

О ФОТОРОЖДЕНИИ БОЗОНОВ НА ЯДРАХ С $S=T=0$

В.Н.Мельников, Ю.П.Никитин

В работах [1] было замечено, что при образовании бозонов и бозонных резонансов на ядрах с нулевым спином (S) и изоспином (T) без возбуждения, происходит обмен только двумя классами квантовых чисел,

вакуумными и ω -мезонными. Это обстоятельство может быть использовано для изучения при высоких энергиях особенностей амплитуд таких реакций в комплексной плоскости моментов. Ранее [2] мы рассмотрели ряд когерентных процессов типа $\pi^\pm + Z \rightarrow a + Z$, $K^\pm + Z \rightarrow b + Z$ (a, b – бозонные резонансы со странностью $|S| = 0, 1$) и указали некоторые свойства таких процессов (см. также [1]). В этой заметке обсуждаются характеристики процессов типа $\gamma + Z \rightarrow a + Z$ (без возбуждения ядра с $S=T=0$), которые можно предсказать на основе сохранения четности, зарядовой четности (C), релятивистской инвариантности и модели полюсов Редже. Особенно подходящими для исследования [1] являются ядра He^4 , возбужденное состояние которого лежит по энергии достаточно высоко, ~ 20 Мэв, и нестабильно, что способствует выделению когерентного эффекта на опыте. В случае ядер C^{12} , O^{16} и т.д. выделение когерентного эффекта сложнее, но возможно при тщательном анализе кинематики [1]. Рассмотрим простейшие реакции фоторождения псевдоскалярных мезонов $\gamma + Z \rightarrow (\pi^0, \eta^0) + Z$ (1). При когерентном рождении в таких реакциях в аннигиляционном t -канале передаются квантовые числа только ω -мезонного типа ($S^{PG} = I^{--}$). Амплитуда таких реакций пропорциональна $f \sim \epsilon \cdot n$, где ϵ – вектор поляризации фотона, n – вектор нормали к плоскости реакции. Характерные черты когерентности реакций (1) выражаются в следующем: в области малых углов рождения θ_0 дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega \sim \sin^2 \theta_0$ (на углах $\theta_0 \approx m^2 E_t^2$ в лаб. системе имеется кулоновский пик, поэтому для выделения сильных взаимодействий необходимо изучать большие углы, m – масса мезона), в области малых передач квадрата 4-импульса t (за пределами кулоновского пика) $d\sigma/dt$ должно убывать с ростом энергии как $E^{-2(\alpha_\omega - 1)}$ ($\alpha_\omega(0) \approx 0,5$) при $E \rightarrow \infty$, если доминирует ω -полюс в плоскости комплексных моментов.

При промежуточных энергиях разумно учесть ϕ -полюс. Кроме того, $d\sigma/d\Omega \sim (1 - \xi_3)$, где ξ_3 – параметр Стокса [3], характеризующий линейную поляризацию фотона в плоскости реакции. При $\xi_3 = 1$ реакция (1) вообще не идет, а при $\xi_3 = -1$ ее сечение максимально. Следующий класс реакций – это фоторождение векторных мезонов: $\gamma + Z \rightarrow (\omega, \phi, \rho^0) + Z$ (2). Если процесс когерентен, то эти реакции должны идти за счет обмена состояниями с квантовыми числами вакуума. Спиновая структура амплитуды таких реакций в общем случае содержит три инварианта, а для нуклонных мишеней 12. Но в области малых углов вылета векторных мезонов амплитуды с изменением спиральности малы, и поляризационное состояние конечного мезона определяется выражением $(\epsilon \cdot \epsilon)$, где ϵ, ϵ – вектора поляризации фотона и векторного мезона. В области малых углов рождения θ_0 $d\sigma/d\Omega \sim \text{const}$, $d\sigma/dt \sim E^{2(\alpha_\rho - 1)}$ ($\alpha_\rho(0) = 0$)

при $E \rightarrow \infty$ и т.д. в модели полюсов Редже. В промежуточной области энергий необходимо учесть второй вакуумный P' -полюс. Рассмотрим угловые распределения продуктов распада векторных мезонов в системе, где они покоятся. Для простоты считаем фотоны неполяризованными. При распадах $\rho^0 \rightarrow 2\pi$,

$\phi \rightarrow \bar{K}K$ угловое распределение пионов $dW \sim \sin \theta d\Omega$, где θ – угол между импульсом мезона от распада и импульсом γ -кванта. В распаде $\omega \rightarrow 3\pi$ $dW \sim \sin^2 \theta' d\Omega'$, где θ' – угол между нормалью к плоскости

распада и импульсом γ -кванта. При распаде ω по каналу $\omega^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma$ $dW \sim (1 + \cos^2 \theta) d\Omega$, θ — угол между импульсами падающего γ -кванта и одной из распадных частиц. Особенности процессов фоторождения аксиальных мезонов несколько иные. В области малых углов рождения θ_0 спиновая структура амплитуды определяется множителем $k[\epsilon \epsilon]$, где ϵ, ϵ — вектора поляризации фотона и мезона, k — импульс фотона. При образовании A_1 -мезона (C — четность $+1$) происходит обмен состояниями с квантовыми числами ω -мезона. В модели полюсов Редже $d\sigma/dt \sim E^{2(\alpha_\omega - 1)}$ при малых t и $E \rightarrow \infty$. При $\theta_0 \rightarrow 0$ $d\sigma/d\Omega \sim \text{const}$. Если рождается B -мезон ($C = -1$) происходит обмен вакуумными состояниями. Поэтому $d\sigma/dt \sim E^{2(\alpha_B - 1)}$ при $E \rightarrow \infty$. $d\sigma/d\Omega \sim \text{const}$ при $\theta_0 \rightarrow 0$, так же как и в A_1 -случае. Угловое распределение в распадах $A_1 \rightarrow \rho\pi$ и $B \rightarrow \omega\pi$ одинаково $dW \sim (a + b \cos^2 \theta) d\Omega$, θ — угол между импульсами фотона и пиона от распада, $a, b = \text{const}$.

Перейдем к рассмотрению более сложного случая фоторождения тензорных мезонов $\gamma + Z \rightarrow (f, A_2, f') + Z$ (3). Спиновая структура амплитуд реакций (2) в общем случае сводится к пяти, а для нуклонной мишени к 20 инвариантам, но в области малых углов рождения в силу сохранения спиральности остается лишь один инвариант. В системе, где мезон покоится, амплитуда реакции (3) пропорциональна $\phi_{ab} \ell_a k_b$, ϕ_{ab} — волновая функция тензорного мезона, ℓ_a, k_b — вектора поляризации и импульса фотона. Реакции (3) идут посредством обмена состояниями с ω -мезонными квантовыми числами. В области малых θ_0 $d\sigma/d\Omega \sim \text{const}$, $d\sigma/dt \sim E^{2(\alpha_\omega - 1)}$ при малых t и $E \rightarrow \infty$ по модели полюсов Редже. Угловое распределение пионов от распада $f \rightarrow 2\pi$ определяется выражением $dW \sim \cos^2 \theta \sin^2 \theta d\Omega$, где θ — угол между импульсами фотона и одного из пионов. Такое же распределение имеет место для распадов $A_2 \rightarrow \bar{K}K, \eta\pi$ $f \rightarrow \bar{K}K$. При основном распаде $A_2 \rightarrow \rho\pi$ $dW \sim \cos^2 \theta (1 + \cos^2 \theta) d\Omega$. Таким образом, мы видим, что при когерентном фоторождении бозонных резонансов на ядрах картина угловых распределений резко упрощается по сравнению с фоторождением на нуклонах. Это обстоятельство позволяет надеяться, что такие процессы можно выделить на опыте и, тем самым, изучить энергетическое поведение амплитуд реакции с квантовыми числами f и ω -мезонов при высоких энергиях. Последнее представляется нам немаловажным для проверки и установления границ применимости многополюсной модели Редже [4].

Авторы благодарны К.А.Тер-Мартirosяну за плодотворные обсуждения затронутых вопросов.

Поступило в редакцию
5 мая 1967 г.

Литература

- [1] S.M.Berman, S.D.Drell. Phys.Rev.Lett. 11, 220, 1963; Phys.Rev. 133, B 791, 1964; L. Stodolsky. Phys.Rev., 144, 1145, 1966.
[2] В.Н.Мельников, Ю.П.Никитин, ЭФ, 1968, 6, вып.4, 1967.

- [3] А.И.Ахиезер, В.Б.Берестецкий "Квантовая электродинамика", стр.23, Физматгиз, М., 1959 .
- [4] К.А.Тер-Мартirosян, "Полюса Редже и данные эксперимента", Сборник "Вопросы физики элементарных частиц", стр. 489, Ереван-Нор-Амберд, 1966 .