на ядерных мишенях как для всех, так и для лидирующих частиц. Особенно важно для выбора между различными моделями расширение энергетического интервала E_a хотя бы на порядок ($E_a \gtrsim 10^{13}$ эВ).

К настоящему времени (конец 1979 г.) исследование aA-взаимодействий на ускорителях проводилось при энергиях $E_0 \lesssim 500$ ГэВ. При таких энергиях некоторая доля реальных частиц формируется в пределах ядра, что приводит к смешению виртуальных и реальных каскадов. Это обстоятельство препятствует «чистому» сопоставлению экспериментальных данных с предсказаниями моделей aA-взаимодействий.

Отметим важность проверки универсальности распределений в области пионизации. Подобная универсальность, по-видимому, определяется конечными этапами виртуальной фазы: состава, $dN/dp_\perp(s)$ как для разных первичных адронов, так и для заряженных лептонов. Имеющиеся к настоящему времени скудные экспериментальные данные о lA-соударениях не противоречат универсальности инклюзивных распределений в области пионизации. Ясно, что следует по возможности использовать чистые мишени, вносящие наименьшую неопределенность в интерпретацию. В дальнейших попытках определить размеры пространственно-временной области взаимодействия нужно проводить исследования более широким фронтом: изучение лидирующих частиц и основной доли частиц (метод корреляций тождественных частиц) в больших интервалах изменений E_a, x, y, $p_\perp$.

Представляется весьма вероятным, что свойства адронного и ядерного веществ существенно различны и их следует изучать, в основном, раздельно*. Все же нельзя упускать из виду, что характеристики обоих видов вещества связаны между собой. Даже при анализе взаимодействий на чистых мишенях нельзя однозначно определить число ядерных нуклонов, участвующих непосредственно в соударениях. Отождествление этой величины с числом серых следов N_g («индивидуальный» подход) не вполне оправдано; усреднение процесса по ядру содержит неоднозначность, обусловленную краевыми эффектами. Этот вопрос нуждается в отдельных исследованиях так же, как и свойства ядерного вещества при высоких давлениях, возникающих в процессе прохождения адронов через ядро.

Весьма поучительна эволюция интерпретации aN-столкновений, основанная на квантовополевых представлениях. Синтез идей кварково-партонной модели, метода многократных перерассеяний и реджеонной техники, возможно, явится основой динамики сильных взаимодействий при высоких энергиях. Подобная перспектива весьма радужна. Однако история развития этих идей очень драматична. Первоначальные надежды, связанные с моделью обмена одним полюсом Редже (помероном), не оправдались. Для описания экспериментальных данных вплоть до $E_a \lesssim 10^{12}$ эВ потребовалось введение многих полюсов и неусиленных ветвлений, и в силу этого значительного числа феноменологических параметров. Сейчас возникает необходимость введения усиленных диаграмм, учитывающих многореждеонные взаимодействия. Здесь намечается фундаментальный рубеж, ограничивающий установившуюся физическую идеологию. Многореджеонные взаимодействия — аналог коллективных взаимодействий. Быть может, здесь потребуется введение статистическо-гидродинамических методов, представляющих в области высоких энергий новую физику (например, введение нелинейности взаимодействия). На фоне этих очень сложных и важных вопросов выступают факты, которые, быть может, послужат ключом к решению основных проблем сильных взаимодействий. Факты настолько простые, что могут показаться элементарными. Мы имеем в виду прежде всего относительные успехи аддитивной кварковой модели и модели когерентной трубки. Однако здесь явно сама простота моделей составляет серьезную проблему. Необходимо прежде всего убедительно объяснить эти модели, придав им четкий и однозначный физический смысл. В частности, необходимо выяснить причины того, что очень сильное взаимодействие на больших расстояниях (~ 1 ферми) не играет роли при вычислении характеристик множественных процессов. Иначе говоря: почему силы, удерживающие кварки в адронах, не влияют на множественные процессы.

Таким образом, сейчас уже очерчиваются успехи и трудности различных подходов к исследованию aA-взаимодействий. Можно высказать надежду, что синтез пока разрозненных направлений приведет к решению основных проблем сильных взаимодействий при высоких энергиях.

* Это обстоятельство подчеркивается достижением асимптотического режима в ряде характеристик aA-соударений, а также существенной разницей зависимостей от A характеристик, определяемых движением в продольном и поперечном направлениях.

Приложение. ОБЩИЕ СВОЙСТВА АМПЛИТУДЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

S-матрица. Переход замкнутой системы частиц из начального состояния $|i\rangle$ в конечное $|f\rangle$ описывается в квантовой теории S-матрицей [31, 32, 44, 55, 56]:

$$|f\rangle = S|i\rangle. \qquad (\text{П.1})$$

Матричный элемент S-матрицы $(|f\rangle)^+ = \langle f|$ — крест-операция эрмитовского сопряжения

$$S_{fi} = \langle f|S|i\rangle \qquad (\text{П.2})$$

представляется в виде

$$S_{fi} = \delta_{fi} + iT_{fi}(2\pi)^4\delta^{(4)}(P_f - P_i), \qquad (\text{П.3})$$

где $\delta_{fi} = 1$, если состояние системы не изменяется: $(|f\rangle = |i\rangle$. В формуле (П.3) матричный элемент T_{fi} называется амплитудой перехода из состояния $i|\rangle$ в состояние $|f\rangle$. $\delta^{(4)}$-Функция в (П.3) отражает закон сохранения энергии-импульса в указанном переходе; P_i, P_f — суммарные 4-импульсы частиц в начальном и конечном состояниях.

Амплитуда процесса. Амплитуда T_{fi} является функцией релятивистски инвариантных переменных, составленных из 4-импульсов частиц, участвующих в процессе взаимодействия. Рассмотрим двухчастичный процесс взаимодействия бесспиновых адронов

$$a+b \to c+d, \tag{П.4}$$

где c и d — адро ны или адронные резонансы в конечном состоянии; a и b — сталкивающиеся адроны.

Перечислим основные свойства амплитуды T процесса (П.4).

Релятивистская инвариантность. Амплитуда процесса (П.4) T — скалярная функция релятивистски инвариантных переменных* (p_i — 4-импульсы, m_i — массы частиц):

$$s=(p_a+p_b)^2; \quad t=(p_a-p_c)^2; \quad u=(p_a-p_d)^2, \tag{П.5}$$

которые удовлетворяют соотношению

$$s+t+u=m_a^2+m_b^2+m_c^2+m_d^2, \tag{П.6}$$

т. е. только две из них независимы. В реакции (П.4) в качестве независимых удобно выбрать переменные s и t. В *Ц*-системе реакции (П.4) (в дальнейшем *Ц*-система s-канала), где $\mathbf{p}_a^* + \mathbf{p}_b^* = 0$, переменные s и t имеют вид

$$s=(E_a^*+E_b^*)^2=(E_c^*+E_d^*)^2; \tag{П.7}$$

$$t=m_a^2+m_c^2-2E_a^*E_c^*+2p_a^*p_c^*\cos\theta^*=m_b^2+m_d^2-2E_b^*E_d^*+2p_c^*p_d^*\cos\theta^*. \tag{П.8}$$

Переменная s равна квадрату полной энергии соударяющихся частиц в *Ц*-системе. Переменная t-квадрат переданного 4-импульса от частицы a к частице c (или от частицы b к частице d); E_i^*, p_i^* — энергии и модули импульсов частиц в *Ц*-системе; θ^* — угол вылета частицы c по отношению к направлению импульса частицы a.

Сечение процесса. Процесс перехода двух частиц в несколько характеризуется сечением процесса σ_{fi} [31, 32, 44, 55, 56]. Дифференциальное сечение процесса связано с инвариантной амплитудой T_{fi} соотношением ($i=a+b$, f — состояние с любым числом частиц):

$$d\sigma_{fi}=(4j)^{-1}|T_{fi}|^2\prod_f \frac{d^3p_f}{2E_f(2\pi)^3}(2\pi)^4\delta^{(4)}\left(P_i-\sum_f p_f\right). \tag{П.9}$$

Здесь $d^3p_f/[2E_f(2\pi)^3]$ — инвариантный фазовый объем одной конечной частицы; произведение и сумма по f берутся по всем вторичным частицам; $P_i=p_a+p_b$ — суммарный 4-импульс начальных частиц; инвариантная плотность потока сталкивающихся частиц

$$j=[(p_ap_b)^2-m_a^2m_b^2]^{1/2} \tag{П.10}$$

связана с плотностью потока J налетающих частиц в *Л*-системе соотношением $J=j(E_am_b)^{-1}=v_a$, где v_a — скорость налетающих частиц, причем плотность частиц в потоке равна единице. Дифференциальное сечение двухчастичного процесса (П.4) по переменной t согласно формуле (П.9) равно

$$d\sigma/dt=(64\pi p_a^{*2}s)^{-1}|T(s,t)|^2, \tag{П.11}$$

а по угловым переменным

$$d\sigma/d\Omega_c^*=(64\pi^2p_a^*s)^{-1}p_c^*|T(s,t)|^2, \tag{П.12}$$

где $d\Omega_c^*$ — элемент телесного угла вылета частицы c в *Ц*-системе.

---

* При учете спинов частиц число независимых амплитуд, описывающих процесс, увеличивается, но все основные свойства амплитуд остаются теми же.

В нерелятивистской квантовой механике [38] принята другая нормировка амплитуды двухчастичного процесса:

$$d\sigma/d\Omega_c^*=|f(s,\cos\theta^*)|^2. \tag{П.13}$$

Амплитуды $T(s,t)$ и $f(s,\cos\theta^*)$ связаны соотношением

$$T(s,t)=8\pi\sqrt{s}\sqrt{p_a^*/p_c^*}\,f(s,\cos\theta^*). \tag{П.14}$$

Универсальность амплитуды процесса. Рассмотрим двухчастичный процесс (П.4). Инвариантная амплитуда процесса $T(s,t)$ обладает определенными аналитическими свойствами как функция переменных s и t (см. [31, 44, 55, 56]). В квантовой теории поля поглощение частицы с 4-импульсом $-p$ и $E<-m$ соответствует испусканию античастицы с 4-импульсом p и положительной энергией $E>m$. Поэтому амплитуда $T(s,t,u)$ описывает не только процесс (П.4), но и процессы

$$a+\bar{c}\to\bar{b}+d, \tag{П.15}$$

$$\bar{c}+b\to\bar{a}+d \tag{П.16}$$

и любые другие, получающиеся заменой частиц (античастиц) в начальном (или конечном) состоянии на античастицы в конечном (или начальном) состоянии. Физическое содержание переменных s, t и u зависит от вида реакции. Процесс (П.4) будем называть s-каналом реакции. В этом канале переменная s — квадрат энергии соударения в *Ц*-системе, t — квадрат переданного 4-импульса. Границы физической области процесса (П.4) определяются неравенствами:

$$s\geqslant(m_a+m_b)^2,\quad (m_c+m_d)^2; \tag{П.17}$$

$$t_{\text{мин}}=m_a^2+m_c^2-2(E_a^*E_c^*+p_a^*p_c^*);\quad t_{\text{макс}}=m_a^*+m_c^*-2(E_a^*E_c^*-p_a^*p_c^*). \tag{П.18}$$

Процесс (П.15) называется t-каналом реакции. В этом канале переменная t — квадрат энергии соударения в *Ц*-системе, s — квадрат переданного 4-импульса. Физическая область процесса (П.15) определяется неравенствами:

$$t\geqslant(m_a+m_{\bar{c}})^2\quad (m_{\bar{b}}+m_d)^2; \tag{П.19}$$

$$S_{\text{макс}}=m_a^2+m_b^2-2(E_a^*E_{\bar{b}}^*-p_a^*p_{\bar{b}});\quad S_{\text{мин}}=m_a^2+m_b^2-2(E_a^*E_{\bar{b}}^*+p_a^*p_{\bar{b}}^*). \tag{П.20}$$

Процесс (П.16) называется u-каналом реакции. В этом канале переменная u — квадрат энергии соударения в *Ц*-системе, t — квадрат переданного 4-импульса. Физическая область u-канала определяется неравенствами

$$u\geqslant(m_a+m_{\bar{d}})^2,\quad (m_{\bar{b}}+m_c)^2; \tag{П.21}$$

$$t_{\text{макс}}=m_a^2+m_c^2-2(E_a^*E_c^*-p_a^*p_c^*);\quad t_{\text{мин}}=m_a^2+m_c^2-2(E_a^*E_c^*+p_a^*p_c^*). \tag{П.22}$$

В формулах (П.17) — (П.22) энергии и модули импульсов частиц вычисляются в *Ц*-системах соответствующих каналов.

Отмеченное свойство универсальности инвариантной амплитуды $T(s,t,u)$ как единой аналитической функции для описания реакций в s, t, u-каналах называется перекрестной симметрией амплитуды, или кроссинг-симметрией.

Условие унитарности. Важнейшим свойством S-матрицы является ее унитарность:

$$S^+S=1, \tag{П.23}$$

которая вытекает из требования сохранения нормы вероятности в процессах взаимодействия. Допустимые состояния образуют полную систему. Из условия (П.23) и определения (П.3) с учетом T-инвариантности сильного взаимодействия [55, 56] следует важное соотношение:

$$i[T_{fi}^*-T_{fi}]=\sum_n\int\prod_{k=1}^n\frac{d^3p_k}{2E_k(2\pi)^3}T_{ni}(s,\tau_n)\times$$

$$\times T_{fn}^*(s;\tau_n)(2\pi)^4\delta^{(4)}\left(P_i-\sum_{k=1}^n p_k\right). \tag{П.24}$$

Здесь T_{ni} — амплитуды перехода из состояния $|i\rangle$ в состояние $|n\rangle$ с числом частиц n, обладающих 4-импульсами p_k; τ_n — совокупность кинематических переменных, характеризующих состояние $|n\rangle$; суммарный 4-импульс частиц в начальном состоянии $P_i = P_f$, где P_f — суммарный импульс частиц в конечном состоянии $|f\rangle$. Суммирование по n в (П.24) производится по всем состояниям, в которые могут переходить состояния $|i\rangle$ и $|f\rangle$ с выполнением всех законов сохранения.

Аналитические свойства амплитуды. Из соотношения (П.24), называемого соотношением унитарности, вытекают важные следствия, относящиеся к аналитическим свойствам амплитуды.

Если энергия системы в состоянии $|i\rangle$, $\sqrt{s} < \sqrt{s_N}$, где $\sqrt{s_N}$ — пороговая энергия образования системы из N частиц, что в сумму по n дают вклад лишь состояния с числом частиц $N-1$ (если $\sqrt{s} > \sqrt{s_{N-1}}$). Когда $\sqrt{s} < \sqrt{s_2}$, то в правой части соотношения (3.24) остается вклад только от одночастичных состояний $|1\rangle$, масса которых $m_1 = \sqrt{s}$. Обозначим амплитуды перехода $|i\rangle \to |1\rangle$ и $|1\rangle \to |f\rangle$ соответственно: $T_{1i} = g_i\,(m_1^2)$, $T_{fi} = g_f(m_1^2)$. Эти константы принято называть константами взаимодействия. В рассматриваемом случае $(\sqrt{s} < \sqrt{s_2})$ соотношение (П.24) имеет вид

$$\mathrm{i}\,[T^*_{fi} - T_{fi}] = 2\pi g_i\, g_f\, \delta\,(s - m_1^2). \qquad (\text{П}.25)$$

Пусть для простоты состояния $|f\rangle$ и $|i\rangle$ двухчастичные. Тогда из (П.25) следует:

$$\operatorname{Im} T\,(s,\ t) = \pi g_i\, g_i\, \delta\,(s,\ m_1^2). \qquad (\text{П}.26)$$

Соотношение (П.26) соответствует мнимой части амплитуды двухчастичного процесса типа (П.4), определяемого фейнмановской диаграммой с одной виртуальной частицей массы m_1 (рис. П.1). Это так называемая полюсная диаграмма (см. [31, 32, 44]). Инвариантная амплитуда, соответствующая такой диаграмме, выписывается по алгоритму:

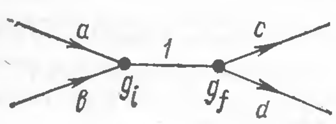

Рис. П.1.

1) каждой вершине, где сходятся три линии частиц, сопоставляется некоторая константа взаимодействия g и множитель —i;

2) внутренней линии сопоставляется функция распространения, или пропагатор

$$D\,(p_1^2) = \mathrm{i}\,[p_1^2 - m_1^2 + \mathrm{i}\varepsilon]^{-1}, \qquad (\text{П}.27)$$

где ε — постоянная величина, которую следует устремить к нулю в окончательных результатах;

3) в каждой вершине выполнен закон сохранения 4-импульса.

Собирая указанные множители, находим амплитуду, отвечающую диаграмме, представленной на рис. П.1:

$$T\,(s,\ t) = -g_i\, g_f\,(s - m_1^2 + \mathrm{i}\varepsilon)^{-1}. \qquad (\text{П}.28)$$

Знаменатель в (П.28) можно представить в виде

$$(s - m_1^2 + \mathrm{i}\varepsilon)^{-1} = (s - m_1^2 - \mathrm{i}\varepsilon)/(s - m_1^2 + \varepsilon^2).$$

Тогда

$$\operatorname{Im} T\,(s,\ t) = g_i\, g_f \lim_{\varepsilon\to 0} \frac{\varepsilon}{(s - m_1^2)^2 + \varepsilon} = \pi g_i\, g_f\, \delta\,(s - m_1^2). \qquad (\text{П}.29)$$

в согласии с результатом (П.26). Следовательно, одночастичное промежуточное состояние $|n\rangle$ в сумме (П.24) отвечает полюсу амплитуды процесса перехода по переменной s в точке $s = m_1^2$, где m_1 — масса частицы в промежуточном состоянии.

Анализ правой части соотношения (П.24) при энергиях вблизи N-частичных порогов $s \approx s_N$ в предположении, что вблизи порога амплитуды T_{ni}, T^*_{fn} можно считать медленно изменяющимися функциями s, позволяет получить следующий результат:

$$\operatorname{Im} T\,(s,\ t) \sim (s - s_N)^{(3N-5)/2}, \qquad (\text{П}.30)$$

s — квадрат энергии на N-частичном пороге.

Соотношение (П.30) означает, что амплитуда $T\,(s,\ t)$ имеет при четном N корневую точку ветвления как функция s, а при нечетном N — логарифмическую точку ветвления на N-частичных порогах.

Принято определять физическую амплитуду как предельное значение функции $T\,(s,\ t)$ комплексной переменной s на верхнем берегу разреза в плоскости s, проведенного от точки $s = s_2$ до ∞:

$$T\,(s,\ t) = \lim_{\varepsilon\to 0} T\,(s + \mathrm{i}\varepsilon,\ t), \qquad (\text{П}.31)$$

где $s \geqslant s_2$ и вещественно. На нижнем берегу разреза

$$T^*\,(s,\ t) = \lim_{\varepsilon\to 0} T\,(s - \mathrm{i}\varepsilon,\ t). \qquad (\text{П}.32)$$

Поэтому мнимая часть физической амплитуды $T\,(s,\ t)$ при $s \geqslant s_2$ выражается через скачок аналитической функции комплексной переменной $T\,(s,\ t)$ на разрезе в правой полуплоскости:

$$\operatorname{Im} T\,(s,\ t) = \lim_{\varepsilon\to 0}\ [T\,(s + \mathrm{i}\varepsilon,\ t) - T\,(s - \mathrm{i}\varepsilon,\ t)]/2\mathrm{i} = \Delta_s\, T\,(s,\ t). \qquad (\text{П}.33)$$

Аналогично можно исследовать аналитические свойства амплитуды $T\,(s,\ t,\ u)$ в t- и u-каналах. Заметим, что в силу соотношения (П.6) особенности амплитуды $T\,(s,\ t,\ u)$ по переменной u при фиксированном значении t являются одновременно особенностями амплитуды по переменной s и располагаются в точках:

$$s_k = m_a^2 + m_b^2 + m_c^2 + m_d^2 - t - u_k, \qquad (\text{П}.34)$$

где u_k — положения полюсов и пороговых особенностей по переменной u в u-канале. В этом случае разрезы в комплексной плоскости s проводятся от точек s_k налево до $-\infty$.

Если амплитуда двухчастичного процесса $T\,(s,\ t)$ растет с энергией не быстрее, чем s, то из рассмотренных выше аналитических свойств функции $T\,(s,\ t)$ по переменной s и теоремы Коши в применении к функции $T\,(s,\ t)/(s - s_0)$ вытекает дисперсионное соотношение [44, 56]:

$$T\,(s,\ t) = T\,(s_0,\ t) + T_p\,(s,\ t) + \pi^{-2}\int_{s_2}^{\infty} \frac{(s - s_0)\,\Delta_s\, T\,(s',\ t)\, ds'}{(s' - s_0)\,(s' - s)} +$$

$$+ \pi^{-1}\int_{u_2}^{\infty} \frac{(u - u_0)\,\Delta_u\, T\,(u',\ t)}{(u' - u_0)\,(u' - u)}\, du', \qquad (\text{П}.35)$$

где s_0 — некоторое произвольное значение s; T_p — вклад полюсных слагаемых. Значение $T\,(s_0,\ t)$ можно определить экспериментально.

Оптическая теорема. Для процесса упругого рассеяния

$$a + b \to a + b, \qquad (\text{П}.36)$$

где 4-импульсы первичных частиц p_a, p_b, а вторичных — p'_a, p'_b, из условия унитарности (П.24) при $t = 0$ следует оптическая теорема [31, 38, 44, 55, 56]. Рассмотрим соотношение (П.24) при $t = 0$. В этом случае левая часть (П.24) равна удвоенной мнимой части амплитуды процесса упругого рассеяния (П.36) на нулевой угол, а правая часть с точностью до множителя $4j$ совпадает с полным сечением процесса ab-взаимодействия (в этом случае $|f\rangle = |i\rangle$, так как $t = 0$ и $p_a = p_a'$, $p_b = p_b'$):

$$2\,\mathrm{Im}\,T(s,\ 0) = \sum_n \int \prod_{k=1}^{n} \frac{d^3 p_k}{2E_k (2\pi)^3} |T_{ni}|^2 \times$$
$$\times (2\pi)^4 \delta^{(4)} \left(p_a + p_b - \sum_{k=1}^{n} p_k\right) = 4j\,\sigma_{\mathrm{tot}}(s). \qquad (\text{П}.37)$$

Действительно, в правой части формулы (П.37) после деления на $4\,j$ под знаком суммы по n стоит величина, полностью совпадающая с формулой (П.9), определяющей сечение процесса $|i\rangle \to |n\rangle$. Сумма сечений всевозможных процессов, возникающих в результате взаимодействия частиц a и b, есть полное сечение взаимодействия.

При высоких энергиях ($s \gg (m_a + m_b)^2$) из (П.37) следует соотношение между мнимой частью амплитуды упругого рассеяния на угол нуль и полным сечением взаимодействия:

$$\mathrm{Im}\,T(s,\ 0) = 2p_a^* \sqrt{s}\,\sigma_{\mathrm{tot}}(s) \approx s\sigma_{\mathrm{tot}}(s). \qquad (\text{П}.38)$$

Соотношения (П.37) и (П.38) называют оптической теоремой.

Разложение по парциальным волнам и представление прицельных параметров. Амплитуду процесса упругого рассеяния (П.36) $f(s,\ z = \cos\theta^*) = T(s,\ t)/8\,\pi\sqrt{s}$ можно представить в виде ряда по парциальным амплитудам $f_l(s)$, характеризующим рассеяние в состояниях с относительным орбитальным моментом l [38]:

$$f(s,\ z) = \frac{1}{p^*} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) f_l(s) P_l(z), \qquad (\text{П}.39)$$

где $P_l(z)$ — полином Лежандра; p^* — модуль импульса одной из взаимодействующих частиц в $Ц$-системе. Здесь для простоты рассматриваются бесспиновые частицы. Парциальную амплитуду $f_l(s)$ принято параметризовать в виде [38]:

$$f_l(s) = \{\exp[2i\delta_l(s)] - 1\}/2i, \qquad (\text{П}.40)$$

где комплексная величина $\delta_l(s)$ называется фазой рассеяния и характеризует фазу, которую приобретает рассеянная волна с орбитальным моментом l на больших расстояниях от рассеивателя. Абсолютная величина функции $\exp\{2i\delta_l(s)\}$ характеризует ослабление интенсивности расходящейся сферической волны с моментом l по сравнению с интенсивностью сходящейся сферической волны (см. [38]). Поэтому

$$|\exp[2i\delta_l(s)]| \leqslant 1. \qquad (\text{П}.41)$$

Это неравенство эквивалентно условию унитарности (П.24).

Из (П.41) вытекает, что

$$\mathrm{Im}\ \delta_l(s) \geqslant 0. \qquad (\text{П}.42)$$

В свою очередь, из неравенства (П.42) и определения (П.40) следует неравенство

$$\mathrm{Im}\ f_l(s) \leqslant 1 \qquad (\text{П}.43$$

и неравенство

$$|f_l(s)|^2 \leqslant \mathrm{Im}\ f_l(s). \qquad (\text{П}.44)$$

Неравенства (П.43), (П.44) являются следствиями условия унитарности, выраженного в ограничении (П.41). Если радиус взаимодействия адронов равен R, то при высоких энергиях ($p^* \gg 1/R$) в сумму по l (П.39) дают вклад слагаемые с орбитальными моментами вплоть до

$$l \approx p^* R \gg 1. \qquad (\text{П}.45)$$

Число слагаемых в сумме (П.39) достаточно велико, чтобы квантовое число l можно было бы считать непрерывной величиной и перейти к представлению прицельного параметра b. При $l \gg 1$ [см. (П.45)] имеет место квазиклассическая формула для орбитального момента l ($\hbar = 1$):

$$l + 1/2 = p^* b, \qquad (\text{П}.46)$$

где b — расстояние от налетающей частицы до частицы-мишени в плоскости, перпендикулярной оси соударения в отсутствие взаимодействия.

Соотношение (П.46) позволяет при выполнении условия (П.45) заменить суммирование по l в разложении (П.39) на интегрирование по b:

$$f(s,\ z) = 2p^* \int_0^{\infty} db\, b f(s,\ b) P_l(z). \qquad (\text{П}.47)$$

В области малых углов ($\theta^* \ll 1$) имеет место соотношение:

$$P_l(z) \sim J_0(bp^*\theta^*) = (2\pi)^{-1} \int_0^{2\pi} \exp(i\mathbf{q}_\perp \mathbf{b})\, d\varphi, \qquad (\text{П}.48)$$

где $J_0(x)$ — функция Бесселя, соответствующая модулю поперечной передачи импульса $q_\perp \approx p^*\theta^*$, $\mathbf{q}_\perp \mathbf{b} = q_\perp b \cos\varphi$. Учитывая (П.48), получаем представление амплитуды рассеяния

$$f(s,\ z) = \frac{p^*}{\pi} \int d\mathbf{b}\, \exp(i\mathbf{b}\mathbf{q}_\perp) f(s,\ \mathbf{b}). \qquad (\text{П}.49)$$

Обратное преобразование Фурье позволяет выразить парциальную амплитуду $f(s,\ \mathbf{b})$ в представлении прицельного параметра через интеграл от $f(s,\ z)$:

$$f(s,\ \mathbf{b}) = (4\pi p^*)^{-1} \int d\mathbf{q}_\perp \exp(-i\mathbf{q}_\perp \mathbf{b}) f(s, z). \qquad (\text{П}.50)$$

Функция $f(s,\ \mathbf{b})$ параметризуется через фазу рассеяния $\delta(s,\ \mathbf{b})$ с фиксированным прицельным параметром $\mathbf{b}$ по аналогии с формулой (П.40):

$$f(s,\ \mathbf{b}) = \{\exp[2i\delta(s,\ \mathbf{b})] - 1\}/2i. \qquad (\text{П}.51)$$

Величину $2\,i\delta(s,\ \mathbf{b})$ называют эйконалом, имея в виду аналогию с геометрической оптикой, где подобная величина характеризует рассеивающие свойства системы при прохождении через нее световых лучей [15]. Представление (П.50) обладает наглядностью, позволяя анализировать взаимодействие непосредственно в терминах пространственных (поперечных) координат. Амплитуда $f(s,\ \mathbf{b})$ и фаза $\delta(s,\ \mathbf{b})$ в силу условия унитарности ограничены неравенствами, аналогичными (П.42)—(П.44):

$$\mathrm{Im}\delta(s,\ \mathbf{b}) \geqslant 0; \qquad (\text{П}.52)$$

$$|f(s,\ \mathbf{b})|^2 \leqslant \mathrm{Im}\ f(s,\ \mathbf{b}) \leqslant 1. \qquad (\text{П}.53)$$

Случай $\mathrm{Im}\delta(s,\ \mathbf{b}) \to \infty$ при $|\mathbf{b}| \leqslant R$ отвечает пределу полного поглощения падающей волны в области пространства, ограниченной в поперечной плоскости окружностью радиуса R. При этом парциальная амплитуда равна:

$$f(s,\ b) = \begin{cases} 1/2, & b \leqslant R; \\ 0, & b > R. \end{cases} \qquad (\text{П}.54)$$

Выпишем для справок формулы для полного сечения взаимодействия и сечений упругого и неупругого рассеяний, выраженные через интегралы от $f(s,\ \mathbf{b})$:

$$\sigma_{\mathrm{el}}(s) = 4\int |f(s,\ \mathbf{b})|^2 d\mathbf{b}; \qquad (\text{П}.55)$$

$$\sigma_{\mathrm{tot}}(s) = 4\int \mathrm{Im} f(s,\ \mathbf{b})\, d\mathbf{b}; \qquad (\text{П}.56)$$

$$\sigma_{\mathrm{in}}(s) = \sigma_{\mathrm{tot}}(s) - \sigma_{\mathrm{el}}(s) = 4\int [\mathrm{Im} f(s,\ \mathbf{b}) - |f(s,\ \mathbf{b})|^2]\, d\mathbf{b}. \qquad (\text{П}.57)$$

При рассеянии на абсолютно поглощающем теле, имеющем в поперечном сечении форму окружности радиуса R, имеем

$$\sigma_{el}=\sigma_{in}=\pi R^2, \quad \sigma_{tot}=2\pi R^2. \qquad (П.58)$$

Теоремы Фруассара и Померанчука [193,194]. При анализе теоретических моделей и экспериментальных данных большую роль играют теоремы, полученные на основе фундаментальных принципов теории поля. Среди таких теорем следует отметить теоремы Фруассара [193] и Померанчука [194], которые ограничивают поведение амплитуд рассеяния и сечений взаимодействия при асимптотически высоких энергиях ($s \to \infty$). Поясним здесь содержание этих теорем без подробных доказательств.

Теорема Фруассара основана на фундаментальных принципах квантовой теории — унитарности, аналитичности* и дополнительном предположении о короткодействующем характере сильных взаимодействий.

В этих предположениях показано [193], что при $s \to \infty$ в сумму по парциальным волнам (П.39) дают вклад слагаемые с орбитальными моментами:

$$l_{эф} \leqslant C \frac{\sqrt{s}}{m_\pi} \ln (s/s_0), \qquad (П.59)$$

где C, s_0 — постоянные величины. Из ограничения (П.43) следует ограничение [193];

$$\sigma_{tot}(s) = \frac{4\pi}{(p^*)^2} \sum_{l=0}^{l_{эф}} (2l+1) \operatorname{Im} f_l(s) \leqslant \frac{4\pi}{(p^*)^2} l^2_{эф} \simeq C_1 \ln^2 (s/s_0), \qquad (П.60)$$

где $C_1 =$ const.

Теорема Померанчука. Принципы аналитичности и кроссинг-симметрии позволяют доказать существование дисперсионных соотношений для амплитуды рассеяния типа (П.35). Условие унитарности позволяет выразить мнимые части амплитуды рассеяния на нулевой угол (скачки на разрезах по переменным s и u) через полные сечения взаимодействия налетающей частицы a с мишенью b (s-канал) и налетающей античастицы $\bar{a}$ с той же мишенью b (u-канал):

$$\operatorname{Im} T_{ab}(s, t=0) = s\sigma_{tot}(ab); \qquad (П.61)$$

$$\operatorname{Im} T_{ab}(u, t=0) = u\sigma_{tot}(\bar{a}b). \qquad (П.62)$$

Анализ дисперсионных соотношений [194] для амплитуд $T_{\bar{a}b}(s, 0)$ и $T_{ab}(u, 0)$ в предположении, что эти амплитуды не являются при $s \to \infty$ ($u \to \infty$) осциллирующими функциями и

$$[\operatorname{Re} T(s, 0) / \operatorname{Im} T(s, 0) \ln (s/s_0)] \to 0$$

при $s \to \infty$, приводит к следующему свойству полных сечений:

$$\lim_{s\to\infty} [\sigma_{tot}(ab)/\sigma_{tot}(\bar{a}b)] = 1. \qquad (П.63)$$

Соотношение (П.63) называют теоремой Померанчука.

Опираясь на основные принципы квантовой теории поля, удается доказать ряд аналогичных соотношений между амплитудами и дифференциальными сечениями взаимодействия частиц и античастиц, а также для инвариантных дифференциальных сечений инклюзивных процессов (см., например, [195—197]).

---

* Принцип аналитичности здесь означает, что амплитуда $T(s, t)$ как функция s, t обладает особенностями типа полюсов и пороговых ветвлений.

Список литературы

1. **Коккедэ Я.** Теория кварков: Пер. с англ.— М.: Мир, 1971.
2. **Новожилов Ю. В.** Введение в теорию элементарных частиц.— М.: Наука, 1972.
3. **Шелест В. П., Зиновьев Г. М., Миранский В. А.** Модели сильновзаимодействующих частиц.— М.: Атомиздат, 1975.
4. **Нгуен Ван Хьеу.** Лекции по теории симметрии элементарных частиц. — М.: Атомиздат, 1967.
5. **Шехтер В. М.** Достижения и трудности кварковой теории.— В сб.: Физика элементарных частиц.— Л.: Изд. ЛИИЯФ, 1977, с. 3.
6. **Захаров В. И., Иоффе Б. Л., Окунь Л. Б.** Новые элементарные частицы. — Успехи физ. наук, 1975, т. 117, с. 227.
7. **Чармоний** и квантовая хромодинамика /А. И. Вайнштейн, М. Б. Волошин, В. И. Захаров, В. А. Новиков, Л. Б. Окунь, М. А. Шифман.— Успехи физ. наук, 1977, т. 123, с. 217.
8. **Han M. Y., Nambu Y.** Three-triplet Model with double SU(3) Symmetry. — Phys. Rev., 1965, v. 139B, p. 1006.
9. **Релятивистски** инвариантные уравнения для составных частиц и форм-факторов/Н. Н. Боголюбов, В. А. Матвеев, Нгуен Ван Хьеу, Д. Стоянов, Б. В. Струминский, А. Н. Тавхелидзе, В. П. Шелест. — В кн.: Вопросы физики элементарных частиц. — Ереван: Изд-во АН АрмССР. Вып. 5.
10. **Намбу Й.** Почему нет свободных кварков.— Успехи физ. наук, 1978, т. 124, с. 147.
11. **Weinberg S. A.** Model of Leptons.— Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, p. 1264.
12. **Yang C. N., Mills R. L.** Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance.— Phys. Rev., 1954, v. 96, p. 191.
13. **Politzer H. D.** Asymptotic Freedom: An Approach to Strong Interactions.— Phys. Rep., 1974, v. 14C, p. 129.
14. **Славнов А. А., Фаддеев Л. Д.** Введение в квантовую теорию калибровочных полей.— М.: Наука, 1978.
15. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Теория поля.— М.: Физматгиз, 1960.
16. **Higgs P. W.** Broken Symmetries Massless Particles and Gauge and Field.— Phys. Lett., 1964, v. 12, p. 132.
17. **Dolgov A. D., Okun L. B., Zakharov V. I.** On the Menace of SU (9) Degeneracy. — Phys. Lett., 1973, v. 47B, p. 258.
18. **Faddeev L. D., Popov V. N.** Feynman Diagrams for the Yang — Mills Field.— Phys. Lett., 1967, v. 25B, p. 29.
19. **Ландау Л. Д., Померанчук И. Я.** О точечном взаимодействии в квантовой электродинамике.— Докл. АН СССР, 1955, т. 102, с. 489.
20. **Фрадкин Е. С.** Об асимптотике функции Грина в квантовой электродинамике.— Журн. эксперим. и теор. физ., 1955, т. 28, с. 750.
21. **Берестецкий В. Б.** 20 лет нуль-заряда.— Успехи физ. наук, 1976, т. 120.
22. **Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П.** Релятивистская квантовая теория. Ч. 2.— М.: Наука, 1971.
23. **Gross D. I., Wilczek F.** Ultraviolet Behavior on Non-Abelian Gauge Theories.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 30, p. 1343.
24. **Politzer H. D.** Reliable Perturbative Results for Strong Interactions.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 30, p. 1346.
25. **Арбузов Б. А., Логунов А. А.** Строение элементарных частиц и связи между различными силами природы.— Успехи. физ. наук, 1977, т. 123, с. 505.
26. **Feynman R. P.** Photon — Hadron Interactions.— N. Y.: Benjamin,, 1972. См. пер.: Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами.— М.: Мир, 1975.
27. **Inelastic** Electron — Proton Scattering at Large Momentum Transfers and the Inelastic Structure Functions of the Proton/G. Miller, E. D. Bloom, G. Buschhorn, D. H. Caward, H. Staebler, J. Dress, C. L. Jordan, L. W. Mo, R. E. Taylor, J. I. Friedman, G. C. Hartman, H. W. Kendall, R. Verdier.— Phys. Rev., 1972, v. 5D, p. 528.

28. Захаров В. И. Глубоконеупругое рассеяние. Препринт ИТЭФ-127. — М., 1976.
29. Биленький С. М. — ЭЧАЯ, 1977, т. 8, вып. 1, с. 73.
30. Швебер С., Бете Г., Гофман Ф. Мезоны и поля.— М.: Изд-во иностр. лит., 1957. Т. 1.
31. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Релятивистская квантовая теория. Ч. 1. — М.: Наука, 1971.
32. Биленький С. М. Введение в диаграммную технику Фейнмана.—М.: Атомиздат, 1971.
33. Гайтлер В. Квантовая теория излучения.— М.: Изд-во иностр. лит., 1956.
34. Окунь Л. Б. Слабое взаимодействие элементарных частиц.— М.; Физматгиз, 1963.
35. Захаров В. И. Нейтринный эксперимент и теория слабых взаимодействий (конспекты лекций).— М.: Изд. МИФИ, 1975.
36. Ансельм А. А. — В кн.: Элементарные частицы. Первая школа физики ИТЭФ. — М.: Атомиздат, 1973. Вып. 2, с. 3.
37. Грибов В. Н. — В сб.: Элементарные частицы. Первая школа физики ИТЭФ. — М.: Атомиздат, 1973. Вып. 1, с. 65.
38. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика.— М.: Наука, 1974.
39. Levin E. M., Ryskin M. G. Mechanism of Froissart — Like Increase of Total Cross Section.— Препринт ЛИЯФ № 370. Л.: 1977.
40. Никитин Ю. П., Розенталь И. Л. Теория множественных процессов.— М.: Атомиздат, 1976.
41. Рыскин М. Г. Процессы множественного рождения и инклюзивные реакции.— В кн.: Материалы седьмой зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц.— Л., 1972. Ч. 1, с. 131.
42. Левин Е. М., Рыскин М. Г. Процессы множественного рождения с точки зрения мультипериферической модели. — В кн.: Элементарные частицы. Первая школа физики ИТЭФ.— М.: Атомиздат, 1973. Вып. 2, с. 42.
43. Андреев И. В., Дремин И. М. Механизмы процессов множественного рождения.— Успехи физ. наук, 1977, т. 122, с. 37.
44. Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. Введение в теорию квантованных полей.— М.: Наука, 1976.
45. Chliapnikov P. V. Multi-particle Production and Inclusive Reactions. Препринт ИФВЭ 76-126.— Серпухов, 1976; In: Proc. 18th Interh Conf. High Energy Physics.— Tbilisi, 1976, v. 1, A2-42.
46. Лиходед А. К., Шляпников П. В. Энергетическая зависимость инклюзивных сечений и выход частиц при высоких энергиях.— В кн.: Материалы Международного совещания «Процессы множественного рождения и инклюзивные реакции при высоких энергиях» (Серпухов, ноябрь 1976).—Серпухов; Изд. ИФВЭ, 1977, с. 5.
47. Dubovikov M. S., Ter-Martirosyan K. A. Rising Cross Sections, Multiplisity and S-channel Unitarity in the Pomeron Theory with $\alpha_P(0) > 1$.— Preprint ITEP-37, M., 1976.
48. Тер-Мартиросян К. А. Шабельский Ю. М. Множественное рождение частиц при высокой энергии. Сравнение с данными опыта.— Ядерная физика, 1977, т. 25, с. 670.
49. Ter-Martirosyan K. A. Multipomeron Production of Showers at High Energy.— Phys. Lett., 1973, v. 44B, p. 179.
50. Логунов А. А., Мествиришвили М. А., Нгуен Ван Хьеу. High Energy Behavior of Inelastic cross section.— Phys. Lett., 1967, v. 25B, p. 611.
51. Amati D., Stanghellini A., Fubini S. Theory of High Energy Scattering and Multiple Production.— Nuovo Cimento, 1962, v. 26, p. 896.
52. Мурадян P. М. Автомодельность в инклюзивных реакциях.— Препринт ОИЯИ Р2-6762.— Дубна, 1972.
53. Мохов Н. В., Никитин Ю. П. Инклюзивные распределения адронов в протон-протонных и протон-ядерных соударениях при высоких энергиях. — В кн.: Проблемы ядерной физики и космических лучей. — Харьков: Изд. ХГУ, 1977, вып. 6, с.19.
54. Боресков К. Г., Кайдалов А. Б., Пономарев Л. А. — В кн.: Элементарные частицы. Первая школа физики ИТЭФ.—М.; Атомиздат. 1973. Вып. 2, с. 94.

55. Коллинз П.; Сквайрс Э. Полюса Редже в физике частиц: Пер. с англ.— М.: Мир, 1971.
56. Иден Р. Соударения элементарных частиц при высоких энергиях: Пер. с англ.— М.: Наука, 1970.
57. Де Альфаро В., Редже Т. Потенциальное рассеяние: Пер. с англ.— М.: Мир, 1966.
58. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов сумм, рядов и произведений.— М.: Физматгиз, 1962.
59. Грибов В. Н. Парциальные волны с комплексными орбитальными моментами.— Журн. эксперим. и теор. физ., 1961, т. 41, с. 1962.
60. Волковицкий П. Э., Лапидус А. М., Лисин В. И., Тер-Мартиросян К. А. Описание данных опыта в теории померона с $\alpha(0) > 1$ и некоторые ее следствия.— Ядерная физика, 1976, т. 24. с. 1237.
61. Froissart M. Asymptotic Behavior and Subtraction in the Mandelstam Representation.— Phys. Rev., 1961, v. 123, p. 1053.
62. Левин Е. М., Франкфурт Л. Л. Нерелятивистская модель кварков.— Успехи физ. наук, 1968, т. 94, с. 243.
63. Baker M., Ter-Martirosyan K. A. Gribov's Reggeon Calculus: Its Physical Basis and Implications.— Phys. Reports, 1976, v. 28C, N 1, p. 1.
64. Тер-Мартиросян К. А. Перерассеяния или вклад точек ветвлений.— Препринт ИТЭФ-133.— М., 1976.
65. Грибов В. Н. Реджеонная диаграммная техника.— Журн. эксперим. и теор. физ., 1967, т. 53, с. 654.
66. Тер-Мартиросян К. А. Оценка амплитуд перерассеяний. — Препринт ИТЭФ-134. — М., 1976.
67. Кайдалов А. Б. Образование частиц при высоких энергиях и ветвления в упругом NN-, πN- и KN-рассеянии. — Ядерная физика, 1971, т. 13, с. 401.
68. Kaidalov A. B., Ter-Martirosyan. The Pomeron — Particle Total Cross-section and Diffractive Production of Showers at very High Energies.—Nucl. Phys., 1974, v. B75, p. 471.
69. Buras A. J., Dias de Deus J. Scaling Law for Elastic Differential Cross Sections in pp Scattering from Geometrical Scaling.— Nucl. Phys., 1974, v. 71B, p. 481.
70. Ter-Martirosyan K. A. The Theory of the Pomeron with $\alpha \to 1$ and the Froissaron Dynamics.— В кн.: Труды XVIII Международной конференции по физике высоких энергий, т.1, с. А1—20. — Дубна; Изд.: ОИЯИ, 1977.
71. Копелиович Б. З. Полюс Померанчука при $\alpha(0) > 1$. — Препринт ЛИЯФ № 269. — Л., 1976.
72. Cardy J. L. General Features of Reggeon Calculus with $\alpha > 1$. — Nucl. Phys., 1974, v. B75, p. 413.
73. Тер-Мартиросян К. А. Итоги развития реджевской схемы и эксперимент (конспект лекций).— М.: Изд. МИФИ, 1975.
74. Канчели О. В. Неупругие дифференциальные сечения при высоких энергиях и дуальность. — Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 11. с. 397.
75. Абрамовский В. А., Канчели О. В., Манджавидзе И. О. Полные дифференциальные сечения неупругих процессов при высоких энергиях.— Ядерная физика, 1971, т. 13, с. 1102.
76. Mueller A. O(1,2) Analysis of Single Particle Spectra at High Energy.— Phys. Rev., 1970, v. D 2, p. 2963.
77. Кайдалов А. Б. Неупругие взаимодействия адронов при высоких энергиях.— В кн.: Элементарные частицы. Вторая школа физики ИТЭФ.—М.: Атомиздат, 1975. Вып. 3, с. 5.
78. Абрамовский В. А., Грибов В. Н., Канчели О. В. Характер инклюзивных спектров и флуктуаций в неупругих процессах, обусловленных многопомеронным обменом.— Ядерная физика, 1973, т. 18, с. 595.
79. Тер-Мартиросян К. А. Амплитуда перерассеяний и множественное рождение.— Препринт ИТЭФ-135.— М., 1976.
80. Ter-Martirosyan K. A. On the Particle Multiplicity Distributions at High Energies.— Phys. Lett., 1973, v. 44B, p. 377.

81. Азимов С. А.; Бондаренко А. И.; Гуламов К. Г. и др. Угловые распределения релятивистских частиц в неупругих протон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях.— Ядерная физика, 1978, т. 27, с. 1011.
82. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Множественные процессы при высоких энергиях. — М.: Атомиздат, 1974.
83. Гришин В. Г. Множественное рождение частиц в адрон-адронных взаимодействиях при высоких энергиях.— Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1976, т. 7, с. 547.
84. Никитин Ю. П.; Розенталь И. Л.; Сергеев Ф. М. Взаимодействие частиц высоких энергий с ядрами.— Успехи физ. наук, 1977, т. 121, с. 3.
85. Гуламов К. Г., Гулямов У. Г.; Чернов Г. М. — ЭЧАЯ, 1978, т. 9, с. 554.
86. Busza W. What have we learned from Hadron — Nucleus Collisions about the Extentent in Space and Nature of Hadronic Interaction?— Preprint Massachusetts Institute of Technology.— Cambridge, 1977.
87. Азимов С. А.; Гулямов У. Г. и др. Взаимодействие протонов с энергией 21 ГэВ с тяжелыми ядрами.— Ядерная физика, 1968 т. 8, с. 933.
88. Elliot G. R. Multiple Pion Production in π — Ne Collisions at 10,5 and 200 GeV.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 607.
89. Алма-Ата — Ленинград — Москва — Ташкент сотрудничество. Взаимодействия протонов с энергией 200 ГэВ/с с ядрами эмульсии. Множественности заряженных частиц. — Ядерная физика, 1974, т. 19, с. 1046; 1975, т. 22.
90. Шуряк Э. В. О неупругих соударениях адронов с ядрами.— Ядерная физика, 1976, т. 24, с. 630.
91. Милехин Г. А.; Розенталь И. Л. Гидродинамическая интерпретация одной характеристики больших ливней. — Журн. эксперим. и теор. физ., 1957, т. 33, с. 197.
92. Барашенков В. С.; Тонеев В. Д. Взаимодействия высокоэнергичных частиц и атомных ядер с ядрами.— М.: Атомиздат, 1972.
93. Cronin G. W. e. a. Search for Massive Penetrating Particles Produced by 300-GeV Protons.— Phys. Rev., 1974, v. 10D, p. 3093.
94. Cronin G. W. e. a. Production of Hadrons at large transverse Momentum at 200 Gev. — Phys. Rev., 1974, v. 11D, p. 3105.
95. Becker U. e. a. Inclusive Single-Paritcle Production at 90° Center-of-Mass System.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 1731.
96. Demianov A. I., Murzin V. S., Saricheva L. I. Leading Hadrons in the Hadron-Nucleus Interactions.— Proc. 15th Intern. Cosmic Ray Conf. — Plovdiv, 1977, p. 98.
97. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Космические лучи и их взаимодействие.— М.: Атомиздат, 1968.
98. Cohen J. I., Friedlender E. M. e. a. Unexpected Apparent Transparence of Nuclear Matter for High Energy Hadrons Observed in p-Nucleus Collision for 200 GeV.— Lett. Nuovo Cimento, 1974, v. 9, p. 337.
99. Розенталь И. Л., Чернавский Д. С. Теоретические и экспериментальные данные об образовании частиц при высоких энергиях. — Успехи физ. наук, 1954, т. 52, с. 185.
100. Chiu C. B., Sudarshan E. C., Wang K. Hydrodynamical Expansion with Frame-independence Symmetry in High-Energy Multiparticle Production. — Phys. Rev., 1975, v. 12D, p. 902.
101. Фейнберг Е. Л. Последовательные взаимодействия при высоких энергиях.— Журн. эксперим. и теор. физ., 1966, т. 50, с. 202.
102. Фейнберг Е. Л. О сечении взаимодействия частиц высокой энергии сразу после их рождения.— Труды школы молодых ученых (Сухуми). — Дубна: Изд. ОИЯИ, 1973, с. 56.
103. Dremin I. M., Dunaevsky A. M. The Multi-pheripheral Cluster Theory and its Comparision with Experiment.— Phys. Rep., 1975, v. C18, p. 162.
104. Зацепин Г. Т. Основные характеристики столкновений нуклонов высоких энергий с ядрами.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1962, т. 5, с. 647.
105. Demianov A. I., Mursin V. S., Sarycheva L. I. Feature of Leading Particle Interactions within Nucleus.— Proc. 14th Intern. Conf. Cosmic Rays. — München, 1975, v. 7, p. 2522.
106. Sarycheva I. L. A Study of the «Young» States of Particles in p— d- and α-Nuclei Interactions. — Proc. 18th Intern. Conf. High Energy Physics. — Tbilisi, 1976, v. 1, A6—10.

107. Копылов Г. И., Подгорецкий М. И. Интерференционные корреляции между тождественными частицами.— Труды международного семинара по глубоконеупругим и множественным процессам.— Дубна: Изд-во ОИЯИ, 1973.
108. Копылов Г. И., Подгорецкий М. И. Множественные процессы и интерференция частиц, испускаемых движущимися источниками.— Ядерная физика, 1973, т. 18, с. 656.
109. Копылов Г. И., Подгорецкий М. И. Функции взаимной когерентности элементарных частиц и множественное рождение. — Ядерная физика, 1974, т. 19, с. 434.
110. Podgoretsky M. I. Experimental Data on Determination of Interaction Range Dimension. Identity Effects. — Proc. 18th Intern. Conf. High Energy Physics. — Tbilisi, 1976, v. 1, A2—27.
111. Dar A., Vary J. Method to Distinguish Between Multiparticle Production Mechanisms. — Phys. Rev., 1972, v. 6D, p. 2412.
112. Калинкин Б. Н.; Шмонин В. Л. Пространственно-временное развитие процесса множественного рождения и адрон-ядерное взаимодействие при высоких энергиях.— Труды IV Междунар. семинара по проблемам физики высоких энергий. — Дубна: Изд. ОИЯИ, 1975, с. 258.
113. Babecki J., Nowak G. Characteristics of Slow Particles in Hadron-Nucleus Interactions and their Relation to the Models of High-Energy Interaction.— Report 970/Ph Institute of Nuclear Physics.— Krakow, 1977.
114. Busza W. Review of Experimental Data on Hadron-Nucleus. Collisions at High Energies.— Preprint Massachusetts Institute of Technology.— Cambridge, 1976.
115. Барашенков В. С.; Ильинов А. С.; Тонеев В. Д. Дальнейшее развитие модели внутриядерных каскадов.— Ядерная физика, 1971, т. 13, с. 743.
116. Барашенков В. С.; Елисеев С. М. Анализ неупругих столкновений частиц с ядрами в области очень высоких энергий. — Ядерная физика, 1973, т. 18.
117. Azimov C. A., Chernov G. M., Gulamov K. G. Some Implication for Production Models from Hadron-Nucleus Interactions. — Proc. 7 th Intern. Conf. High Energy Physics and Nuclear Structure. — Zurich, 1977.
118. Паташинский А. З. Множественность в адрон-адронных неупругих реакциях и неупругие взаимодействия с ядром.— Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 19.
119. Berlad G., Dar A., Eilam C. Multiparticle Production in Particle-Nucleus Interaction at High Energies.— Phys. Rev., 1976, v. 13D, p. 161.
120. Alek Y. e. a. Scaling Laws for Inclusive Production of Hadrons in High-energy Particle-Nucleus Collisions.— Phys. Rev., 1977, v. 15D, p. 2622.
121. Ландау Л. Д. О множественном образовании частиц при столкновении быстрых частиц. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1953, т. 17, с. 51.
122. Станюкович К. П. К вопросу о происхождении космических лучей и мезонов.— В кн.: Труды 3-го совещания по вопросам космологии. — М.: Изд. АН СССР, 1954, с. 279.
123. Блохинцев Д. И. Замечания о применимости гидродинамического описания к квантовым системам.— Журн. эксперим. и теор. физ., 1957, т. 32, с. 350.
124. Тяпкин А. А. К статистической теории множественного рождения адронов. — ЭЧАЯ, 1977, т. 8, с. 545.
125. Изо Ч., Мори К., Намики Н. Условия применимости гидродинамической теории множественного рождения.— Труды Международной конференции по космическим лучам.— М.: Изд. АН СССР, 1960, т. 1, с. 230.
126. Hwa R. C. Statistical Description of Hadron Constituents as a Basis for the Fluid Model of High-energy Collisions.— Phys. Rev., 1974, v. 10D, p. 2260.
127. Релятивистская кинетика и гидродинамика / Очелков Ю. П., Прилуцкий О. Ф., Розенталь И. Л., Усов В. В.— М.: Атомиздат, 1979.
128. Фейнберг Е. Л. О положении в гидродинамической теории множественной генерации частиц.— Труды ФИАН СССР, 1965, т. 29. с. 155.
129. Розенталь И. Л. Гидродинамическая теория множественных процессов.— Успехи физ. наук, 1975, т. 116, с. 271.
130. Милехин Г. А. Гидродинамическая теория множественного образования

частиц при столкновении быстрых нуклонов с ядрами. — Журн. экспе-рим. и теор. физ., 1958, т. 35, с. 1185.
131. Розенталь И. Л. Квазиодномерная интерпретация гидродинамической теории множественного образования частиц.— Журн. эксперим и теор. физ., 1956, т. 31, с. 278.
132. Милехин Г. А. Уточнение гидродинамической теории множественного образования частиц.— Труды междунар. конф. по косм. лучам. — М.: Изд. АН СССР, 1960, т. 1, с. 212.
133. Тарасов Ю. А. Соударения релятивистских нуклонов с ядрами и уравнение состояния сверхплотной материи.— Ядерная физика, 1977, т. 26.
134. Böckmann K. Inclusive Vector Meson Production in Hadronic Interaction.— Труды совещания «Процессы множественного рождения и инклюзивные реакции».— Серпухов, 1977, с. 38.
135. Фейнберг Е. Л. Множественная генерация адронов и статистическая теория.— Успехи. физ. наук, 1971, т. 104, с. 539.
136. Shuryak E. V. Statistical and Hydrodynamical Theories of Multiple production.— In: Proc. 18th Intern. Conf. High Energy Physics.— Tbilisi, 1976, v. 1, A2 — 1.
137. Chiu C. R., Wang Kuo-Hsing. Pion inclusive Momentum Distribution at 90° in a Hydrodynamical Model. — Phys. Rev., 1975, 12D, p. 2725.
138. Corenstein M. I., Shelest V. P., Zinovjev G. M. Large Transverse Momenta as Evidence of High Temperatures.— Phys. Lett., 1976, v. 60B, p. 203.
139. Гурвиц С. А., Дайбог Е. И., Розенталь И. Л. О некоторых аспектах теории множественных процессов.— Ядерная физика, 1971, т. 14, с. 1268.
140. Розенталь И. Л. Гидродинамическая теория множественных процессов.— В кн.: Труды Международного семинара по глубоконеупругим и множественным процессам.— Дубна: Изд-во ОИЯИ, 1973, с. 291.
141. Gottfried K. Space-Time structure of Hadronic Collisions and Nuclear Particle Production.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 957.
142. Shuryak E. V. Final State Interaction in High Energy Annihilation into Hadrons.— Phys. Lett., 1971, v. B34, p. 509.
143. Cooper F., Frey C., Shouberg. Electron-Positron Annihilation into Hadrons and Landau's Hydrodynamic Model.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 862.
144. Грибов В. Н. Взаимодействие γ-квантов и электронов с ядрами при высоких энергиях.— Журн. эксперим. и теор. физ., 1969, т. 57, с. 1306.
145. Никитин Ю. П., Розенталь И. Л. Гидродинамическое описание взаимодействия фотонов и лептонов высоких энергий с ядрами. — Ядерная физика, 1976, т. 24, с. 665.
146. Mueller A. H. Particle Size and Contraction at High Velocity. — Phys. Rev., 1970, v. 2D, p. 2241.
147. Иоффе Б. Л. Об оценке начального объема и множественности в статистической теории множественного рождения.— Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 20, с. 360.
148. Burnett T. H., Csorna S. E., Lubatti H. J. e. a. Study of Hadronic Systems produced in ν_e ($\overline{\nu}_e$) Ne Interactions.— In: Proc. Intern Conf. Neutrino Physics (Neutrino 77), v. 2, M.: Наука, 1978.
149. Балдин А. М., Герасимов С. Б. Гиордэнеску Н. и др. Кумулятивное мезонообразование.— Ядерная физика, 1973, т. 18, с. 79.
150. Баюков Ю. Д., Воробьев В. С., Карташов Г. Р. и др. Спектры протонов, испущенных под углом 137° при облучении протонами с энергией порядка нескольких ГэВ.— Известия АН СССР. Сер. физ., 1966, т. 30, с. 521.
151. Балдин А. М., Бондарев В. К., Гиордэнеску Н. и др. Закономерности масштабно-инвариантного взаимодействия релятивистских ядер.— Труды IV Междунар. семинара по проблемам физики высоких энергий. — Дубна: Изд-во ОИЯИ, 1975, с. 176.
152. Лексин Г. А. Ядерный скейлинг; ч. 1 и 2.— В кн.: Элементарные частицы. 3-я школа ИТЭФ.— М.: Атомиздат, 1975. Вып. 2, с. 5; В кн.: Элементарные частицы. 4-я школа ИТЭФ. — М., Атомиздат, 1977. Вып. 2, с. 5.
153. Балдин А. М. Физика релятивистских ядер. — ЭЧАЯ, 1977, т. 8, с. 429.
154. Буров В. В, Елисеев С. М. Вариации распределения плотности заряда и нук-

лонов и рассеяние быстрых частиц ядрами.— Препринт ОИЯИ Р2-10108.— Дубна, 1976.
155. Блохинцев Д. И. О флуктуациях ядерного вещества.— Журн. эксперим. и теор. физ., 1957, т. 33, с. 1295.
156. Герасимова Н. М., Чернавский Д. С. О распределении частиц по энергиям при множественном образовании.— Журн. эксперим. и теор. физ., 1955, т. 29, с. 372.
157. Канчели О. В. Неупругие взаимодействия быстрых адронов с ядрами. — Письма в ЖЭТФ, 1973, т. 18, с. 465.
158. Захаров В. И., Николаев Н. Н. Партонная модель и глубоконеупругие процессы на ядрах.— Ядерная физика, 1975, т. 21, с. 434.
159. Nikolaev N. N. Intranuclear Cascading and Multiple Production on Nuclei in the Parton and Multiperipheral Models.—Preprint L. D. Landau ITP-18.— Chernogolovka, 1975.
160. Давиденко Г. В., Николаев Н. Н. Внутриядерные каскады и множественное рождение на ядрах в партонной и мультипериферической моделях.— Ядерная физика, 1976, т. 24, с. 772.
161. Волошин С. А., Емельянов В. М., Никитин Ю. П. Множественное рождение на ядрах в модели партон-адронного каскада.— Ядерная физика, 1977, т. 26, с. 1104.
162. Левин Е. М., Рыскин М. Г. Процессы рождения адронов с большими поперечными импульсами и взаимодействие партонов. — Препринт ЛИЯФ № 280. — Л., 1976.
163. Николаев Н. Н. Взаимодействие частиц высоких энергий с ядрами.— В кн.: Физика ядра и элементарных частиц.—Материалы XI зимней школы ЛИЯФ, с. 95. — Л., Изд-во ЛИЯФ, 1976.
164. Левин Е. М., Рыскин М. Г. Процессы с большими поперечными импульсами и партонная модель.— В кн.: Материалы 11 зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Ч. 1, с. 267.— Л.: Изд-во ЛИЯФ, 1976.
165. Канчели О. В. О рождении частиц с большими поперечными импульсами на ядрах.— Труды Совещания «Процессы множественного рождения и инклюзивные реакции при высоких энергиях». Серпухов: Изд-во ИФВЭ, 1977.
166. Милехин Г. А. Анализ возможных гидродинамических теорий множественного образования частиц при различных уравнениях состояния.— Труды междунар. конф. по космическим лучам. Т. 1, с. 223.— М.: Изд-во АН СССР, 1960.
167. Chiu C. B., Lam C. S., Wang K. H. — Phys. Rev., 1977, v. 15, p. 2678.
168. Glauber R. J. High energy collision theory.— In.: Lectures on theoretical physics. N. Y.: Inter-science Publishers, 1959, v. 1, p. 315.
169. Глаубер Р. Теория столкновений адронов высокой энергии с ядрами. — Успехи физ. наук, 1971, т. 103, с. 641.
170. Ситенко А. Г. — Укр. физ. журн., 1959, т. 4, с. 152.
171. Kölbig K. S., Margolis B. Particle production in nuclei and unstable particle cross-sections.— Nucl. Phys., 1969, v. 6B, p. 85.
172. Formanek J., Trefil I. S. On the possibility of obtaining particle scattering amplitudes from nuclear scattering processes.—Nucl. Phys., 1967, v. 3B.
173. Trefil J. S. Interactions of hadrons with nuclei at high energy.— Phys. Rev.,, 1969, v. 180, p. 1366.
174. Тарасов А. В., Цэрен У. К выводу формулы Глаубера из теории Ватсона.— Ядерная физика, 1970, т. 12, с. 978.
175. Геворкян С. Р., Займидорога О. А., Тарасов А. В. Когерентное и некогерентное рождение частиц на ядрах в теории многократного рассеяния.— Препринт ОИЯИ Р2-6581. — Дубна, 1972.
176. Грибов В. Н. Глауберовские поправки и взаимодействие адронов с ядрами при высоких энергиях.— Журн. эксперим. и теор. физ., 1969, т. 56, с. 892.
177. Колыбасов В. М. Отклонение от геометрической оптики и учет отдачи нуклонов в процессе рассеяния в глауберовской теории.— В кн.: Труды IV Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра. — Дубна: Изд-во ОИЯИ, 1972, с. 27.

178. Колыбасов В. М. Рождение частиц на ядрах.— В кн. Элементарные частицы. Вторая школа физики ИТЭФ.— М.: Атомиздат, 1975. Вып. 1, с. 59.
179. Колыбасов В. М., Кондратюк Л. А. Неадиабатические эффекты в рассеянии частиц высоких энергий на ядрах. — Ядерная физика, 1973, т. 18.
180. Кондратюк Л. А. — В кн.: Взаимодействие частиц высокой энергии с ядрами и новые ядерноподобные системы. Вып. 1, с. 5. — М.: Атомиздат, 1974.
181. Шабельский Ю. М. Абсорбционные части адрон-ядерной амплитуды и множественное рождение частиц на ядрах.— Ядерная физика, 1977, т. 26.
182. Шабельский Ю. М. Множественное рождение частиц в нуклон-ядерных столкновениях при высокой энергии.— Препринт ЛИЯФ № 248.— Л., 1976.
183. Пак А. С., Тарасов А. В. — Препринт ОИЯИ Р2-8132. — Дубна, 1974.
184. Пак А. С., Тарасов А. В. — Препринт ОИЯИ Р2-9685.— Дубна, 1976.
185. Bingham H. H. Coherent Production of Particles in Hadron-Nucleus Scattering (experimental).— Acta Physica Polonica, 1972, v. 3B, p. 31.
186. Мигдал А. Б., Крайнов В. П. Приближенные методы квантовой механики.— М: Наука, 1966.
187. Kolybasov V. M., Kondratyuk L. A. On the accuracy of Glauber approximation in intermediate energy region.— Phys. Lett., 1976, v. 39B, p. 439.
188. Тер-Мартиросян К. А.; Шабельский Ю. М. Множественное рождение при периферическом взаимодействии. Теоретическая схема. — Ядерная физика, 1977, т. 25, с. 403.
189. Anisovich V. V., Shabelsky Yu. M., Shekhter V. M. Fields of Projectile Fragments in Hadron-Nucleon Interactions and Quark Structure of Hadrons.— Препринт ЛИЯФ, № 352. — Л., 1977.
190. Anisovich V. V. Inclusive Processes in Hadron-Nucleus.— Collisions as a Test for Quark-Parton Model.— Phys. Lett., 1975, v. 57B, p. 87.
191. Anisovich V. V., Lepekhin F. G., Shabelsky Yu. M. Hadron Production in πA and pA Collisions at High Energies as an Evidence for the composite Quark Model. — Препринт ЛИЯФ № 347. — Л., 1977.
192. Anisovich V. V., Shekhter V. M. Quark Model for Multiparticle and Inclusive Reactions.— Nucl. Physics, 1973, v. B55, p. 455.
193. Froissart M. Asymptotic Behavior and Substraction in the Mandelstam Representation.— Phys. Rev., 1961, v. 123, p. 1053.
194. Померанчук И. Я. Равенство полных сечений взаимодействия нуклонов и антинуклонов.— Журн. эксперим. и теор. физ., 1958, т. 34, с. 725.
195. Логунов А. А., Нгуен Ван Хьеу, Тодоров И. Т. Асимптотические соотношения между амплитудами рассеяния в локальной теории поля.— Успехи физ. наук, 1966, т. 88, с. 51.
196. Логунов А. А., Мествиришвили М. А., Петров В. А. Поведение сечений эксклюзивных и инклюзивных процессов при высоких энергиях.— В материалах Международного совещания (Серпухов, ноябрь 1976). Процессы множественного рождения и инклюзивные реакции при высоких энергиях, с. 114.— Серпухов: Изд-во ИФВЭ, 1977.
197. Общие принципы квантовой теории поля и их следствия.— М.: Наука, 1977.

Список литературы, добавленной при корректуре

198. Шуряк Э. В. Кварк-глюонная плазма и рождение лептонов, фотонов и пионов в адронных соударениях.— Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 796.
199. Горенштейн М. И., Зиновьев Г. М., Синюков Ю. М. Новый подход в гидродинамической теории множественного рождения адронов. — Журн. эксперим. и теор. физики. Письма 1978, т. 28, с. 371.
200. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л. Кумулятивные нуклоны и короткодействующие корреляции в ядре. Физика элементарных частиц. — Материалы 13 школы ЛИЯФ, с. 139.— Л.: Изд-во ЛИЯФ, 1978.

Оглавление