

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗУЧЕНИЯ СВЯЗАННЫХ $\bar{p}n$ СОСТОЯНИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО АННИГИЛЯЦИИ \bar{p} НА d

Л. Н. Богданова, О. Д. Далькаргов, И. С. Шапиро

В работе [1] при изучении аннигиляции остановившихся \bar{p} в дейтериевой пузырьковой камере получено указание на существование связанного состояния n и \bar{p} . Сравнение экспериментальных результатов с теоретически ожидаемым спектром импульсов нуклонов отдачи в реакции

$$\bar{p} + d \rightarrow p + X, \quad (1)$$

где X – связанное состояние $\bar{p}n$, проведено в работе [2]. Было показано, что из-за сравнительно больших аннигиляционных ширин уровней вид этого спектра, в частности, положение и ширина максимумов в нем, определяются не только законами сохранения и массами связанных состояний, но также и их квантовыми числами, прежде всего, ор-

битальными моментами. Наблюдавшийся в [1] максимум соответствовал существенному вкладу d -состояния системы $\bar{p}n$. Максимумы, отвечающие S - и p -волнам относительного движения \bar{p} и n , как отмечалось в [2], могут наблюдаться в аналогичных экспериментах при различных энергиях налетающих \bar{p} , так как в этом случае они оказываются в наблюдаемой области спектра протонов отдачи ($150 \text{ Мэв/с} < q < 800 \text{ Мэв/с}$).

В настоящей статье мы приводим теоретически ожидаемый вид спектра импульсов протонов отдачи в реакции (1) при различных энергиях p . Анализ показывает, что изучение спектров для разных углов вылета протонов отдачи позволяет на опыте определить ненулевые орбитальные моменты связанных состояний \bar{p} и n .

Как и в работе [2], при рассмотрении реакции (1) мы исходим из хорошо известного в ядерной физике механизма подхвата. Заметим, что выбор конкретного механизма периферийного процесса не существенен для излагаемых ниже выводов, хотя некоторое изменение формы спектра при переходе, например, от подхвата к реакции замещения может иметь место.

Дифференциальное сечение реакции (1), отвечающее подхвату, можно записать в следующей форме (считаем $\hbar = c = 1$):

$$\frac{k}{m} \frac{d\sigma}{dq d\Omega} = \frac{2l+1}{2\pi} \frac{q^2(q^2 + \alpha^2)^2 F_d^2(q) F_{NN}^2(s) \Gamma}{(q^2 + \alpha^2 - s^2 - \kappa^2)^2 + \Gamma^2 m^2/4} \quad (2)$$

Здесь k, q — импульсы \bar{p} и протона отдачи, $d\Omega$ — элемент телесного угла в направлении q , $s = (k + q)/2$, $l, \kappa^2/m$ и Γ — соответственно, полный момент, энергия связи и аннигиляционная ширина рассматриваемого состояния системы NN , α^2/m — энергия связи дейтрона, m — масса нуклона и $F(\alpha)$ — фурье-компоненты радиальных волновых функций:

$$F(\alpha) = \int_0^{\infty} \chi_{\ell}(r) j_{\ell}(\alpha r) r dr, \quad (3)$$

(ℓ — орбитальный момент относительного движения частиц).

Как следует из формулы (2), ход сечения $d\sigma/dq d\Omega$ при достаточно больших ширинах уровней ($\Gamma \approx 100 \text{ Мэв}$) определяется с одной стороны, поведением формфактора $F_{NN}^2(s)$, а с другой — монотонно убывающей функцией q , определяемой механизмом реакции. Поскольку $F_{NN}^2(0) = 0$ для $\ell \neq 0$, то в спектрах назад ($\theta = 180^\circ$) распределения по импульсам протонов отдачи будут иметь минимумы при значениях q , равных импульсам налетающего антипротона, если в аннигиляции $\bar{p}n$ участвуют высшие орбитальные моменты.

Кроме того, $F_{NN}^2(s)$ в области $q > k$ имеет максимум при $s = \ell/R$ (R — радиус связанного состояния). Учитывая монотонно убывающую с q зависимость в (2), можно ожидать появления максимумов в спектре под углом $\theta = 180^\circ$ на участке $k < q < 2\ell/R + k$, причем, положение их определяется орбитальным моментом $\ell \neq 0$.

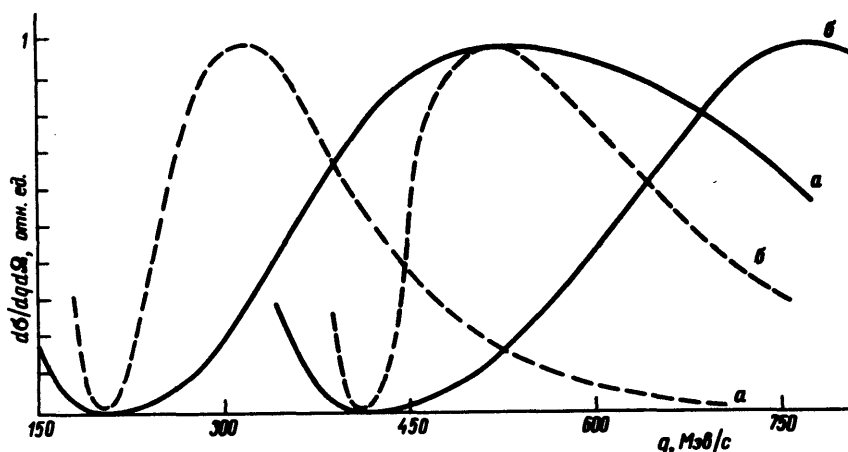


Рис. 1. Спектры протонов отдачи в реакции (1) под углом $\theta = 180^\circ$ для различных импульсов налетающего антипротона: $a - k = 200 \text{ Мэв/с}$; $b - k = 400 \text{ Мэв/с}$. Сплошная кривая соответствует ${}^3d_1 (1855 \text{ Мэв})$ состоянию системы $\bar{p}n$, пунктирная — ${}^1p_1 (1814 \text{ Мэв})$

На рис. 1 приведены спектры под углом $\theta = 180^\circ$ протонов отдачи, рассчитанные по формуле (2). Формфактор дейтрона F_d был выбран в хюльтеновской форме. В качестве $F_{N\bar{N}}(s)$ брались формфакторы квазидерных $N\bar{N}$ состояний, рассмотренных в работе [3]. Для системы $\bar{p}n$ (изоспин $I = 1$) было предсказано существование семи связанных состояний: трех с положительной G -четностью (${}^3s_1, {}^1p_1, {}^3d_1$ — четнопионные моды распада) и четырех — с отрицательной G -четностью (${}^1s_0, {}^3p_0, {}^3p_1, {}^3p_2$). Поскольку положение максимумов в спектре не зависит от масс связанных состояний, а определяется лишь их орбитальными моментами, то приводятся расчеты для двух состояний: ${}^1p_1 (1814 \text{ Мэв})$, ${}^3d_1 (1855 \text{ Мэв})$. Аналогичные спектры для s -состояний являются монотонно убывающими функциями импульса отдачи и их форма мало зависит от начального импульса антипротона. Отметим, что абсолютная нормировка формфактора $F_{N\bar{N}}$ существенно зависит от поведения волновой функции $N\bar{N}$ на малых расстояниях, которое известно с недостаточной точностью, поэтому на рис. 1 мы приводим лишь формы спектров (по оси ординат произвольные единицы). Как видно из рис. 1, вид спектров для \bar{p} -, d -состояний существенно различен. Максимумы, отвечающие p - и d -волнам смещены один относительно другого на величину порядка $150 - 200 \text{ Мэв/с}$, и это смещение мало зависит от начального импульса антипротона.

На рис. 2 изображены спектры протонов отдачи в реакции (1) под разными углами для p - и d -состояний.

Видно, что изменение относительного импульса s нуклона и антинуклона при изменении угла вылета протона отдачи мало сказывается на форме спектра для d -волны, так как в этом случае мы остаемся в области роста формфактора $F_{N\bar{N}}(s)$. Для p -волны соответствующий

ший максимум исчезает с изменением угла, поскольку в этом случае относительный импульс s попадает в область $s > 1/R$, где формфактор $F_{N\bar{N}}(s)$ падает.

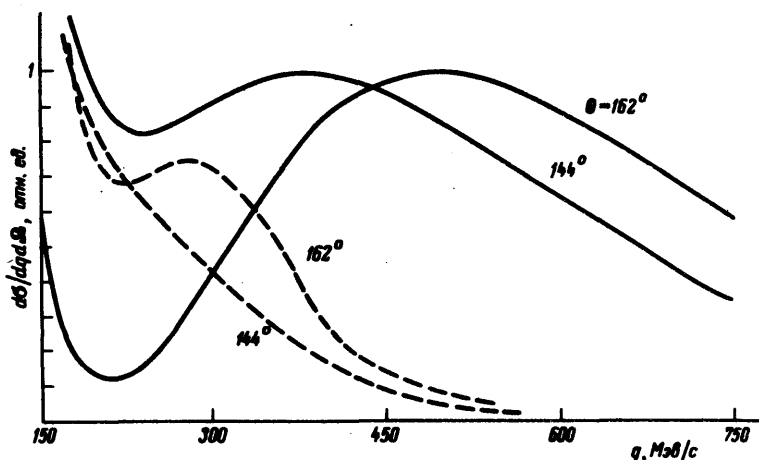


Рис. 2. Спектры протонов отдачи в реакции (1) под разными углами при импульсе налетающего антипротона $k = 200 \text{ МэВ/с}$. Сплошная кривая, вклад d -волны, пунктирная — p -волны

Таким образом, из проведенного анализа рис. 1 и 2 следует, что изучение спектров протонов отдачи в реакции (1) под углами $90 \leq \theta \leq 180^\circ$ при различных энергиях налетающих антипротонов позволяет разделить вклады связанных состояний в системе $\bar{p}n$, даже если их ширины сравнительно велики.

Проведенные расчеты показали, что изменение ширин в широких пределах ($50 \text{ МэВ} < \Gamma < 150 \text{ МэВ}$) не меняет качественного вида спектра. При достаточно малых ширинах ($\Gamma \approx 10 \text{ МэВ}$) на форме спектра существенно сказываются резонансные зависимости.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
18 мая 1972 г.

Литература

- [1] L.Gray, P.Hagerty, T.Kalogeropoulos. Phys. Rev. Lett., 26, 1491, 1971.
- [2] L.N.Bogdanova, O.D.Dalkarov, I.S.Shapiro. Phys. Rev. Lett., 29, 1972.
- [3] O.D.Dalkarov, V.B.Mandelzweig, I.S.Shapiro. Nucl. Phys., 21B, 88, 1970.