Письма в ЖЭТФ, том 25, вып. 2, стр. 136 – 139 *20 января 1977 г.*

ВЛИЯНИЕ π-КОНДЕНСАТА НА ОДНОНУКЛОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ МЕДЛЕННЫХ ПИОНОВ АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

М.А.Троицкий, М.В.Колдаев, Н.И.Чекунаев

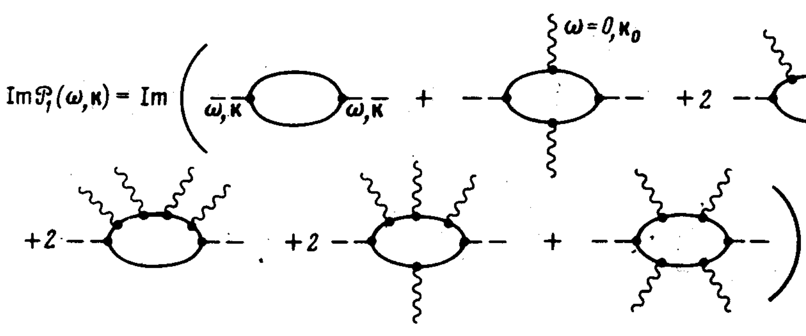
Приводится оценка, показывающая значительное увеличение вероятности однонуклонного поглощения медленных пионов ядрами из-за влияния π-конденсата. Измерение вероятности однонуклонного поглощения может явиться критическим экспериментом для выяснения вопроса о существовании конденсата в ядрах.

В последние пять лет широко обсуждаются вопросы, связанные с возможностью возникновения в ядерном веществе π-мезонного конденсата. Эта проблема была поднята Мигдалом в [1], который развив количественную теорию явления, указал на возможность существования конденсата при плотности ядерной материи, близкой к плотности реальных ядер. Его теория не исключает возможности существования конденсата в реальных ядрах [1]. Последующие работы [2] позволили глубже понять природу пионного конденсата в ядерном веществе и нейтронных звездах. В этих работах оценка критической плотности, при которой возникает конденсат, не изменилась по сравнению с первыми работами Мигдала ($n_c \gtrsim 0,6 n_0$, n_0 – нормальная ядерная плотность). Более строго рассчитать n_c не представляется возможным, поскольку n_c сильно зависит от параметров теории. Эти параметры в настоящее время не могут быть рассчитаны теоретически и их значения, взятые из обработки опытных данных по атомным ядрам, определены с недостаточной точностью. Поэтому ответ на вопрос о существовании конденсата в реальном ядре может дать только прямой эксперимент. Отметим, что при любом результате эксперимента теория позволяет более жестко определить критическую плотность и тем самым более определенно указать область существования ядер с аномальной плотностью.

Анализ известных экспериментальных данных по рассеянию электронов, $M1$ l-запрещенным переходам, магнитным моментам, спектрам ядер и π-атомов, проведенный в работах [3 – 6], не дает ответа на вопрос: есть ли конденсат в ядре, но не противоречит утверждению о существовании конденсата с амплитудой $a^2 \lesssim 0,1$ ($\hbar = m_\pi = c = 1$) в реальных ядрах. В связи с этим очень важен поиск критического эксперимента для ответа на поставленный вопрос. По нашему мнению таким экспериментом может явиться опыт по измерению вероятности однонуклонного поглощения медленного пиона атомными ядрами.

Известно, что поглощение медленных пионов одним нуклоном в бесконечном однородном ядерном веществе строго запрещено законами сохранения. В конечной системе импульс не сохраняется и возникает разрешение на однонуклонный захват. Но это разрешение невелико, и реализуется многонуклонное поглощение (двухнуклонное). Численный расчет вероятности однонуклонного поглощения медленных пионов конечными ядрами (определяющей парциальные ширины уровней π-атомов), основанный на вычислении мнимой части поляризационного оператора в координатном представлении, приводит к значению вероятности в средних и тяжелых ядрах $\lesssim 10^{-3}$[1].

В случае, когда в бесконечной ядерной материи существует π-конденсат, вероятность поглощения медленного пиона одним нуклоном отлична от нуля. Возникновение конденсата соответствует тому, что однородное ядерное вещество неустойчиво и оказывается энергетически выгодно образовать волну спин-изоспиновой плотности с характерным размером k_0^{-1} $(k_0 \gtrsim p_F = 2)$ и амплитудой $a^2 \lesssim 0{,}1$. По этой причине импульс нуклона не сохраняется и возникает разрешение на однонуклонное поглощение. Вычислим мнимую часть поляризационного оператора $\mathcal{P}_1(\omega, \mathbf{k})$ медленного пиона в бесконечной ядерной материи, связанную с однонуклонным поглощением при учете пионного конденсата. Используя разложение $\mathcal{P}_1(\omega, \mathbf{k})$ по амплитуде конденсатного поля до членов $\sim a^4$, имеем



(1)

волнистая линия – конденсатное поле с волновым числом k_0, сплошные линии – функции Грина нуклонов. Аналитически (1) в системах с $N = Z$ выглядит:

$$\operatorname{Im}\mathcal{P}_1(\omega, \mathbf{k}) = -\frac{2\tilde{f}^2 M p_F}{\pi^2}\operatorname{Im}\Phi(\omega,\ 0)k^2 - 8\frac{M p_F}{\pi^2}\ \frac{\tilde{f}^4 k_0^2}{\omega^2[1 + g^-\Phi(0,\ k_0)]^2} \times$$

---

[1] При расчете использовались волновые функции π^--мезона, удовлетворяющие уравнению Клейна – Гордона в кулоновском потенциале и потенциале сильного взаимодействия. Детали расчета будут изложены в отдельной работе.

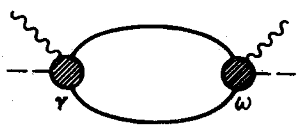
$$\times \left[\operatorname{Im}\Phi(\omega,\ k_0) a^2 \{\phi^2 - \tfrac{1}{3}\phi_0^2\} + 8 \frac{\tilde{f}^2 k_0^2\, \omega^2}{[1 + g^- \Phi(0,\ k_0)]^2 \left[\omega^2 - 4\left(\frac{k_0^2}{2M}\right)^2\right]^2} \times \right.$$

$$\left. \times\ \operatorname{Im}\ \Phi(\omega,\ 2k_0) a^4 \phi^2 \{2\phi^2 - \tfrac{1}{3}\phi_0^2\} \right] k^2. \tag{2}$$

В (2) оставлены только те члены при a^4, которые не обращаются в нуль одновременно с членами $\sim a^2$. Произведено усреднение по углу между векторами $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}_0$. M – масса нуклона = 6,7; $\tilde{f} = f(1 - \zeta)$, $f \cong 1$ – вершина взаимодействия πN в пустоте; $\zeta \leqslant 0{,}2$; $g^- = 1{,}6$ [7]. $\phi = \{\phi_+, \phi_-, \phi_0\}$ – изотопвектор конденсатного поля ($\phi^2 = 1$). При $\omega > \epsilon_F$ $\operatorname{Im}\Phi(\omega, k)$ отлична от нуля только в области $-k^2/2M \leqslant \omega - kv_F \leqslant k^2/2M$ и равна:

$$\operatorname{Im}\Phi(\omega,\ k) = \pi p_F/4k \left[1 - \left(\omega - \frac{k^2}{2M}\right)^2 \Big/ (kv_F)^2\right]. \tag{3}$$

При $k_0 = p_F = 2$ вклад в $\mathcal{P}_1$ вносят процессы $\sim a^4$ (2). Учет графиков более сложной природы, чем скелетные (1) приводит к незначительной (два – три раза) экранировке членов $\sim a^2$ и $\sim a^4$. Поясним это на примере членов $\sim a^2$. С учетом всех процессов эти члены можно записать

$\operatorname{Im}\mathcal{P}(\omega, \kappa) = \operatorname{Im}$ 

(4)

Основная экранировка в амплитуде $\gamma\ (\omega = 1,\ k_0 = 2)$ происходит из-за процессов рождения частиц с дыркой, имеющих суммарную энергию и импульс $\omega = 1$, $k_0 = 2$. В результате возникает множитель $[1 + f\Phi(\omega, k_0)]^{-2}$, где f – скалярная часть амплитуды взаимодействия нуклонов. Аналогично в членах $\sim a^4$ возникает множитель $[1 + f\Phi(\omega, k_0)]^{-2}[1 + g\Phi(\omega, 2k_0)]^{-2}$. Используя (2), приведем нижнюю оценку влияния конденсата на однонуклонное поглощение. При $k_0 = 2$ имеем:

$$\operatorname{Im}\mathcal{P}_1 \sim -5a^4k^2. \tag{5}$$

Сравним (5), используя связь поляризационного оператора с потенциалом ($2V = \mathcal{P}$), с мнимой частью оптического потенциала медленных пионов с параметрами [8], найденными из опытных данных по π-атомам

$$\operatorname{Im}V = -2\pi n_0^2 \{0{,}04 + 0{,}08/(1 + {}^{4\pi}/_{3}\ 0{,}21 n_0) k^2\}. \tag{6}$$

Второй член в (5), связанный с P-поглощением пиона, вносит в ширину уровней $2p$, $3d$, $4f$, ... π-атомов основной вклад. Сравнивая (5) и (6), видно, что при $a^2 = 0{,}05$ вклад однонуклонного поглощения составит $\sim 10^{-1}$. Члены при a^2 в формуле (2) отличны от нуля при $2{,}2 \leqslant k_0 \leqslant 6{,}2$.

Например, при $k_o = 2{,}5$

$$\mathrm{Im}\,\mathcal{P}_1 \sim -a^2 k^- . \qquad (7)$$

В этом случае вклад однонуклонного поглощения становится ~ 1 ($a^2 = 0{,}05$). Следовательно, оценки по бесконечной системе дают увеличение вероятности однонуклонного вылета в случае существования π-конденсата с амплитудой $a^2 = 0{,}05$ в $10^2 - 10^3$ раз. Эти оценки влияния конденсата на вероятность однонуклонного поглощения представляются разумными, поскольку характерный импульс $k_o \gtrsim p_F >> p_F/A^{1/3}$. Кроме этого, по-видимому, учет конечности ядра приведет к тому, что уже при $k_o = p_F = 2$ из-за несохранения импульса нуклонов из-за конечности, вклад в $\mathcal{P}_1$ членов $\sim a^2$ будет отличен от нуля, что вызовет некоторое увеличение нижней границы приведенной оценки. В случае поглощения остановившихся π^--мезонов учет правильной волновой функции пиона, удовлетворяющей уравнению Клейна – Гордона в полном потенциале, несущественно меняет результат. Оценки показывают, что происходит значительное усиление вероятности однонуклонного захвата медленных пионов, если в ядре существует π-конденсат ($> 10^2$ раз при $a^2 \approx 0{,}05$). Эксперименты по измерению вероятности вылета нуклона с энергией в районе 140 *Мэв*, по-видимому, позволят ответить на вопрос о существовании конденсата в реальных ядрах.

В заключение благодарим А.Б.Мигдала, В.А.Карнаухова, Э.Е.Саперштейна, В.А.Ходеля, С.А.Фаянса за обсуждение и интерес к работе.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
7 декабря 1976 г.

Литература

[1] А.Б.Мигдал. ЖЭТФ, 61, 2209, 1971; 63, 1993, 1972.

[2] А.Б.Мигдал. О.А.Маркин, И.Н.Мишустин. ЖЭТФ, 66, 443, 1974; 70, 1592, 1976.

[3] А.Б.Мигдал. Письма в ЖЭТФ, 19, 539, 1974.

[4] Э.Е.Саперштейн, М.А.Троицкий. ЯФ, 22, 257, 1975.

[5] М.А.Троицкий, Э.Е.Саперштейн, О.А.Маркин, И.Н.Мишустин. Письма в ЖЭТФ, 21, 96, 1975.

[6] М.А.Троицкий, Н.И.Чекунаев. ЯФ, 24, 52, 1976; 24, 1039, 1976.

[7] V.M.Osadchiev, M.A.Troitski. Phys. Lett., 26B, 421, 1968.

[8] Г.Бакенштосс. УФН, 107, 405, 1972.