КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 539.17.01

Н. Ф. НЕЛИПА, А. Е. ПУХОВ

МОДЕЛЬ НЕЗАВИСИМЫХ СОУДАРЕНИЙ ДЛЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ЯДЕР С ЯДРАМИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

1. В последние годы исследованию взаимодействия адронов с ядрами и ядер с ядрами уделяется большое внимание. Интерес к этому вопросу был вызван тем, что, рассеивая адроны на ядрах, можно получить информацию о пространственно-временной картине взаимодействия [1].

В последнее время разработан ряд моделей [2—5], успешно описывающих различные характеристики адрон-ядерных взаимодействий. Одной из них является модель Капеллы и Кржывицкого [4, 5], в которой взаимодействие адрон — ядро описывается многореджионным обменом. Преимуществом такого подхода является возможность описывать одновременно упругий и неупругий канал реакции. При этом для упругого сечения получается обычная глауберовская формула. Для процессов множественного рождения реджионный подход, как показано в [4, 5], приводит к модели независимых соударений, в которой налетающий адрон сталкивается независимо с различными нуклонами ядра, тратя при каждом столкновении часть своей энергии на рождение частиц. Эта модель успешно описывает инклюзивное распределение рожденных частиц при энергии налетающего адрона $E > 100$ ГэВ.

Настоящая статья посвящена исследованию процессов множественного рождения при столкновении ядер с ядрами. Показано, что реджионный подход к взаимодействию ядер с ядрами приводит к модели независимых соударений.

2. Как известно, процессы множественного рождения вследствие оптической теоремы связаны с процессами упругого рассеяния. На языке фейнмановских графиков это означает, что множественное рождение частиц описывается диаграммами, которые получаются при разрезании диаграмм, описывающих упругое рассеяние. Поэтому анализ множественного рождения удобно начинать с анализа диаграмм, дающих основной вклад в упругое рассеяние, а затем рассмотреть разрезы этих диаграмм. Отметим, что такой подход обеспечивает выполнение оптической теоремы.

Будем предполагать, что нуклон-нуклонное взаимодействие при больших энергиях описывается многореджионным обменом [6] (рис. 1). Обмен несколькими реджионами может быть описан непланарным мандельстамовским графиком [6] (рис. 2). Если пренебречь взаимодействием реджионов, которое описывается малой трехреджионной вершиной, то графики (рис. 2) являются единственным известным типом графиков, дающих неисчезающий вклад в $s^{-1}\operatorname{Im} f(s, t)$ при $s \to \infty$.

С точки зрения такого подхода к описанию нуклон-нуклонной амплитуды амплитуда рассеяния ядра на ядре должна описываться графиками, в которых каждый нуклон ядра A обменивается некоторым числом реджионов с нуклонами ядра B (рис. 3, a). Как обычно, будем считать, что имеет место факторизация многореджионных вершин [6]. В этом случае можно просуммировать независимо для каждой пары взаимодействующих нуклонов многореджионные обмены в один нуклон-нуклонный блок (рис. 1; 3, $б$). Следовательно, факторизация многореджионных вершин приводит к амплитуде рассеяния ядро — ядро,

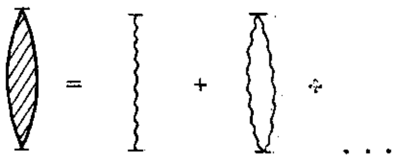

Рис. 1. Представление нуклон-нуклонного взаимодействия реджионными диаграммами

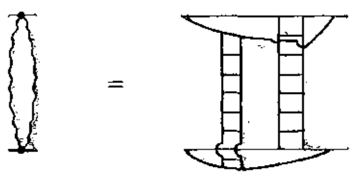

Рис. 2. Представление многореджионного обмена мандельстамовским графиком

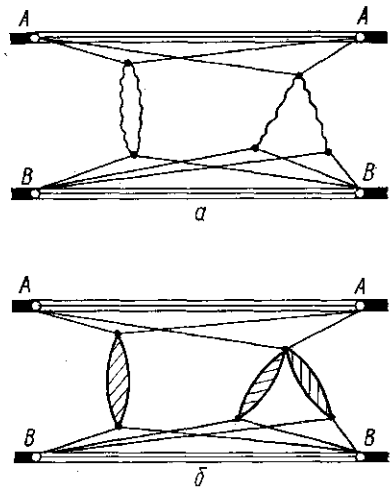

Рис. 3. Упругое рассеяние ядра A на ядре B, выраженное через многореджионный обмен (a) и нуклон-нуклонное взаимодействие ($б$)

выражающейся через нуклон-нуклонную амплитуду. Отсюда, обобщая работы [5, 7], можно получить глауберовскую формулу для упругого рассеяния ядра на ядре:

$$1 + \frac{i}{2} f^{AB}(b) = \int \prod_{i=1}^{A} \prod_{j=1}^{B} \left(1 + \frac{i}{2} f(x_i - y_j)\right) \rho_A(x_1, \ldots, x_A) \times$$
$$\times \rho_B(y_1 - b, \ldots, y_B - b)\, d^2x_1 \ldots d^2x_A\, d^2y_1 \ldots d^2y_B, \qquad (1)$$

где b — прицельный параметр; $f(\xi)$ — амплитуда упругого рассеяния нуклонов в представлении прицельного параметра; ρ_A и ρ_B — ядерные плотности.

Чтобы получить информацию о множественном рождении, надо рассмотреть разрезы диаграмм вида, изображенного на рис. 3. Основной особенностью непланарных диаграмм, которыми мы описываем взаимодействие ядер, является наличие разрезов, проходящих через любое число нуклон-нуклонных блоков. Каждый нуклон-нуклонный блок может быть разрезан как по упругому, так и по неупругому каналу. Рождению частиц будет соответствовать разрез по неупругому каналу. Ясно, что разрез, рассекающий какой-либо набор нуклон-нуклонных блоков по неупругому каналу, связан с множественным рождением частиц в результате неупругого столкновения соответствующих пар нуклонов.

Пусть Ω — некий набор пар нуклонов (один из которых принадлежит ядру A, а другой — ядру B). Зафиксируем прицельный параметр b. Найдем вероятность того, что пары нуклонов из Ω и только они взаимодействуют неупруго. Эта вероятность характеризует вклад в $\mathrm{Im}\, f^{AB}(b)$ от неупругих разрезов, которые проходят через все нуклон-нуклонные блоки, входящие в Ω. Она может быть вычислена по следующим правилам [5]:

Надо рассмотреть диаграммы, в которых между всеми парами нуклонов, входящими в Ω, имеет место взаимодействие. Так как соответствующие нуклон-нуклонные блоки разрезаются по неупругому каналу, амплитуда $(i/2)f(x_i - y_j)$ для $(i, j) \in \Omega$ должна быть заменена на $p_{in}(x_i - y_j)$ — вероятность неупругого взаимодействия нуклонов с прицельным параметром $\xi = x_i - y_j$.

Каждый из оставшихся нуклон-нуклонных блоков может быть:

а) оставлен слева от разреза, при этом его вклад останется неизменным: $(i/2)f(\xi) \to (i/2)f(\xi)$;

б) оставлен справа от разреза, при этом его вклад следует заменить на сопряженную величину: $(i/2)f(\xi) \to -(i/2)\bar{f}(\xi)$;

в) разрезан по упругому каналу, при этом следует $(i/2)f(\xi)$ заменить на $(1/4)\,|f(\xi)|^2$.

Поскольку мы должны рассматривать все возможные разрезы, необходимо для каждого нуклон-нуклонного блока, не входящего в Ω, просуммировать вклады от всех трех возможных случаев *а, б, в*. Используя оптическую теорему

$$\mathrm{Im}\, f(\xi) = \frac{1}{4}|f(\xi)|^2 + p_{in}(\xi), \tag{2}$$

получим, что вклад от каждого нуклон-нуклонного блока, не входящего в Ω, будет

$$\frac{1}{2}\, i f(\xi) - \frac{1}{2}\, i\bar{f}(\xi) + \frac{1}{4}|f(\xi)|^2 = -p_{in}(\xi). \tag{3}$$

Сделав соответствующие изменения в формуле (1), получим, что вероятность процессов, при которых пары нуклонов из Ω и только они провзаимодействуют неупруго, равна

$$P_\Omega(b) = \int \prod_{(i,j)\in\Omega} p_{in}(x_i - y_j) \prod_{(k,l)\notin\Omega} (1 - p_{in}(x_k - y_l)) \times$$
$$\times\, \rho_A(x_1, \ldots, x_A)\, \rho_B(y_1 - b, \ldots, y_B - b)\, d^2x_1 \ldots d^2x_A\, d^2y_1 \ldots d^2y_B. \tag{4}$$

Итак, мы видим, что реджионный подход приводит к модели независимых соударений различных пар нуклонов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Канчели О. В. Неупругие взаимодействия быстрых адронов с ядрами.— Письма в ЖЭТФ, 1973, 18, с. 465—469.
2. Николаев Н. Н. Взаимодействие частиц высоких энергий с ядрами.— Материалы Зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Л., 1976, ч. 2, с. 95—146.
3. Шабельский Ю. М. Множественное рождение частиц на ядрах в кварковой модели.— Физика элементарных частиц (материалы 13 зимней школы ЛИЯФ). Л., 1978, с. 90—138.
4. Capella A., Krzywicki A. Theoretical model of soft hadron-nuclei collisions at hight energy.— Preprint LPTPE—77/31, Orsay, 1973, 35 p.
5. Capella A., Krzywicki A. Inclusive production off nuclei. — Physics Letters, 1977, **67B**, p. 84—88.

6. Абрамовский В. А., Грибов В. Н., Канчели О. В. Характер инклюзивных спектров и флуктуаций в неупругих процессах, обусловленных многопомеронным обменом.— Ядерная физика, 1973, 18, с. 595—616.
7. Bertocchi L. Graphs and Glauber.— Nuovo Cim. 1972, **11A**, p. 45—65.

Поступила в редакцию
06.02.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1980, т. 21, № 5

УДК 538.614

М. В. ЧЕТКИН, Н. Н. ЕРМИЛОВА, И. Е. ЗУБЦОВА, М. М. ЛУКИНА

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВИСМУТСОДЕРЖАЩИХ ОРТОФЕРРИТОВ

В последние годы возрос интерес к исследованию висмутсодержащих ферритов-гранатов, обладающих аномально большим отрицательным фарадеевским вращением [1]. Было установлено, что величина фарадеевского вращения пропорциональна концентрации висмута [2]. Однако природа механизма, ответственного за такое увеличение вращения, до сих пор окончательно не ясна. Влияние Bi^{3+} также было обнаружено и при измерении полярного эффекта Керра в перовските $(La, Bi, Sr)MnO_3$ [3].

В связи с этим представляют интерес исследования влияния висмута на эффект Фарадея в слабых ферромагнетиках — ортоферритах.

Первые измерения на висмутсодержащих ортоферритах были проведены Вудом, Ремейкой и др. [4]. Они исследовали зависимость температуры спиновой переориентации $Y_xEr_{1-x}FeO_3$ и $Bi_xEr_{1-x}FeO_3$ от концентрации замещения. Было найдено, что влияние Bi^{3+} на изменение этой температуры значительно сильнее влияния Y^{3+}.

В данной работе исследовались ортоферриты $Bi_xDy_{1-x}FeO_3$ ($x = 0{,}0035$; $0{,}02$; $0{,}14$), выращенные методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве.

Параметры решеток данных ортоферритов были измерены на автоматическом рентгеновском дифрактометре и для $Bi_{0,14}Dy_{0,86}FeO_3$ составляют: $a = (5{,}315 \pm 0{,}002)$ Å; $b = (5{,}605 \pm 0{,}002)$ Å; $c = (7{,}643 \pm 0{,}002)$ Å. Линейная зависимость объема элементарной ячейки $Bi_xDy_{1-x}FeO_3$ от концентрации висмута совпадает с аналогичной зависимостью для $Bi_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$, полученной в работе [5].

На рис. 1, *а*, и 1, *б*, представлены дисперсионные зависимости $2\delta I/I$ в пластинках монокристаллов $Bi_{0,0035}Dy_{0,9965}FeO_3$ и $Bi_{0,02}Dy_{0,98}FeO_3$ толщиной 280 мкм и 100 мкм соответственно, вырезанных перпендикулярно оси [001]. Здесь $2\delta I$ — интенсивность света, прошедшего через систему поляризатор — образец — анализатор, повернутый под углом 45° к поляризатору, при включенном магнитном поле, I — интенсивность света, прошедшего через систему в отсутствие магнитного поля. На рис. 1, *а*, и 1, *б*, кривая *1* соответствует направлению поляризации падающего излучения, совпадающего с осью [010], а кривая *2* — поляризации, совпадающей с осью [100]. Точность определения величины $2\delta I/I$ составляет $4 \cdot 10^{-4}$.

На рис. 2 представлена дисперсионная зависимость коэффициентов поглощения $Bi_{0,02}Dy_{0,98}FeO_3$ для двух взаимно перпендикулярных поляризаций падающего света. Для кривых *1* и *2* электрический вектор **e** параллелен осям [010] и [100] соответственно. С увеличением