ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

На правах рукописи

КОВАЛЬ ЛЕОНИД НИКИТИЧ

МНОГОКАНАЛЬНЫЕ РЕАКЦИИ И ЭФФЕКТЫ ДИФРАКЦИИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЧАСТИЦ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ С ЯДРАМИ.

01.04.02 - теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук.

Ереван 1977

Работа выполнена в Ереванском физическом институте

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор С.Г.Матинян

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник О.В.Канчели

кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Р.А.Сардарян

Ведущая организация: Объединенный Институт Ядерных Исследований (Дубна)

Защита диссертации состоится "27" июня 1977 г.

в "10" часов на заседании Специализированного Ученого Совета Ереванского физического института (г.Ереван, Маркаряна 2, Дом Ученых.).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЕрФИ.

Автореферат разослан "25" мая 1977 г.

Ученый секретарь ЕрФИ

В.А.Шахбазян

За последние годы адрон-ядерное взаимодействие вновь приобрело актуальное значение. В основе возрождения "старой области физики" лежит значительный прогресс в понимании адрон-ядерных взаимодействий. После работ Глаубера стало ясно, что запутанная задача N тел в нерелятивистской области в области высоких энергий допускает простое описание. В основе подхода Глаубера лежала идея квазиклассического происхождения, позволяющая при высокой энергии, налетающей частицы, пренебречь детальным поведением нуклонов ядра. Исходя из идеи "вмороженности" нуклонов ядра в процессе взаимодействия, Глаубер по аналогии с оптикой записал приращение фазы волны частицы, прошедшэй через ядро, в виде суммы фаз на каждом нуклоне ядра в отдельности. Это основное соотношение теории Глаубера позволило в замкнутой форме написать выражение для амплитуды рассеяния. Дальнейший прогресс в теории адрон-ядерных взаимодействий был связан с осознанием факта, что процессы рассеяния на атомных ядрах могут дать информацию об адрон-адронных взаимодействиях, которую невозможно получить из процессов рассеяния на водородной мишени. Основное внимание здесь уделяется извлечению информации об адрон-адронных взаимодействий из адрон-ядерных реакций.

Реферируемая диссертация посвящена изучению некоторых вопросов адрон-ядерных взаимодействий в области средних энергий ($2 < Бэв \leq E \leq 10 Бэв$), где существенны одночастичные состояния при перерассеяниях на нуклонах ядра.

Важный шаг в понимании механизма ядерных реакций при средних энергиях был сделан Глаубером и Марголисом. Работы Глаубера внесли ясность в понимании механизма реакций упругого рассеяния. С важной работой Марголиса связан прогресс в теории реакций рождения на ядрах. С другой стороны, несмотря на общую природу адрон-ядерного взаимодействия, описание упругих и неупругих реакций на основе работ Глаубера и Марголиса было в значительной мере обособленно друг от друга. В связи с этим возникла задача описания упругих и неупругих реакций с единой точки зрения.

Этой задаче посвящена I глава диссертации, основанная на одной из первых работ в этой области [1].

В § I первой главы дается обобщение теории Глаубера на случай рождения частиц. С помощью матричной техники строится единая амплитуда рассеяния, пригодная для описания как упругих, так и неупругих процессов.

$$F^{ba}_{fi}(\vec{P}_b,\vec{P}_a)=T(z)\frac{ik}{2\pi}\int e^{i\vec{q}\vec{b}}\langle f,b|1-\prod_{j=1}^{A}\Gamma(\vec{b}-\vec{s}_j,z_j)|i,a\rangle d^2b \qquad (\mathrm{I})$$

где $\vec{P}_b, \vec{P}_a$ – импульсы конечной, начальной частиц

$k=|\vec{P}_a|$

$T(z)$ – оператор упорядочения по z координате,

$\Gamma(\vec{b},z)$ – обобщенная функция профиля

$$\Gamma_{\alpha\beta}(\vec{b}-\vec{s}_j,z_j)=e^{iq^{l}_{\alpha\beta}z_j}\,\Gamma_{\alpha\beta}(\vec{b}-\vec{s}_j)$$

$q^{l}_{\alpha\beta}$ – продольная компонента переданного импульса j-го нуклона ядра, $q^{l}_{\alpha\beta}=\frac{m_\beta^2-m_\alpha^2}{2k}$,

$$\Gamma_{\alpha\beta}(\vec{b})=(2\pi ik)^{-1}\int e^{-i\vec{q}\vec{b}}f_{\alpha\beta}(\vec{q})\,d^2q$$

где $f_{\alpha\beta}(\vec{q})$ – амплитуда реакции $\beta+N\to\alpha+N$

$|f\rangle, |i\rangle$ – волновые функции конечного, начального ядра.

$|b\rangle, |a\rangle$ – вектор-состояния, соответствующие частицам "b", "a"

В § 2 первой главы рассматривается процесс когерентного рассеяния. Общее выражение для амплитуды рассеяния (1) исследуется на примере точно решаемой 2-х канальной модели (в пренебрежении продольной составляющей переданного импульса нуклону ядра). Показывается, что в нулевом приближении по амплитуде неупругого перехода амплитуда на ядре сводится к формуле Глаубера, а в линейном приближении к формуле Марголиса.

В § 3 первой главы рассматривается некогерентный процесс. Для однократного некогерентного отклонения на нуклоне ядра, в пренебрежении продольной составляющей переданного импульса получено общее выражение для дифференциального сечения, которое в предельных случаях (в линейном приближении по амплитуде неупругого перехода) сводится к дифференциальным сечениям упругого и неупругого процесса, полученным в работах Глаубера и Марголиса:

$$\frac{d\sigma^{ba}}{d\Omega}=\int\frac{T(\vec{b})}{A}d^2b\sum_{p=0}^{A-1}|\langle b|e^{\frac{2\pi i}{k}\frac{T(\vec{b})}{A}f(0)p}f(\vec{q})\,e^{\frac{2\pi i}{k}\frac{T(\vec{b})}{A}f(0)(A-p-1)}|a\rangle|^2 \qquad (2)$$

где
$$T(\vec{b})=A\int_{-\infty}^{+\infty}\rho(\vec{b},z)\,dz$$

$\rho(\vec{r})$ – одночастичное распределение нуклона в ядре.

Дифференциальное сечение (2) было рассчитано нами без приближений для двухканальной модели. Существенное отличие полученных результатов от результатов работы Марголиса состоит в том, что для процесса некогерентного рождения нуклон, на котором происходит изменение направления движения частицы, не обязательно совпадает с нуклоном, на котором происходит рождение частицы. Этот факт приводит к тому, что в процессе некогерентного рассеяния существенными становятся интерференционные явления (см. ниже).

Полученное выражение для дифференциального сечения было применено к изучению процесса некогерентного фоторождения ρ^c -мезона.

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma^{\text{неког}}}{d\Omega}(\vec{q})=&|f_{\rho\gamma}(\vec{q})|^2N(A;0,\sigma_\rho)+\left|\frac{f_{\rho\rho}(\vec{q})f_{\rho\gamma}(0)}{f_{\rho\rho}(0)}\right|^2\left[2N\left(A;0,\frac{\sigma_\rho}{2}\right)-3N(A,0,\sigma_\rho)\right]-\\&-2\,\mathrm{Re}\left\{\frac{f_{\rho\rho}(\vec{q})f_{\rho\gamma}(0)f^{*}_{\rho\gamma}(\vec{q})}{f_{\rho\rho}(0)}\right\}\left[N\left(A;0,\frac{\sigma_\rho}{2}\right)-N(A,0,\sigma_\rho)\right]+\\&+\left|\frac{f_{\rho\rho}(\vec{q})f_{\rho\gamma}(0)}{f_{\rho\rho}(0)}\right|^2\int T(\vec{b})\,e^{-\sigma_\rho T(\vec{b})}d^2b\end{aligned} \qquad (3)$$

где
$$N(A;\sigma_1,\sigma_2)=\int\frac{\exp[-\sigma_1T(\vec{b})]-\exp[-\sigma_2T(\vec{b})]}{\sigma_2-\sigma_1}\,d^2b$$

Дадим качественную картину процесса фоторождения ρ^c -мезона на большие углы ($|t|\leq 0{,}I$ Бэв^2). Как и для процесса когерентного комптоновского рассеяния, здесь важную роль играют интерференционные явления, связанные с существованием промежуточных каналов. Следует выделить два механизма фоторождения:

1) Нуклон некогерентного отклонения совпадает с нуклоном фоторождения.
2) Нуклон некогерентного отклонения не совпадает с нуклоном фоторождения.

В связи с этим дифференциальное сечение процесса должно состоять из суммы дифференциальных сечений каждого механизма в отдельности и их интерференции. Первый и четвертый члены в (3) положительны и соответствуют фоторождению только первым или вторым способом. Второе и третье слагаемое в (3) описывают эффекты интерференции.

Пользуясь (3), легко выяснить структуру γ -кванта, связанное с возможностью его перехода в промежуточные адронные состояния в зависимости от его энергии. В области низких энергий ($q^{e}_{\gamma\rho} R \gg 1$) процесс фоторождения идет только первым способом (гашение интерференционных членов)* и описывается формулой Марголиса

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{\text{неког}}(\vec{q}) = |f_{\rho\gamma}(\vec{q})|^2 \; N(A;\, 0,\, \sigma_\rho) \sim A^{2/3}$$

Этот случай соответствует точечному γ - кванту, который без взаимодействия проникает в ядро и некогерентно рождает ρ°-мезон с заднего поверхностного слоя ядра. В области высоких энергий ($q^{e}_{\gamma\rho} R \ll 1$) при выполнении условия

$$\frac{f_{\rho\gamma}(\vec{q})}{f_{\rho\gamma}(0)} = \frac{f_{\rho\rho}(\vec{q})}{f_{\rho\rho}(0)} \qquad (4)$$

---

*) Напоминаем, что этот результат не следует из (3), полученной в предположении $q^{e} = 0$.

– равенство наклона дифракционных конусов для процессов фоторождения и упругого рассеяния – в выражении (3) происходят существенные сокращения и дифференциальное сечение принимает вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{\text{неког}}(\vec{q}) = |f_{\rho\gamma}(\vec{q})|^2 \int e^{-\sigma_\rho T(\vec{b})}\, T(\vec{b})\, d^2 b \sim const(A)$$

При высоких энергиях γ - квант проявляет однoподобные свойства. Процесс происходит так, как если бы γ - квант вне ядра с амплитудой $f_{\rho\gamma}(0)/f_{\rho\rho}(0)$ превратился в ρ°- мезон, который некогерентно затем рассеивался (по Глауберу) на ядре.

Равенства типа (4) следует ожидать для процессов дифракционного фоторождения, когда квантовые числа рожденной частицы совпадают с квантовыми числами γ - кванта. В частности, для фоторождения нейтральных векторных мезонов оно выполняется, если предположить, что матричные элементы электромагнитного тока доминируются вкладом его изовекторной части для рождения ρ°-мезона и изоскалярной – для рождения ω° и φ°- мезонов. (Модель векторной доминантности).

Таким образом, для процесса дифракционного некогерентного фоторождения ρ° - мезона предсказывается зависимость дифференциального сечения от атомного типа $A^{2/3}$ (при низких энергиях), переходящая в зависимость типа $const(A)$ при высоких энергиях.

Современные экспериментальные данные по некогерентному фоторождению ρ°- мезона ($E_\gamma \leq 8$ Бэв) согласуются с предсказываемой зависимостью $A^{2/3}$.

Известно, что теория Глаубера соответствует приближению геометрической оптики. В области средних энергий она становится не применимой, ибо при увеличении длины волны падающей частицы (уменьшение энергии) на длине свободного пробега нуклона ядра становятся существенными эффекты загибания волн (Дифракция Френеля), приводящие к размытию тени за нуклоном. Эффект начинает сказываться с энергии частицы $E \sim 10$ Бэв, а при энергии $E \sim 3$ Бэв на длине свободного пробега $\ell = \frac{1}{\sigma\rho} \sim 4f$ (σ-полное сечение взаимодействия налетающей частицы с нуклоном ядра, ρ -одночастичная плотность нуклона ядра) происходит полное разрушение тени за нуклоном.

Впервые применительно к явлениям ядерной физики высоких энергий изучение явления отклонения от геометрической оптики было произведено в работе Готфрида для рассеяния на ядре дейтерия.

Вторая и третья главы диссертации посвящены изучению этого вопроса применительно к тяжелым ядрам [2, 3, 4]. Содержание второй главы основано на работе [2]. Рассмотрение ведется на микроскопическом уровне с использованием техники диаграмм Фейнмана. Обычно дифракционные явления связывают с распространением волн в координатном пространстве, в то время как вычисления амплитуд удобно производить в импульсном пространстве.

В § I второй главы, используя метод функций Грина, связываются обе картины, производится качественный анализ эффекта дифракции Френеля.

Во § 2 второй главы рассматриваются диаграммы многократного перерассеяния на нуклонах ядра. Находится интегральное уравнение, которому в оптическом пределе удовлетворяет полная амплитуда рассеяния

$$F(\kappa,\vec{q}) = -\frac{i\kappa}{2\pi}\,\varkappa \int e^{i\vec{q}\vec{r}}\rho(\vec{r})\,F(\vec{r})\,d\vec{r} \qquad (5)$$

где $\varkappa = \frac{2\pi i A}{\kappa} f(0)$

а функция $F(\vec{r})$ решение интегрального уравнения (6)

$$F(\vec{r}) = 1 + \varkappa \int_{-\infty}^{z} dz' \int d^2b'\,\delta^2\left(\vec{b}-\vec{b}', \frac{\kappa}{z-z'}\right)\rho(\vec{r}')\,F(\vec{r}')$$

где $\delta^2(\vec{b},\alpha)$ - размазанная δ - функция

$$\delta^2(\vec{b},\alpha) = \int e^{+i\vec{q}\vec{b} - i\frac{\vec{q}^2}{2\alpha}}\,\frac{d^2q}{(2\pi)^2}$$

Амплитуда (6) исследуется на основе общих соображений. Показывается, что уравнение (6) имеет нетривиальное решение, если R зависит от A в соответствии с условием ядерного насыщения $R \sim A^{1/3}$. Основной результат исследования состоит в том, что в пределе бесконечной ядерной среды ($R \to \infty$), несмотря на малые энергии, картина является в основном глауберовской.

Качественно это явление можно объяснить следующим образом. Наблюдение эффектов дифракции Френеля на ядрах связано с тонкой интерференционной картиной. Выясним условия её обнаружения. Если происходит загибание волн в поперечной плоскости на расстоянии δ за краем нуклона, то для наблюдения этого явления необходимо, чтобы размер области, по которой происходит усреднение центра нуклона, был много меньше δ, в то время как для тяжелых ядер выполняется противоположное условие $R \gg \delta$. Отсюда видно, что в случае однородной плотности ядерной материи при усреднении положения нуклона по всему ядру дифракционная картина смазывается, так что эффективное в объеме ядра распространение волн происходит по законам геометрической оптики. Эффект мог бы проявиться, и это явно показано в работе [2], только за счет переменного показателя преломления или, что эквивалентно, при наличии градиента плотности. В случае реальных ядер последний возникает за счет ядерных корреляций, а также из-за диффузной границы ядра. Если учесть, что корреляции нуклонов носят локальный характер (в области $\lesssim 0{,}5$) и при этом они в среднем равномерно распределены по ядру, то, как и в случае рассеяния на нуклонах, эффект дифракции Френеля от рассеяния на флуктуации плотности будет мал (имеется в виду, что здесь речь идет о поправке к поправке). Следовательно, мы приходим к выводу, что эффекты дифракции Френеля могут быть ощутимы лишь при распространении волн в поверхностном слое ядра. Отметим, что указанная выше причина ($R \gg \delta$) лежит также в основе малости эффекта дифракции Френеля при рассеянии на дейтроне.

В § 3 второй главы проводится численная оценка эффекта загибания волн. Находится поправка к амплитуде рассеяния основного приближения (геометрическая оптика) в линейном приближении по параметру ξ ($\xi = \frac{\ell}{k a_\perp^2}$, ℓ-длина свободного пробега нуклона в ядре, $a_\perp$ - характерное поперечное расстояние.

В § 4 второй главы вычисляется поправка к полному сечению в различных моделях одночастичной плотности нуклона ядра. Оказывается, что её значение порядка одного процента относительно основного приближения. На ЭВМ было проведено вычисление дифференциального сечения с учетом поправочного члена. Отличие от основного приближения оказалось очень малым.

Обычно при изучении вклада дифракционных эффектов в рассеянии пользуются шредингеровским представлением: ищется волновое поле в области действия потенциала

$$\left(i \frac{\partial}{\partial z} - \frac{\hat{P}_\perp^2 + V}{2k} \right) \Psi(\vec{r}) = 0$$

где V - оптический потенциал

$$V = -4\pi \rho(\vec{r}) f(0)$$

а затем с его помощью вычисляется амплитуда рассеяния на ядре. Такая процедура была использована во II главе.

Использование шредингеровского представления выгодно для изучения общих свойств эффекта загибания волн. Для практических

целей (расчета высших приближений) эта процедура громоздкая. Проще работать с амплитудой рассеяния.

По аналогии квантовой электродинамикой, используя представление взаимодействия, Франк и Шурман в операторной форме получили замкнутое выражение для амплитуды рассеяния, учитывающей дифракционные эффекты

$$F(k,\vec{q}) = \frac{ik}{(2\pi)} \int e^{i\vec{q}\vec{b}} S(\vec{b})\, d^2 b$$

где
$$S(\vec{b}) = 1 - \lim_{\substack{z_0 \to -\infty \\ z \to +\infty}} U(z, z_0)$$

$$U(z,z_0) = T(z) \exp\left[\int_{z_0}^{z} \frac{\hat{V}_1}{2ik} dz' \right]$$

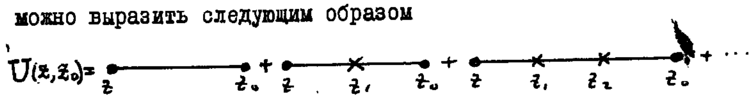
где $T(z)$ - оператор упорядочения по z.

$$V_1 = e^{-i\frac{\Delta}{2k}z} V(\vec{r})\, e^{+i\frac{\Delta}{2k}z}$$

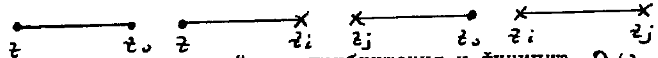
Δ - двухмерный лапласиан.

В работах [3,4] это выражение для амплитуды рассеяния было использовано для определения общих правил расчета амплитуды рассеяния в любом приближении по параметру . Третья глава диссертации, основанная на [3,4] посвящена изложению этого вопроса.

В § I третьей главы выводится интегральное уравнение для оператора $U(z,z_0)$. Формулируется диаграммный способ вычисления амплитуды рассеяния в виде рядов по параметру ξ $U(z, z_0)$ можно выразить следующим образом



сопоставляя отрезкам вида



фазу волны прямолинейного приближения и функцию $\theta(z_i - z_j)$;

вершине —×— надо сопоставить оператор $\hat{V}$

$$\hat{V} = \sum_{n=1}^{+\infty} V_n \xi^k = \left(-\frac{iz}{2k}\right)\frac{[\Delta, V]}{1!} + \left(-\frac{iz}{2k}\right)^2 \frac{[\Delta[\Delta,]]}{2!} + \ldots$$

$$+ \left(-\frac{iz}{2k}\right)^n \frac{[\Delta[\Delta \ldots, \Delta]\ldots]}{n!} + \ldots$$

Окончательно полученное выражение надо проинтегрировать по всем промежуточным z_i .

Показывается, что в линейном приближении по ξ амплитуда рассеяния, вычисленная в представлении взаимодействия, совпадает с амплитудой рассеяния, вычисленной в шредингеровском представлении (вторая глава диссертации).

Во § 2 третьей главы ряд для амплитуды рассеяния по параметру ξ исследуется в квазиклассическом пределе путем замены коммутаторов на классические скобки Пуассона.

$$-\frac{iz}{2k}[\Delta, V] = -\frac{z}{i\hbar}\left[\hat{P}_\perp^2, \frac{V}{2k}\right] = -\frac{z}{i\hbar}\left[\hat{P}_\perp^2, H\right] \to$$

$$\to -z\left[P_\perp^2, H\right]_{кл.} = -z\dot{\vec{P}}_\perp^2$$

где H - ультрарелятивистский гамильтониан, описывающий рассеяние классической системы

$$H = k + \frac{m^2}{2k} + P_z' + \frac{P_\perp^2 + V}{2k} \; ; \quad P_z = K + P_z'$$

где P_z' - продольный импульс возмущения.

В квазиклассическом пределе производится суммирование ряда возмущений, находится эффективный потенциал, описывающий отклонение от геометрической оптики:

$$V_{эфф} = V\left(\vec{b} + \frac{z}{k}\vec{P}_\perp, z\right)$$

где $\vec{P}_\perp$ - классический поперечный импульс частицы, движущейся в поле потенциала $V(\vec{r})$.

В § 3 третьей главы определяется точность квазиклассического приближения. Показывается в ряде возмущений по параметру ξ всегда присутствуют квазиклассические члены. Находится обобщенное условие квазиклассичности, при выполнении которого в ряде возмущений "главными" членами будут квазиклассические. Оно выглядит так:

$$\left|\lambda_e \lambda_i \ldots \lambda_\nu \frac{\partial^n S}{\partial b_e \partial b_i \ldots \partial b_\nu}\right| \ll 1 \qquad (7)$$

где

$$\lambda_i = \frac{1}{P_{i\perp}} \qquad (i = x, y) \; -$$

компоненты поперечного вектора де-бройлевской волны частицы, S - классическое действие частицы с незакрепленным концом. При $n=2$ (7) сводится к условию

$$\left|\hat{P}_{i\perp} \lambda_j\right| \ll \left|P_{i\perp} \lambda_j\right|$$

а для случая $i=j$ к известному условию $\left|\frac{\partial \lambda_i}{\partial b_i}\right| \ll 1$ постоянства вектора $\vec{\lambda}$ на расстоянии порядка его длины.

Производится обоснование некоторых феноменологических построений, учитывающих отклонение от геометрической оптики.

При описании дифракционных явлений существенное значение имеет введенный выше параметр ξ . Представляется важным выяснить:

насколько однозначно параметр ξ определяет тип дифракции;

какое место в общей теории дифракции занимает теория, излагаемая в диссертации.

Должного внимания ковариантным и инвариантным свойствам дифракции не уделялось. Поэтому вопрос, как будет выглядеть дифракционное явление другой системе отсчета, оставался не выясненым. Изложению этих вопросов посвящена четвертая глава диссертации [5,6]

В § I четвертой главы рассматривается стационарное рассеяние частицы на пробном объекте, характерезующемся поперечным и продольным размерами $a_\perp$, $a_\parallel$. (Ковариантное рассмотрение).

Определяются условия высокоэнергетического рассеяния $1)\ ka_\perp \gg 1$ $2)\ ka_\parallel \gg 1$, при которых происходит редукция

$$G(k,\vec{z}) \to G^{\text{эйк}}(k,\vec{z})$$

где

$$G(k,\vec{z}) = -(4\pi z)^{-1} e^{ikz}$$

$$G^{\text{эйк}}(k,\vec{z}) = -(4\pi z)^{-1}\,\theta(z)\, e^{ikz + i\frac{\vec{\varepsilon}^{2}_{\varkappa}}{2z}}$$

При этом характер дифракции однозначно определяется параметром $\xi = \frac{a_\parallel}{k a_\perp^2}$. Затем показывается, что теория дифракции, излагаемая в диссертации, соответствует случаю, когда движение вдоль оси $\mathfrak{Z}$ квазиклассично, а дифракционные эффекты возникают из-за волнового движения поперечной плоскости.

Остальная часть 4 главы посвящена релятивистскому обобщению условий I) и 2) и параметра ξ и изучению инвариантных свойств характера дифракции.

Для решения поставленной задачи необходимо, чтобы пространственные и временные координаты входили равноправно. Это означает, что рассмотрение необходимо вести для нестационарного процесса и сводится к изучению дифракционных свойств причинной функции Грина.

$$G^c(x,m) = \int \frac{e^{-ipx}}{p^2 - m^2 + i\varepsilon}\,\frac{i\,d^4p}{(2\pi)^4}$$

Во § 2 четвертой главы дается общая постановка задачи: пусть в точке x_1 расположен источник скалярных волн массы m. Рассмотрим амплитуду волны в точке наблюдения x_2. Требуется при заданных пространственно-временных соотношениях $x = x_2 - x_1$, m определить характер дифракции. Решение задачи ведется параллельно нековариантному рассмотрению (§ I четвертой главы). Находится релятивистский аналог условий I) и 2)

$$\text{I})^{\text{I}} \quad x > 0 \qquad\qquad x^2 = x_0^2 - \vec{z}^{\,2}$$

$$\text{2})^{\text{I}} \quad x_0 > 0$$

Если учесть, что действие классической частицы, движущейся между точками x_1 и x_2, есть $S = -mx$, то для её импульса имеем выражение $\mathcal{P}_\mu = -\partial_\mu S = m\frac{x_\mu}{x}$. Тогда условия $1)^{\prime}$ и $2)^{\prime}$ имеют простой смысл: для заданного волнового процесса выбирается такая пространственно-временная конфигурация, когда между точками x_1 и x_2 возможен пролет классической частицы.

Для нестационарного случая определение параметра ξ выглядит так

$$\xi = \frac{x_0 + z}{p_0 + p_z}\, a_\perp^{-2}$$

В § 3 четвертой главы изучаются инвариантные свойства характера дифракции. Находится область изменения ξ при заданных пространственно-временных соотношениях:

$$\left[1 + \frac{1}{2mx} + \sqrt{\frac{1}{4m^2x^2} + \frac{1}{mx}}\,\right]^{-1} \lesssim \xi/\xi^{\text{экс}} \lesssim \left[1 + \frac{1}{2mx} - \sqrt{\frac{1}{4m^2x^2} + \frac{1}{mx}}\,\right]; \quad \xi^{\text{экс}} = \xi\big|_{p=\mathcal{P}}$$

В общем рассмотрении, в отличие от стационарного случая (квазиклассический предел), как следствие соотношения неопределенности, возникает не одно значение ξ, а некоторый интервал. Анализируется характер дифракции в интервале существенных ξ. Показывается инвариантность параметра ξ при преобразованиях Лоренца вдоль оси ξ. Этому факту мы обязаны тем, что переходя в систему отсчета, в которой импульс частицы (вдоль оси z) увеличивается (уменьшается), происходит спрямление (загибание) волн. Однако, при этом во столько же раз происходит увеличение (уменьшение) продольных расстояний, так что в результате ξ остается неизменным. Совершается инвариантный переход ($-S = mx \gg 1$) к стационарному случаю (квазиклассический предел).

В диссертации имеются приложения ко II,III,IV главам.

В приложении ко второй главе дается сводка свойств функции размазки $\delta^2(\vec{b},\alpha)$

В приложении к третьей главе находится ультрарелятивистский гамильтониан, который после квантования приводит к параболическому уравнению. Решаются уравнения движения для ультрарелятивистского гамильтониана.

В приложении к четвертой главе исследуется импульсный спектр функции Грина $G^c(x,m)$.

Кратко перечислим основные результаты, полученные в диссертации.

I. Получено единое описание упругих и неупругих процессов в рамках модели Глаубера. Наряду с известными результатами, следующими из предложенной модели для реакций упругого и неупругого рассеяния на ядрах, нетривиальным предсказанием явилось рассмотрение процесса фоторождения в некогерентной области. Указано на существенную роль интерференционных членов для процесса некогерентного фоторождения. Предсказана зависимость дифференциального сечения некогерентного процесса фоторождения от атомного номера ядра в зависимости от физической структуры γ -кванта.

2. Дано микроскопическое рассмотрение вклада эффектов дифракции Френеля при рассеянии релятивистских частиц на сложных ядрах. Показано, что, несмотря на существенный вклад дифракции Френеля при перерассеянии на нуклонах ядра, в пределе бесконечной ядерной материи эффективное загибание волн стирается, так что распространение волны в ядерной среде подчиняется законам геометрической оптики. Это позволяет распространить теорию Глаубера в область средних энергий и позволяет понять, почему она так хорошо работает и вне, казалось бы, области применения.

3. Дается общий диаграммный метод вычисления поправок к геометрической оптике. Показано, что при малых $\xi \ll 1$ эффект загибания волн в среде можно представить в виде локальных возмущений на прямолинейной траектории. Полученный ряд возмущений исследуется в квазиклассическом пределе. Найдены обобщенные условия квазиклассичности. Вычислен эффективный потенциал, описывающий отклонение от геометрической оптики.

4. Изучаются инвариантные свойства дифракции. В нековариантной схеме определены условия высокоэнергетического рассеяния. Показано, что при выполнении этих условий параметр ξ однозначно определяет тип дифракции. Дается ковариантное обобщение этой схемы. Находится инвариантный аналог условий высокоэнергетического рассеяния. Дается релятивистское обобщение параметра ξ, определяются его ковариантные и инвариантные свойства. Указывается, что нековариантное определение ξ на геометрическом языке продольных и поперечных расстояний является достаточно общим, так что позволяет описать единым образом дифракционные явления как в релятивистской, так и нерелятивистской области.

Основное содержание диссертации опубликовано в работах [I - 6], некоторые из них докладывались на научных сессиях Отделения Ядерной Физики АН СССР в I97I и I975 г.г., посвященные физике элементарных частиц.

Л И Т Е Р А Т У Р А

I. С.М.Дарбинян, Л.Н.Коваль, известия АН Арм.ССР, физика, 6, 1971.

2. Л.Н.Коваль, С.Г.Матинян, ЯФ, 19, 380, 1974.

3. Л.Н.Коваль, С.Г.Матинян, ЯФ, 23, 897, 1976.

4. Л.Н.Коваль, С.Г.Матинян, ЯФ, 24, 801, 1976.

5. Л.Н.Коваль, известия АН Арм.ССР, физика, 23, 4, 1976.

6. Л.Н.Коваль, известия АН Арм.ССР, физика, , 2, 1977.

Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 948 ВФ-03243 Тираж 160

Издано Отделом научно-технической информации Ереванского физического института, Ереван-36, пер.Маркаряна 2