

Рис. 3.

на неупругих процессах приводит к реджевскому поведению амплитуд упругого рассеяния и др. бинарных реакций. Соответствующая пространственно-временная картина отвечает тому, что на большом продольном расстоянии от мишени нач. частица с энергией $\mathcal{E} \gg m$ начинает замедляться, последовательно испуская новые частицы и резонансы. С мишенью взаимодействует уже медленная частица, энергия к-рой порядка $\beta^n \mathcal{E} \sim m$ ($\beta < 1$). Ср. число \bar{n} рожденных частиц логарифмически возрастает с ростом энергии: $\bar{n} \approx \gamma \ln(\mathcal{E}/m)$ ($\gamma = |\ln(1/\beta)|^{-1}$). Движение замедляющейся частицы в плоскости прицельного параметра представляет собой случайное блуждание с шагом $b_i \approx 1/m$. Следовательно, $b^2 = \sum_i b_i^2 \approx \bar{n} m^{-2} \approx (\gamma/m^2) \ln(s/s_0)$,

и возникает отмечавшийся выше рост эфф. радиуса взаимодействия с увеличением энергии.

В релятивистской квантовой теории полюсы Редже не являются единств. особенностями в j -плоскости. Анализ диаграмм Фейнмана [5] и многочастичных членов условия унитарности [6] показывает, что в j -плоскости возникают движущиеся точки ветвления, связанные с обменом в t -канале неск. полюсами Редже, напр. R и n померонами (рис. 4). График, отвечающий двухреджеонному ветвлению, соответствует

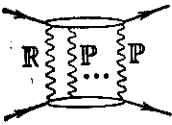


Рис. 4.

двукратному перерассеянию на составляющих адронах частицах. В реджеонной теории сформулированы правила вычисления таких диаграмм [7] и правила, позволяющие сопоставить с каждой диаграммой определ. класс неупругих процессов, приводящих к возникновению её мнимой части [8]. Так, двухпомеронное ветвление связано с дифракц. процессами (рис. 5, а), процессом образова-

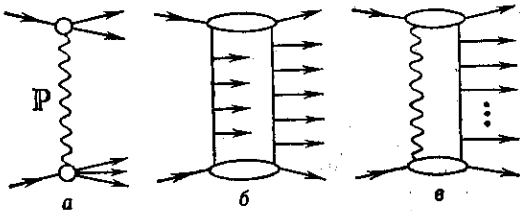


Рис. 5.

ния двух мультипериферич. цепочек (рис. 5, б) и эффектами поглощения в одной мультипериферич. цепочке (рис. 5, в). Эти правила позволяют вычислять характеристики процессов множеств. образования адронов, если известны вклады полюсов Редже и сопровождающих их ветвлений в амплитуды упругого рассеяния адронов.

Сечение дифракц. возбуждения одного из сталкивающихся адронов с образованием адронной системы с большой массой, $M^2 \gg s_0$, характеризуется диаграммой трёхпомеронного взаимодействия (рис. 6), к-рой является частным случаем трёхреджеонного взаимодействия. Трёхреджеонные диаграммы используются для описания инклюзивных процессов $ab \rightarrow cX$ при высокой энергии в пределе, когда фейнмановская временная $x = 2p_1/\sqrt{s} \rightarrow 1$ (здесь p_1 — продольный импульс адрона в системе центра инерции, X — совокупность остальных, нерегистрируемых адронов).

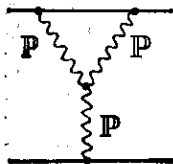


Рис. 6.

При высоких энергиях наиб. существенны ветвления, связанные с обменом в t -канале полюсом Редже данного типа α_i и произвольным числом полюсов Померанчука. Такие ветвления имеют те же сигнатуру, изоспин, G -чётность, что и полюс α_i , однако, вообще говоря, не обладают определ. чётностью. При учёте ветвлений в j -плоскости амплитуды рассеяния не обладают свойством факторизации. Дисперсионный метод вычисления вклада диаграмм Фейнмана, приводящих к движущимся ветвлениям [7], позволяет выразить этот вклад через упругие (рис. 7, а) и неупругие (рис. 7, б) перерассея-

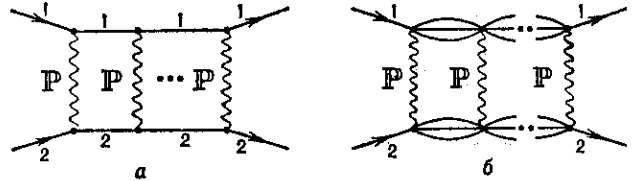


Рис. 7.

ния нач. адронов. Наиб. простой вид имеет вклад полюса Померанчука и всех n -померонных ветвлений в амплитуду упругого рассеяния в т. н. эйкональном приближении, учитывающем только упругие перерассеяния:

$$f(s, b) = \frac{\exp\{2i\delta_P(s, b)\} - 1}{2i}, \quad (5)$$

где $\delta_P(s, b)$ — амплитуда в пространстве прицельных параметров, соответствующая обмену полюсом Померанчука. При параметризации вычета в форме $\gamma(0)\exp(R^2 t)$ функция $\delta_P(s, b)$ имеет вид

$$\delta_P(s, b) = \frac{\gamma_P(0)\eta(\alpha_P(0))(s/s_0)^{\alpha_P(0)-1}}{16\pi\{R_p^2 + \alpha_P'[\ln(s/s_0) - i\pi/2]\}} \exp \times \left\{ -\frac{b^2}{4[R_p^2 + \alpha_P'(\ln(s/s_0) - i\pi/2)]} \right\}. \quad (6)$$

Учёт всех перерассеяний особенно важен в случае, когда $\Delta \equiv \alpha_P(0) - 1 > 0$. При очень высоких энергиях величина $\text{Im} \delta_P(s, b) \gg 1$ в области $b^2 < 4\alpha_P' \Delta \ln^2(s/s_0)$.

В этой области прицельных параметров амплитуда рассеяния в b -пространстве $f(s, b)$, согласно ф-ле (5), близка к $i/2$, что соответствует рассеянию на чёрном шарике. При $b^2 > 4\alpha_P' \Delta \ln^2(s/s_0)$ величины $\delta_P(s, b)$ и $f(s, b)$ малы. Амплитуда рассеяния имеет вид, изображённый на рис. 8, а квадрат радиуса взаимодействия и полное сечение взаимодействия адронов растут пропорц. $\ln^2(s/s_0)$, т. е. максимально допустимым, согласно Фруассара ограничению, образом. В теории надкритич. померона с $\Delta > 0$ удаётся преодолеть теоретич. трудности, связанные с быстрым энергетич. ростом неупругих дифракц. процессов, возникавшие в случае $\alpha_P(0) = 1$.

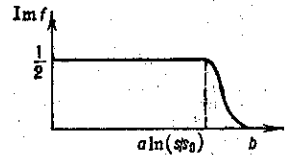


Рис. 8.

Р. п. м. при учёте движущихся ветвлений позволяет понять и количественно описать обильную эксперим. информацию о бинарных процессах при высоких энергиях. Недостаток метода — наличие большого числа феноменологич. параметров, характеризующих траектории и вычеты полюсов Редже. Большое число свободных параметров возникает также при описании в рамках Р. п. м. раал. характеристик процессов множественного рождения адронов, таких, как инклюзивные спек-