

ОБ АННИГИЛЯЦИИ ОСТАНОВИВШИХСЯ АНТИПРОТОНОВ В ВОДОРОДЕ

О. Д. Дальхаров, Б. О. Жербиков

Предположение о том, что аннигиляция остановившихся антипротонов в водороде происходит непосредственно из атомных состояний системы $p\bar{p}$ противоречит экспериментальным данным. Наблюдаемый на опыте большой вклад нечетных орбитальных моментов в сечение $p\bar{p}$ аннигиляции можно объяснить тем, что аннигиляция происходит из квазидерных состояний системы $p\bar{p}$.

Принято считать [1], что аннигиляция остановившихся антипротонов в водороде происходит непосредственно из атомных состояний системы $p\bar{p}$. Однако из результатов недавних теоретических [2] и экспериментальных [3] исследований взаимодействия нуклон-антинуклон при малых энергиях следует, что помимо обычных кулоновских атомных уровней в системе $N\bar{N}$ за счет сильного взаимодействия возможно образование связанных состояний квазидерного типа [2]. На опыте эти состояния должны проявляться как тяжелые мезонные резонансы с массами, близкими к двум нуклонным. Большинство квазидерных мезонов имеют отличные от нуля орбитальные моменты относительного движения $N\bar{N}$. Цель настоящей работы — выяснить роль квазидерных мезонов в аннигиляции остановившихся антипротонов в водороде.

Исследование аннигиляции остановившихся \bar{p} по каналу $p\bar{p} \rightarrow 2\pi^0$ (эта реакция может идти только из состояний системы $p\bar{p}$ с нечетными орбитальными моментами) показало, что вклад нечетных орбитальных моментов в сечение двухпионной $p\bar{p}$ аннигиляции составляет примерно 40% [4]. Оценим отношение аннигиляционных ширин атома $p\bar{p}$ для P и S состояний этого атома. При остановке \bar{p} в водороде он захватывается на атомный уровень с радиусом порядка боровского радиуса водорода a_0 , т. е. на уровень с главным квантовым числом $n \sim 30$. Атом $p\bar{p}$ имеет кинетическую энергию ~ 1 эв, что соответствует скорости движения в жидком водороде $v \sim 10^6$ см/сек. За счет радиационных переходов и внешнего оже-эффекта антипротон переходит затем на орбиту, радиус которой мал по сравнению с a_0 . Когда движущийся в водороде атом $p\bar{p}$ попадает в область действия электрического поля сосед-

них протонов, происходит штарковское смешивание n^2 вырожденных уровней атома $p\bar{p}$, в том числе смешиваются между собой S и P состояния (т. н. механизм Дзя-Сноу-Сачера [5]). Частота переходов между перемешанными состояниями, равная матричному элементу возмущения дается выражением

$$V_e^{l-1} = \langle n, l-1 | Fr | n, l \rangle \sim \frac{e^2}{a_0^2} \langle n, l-1 | r \cos \theta | n, l \rangle \sim$$

$$\sim 2n(n^2 - l^2)^{1/2} \cdot 10^{-2} \text{ эв.} \quad (1)$$

Здесь F — напряженность действующего на антипротон поля, $F \sim e^2/a_0^2$. Величина, обратная времени прохождения через область действия электрического поля, имеет порядок величины

$$t^{-1} \sim \left(\frac{2}{3} \frac{2a_0}{v} \right)^{-1} \sim 10^{-1} \text{ эв.} \quad (2)$$

Поэтому для уровней с $n \geq 4$ время столкновения оказывается достаточным для того, чтобы произошло много переходов между перемешанными состояниями.

Штарковское смешивание для $n^{-}p$ и k^+p атомов подробно рассмотрено в работе [6], где в частности, показано, что с большой степенью точности можно считать проекцию орбитального момента m сохраняющейся при таком смешивании. Таким образом, S состояние смешивается с $(n-1)$ состоянием с $m=0$ и сечение процесса штарковского смешивания по порядку величины равно

$$\sigma_{\text{шт}}(n) \sim \frac{\pi a_0^2}{n} \quad (3)$$

здесь a_0 характеризует радиус экранированного кулоновского поля атома водорода, а множитель n^{-1} соответствует тому, что при полном смешивании n состояний средняя по времени вероятность атома находиться в каждом из них равна n^{-1} . Соответствующая сечению (3) "штарковская ширина" равна

$$\Gamma_{\text{шт}}(n) \sim \frac{1}{n} v N \pi a_0^2 \sim \frac{2 \cdot 10^{-3}}{n} \text{ эв,} \quad (4)$$

где v — скорость движения $p\bar{p}$ атома, $v \sim 10^6$ см/сек, N — плотность атомов водорода, $N = 4 \cdot 10^{22}$ см $^{-3}$.

Аннигиляционная ширина $\Gamma_a(n, l)$ атомного уровня системы $p\bar{p}$ с главным квантовым числом n и орбитальным моментом l может быть оценена по формуле

$$\Gamma_a(n, l) = v \sigma_a \rho(n, l), \quad (5)$$

где $\sigma_a \sim 50$ мбн — экспериментальное значение сечения аннигиляции, $\rho(n, l)$ — среднее значение плотности частиц в области аннигиляции, $\rho(n, l) = |\Psi_{nl}(0)|^2$. Найдем $\Gamma_a(n, l)$ для S и P уровней, используя асим-

птотику кулоновских волновых функций на малых расстояниях. Для S уровня имеем

$$\Gamma_a(n, S) \approx \Gamma_a(1, S) \frac{\rho(1, S)}{\rho(1, S)} \sim \frac{\Gamma_a(1, S)}{n^3} \quad (6)$$

Аналогично для P уровня можно записать

$$\Gamma_a(n, P) \approx \Gamma_a(2, P) \frac{\rho(n, P)}{\rho(2, P)} \sim \Gamma_a(2, P) \frac{32}{3} \frac{n^2 - 1}{n^5} \sim \frac{10\Gamma_a(2, P)}{n^3} \quad (7)$$

Далее $\Gamma_a(1, S)$ и $\Gamma_a(2, P)$ можно выразить через аннигиляционные ширины $\Gamma_a^N(S)$ и $\Gamma_a^N(P)$ квазиядерных S - и P -уровней системы NN следующим образом:

$$\Gamma_a(1, S) \approx \Gamma_a^N(S) \frac{\rho(1, S)}{\rho^N(S)} \sim \Gamma_a^N(S) \left(\frac{a_S^N}{a_{1S}} \right)^3 \quad (8)$$

и

$$\Gamma_a(2, P) \approx \Gamma_a^N(P) \frac{\rho(2, P)}{\rho^N(P)} \sim \Gamma_a^N(P) \left(\frac{a_P^N}{a_{2P}} \right)^5, \quad (9)$$

здесь $\rho^N(l)$ — среднее значение плотности частиц в области аннигиляции для квазиядерного связанного состояния системы NN , $a_{1S} = 57 \phi$ — радиус кулоновский $1S$ орбиты, $a_S^N \approx 1 \phi$ — эффективный радиус квазиядерного S -состояния, $a_{2P} = 114 \phi$ и $a_P^N \approx 1 \phi$ — те же величины для $2P$ атомного и P квазиядерного состояний. Аннигиляционные ширины $\Gamma_a^N(S)$ и $\Gamma_a^N(P)$ по порядку величины равны 100 Мэв и 10 Мэв соответственно. Таким образом, для $\Gamma_a(n, S)$ и $\Gamma_a(n, P)$ имеем

$$\Gamma_a(n, S) \sim \frac{500}{n^3} \text{ эв}, \quad \Gamma_a(n, P) \sim \frac{5 \cdot 10^{-3}}{n^3} \text{ эв} \quad (10)$$

Соотношение (10) показывает, что для $n \geq 4$ аннигиляционная ширина P -состояния $\Gamma_a(n, P)$ много меньше ширины штарковского смешивания $\Gamma_{\text{шт}}(n)$: $\Gamma_a(n, P)/\Gamma_{\text{шт}}(n) \sim 2/n^2$.

Из оценок (4) и (10) видно, что эффективная аннигиляционная ширина для аннигиляции $p\bar{p}$ атома из S состояния определяется шириной $\Gamma_{\text{шт}}(n)$, поскольку $\Gamma_{\text{шт}}(n) \ll \frac{1}{n} \Gamma_a(n, S)$ при $n \leq 30$. Итак, скорость аннигиляции из S состояния равна скорости штарковского смешивания:

$$\Gamma_{\text{эфф}}(n, S) \approx \Gamma_{\text{шт}}(n) \sim \frac{2 \cdot 10^{-3}}{n} \text{ эв} \quad (11)$$

Скорость аннигиляции $p\bar{p}$ атома из P состояния пропорциональна аннигиляционной ширине $\Gamma_a(n, P)$ и статистическому весу P -состояния с проекцией орбитального момента $m = \pm 1$ (антипротоны с $m = 0$ поглощаются через S -состояние за счет штарковского смешивания). Предполагая, что антипротоны с данным n распределены по уровням с разными

l пропорционально $(2l + 1)$ имеем

$$\Gamma_{\text{эфф}}(n, P) = \frac{2}{n^2} \Gamma_a(n, P) \sim \frac{10^{-2}}{n^5} \text{ эв.} \quad (12)$$

Для искомого отношения $\Gamma_{\text{эфф}}(n, P) / \Gamma_{\text{эфф}}(n, S)$ получаем

$$R \equiv \frac{\Gamma_{\text{эфф}}(n, P)}{\Gamma_{\text{эфф}}(n, S)} \sim \frac{5}{n^4} \quad (13)$$

Определение интервала значений n , при которых поглощается большая часть антипротонов требует проведения сложных каскадных расчетов. Для K^- -мезонов такие расчеты выполнены в работе [6]. Оказалось, что больше половины K^- поглощается при $n > 10$ и лишь меньше чем 4% частиц достигает уровня с $n = 4$. Естественно предположить, что антипротоны также поглощаются в основном с уровней с $n > 4$. Таким образом, получаем, что при аннигиляции антипротонов с атомных уровней $R < 2\%$.

Поэтому наблюдаемое на эксперименте значение $R \approx 40\%$ можно объяснить тем, что вблизи порога существует квазядерное p -состояние с большим радиусом ($a_p^N \approx 3 + 5 \text{ ф}$). Такой радиус естественен для состояний с малой ($\sim 1 \text{ Мэв}$) энергией связи. Предполагая $a_p^N = 4 \text{ ф}$, получаем по аналогии с (13) для отношения R следующую оценку

$$R = \frac{\Gamma_{\text{эфф}}(n, P)}{\Gamma_{\text{эфф}}(n, S)} \sim \frac{5 \cdot 10^3}{n^4} \quad (14)$$

Тогда для $n \leq 10$ поглощение из P -состояний становится основным ($R \geq 1/2$).

Радиационные переходы уменьшают значение величины R , однако, для уровней с $n > 3$ ими можно пренебречь. Радиационная ширина $2P$ уровня равна

$$\Gamma_\gamma(2P) = 0,37 \cdot 10^{-3} \text{ эв.}$$

С ростом n радиационная ширина $\Gamma_\gamma(n, P)$ падает пропорционально n^{-3} . Следует заметить, что для того, чтобы происходило штарковское смешивание, сдвиг атомных уровней за счет сильного взаимодействия $\Delta E \sim \Gamma$ должен быть много меньше расстояния между двумя крайними компонентами расщепившегося уровня. Это расстояние равно $3Fn(n-1) \sim \frac{3e^2}{a^2} n^2$. Для S уровней имеем:

$$\gamma \equiv \frac{\Delta E}{3Fn^2} \sim \frac{10}{n^5}$$

Таким образом уже при $n \geq 2$ $\gamma \ll 1$.

Авторы благодарны И.С.Шапиро за обсуждения и замечания.

Институт теоретической и
экспериментальной физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
27 декабря 1974 г.

Литература

- [1] D.R.Desai. Phys. Rev., 119, 1385, 1960; R. Bizzarri et al., Nucl. Phys., B69, 298, 1974.
- [2] И.С.Шапиро. УФН, 109, 431, 1973; L.N.Bogdanova, O.D.Dalkarov, I.S.Shapiro. Ann. of Phys., 84, 261, 1974.
- [3] Т.Е. Kalogeropoulos. Direct channel $N\bar{N}$ phenomena. В книге: Взаимодействие частиц высокой энергии с ядрами и новые ядерноподобные системы. Труды международного семинара. Вып. IV, М., Атомиздат, 1974, стр. 23.
- [4] S.Devons et al. Phys. Rev. Lett., 27, 1614, 1971.
- [5] B.Day. G.A.Snow, J.Sucher. Phys. Rev. Lett., 3, 61, 1959.
- [6] M.Leon, H.A.Bethe. Phys. Rev., 127, 636, 1962.
-