



Объединенный
институт
ядерных
исследований
Дубна

1565 / 2-80

7/4-80

P2 - 13054

В.В.Ужинский

КЛАССИФИКАЦИЯ ДИАГРАММ,
ОПИСЫВАЮЩИХ
УПРУГОЕ ЯДРО-ЯДЕРНОЕ РАССЕЙНИЕ

Направлено в ЯФ

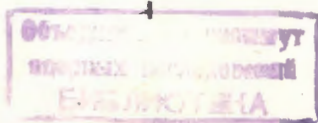
1980

§ I. Введение

Новая область физики высоких энергий - взаимодействие релятивистских ядер с ядрами - привлекает значительное внимание как экспериментаторов, так и теоретиков. Экспериментаторов привлекает возможность изучения ядерной материи в экстремальных условиях и возможность наблюдения необычных реакций и эффектов, не имеющих места в адрон-адронных и адрон-ядерных соударениях. На этом пути сделано немало и получены интересные данные (см. обзоры /1-3/).

С теоретической точки зрения ядро-ядерные взаимодействия можно рассматривать как "испытательное" поле для различных методов и подходов, апробированных в физике элементарных частиц и атомного ядра. Какие из них окажутся наиболее действенными и результативными, покажет будущее, а в настоящее время ситуация характеризуется большим разнообразием идей и предложений (краткую характеристику и перечень существующих подходов можно найти в работах /3,4/). Пожалуй, наиболее существенные успехи достигнуты пока в теории упругих ядро-ядерных реакций, рассматриваемых в формализме Глаубера-Ситенко /5-9/. Предлагаемая работа посвящена ее дальнейшему развитию.

Как известно, амплитуда упругого ядро-ядерного рассеяния в эйкональном приближении Глаубера-Ситенко дается конечным знаком-переменным рядом /5/. Членам этого ряда, описывающим различные процессы взаимодействия составляющих нуклонов, может быть поставлена в соответствие совокупность диаграмм /8,10/. Классификация



диаграмм, не разработанная до сих пор, проведена во втором параграфе, где четко сформулировано важное понятие связности диаграмм. В результате получено выражение для амплитуды рассеяния, которое в пределе больших атомных чисел сталкивающихся ядер (в оптическом пределе) приводит к фазовой функции, содержащей вклады только связанных диаграмм. Доказательство этого утверждения, существенно используемого в работах /6-8/, приводится ниже. В §3 излагается метод построения связанных диаграмм и вычисления их вкладов в амплитуду (фазу) упругого ядро-ядерного рассеяния.

§ 2. Лемма о сокращении вкладов несвязанных диаграмм в фазовую функцию упругого ядро-ядерного рассеяния в оптическом пределе по атомным номерам

Глауберовская амплитуда упругого ядро-ядерного рассеяния в представлении прицельного параметра дается следующим выражением /5/:

$$-i\Gamma_{AB}(\vec{b}) = \langle \Psi_A \Psi_B | \prod_{i=1}^A \prod_{j=1}^B [1 - \gamma(\vec{b} + \vec{s}_i - \vec{t}_j)] | \Psi_B \Psi_A \rangle - 1, \quad (I)$$

где A и B - атомные числа сталкивающихся ядер, $\{\vec{s}_A\} / \{\vec{t}_B\}$ - координаты нуклонов ядра A (B) в плоскости прицельного параметра \vec{b} . Угловые скобки означают усреднение по основным состояниям ядер, а $\gamma(\vec{b})$ определяется как

$$\gamma(\vec{b}) = \frac{1}{2\pi i P_N} \int d^2 q f_{NN}(\vec{q}) \exp(i\vec{q}\vec{b}),$$

$f_{NN}(\vec{q})$ - амплитуда упругого нуклон-нуклонного рассеяния, а P_N - импульс, приходящийся на нуклон налетающего ядра A .

Пренебрегая спиновой и изоспиновой зависимостью нуклон-нуклонных амплитуд и делая обычное предположение о факторизуемости функций плотностей основных состояний ядер, т.е. принимая, что

$$|\Psi_A(\vec{t}_1, \dots, \vec{t}_A)|^2 = \prod_{i=1}^A \rho_A(\vec{t}_i), \quad \vec{t} = (\vec{s}, z), \quad (2)$$

$$|\Psi_B(\vec{t}_1, \dots, \vec{t}_B)|^2 = \prod_{i=1}^B \rho_B(\vec{t}_i), \quad \vec{t} = (\vec{t}, \xi),$$

$$\int \rho_{A(B)}(\vec{t}) d^3 z = 1,$$

$$\rho_A(\vec{s}) = \int \rho_A(\vec{t}) d\xi, \quad \rho_B(\vec{t}) = \int \rho_B(\vec{s}) dz,$$

преобразуем выражение (I) к виду, в котором каждому слагаемому может быть дан вполне определенный физический смысл.

$$\begin{aligned} -i\Gamma_{AB}(\vec{b}) = & - \sum_{i=1}^A \sum_{j=1}^B \int \gamma(\vec{b} + \vec{s}_i - \vec{t}_j) \rho_A(\vec{s}_i) \rho_B(\vec{t}_j) d^2 s_i d^2 t_j + \\ & + \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^A \sum_{\substack{k,l=1 \\ k \neq l}}^B \int \gamma(\vec{b} + \vec{s}_i - \vec{t}_k) \gamma(\vec{b} + \vec{s}_j - \vec{t}_l) \rho_A(\vec{s}_i) \rho_A(\vec{s}_j) \cdot \\ & \rho_B(\vec{t}_k) \rho_B(\vec{t}_l) d^2 s_i d^2 s_j d^2 t_k d^2 t_l + \frac{1}{2} \sum_{i=2}^A \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{A-1} \int \gamma(\vec{b} + \vec{s}_i - \vec{t}_j) \times \\ & \gamma(\vec{b} + \vec{s}_i - \vec{t}_k) \rho_A(\vec{s}_i) \rho_B(\vec{t}_j) \rho_B(\vec{t}_k) d^2 s_i d^2 t_j d^2 t_k + (3) \\ & + \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^A \sum_{k=1}^B \int \gamma(\vec{b} + \vec{s}_i - \vec{t}_k) \gamma(\vec{b} + \vec{s}_j - \vec{t}_k) \rho_A(\vec{s}_i) \rho_A(\vec{s}_j) \times \\ & \times \rho_B(\vec{t}_k) d^2 s_i d^2 s_j d^2 t_k + \dots \end{aligned}$$

Так, например, первый член ответственен за реакции, в которых взаимодействуют по одному нуклону из сталкивающихся ядер. Второй, третий и четвертый - являются теневыми поправками к первому и связаны с процессами двукратного рассеяния. Причем имеется две возможности: или взаимодействуют по паре нуклонов из каждого ядра (второй член), или же один нуклон из какого-либо ядра испытывает двукратное столкновение с нуклонами другого (третий и четвертый члены). Аналогичная ситуация имеет место и для рассеяния более высокой кратности, где число возможностей гораздо больше. Для их учета удобно ввести диаграммное представление /10,8/.

Сопоставим процессам однократного рассеяния совокупность диаграмм рис. I, где нуклонам ядра A соответствуют горизонтальные линии, нуклонам ядра B - вертикальные, а взаимодействие i -нуклона ядра A с j -нуклоном ядра B представим точкой, лежащей на пересечении указанных линий. Кроме того, припишем каждой линии ядра $A(B)$ - $\rho_A(\vec{s}_i) / \rho_B(\vec{t}_j)$, а точке - $\gamma(\vec{b} + \vec{s}_i - \vec{t}_j)$. Тогда вклад всех диаграмм рассеяния рис. I в амплитуду Γ_{AB} равен произведению вышеуказанных величин, просуммированному по различным нуклонам и проинтегрированному по их координатам. Подобным образом могут быть учтены более сложные процессы рассеяния, при этом использование диаграмм не только дает их наглядное представление,

но и позволяет определить возможное число однотипных диаграмм. Например, число возможных диаграмм рис.1 равно числу размещений точки в АВ - узлах, а число диаграмм рис.2, соответствующих второму члену выражения (3), равно $A(A-1)B(B-1)/2$ и т.д.

Сформулируем общее правило вычисления числа возможных однотипных диаграмм, для чего проанализируем структуру вклада произвольной диаграммы, охватывающей m линий ядра А и n линий ядра В и включающей k точек.

$$g_{mn} = \int \rho_A(\vec{s}_1) \dots \rho_A(\vec{s}_m) \rho_B(\vec{t}_1) \dots \rho_B(\vec{t}_n) \times \\ \times \gamma(\vec{s} + \vec{s}_{i_1} - \vec{t}_{j_1}) \gamma(\vec{s} + \vec{s}_{i_2} - \vec{t}_{j_2}) \dots \gamma(\vec{s} + \vec{s}_{i_k} - \vec{t}_{j_k}) \times \\ \times d^2 s_1 \dots d^2 s_m d^2 t_1 \dots d^2 t_n . \quad (4)$$

Здесь $\{\vec{s}_{i_k}\} / \{\vec{t}_{j_k}\} /$ - некоторая выборка с повторениями из $m / n /$ элементов $\{\vec{s}_m\} / \{\vec{t}_n\} /$. Выделим в множестве $\{\vec{s}_m\}$ некоторое подмножество $\{\vec{s}_{m'}\} / m' < m /$ и разобьем подинтегральное произведение γ -функций, на две группы сомножителей. В первую группу зачислим γ -функции, содержащие в качестве аргументов элементы $\{\vec{s}_{m'}\}$, а во вторую - все оставшиеся. При этом, возможно, $\{\vec{t}_n\}$ разобьется на два неперекрывающихся подмножества.

Определение. Назовем диаграмму несвязанной, если существует хотя бы одно разбиение $\{\vec{s}_m\}$ на менее мощные подмножества, влекущее разбиение множества $\{\vec{t}_n\}$. В противоположном случае назовем диаграмму связанной. На рис.3 приведены примеры связанных a, b, c и несвязанных d, e, f диаграмм.

Из определения ясно, что вклад несвязанной диаграммы равен произведению двух или более вкладов связанных диаграмм. Поскольку все диаграммы могут быть разделены на связанные и несвязанные, то задача упругого ядро-ядерного рассеяния сводится к проблеме классификации и вычислению вкладов только связанных диаграмм. Покажем, каким образом амплитуда рассеяния выражается через вклады связанных диаграмм. Для этого рассмотрим произвольную диаграмму mn - порядка, которая разбивается на ℓ связанных диаграмм, причем имеется k_1 связанных диаграмм одного типа, k_2 - другого и т.д. $|\ell = k_1 + k_2 + \dots + k_j|$. Подсчитаем общее число диаграмм данной структуры. Очевидно, что $m/n /$ линий ядра А/В/ может быть выбрано $C_A^m / C_B^n /$ - способами, при этом число разбиений $m/n /$

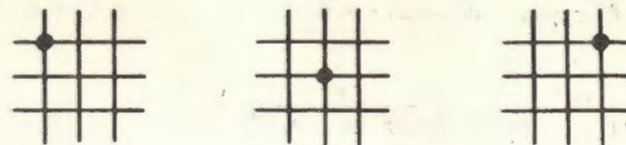


Рис.1

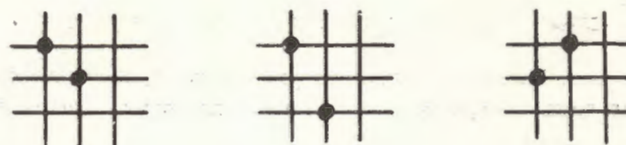
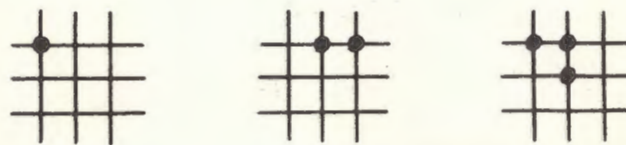


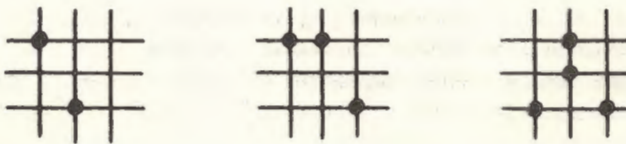
Рис.2



a

b

c



d

e

f

Рис.3

линий на ℓ групп $|m = m_1 k_1 + m_2 k_2 + \dots + m_j k_j; n = n_1 k_1 + n_2 k_2 + \dots + n_j k_j|$ равно

$$\frac{m!}{(m_1!)^{k_1} \dots (m_j!)^{k_j}} \left(\frac{n!}{(n_1!)^{k_1} \dots (n_j!)^{k_j}} \right).$$

Здесь $m_i / n_i!$ - число нуклонных линий, охватываемых связанной диаграммой i - типа $|I \leq i \leq j|$. Учитывая число перестановок одинаковых групп, найдем, что полное число всевозможных диаграмм m, n порядка заданной структуры определяется как

$$C_A^m C_B^n \frac{m!}{(m_1!)^{k_1} \dots (m_j!)^{k_j}} \frac{n!}{(n_1!)^{k_1} \dots (n_j!)^{k_j}} \frac{1}{k_1! \dots k_j!} \quad (5)$$

Следовательно, амплитуда упругого рассеяния, представляющая сумму вкладов всех связанных и несвязанных диаграмм, дается выражением

$$1 - \Gamma_{AB}(\vec{\ell}) = \sum_{k_1, \dots, k_j, \dots} \frac{1}{k_1! \dots k_j! \dots} C_A^{m, k_1 + \dots + m_j k_j + \dots} C_B^{n, k_1 + \dots + n_j k_j + \dots} \frac{(m_1 k_1 + \dots + m_j k_j + \dots)!}{(m_1!)^{k_1} \dots (m_j!)^{k_j} \dots} \frac{(n_1 k_1 + \dots + n_j k_j + \dots)!}{(n_1!)^{k_1} \dots (n_j!)^{k_j} \dots} \tilde{g}_{m_1, n_1} \dots \tilde{g}_{m_j, n_j} \dots \quad (6)$$

В соотношении (6) полагается, что

$$C_A^m = \begin{cases} \frac{A}{m!(A-m)!}, & m \leq A, \\ 0, & m > A, \end{cases}$$

а индексы k_1, k_2, \dots принимают ряд значений: $0, 1, 2, 3, \dots$. Через $\tilde{g}_{m, n}$ обозначаются вклады связанных диаграмм $|m_i, n_i \geq 1|$.

Найдем теперь предел выражения (6) при $A, B \rightarrow \infty$. Принимая с точностью до $1/|A| |1/B|$, что $C_A^m m! \approx A^m / C_B^n n! \approx B^n$, имеем:

$$\begin{aligned} [1 - \Gamma_{AB}(\vec{\ell})] &\approx \sum_{k_1, \dots, k_j, \dots} \frac{1}{k_1! \dots k_j! \dots} \left(\frac{A^{m_1}}{m_1!} \frac{B^{n_1}}{n_1!} \tilde{g}_{m_1, n_1} \right)^{k_1} \\ &\dots \left(\frac{A^{m_j}}{m_j!} \frac{B^{n_j}}{n_j!} \tilde{g}_{m_j, n_j} \right)^{k_j} \dots = \\ &= \exp \left[\sum_{i=1}^{\infty} \frac{A^{m_i}}{m_i!} \frac{B^{n_i}}{n_i!} \tilde{g}_{m_i, n_i} \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Значит, фазовая функция, определяемая как

$$f(\vec{\ell}) = \ln [1 - \Gamma_{AB}(\vec{\ell})] \Big|_{A, B \rightarrow \infty} = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{A^{m_i}}{m_i!} \frac{B^{n_i}}{n_i!} \tilde{g}_{m_i, n_i}, \quad (8)$$

содержит вклады только связанных диаграмм, что и требовалось доказать.

§ 3. Построение связанных диаграмм. Корневые диаграммы

Рассмотрим операторы,

$$\begin{aligned} \hat{D}_A &= - \int d^2 s d^2 \tau \rho_A(\vec{s}) \rho_B(\vec{\tau}) \delta(\vec{\ell} + \vec{s} - \vec{\tau}) \frac{\delta}{\delta \rho_B(\vec{\tau})}, \\ \hat{D}_B &= - \int d^2 s d^2 \tau \rho_A(\vec{s}) \rho_B(\vec{\tau}) \delta(\vec{\ell} + \vec{s} - \vec{\tau}) \frac{\delta}{\delta \rho_A(\vec{s})}, \end{aligned} \quad (9)$$

действуя которыми на вклад некоторой диаграммы, можно получить вклад диаграммы более высокого порядка. Например, действуя на $\tilde{g}_{11} / g_{11}^{(1)}$, имеем:

$$\begin{aligned} \hat{D}_A \tilde{g}_{11}^{(1)} &= (\hat{D}_A)^{m-1} g_{11}^{(1)}, \\ \hat{D}_B \tilde{g}_{11}^{(1)} &= (\hat{D}_B)^{n-1} g_{11}^{(1)}, \\ \hat{D}_A \hat{D}_B \tilde{g}_{11}^{(1)} &= (\hat{D}_A \hat{D}_B + \hat{D}_B \hat{D}_A) g_{11}^{(1)}. \end{aligned}$$

Поскольку операторы \hat{D}_A и \hat{D}_B в общем случае не коммутируют, то их произведения, отличающиеся только различным порядком сомножителей, при действии на \tilde{g}_{mn} будут приводить к различным результатам. Что эквивалентно получению вкладов диаграмм заданного порядка, но отличающихся различной структурой. Для получения всевозможных структур введем оператор \hat{S} , который, действуя на произведение операторов \hat{D}_A и \hat{D}_B , выделяет нужные последовательности с соответствующими весами. Тогда

$$g_{mn}^{(1)} = \hat{S} \hat{\Delta}_A^{m-1} \hat{\Delta}_B^{n-1} g_{mn}^{(1)} \quad (I0)$$

и формально

$$f(\vec{\delta}) = \hat{S} \exp[A \hat{\Delta}_A + B \hat{\Delta}_B] \sum_i \hat{\Delta}_A^{-m_i} \hat{\Delta}_B^{-n_i} g_{m_i n_i}^{(i)} \quad (II)$$

Здесь $\hat{\Delta}_A^{-1}$ и $\hat{\Delta}_B^{-1}$ - операторы, обратные операторам (9), а $g_{m_i n_i}^{(i)}$ - вклады "корневых" диаграмм, из которых вышеописанными операциями могут быть получены все остальные. Для их определения раскроем смысл $\hat{\Delta}_A^{-1}$ и $\hat{\Delta}_B^{-1}$. Поскольку действие каждого из операторов (9) состоит во включении в диаграмму нуклонной линии, содержащей одну точку, то действие обратных операторов заключается в удалении из диаграммы нуклонной линии, содержащей одну точку. Последовательно исключая нуклонные линии из какой-либо произвольной диаграммы, в конце концов приходим или к какой-либо диаграмме рис. I или же к диаграмме, в которой на каждой линии находится по крайней мере две точки.

Определение. Корневой диаграммой, или корнем, называется диаграмма, в которой на каждой нуклонной линии находится по крайней мере две точки. Диаграмма, содержащая только одну точку, также относится к корневым. Примеры корней даны на рис. 4.

Как уже говорилось выше, каждая корневая диаграмма порождает ряд других диаграмм. Если в качестве корня взять диаграмму рис. 4а, то можно убедиться, что ряд возникающих диаграмм совпадает с рядом, рассмотренным в работе /8/, где было установлено, что диаграмма m_i порядка данной структуры может быть образована $m^{n-1} n^{m-1}$ способами и содержит $m+n-1$ точку. Вклад всех этих диаграмм в фазовую функцию $f(\delta)$ в приближении малости радиуса NN - взаимодействия по сравнению с ядерными размерами дается рядом Андреева /6,7/.

$$\sum_{m,n=1}^{\infty} \frac{A^m}{m!} \frac{B^n}{n!} \tilde{g}_{mn}^{(1)} \approx \sum_{m,n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{m+n-1}}{m! n!} m^{n-1} n^{m-1} \frac{2}{\delta} \int d^2\tau x^m y^n = \quad (I2)$$

$$= -\frac{2}{\delta} \int d^2\tau [u(e^{2-u}) + z(e^u - 1) - uz],$$

$$\tilde{\sigma} = -i \frac{4\pi}{\rho_N} f_{NN}(0), \quad x = A \rho_A (\vec{\delta} - \vec{\tau}), \quad y = B \rho_B (\vec{\delta}), \quad (I3)$$

$$\begin{cases} u = y e^{-z} \\ z = \alpha e^{-u} \end{cases}$$

Рассмотрим, к чему приводит учет других корней.

Построим на основе i -корня, включающего $m_i/n_i!$ нуклонных линий ядра A/B , диаграмму mn порядка $|m \geq m_i; n \geq n_i|$, для чего необходимо добавить $m-m_i$ линий ядра A и $n-n_i$ линий ядра B , содержащих по одной точке. Очевидно, что $m-m_i$ и $n-n_i$ точек в заданной диаграмме независимо друг от друга можно разместить $m^{n-n_i} n^{m-m_i}$ способами, однако не все эти размещения допустимы. Запрещается попадание двух точек в один и тот же узел (в точку пересечения нуклонных линий). С учетом этого обстоятельства получим, что число допустимых комбинаций равно:

$$m^{n-n_i} n^{m-m_i} - (m-m_i)(n-n_i) m^{n-n_i-1} n^{m-m_i-1} \quad (I4)$$

Кроме того, необходимо учесть число способов, которыми $m-m_i/n-n_i!$ добавочных линий может быть выбрано из $m/n!$ линий

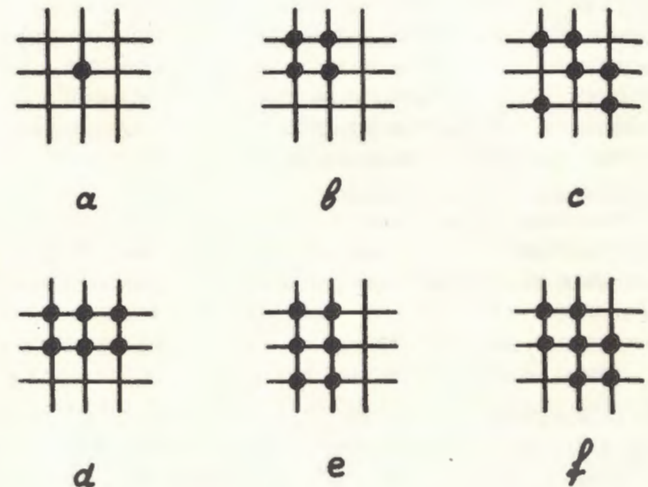


Рис. 4

$/C_m^{m-m_i}, C_n^{n-n_i}/$. В результате вклад диаграмм, порожденных i -корнем, в фазовую функцию упругого рассеяния в приближении малости радиуса NN - взаимодействия по сравнению с ядерными размерами определится выражением

$$\sum_{\substack{m=m_i \\ n=n_i}}^{\infty} \frac{A^m B^n}{m! n!} \tilde{g}_{mn}^{(i)} \approx d_i \sum_{\substack{m=m_i \\ n=n_i}}^{\infty} \frac{(-1)^{m+n}}{(m-m_i)!(n-n_i)!} \quad (I5)$$

$$\left[m^{n-n_i} n^{m-m_i} - (m-m_i)(n-n_i) m^{n-n_i-1} n^{m-m_i-1} \right] \frac{2}{\sigma} \int d^2 \tau x^m y^n$$

Суммируя ряд (I5) методом работ [7], найдем, что

$$\sum_{\substack{m=m_i \\ n=n_i}}^{\infty} \frac{A^m B^n}{m! n!} \tilde{g}_{mn}^{(i)} \approx d_i \frac{2}{\sigma} \int d^2 \tau z^m u^{n_i}$$

где u и z - решения системы (I3), а d_i - некоторый множитель, определяемый структурой корня и видом $f_{NN}(\tilde{q})$.

Итак, если задан корень, то может быть определен ряд порождаемых им диаграмм и вычислен их вклад. Остается только провести классификацию корневых диаграмм. Как было показано в работе [8], необходимым условием связанности диаграммы mn порядка является требование, чтобы в ней содержалась по крайней мере $m+n-1$ точка.

Если число точек превышает эту величину, то вклад подобной диаграммы пропорционален малому безразмерному параметру $\varepsilon = \frac{\sigma_{el}}{\sigma_{NN}}$ в степени, равной числу добавочных точек или числу замкнутых петель в диаграмме [6,7]. Например, корни рис. 4б, 4с, содержащие одну петлю, пропорциональны ε , а вклады двухпетлевых корней (рис. 4д, 4е, 4ф) соответственно пропорциональны ε^2 . Поскольку число замкнутых петель определяет малость вклада диаграммы, естественно вести по нему классификацию.

Однопетлевые корневые диаграммы

Согласно сказанному выше в диаграммах этого типа mn порядка должно быть $m+n$ точек. Поскольку на каждой нуклонной линии находится по крайней мере две точки, то должны выполняться условия

$$\begin{cases} 2m \leq m+n, \\ 2n \leq m+n, \end{cases} \quad (I6)$$

которые справедливы только при $m=n$. Следовательно, однопетлевые корневые диаграммы суть диаграммы, охватывающие равное число линий как ядра A , так и ядра B и содержащие на каждой нуклонной линии ровно по две точки.

Двухпетлевые корневые диаграммы

В этих диаграммах число точек равно $m+n+1$, а условие типа (I6) имеет вид

$$\begin{cases} 2m+k = m+n+1 \\ 2n+l = m+n+1 \end{cases} \quad | \quad k+l = 2. \quad (I7)$$

Следовательно, возможны три решения и соответственно три типа корневых двухпетлевых диаграмм.

k	l	
0	2	$m = n+1$
1	1	$m = n$
2	0	$n = m+1$

Простейшие из них изображены на рис. 4д, 4е, 4ф.

Рассмотрение, аналогичное приведенному выше, может быть выполнено и для корневых диаграмм, содержащих большее число петель.

Заключительные замечания

В работах [6-8] при вычислении фазовой функции упругого ядро-ядерного рассеяния непосредственно в оптическом пределе тот факт, что она определяется только вкладами связанных диаграмм, проявлялся в сокращении вкладов несвязанных диаграмм. Сформулированный как лемма, он, с целью сохранения преемственности, отразился в названии второго параграфа, которое может вызвать некоторое недоразумение, поскольку нигде не идет речи о сокращении вкладов несвязанных диаграмм. Это обусловлено выбранным методом доказательства.

Из самой формулировки леммы следует, что для ее доказательства необходимо найти фазу или амплитуду рассеяния без перехода к оптическому пределу. Благодаря классификации диаграмм на связанные и несвязанные и определению структуры их вкладов, была найдена амплитуда рассеяния и ее предел. Поэтому содержание второго параграфа не ограничивается рамками указанной леммы.

1. Выражение (6) позволяет определять амплитуду рассеяния без перехода к оптическому пределу.

2. В $\Gamma_{AB}(\tilde{z})$ могут быть учтены члены, соответствующие разным процессам рассеяния, что может быть полезно при анализе экспериментальных данных, при оценке точности того или иного приближения

в упругом ядро-ядерном рассеянии, а также при обобщении глауберовского приближения с целью описания неупругих ядро-ядерных реакций, например, с использованием реджеонной техники разрезков.

Я благодарен А.В.Тарасову за постановку задачи и прочтение рукописи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М., ЭЧАЯ, т.8, в.3 (1977), 429; ОИЯИ, Е1-11368, Дубна, 1978.
2. A.S. Goldhaber, H.H. Heckman, "Annu. Rev. Nucl. and Part. Sci." v 28, Palo Alto, Calif., 1978, p. 161 - 205.
3. S. Hebert, 7th Int. Conf. High Energy Phys. and Nucl. Struct. Zurich, 1977 Basel - Stuttgart, 1977, p. 261.
4. Ужинский В.В., Цэрэн Ч., ОИЯИ, P2-12079, Дубна, 1979.
5. V. Franco, G.K. Varma, Phys. Rev., с 18 /1978 /, 349.
6. Андреев И.В., Чернов А.В., ЯФ, 28(1978), 477.
Андреев И.В., Хейн Л.А., ЯФ, 28(1978), 499.
7. Пак А.С., Тарасов А.В., Ужинский В.В., Цэрэн Ч., "Письма в ЖЭТФ", 28(1978), 314; ЯФ, 30(1979), 102.
8. Пак А.С., Ужинский В.В., Цэрэн Ч., ЯФ, 30(1979), 343.
9. G.A. Winbow, Phys. Rev. Lett., 40 /1978 /, 619.
D.R. Harrington, Nucl. Phys., A 314 / 1979 /, 454.
10. J. Formanek, Nucl. Phys., B 12 / 1969 /, 441.
H. Kanada, K. Sakai, M. Yasuno, Prog. Theor. Phys., 46/1971/1071.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 декабря 1979 года.