_{fi} \frac{E_i^*}{\Lambda_i} \bar{u}_i(p_1). \end{aligned}$$

Далее

$$S_{fi} = M_{fi} \delta^4(p_1 + q_1 - p_2 - q_2). \quad /14/$$

В связи с этими равенствами нам будет удобнее вместо /8/ написать Фурье-представление для $S(x, \bar{z}_1, \bar{z}_2)$ в виде:

$$S(x, \bar{z}_1, \bar{z}_2) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^{16} \int R(\alpha, \beta, \gamma, \delta) \delta^4(\alpha + \beta + \gamma + \delta) e^{i(\alpha x_1 + \beta y_1 + \gamma x_2 + \delta y_2)} d^4 \alpha d^4 \beta d^4 \gamma d^4 \delta. \quad /15/$$

Сравнивая с /13/, найдем, что измеренное значение $R(\alpha, \beta, \gamma, \delta)$ равно:

$$R(-p_1, -q_1, p_2, q_2) = \sqrt{q_1^0 q_2^0} \sum_{f, i} u_f(p_2) \frac{E_f^*}{\Lambda_f} M_{fi} \frac{E_i^*}{\Lambda_i} \bar{u}_i(p_1). \quad /15/$$

Восстанавливаемая из опыта /"видимая"/ часть $dS_M(x, \bar{z}_1, \bar{z}_2)$ будет равна:

$$dS_M(x, \bar{z}_1, \bar{z}_2) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^{16} \int R(-p_1, -q_1, p_2, q_2) \delta^4(p_1 + q_1 - p_2 - q_2) e^{-i(p_1 x_1 + q_1 y_1 - p_2 x_2 - q_2 y_2)} d^4 p_1 d^4 q_1 d^4 p_2 d^4 q_2. \quad /16/$$

В дальнейшем мы будем считать p_1 и q_1 /начальное состояние i / фиксированным; удобно также ввести переменные $P = p_1 + q_1$, $p = p_1 + p_2$, $Q = q_1 + q_2$, $q = q_1 - q_2$ /передаваемый четырехмерный им-

пульс/. Для простоты мы будем считать R скаляром. Далее, замечая, что $Pq = Qq = 0$, $P^2 = -(Y\mu^2 + q^2)$, $Q^2 = -(Y\mu^2 + q^2)$, $\Pi^2 = -(M^2 + \mu^2) - \frac{1}{2}q^2 + PQ$ и что в СЦМ $\Pi^2 = W^2 = (E^x + \varepsilon^x)^2$, $q^2 = \vec{q}^2$, найдем:

$$dS_M(x, \vec{z}_1, \vec{z}_2) = \frac{d^4p, d^3q, dq_0}{(2\pi)^{16}} \int R(W, \vec{q}^2) e^{i[\Pi x + \frac{1}{2}Q(\vec{z}_1 - \vec{z}_2) + \frac{1}{2}q(\vec{z}_1 + \vec{z}_2)]} d^3q. \quad /17/$$

Таким образом, из всей функции $S(x, \vec{z}_1, \vec{z}_2)$ измеримой является бесконечно узкая полоска /17/.

Рассмотрим теперь частное значение dS_M для $x_1 = x_2$, $y_1 = y_2$, $x = 0$, $\vec{z} = \frac{1}{2}(\vec{z}_1 - \vec{z}_2) = x_1 - y_1 = x_2 - y_2$. Заметим, что в СЦМ $q_0 = q_1^0 = q_2^0 = 0$. Поэтому

$$\frac{dS_M(0, \vec{z}_1, \vec{z}_2)}{d^4p, d^3q, dq_0} = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^{16} \int R(W, \vec{q}^2) e^{iqz} d^3q. \quad /18/$$

Мы теперь покажем, что эта величина является аналогом потенциала взаимодействия.

Напомним, что дифференциальное сечение упругого рассеяния

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |A_{fi}|^2 = \frac{2\pi}{\hbar J_0} |M_{fi}|^2 \frac{p^2 dp}{(2\pi\hbar)^3 dE_f}, \quad /19/$$

где A_{fi} - амплитуда упругого рассеяния, $J_0 = (v_1 - v_2)$ есть поток частиц, $E_f = E^x + \varepsilon^x$. Введя эффективную энергию ∂^x /аналог эффективной массы/ и замечая, что $J_0 = \frac{\partial E^x}{\partial p_1} - \frac{\partial \varepsilon^x}{\partial q_1} = \left(\frac{1}{E^x} + \frac{1}{\varepsilon^x}\right) p = \frac{p}{\partial^x}$, ($p_1 = -q_1 = p$) и $dE_f = \frac{p}{\partial^x} dp$, перепишем /19/ в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |A_{fi}|^2 = \frac{\partial^x}{4\pi^2 \hbar^2} |M_{fi}|^2 \quad /20/$$

так, что

$$A_{fi} = \frac{\partial^x}{2\pi \hbar^2} M_{fi}. \quad /21/$$

Заметим далее, что $q_1^0 = q_2^0 = \varepsilon^x$. Поэтому R /15/ можно переписать в виде:

$$R(W, q^2) = \varepsilon^x \sum_{f,i} u_f \frac{E_f^x}{\Lambda_f} M_{fi} \frac{E_i^x}{\Lambda_i} \bar{u}_i \quad /22/$$

и обратно

$$M_{fi} = \bar{u}_f \frac{R(W, q^2)}{\varepsilon^x} u_i. \quad /23/$$

С другой стороны, если бы взаимодействие было слабое /в смысле борновского приближения/, то из /5/ следует, что

$$M_{fi} = \bar{u}_f V(W, q) u_i, \quad /24/$$

где $V(W, q)$ есть компонента Фурье от потенциала $V(W, \vec{z})$, входящего в уравнение /5/. Поэтому величина:

$$V_M(W, \vec{z}) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^3 \int \frac{R(W, q^2)}{\varepsilon^x} e^{i\vec{z}q} d^3q \quad /25/$$

является аналогом потенциала и мы будем называть ее эффективным потенциалом \mathcal{N} -взаимодействия.

Из сравнения с /18/ видно, что эффективный потенциал только множителем $\left(\frac{1}{2\pi}\right)^3 \frac{1}{\varepsilon^x}$ отличается от измеримой части $dS_M(x, \vec{z}_1, \vec{z}_2)$, взятой при $\chi=0$, $\vec{z}_1 = \vec{z}_2 = \vec{z}$.

Таким образом, измеримая /"видимая"/ часть функции $S(x_1 y_1 / x_2 y_2)$ действительно является аналогом потенциала взаимодействия, сохраняющим, однако, свое значение и для сильных взаимодействий.

§ 3. Определение эффективного потенциала из опыта

Как следует из /22/ и /25/, для определения эффективного потенциала $V_M(W, \vec{z})$ необходимо восстановить амплитуду рассеяния A_{fi} , зная только измеренные сечения.

Это хорошо известная проблема /8/. Практически она может быть решена,

по-видимому, лишь при некоторых теоретических предположениях о свойствах A_{fi} .

В дальнейшем в качестве иллюстрации мы определим потенциал $V_M(W, \vec{z})$ для пион-нуклонного взаимодействия из опытов по рассеянию пионов с импульсом 6,8 Бэв/с на нуклонах^{/8/}.

Мы предположим, что амплитуда рассеяния A_{fi} имеет вид:

$$A_{fi} = A(W, q^2) \delta_{\Lambda_f \Lambda_i} \delta_{\mu_f \mu_i}. \quad /26/$$

Такой вид A_{fi} означает сохранение барionного заряда / $A_{fi} = 0$, если $\Lambda_f \neq \Lambda_i$ / и сохранение спиральности / $A_{fi} = 0$, если $\mu_f \neq \mu_i$ /. Далее предположено, что $A(W, q^2)$ скаляр^{xx/}. Этот скаляр мы заимствуем из опыта, считая, что действительная часть мала^{xx/}, тогда $A(W, q^2) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{1/2}$, где $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ экспериментально измеренное значение дифференциального сечения упругого πN -рассеяния.

Пользуясь /21/, /25/ и /26/, мы получим

$$V_M(W, \vec{z}) = \left(\frac{1}{2f}\right)^3 \frac{2f\hbar^2}{\partial^x} \left(\frac{E^x}{m}\right)^2 \int A(W, q^2) O_{\alpha\beta}(\theta) e^{i\vec{q}\vec{z}} d^3q, \quad /27/$$

где

$$O_{\alpha\beta} = \left(\frac{m}{E^x}\right)^2 \sum_{f,i} U_f \frac{E_f^x}{\Lambda_f} \delta_{\Lambda_f \Lambda_i} \delta_{\mu_f \mu_i} \frac{E_i^x}{\Lambda_i} \bar{U}_i. \quad /28/$$

Для малых углов рассеяния этот оператор может считаться постоянным. Поэтому

$$V_M(W, \vec{z}) = \left(\frac{1}{2f}\right)^2 \frac{2f\hbar^2}{\partial^x} \left(\frac{E^x}{m}\right)^2 O_{\alpha\beta} \int A(W, q^2) e^{i\vec{q}\vec{z}} d^3q. \quad /29/$$

Для вычисления интеграла в /29/ экспериментальные данные были аппроксимированы двумя кривыми /см. рис. 1/. В одном случае /кривая а/ было взято

$$A(W, q^2) = A(W, 0) \frac{1}{1 + \frac{\alpha^2 q^2}{4}}; \quad /30/$$

и в другом случае /кривая б/

х/ Анализ можно провести и при более общих предположениях. Ясно также, что метод пригоден не только для πN -рассеяния, но и для NN -рассеяния.

хх/ Это условие хорошо соблюдается для πN -рассеяния.

$$A(W, q^2) = A(W, 0) e^{-\frac{q^2}{q_0^2}} \quad /30^1/$$

Величины $A(W, 0)$, a и q_0 определены так, чтобы $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta=0}$ соответствовало оптической теореме при условии $\sigma_{tot} = 30 \text{ mb}$; полное сечение упругого рассеяния принято равным $\sigma = 5 \div 6 \text{ mb}$. Эти условия дают:

$$a = 1,26 \cdot 10^{-13} \text{ см} \quad \text{и} \quad a = \frac{4}{q_0} = 1,50 \cdot 10^{-13} \text{ см}.$$

Выполняя теперь Фурье-преобразование, найдем $V_M(W, r)$:

$$V_M(W, r) = i A(W, 0) \frac{\hbar^2 c^2}{4\pi^2 \partial^x} \left(\frac{E^x}{Mc^2}\right)_{0_{\partial^x}} \frac{8\pi^2}{a^2} \frac{e^{-\frac{r^2}{a^2}}}{r} \quad /31/$$

с $a = 1,26 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ и для случая / в /:

$$V_M(W, r) = i A(W, 0) \frac{\hbar^2 c^2}{4\pi^2 \partial^x} \left(\frac{E^x}{Mc^2}\right)_{0_{\partial^x}} \frac{64\pi^2 \sqrt{\pi}}{a^2} \frac{e^{-\frac{r^2}{a^2}}}{a} \quad /31^1/$$

где $a = 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}$. Множитель

$$\frac{g_{\pi N}^2}{\hbar c} = \alpha \cdot \frac{\hbar c}{\partial^x} \left(\frac{E^x}{Mc^2}\right) \frac{1}{a^2} A(W, 0) \quad /32/$$

в формуле /31/ или /31¹/ /причем, соответственно, $\alpha = 2$ или $16/\sqrt{\pi}$ / можно рассматривать как эффективную константу πN -взаимодействия. Величина $\frac{g_{\pi N}^2}{\hbar c}$ составляет несколько единиц.

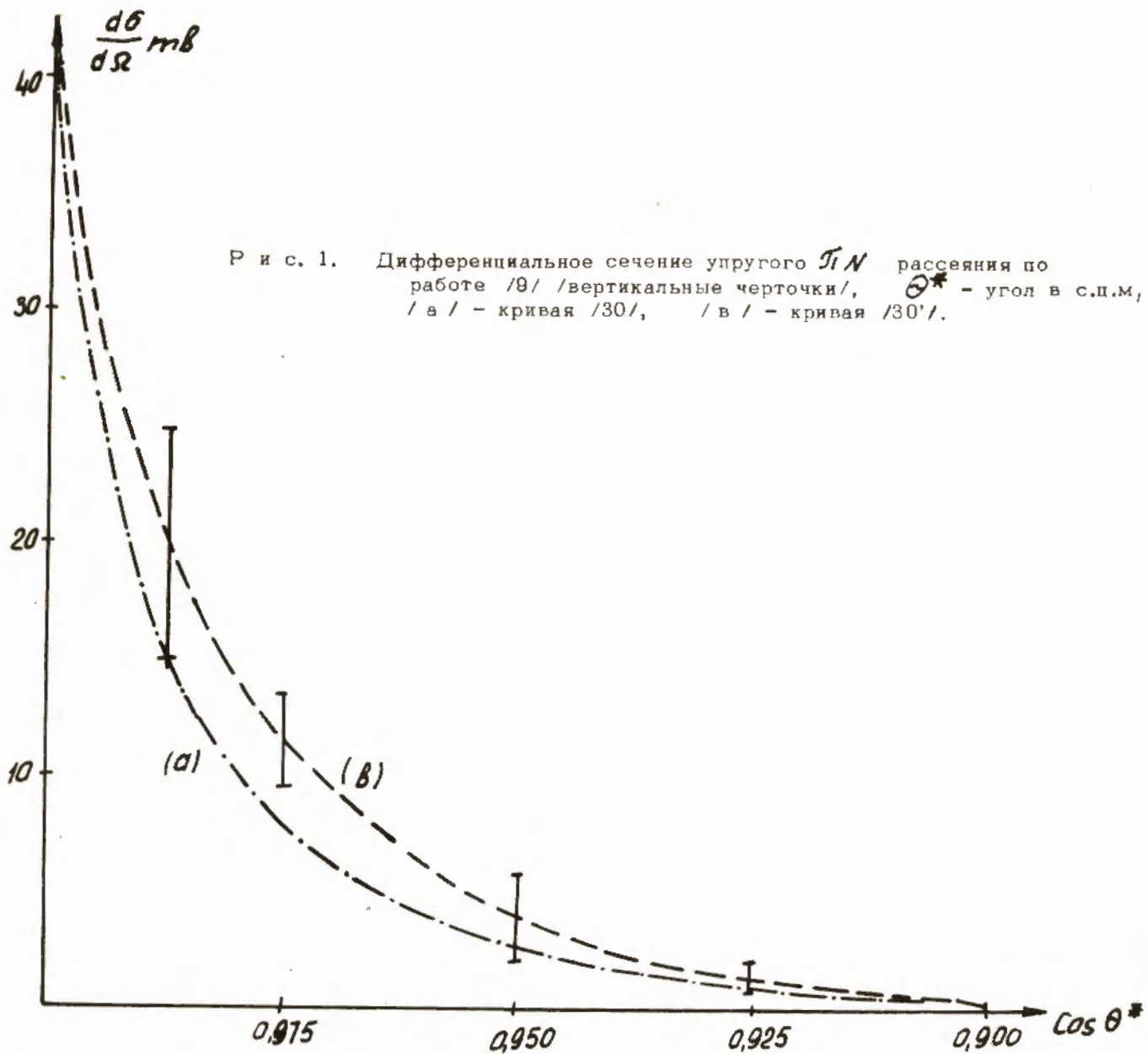
Существенно, что убывание функции $V_M(W, r)$ в обоих случаях определяется величиной $\frac{1}{2}a$, где $a = 1,26 \div 1,50 \cdot 10^{-13} \approx \hbar/c$. Такой характер убывания взаимодействия характерен для диаграммы, приведенной на рис. 2, и является прямым указанием на фундаментальную роль пион-пионного взаимодействия в рассеянии пионов на нуклонах.

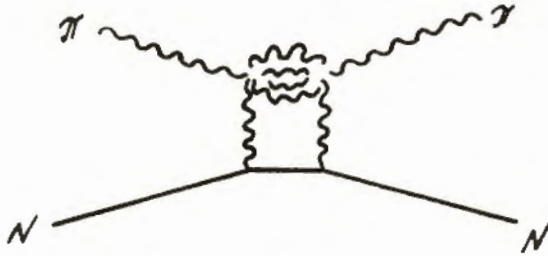
Поэтому величину $V_M(W, r)$ можно также наглядно интерпретировать для больших r , как величину пропорциональную плотности мезонного облака в нуклоне.

Форма мезонного облака по /31/ теоретически кажется более разумной, не-

жели форма /31¹/. Однако, как видно из рис. 1, выражение /31¹/ более подходит к экспериментальным данным.

Приведенный анализ предварителен. Мы не учитывали спиновой зависимости πN -взаимодействия и изотопических соотношений. Кроме того, экспериментальные данные еще недостаточно совершенны и желательно иметь гораздо большую точность для малых θ , особенно, для больших углов рассеяния. Намечено также применить этот способ анализа упругого рассеяния к рассеянию нуклонов.





Р и с. 2. Диаграмма для дифракционного πN рассеяния на виртуальном π -мезоне.

Л и т е р а т у р а

1. D.I. Blohincev, V.S. Barasenkov, V.G. Grisin. Nuov. Cim. 9, 249 (1958).
2. D.I. Blohincev, V.S. Barashenkov, B.M. Barbasov. Nuov. Cim. 12, 602 (1959).
3. Д.И. Блохинцев, В.С. Барашенков, Б.М. Барбашов. УФН ХХУ111 , 419 /1959/.
4. D.I. Blohincev. Nuov. Cim. 18, 193 (1960).
5. И. Патера, И.Д. Палев. ЖЭТФ, 38, 887 /1960/.
6. T.D. Newton, E.P. Wigner. Rev. Mod. Phys. 21, 400 (1949).
7. А.И. Ахизер, В.Б. Берестецкий. Квантовая электродинамика. Изд. II, 482 /1959/.
8. L. Puzikov, P. Ruydin, Ya. Smorodinsky. Препринт. Дубна.
9. Ван Гая-чан и др. ЖЭТФ, 38, 426 /1960/.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 апреля 1961 года.