

ОБ АДРОННЫХ ПУЗЫРЬКАХ В ЯДЕРНОМ ВЕЩЕСТВЕ

М.А.Троицкий, В.А.Ходель

Анализируются нелинейные эффекты во взаимодействии адронов с ядром. Показано, что K^+ -мезоны образуют в ядерной материи пузырьки наподобие электронных пузырьков в жидком гелии. Найдено, что заряженные пионы, рождающиеся в столкновениях тяжелых релятивистских ионов, могут собираться в капли с числом частиц $\sim 10^2$ и размером $\sim 5 - 7 \text{ Ф}$.

В последнее время накоплена обширная информация о низкоэнергетическом взаимодействии адронов с атомными ядрами. Совокупность экспериментальных данных неплохо воспроизводится в линейном подходе, когда взаимодействие H_{int} адрона с ядром описывается оптическим потенциалом $U_a(\mathbf{r})$, т. е. $H_{int}(\mathbf{r}) = U_a(\mathbf{r}) \varphi_a^2(\mathbf{r})$, где $\varphi_a(\mathbf{r})$ – адронная волновая функция. Этот потенциал вводят обычно как функцию от невозмущенной ядерной плотности (равновесное значение $\rho_0 = 0,17 \text{ Ф}^{-3}$), а параметры определяют подгонкой к имеющимся экспериментальным данным. С оптическим потенциалом $U_a(\mathbf{r})$ можно связать и адронное поле $V(\mathbf{r})$, действующее на нуклоны: $H_{int} = U_a(\mathbf{r}) \varphi_a^2(\mathbf{r}) = \rho_0(\mathbf{r}) V(\mathbf{r})$, т. е. $V(\mathbf{r}) \sim \frac{U_a(\mathbf{r}) \varphi_a^2(\mathbf{r})}{\rho_0}$

$\sim \frac{U_a r_0^3}{a^3} Q$, r_0 – среднее расстояние между частицами в ядре, a – характерный размер адронного волнового пакета, Q – число адронов в пакете. Если $V \sim \mathcal{E}_F$ (\mathcal{E}_F – энергия Ферми нуклонов), то нуклонная плотность $\rho(\mathbf{r})$ в таком поле заметно меняется. Тогда меняется и ядерное поле $U_a(\mathbf{r})$, действующее на адроны и, значит, линейный подход перестает работать. Ряд нелинейных эффектов в ядерной материи, связанных главным образом с солитонами, был рассмотрен в ¹⁻³. Здесь мы проанализируем еще один – эффект локализации адронов в ядерном веществе, возникающий благодаря достаточно сильному взаимодействию их с нуклонами. Подобное явление наблюдается для электронов и положительных ионов в жидком гелии. Электрон, взаимодействие которого с нейтральным атомом He является очень сильным и отталкивательным ($U_e > 0$) вопад в жидкий He, образует в нем "пузырек" – полость, внутри которой гелия почти нет. А положительный ион He^+ , притягивающий нейтральный атом He ($U_{\text{He}} < 0$), наоборот обрастает коркой затвердевшего гелия ^{4, 5}.

Почему при адрон-ядерном отталкивании образуются адронные пузырьки и как рассчитать их характеристики? Пока адрон движется в созданной им полости, где нет вещества, его взаимодействие с частицами ядерной среды, будучи короткодействующим, отсутствует. Но стоит ему оказаться в среде, как это взаимодействие, включившись, резко увеличит адронную энергию $\delta E \sim \langle H_{int} \rangle \approx \int U_a \varphi_a^2 d^3r = U_a$. Таким образом для адрона полость – это потенциальная яма. Когда адрон занимает один из дискретных уровней с энергией ϵ_λ (а для этого необходимо, чтобы $U_a > U_c = \pi^2/8m_a a^2$), его движение локализуется, а энергия уменьшается. Если этот выигрыш в энергии превышает энергетические затраты на образование полости в ядерной среде ($\delta E_S \approx 4\pi\sigma a^2$, σ – коэффициент поверхностного натяжения ядра), то в ядерной материи рассматриваемое состояние будет стабильным, а в реальном ядре его ширина будет определяться туннельным эффектом – просачиванием адрона через поверхностный барьер. Условие минимума полной энергии $E = 4\pi\sigma a^2 + \sum \epsilon_\lambda + E_{int}(Q)$ определяет оптимальный размер a пузырька, содержащего Q адронов (E_{int} – энергия их взаимодействия). Из адронов, для которых потенциал U_a известен, только K^+ -мезон обладает достаточно сильным отталкиванием от нуклонов. В экспериментальной работе ⁶ было найдено, что величина $U_{K^+} \approx 55 - 60 \text{ МэВ}$ для каонов с $P_K \sim 800 \text{ МэВ}$ (для более медленных каонов возрастает вплоть до $70 - 80 \text{ МэВ}$ при $P_K \sim 0$). Простые вариационные расчеты показывают, что стабильные пузырьки существуют, если $U_a > 11,5 \sqrt{\sigma/mQ}$, откуда следует, что K^+ -мезонные

пузырьки стабильны, начиная с $Q = 2$. Если двухмезонный пузырек действительно существует, то это означает, что между двумя каонами, движущимися с относительно малыми скоростями в ядерной среде, возникает сильное эффективное притяжение, хотя их взаимодействие в пустоте может быть и отталкивательным. Ввиду квантования поступательного движения ЦМ пузырька в конечной системе с ним должна быть связана определенная полоса резонансных уровней составного ядра.

Как наблюдать пузырьковые резонансы? Рассмотрим реакцию неупругого рассеяния каонов на ядрах $K^+ + (A, Z) \rightarrow (A-1, Z-1) + \lambda^0 + K^+ + K^+$ с рождением пары λ^0, K^+ . Двухмезонные пузырьки образуются, если K -мезоны имеют малый относительный импульс. Поэтому в области малых углов между вылетающими каонами с энергиями $E_K \leq U_K$ сечение этой реакции должно иметь характерную резонансную форму, подобную той, которая обычно возникает при образовании частиц, сильно взаимодействующих в конечном состоянии.

Атомное ядро — двухкомпонентная система. Весьма интересен случай, когда адроны, отталкиваясь, скажем, от протонов, притягиваются к нейтронам. Если локализованное адронное состояние существует, то внутри такой адронной капли остаются одни нейтроны. Рассмотрим эту ситуацию подробнее на примере π -мезонов. Гамильтониан пиона в ядре записывают обычно в виде $H_\pi = \frac{k^2}{2m_\pi} + U_\pi^s + U_\pi^p$,

где

$$U_\pi^s(r) = - \frac{2\pi}{m_\pi} \left[\left(1 + \frac{m_\pi}{M_N}\right) (b_0 \rho_0 x + b_1 \rho_0 y T_3) + \left(1 + \frac{m_\pi}{2M_N}\right) (B_0 \rho_0^2 x^2 + B_1 \rho_0^2 xy T_3) \right]$$

$$U_\pi^p(r) = - \frac{\hat{k}^2}{2m_\pi} \frac{\alpha}{1 + \frac{1}{3}\alpha} + \gamma(\rho) \frac{\hat{k}^4}{m_\pi^3}, \quad (1)$$

где $x = \frac{\rho_n + \rho_p}{\rho_0}$, $y = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_0}$, $T_3 = 1$ для π^- -мезона

$$\alpha = 4\pi \left[\left(1 + \frac{m_\pi}{M_N}\right)^{-1} (c_0 \rho_0 x + c_1 \rho_0 y) + \left(1 + \frac{m_\pi}{2M_N}\right)^{-1} (C_0 \rho_0^2 x^2 + C_1 \rho_0^2 xy T_3) \right].$$

Знак $\gamma(\rho)$ положителен, иначе пион-нуклонная система неустойчива, величина $\gamma \lesssim 0,1$. Параметры U_π варьируются в разных работах. Так в статье ⁸ $b_0 = -0,046 \Phi$, $b_1 = -0,13 \Phi$, $c_0 = 0,66 \Phi^3$, $c_1 = 0,43 \Phi^3$, $C_0 = 0,29 \Phi^6$, $C_1 = 0$, $B_0 \approx B_1 = 0$, а в ⁹ $b_0 = -0,023 \Phi$, $b_1 = -0,11 \Phi$, $c_0 = 0,54 \Phi^3$, $c_1 = 0,44 \Phi^3$, $B_0 \approx -0,3 \Phi^6$. Из этих данных видно, что в симметричной ядерной материи ($N = Z$) s -волновое взаимодействие пионов с нуклонами невелико, а в нейтронной (протонной) среде яма для π^+ (π^-) мезонов увеличивается на 30–40 МэВ. Поэтому, если в небольшом объеме ядерного вещества родилось достаточное количество π^+ (π^-) мезонов, то, притягивая нейтроны (протоны), они могут образовать адронную каплю. Ее радиус, как и внутренняя концентрация нейтронов и протонов, определяется минимумом полной энергии

$$E(Q) = \frac{\beta y^2}{2} \frac{a^3}{r_0^3} + \epsilon_\pi Q + \frac{3}{4\pi} \lambda_{\pi\pi} \frac{Q^2}{a^3}. \quad (2)$$

Здесь $\lambda_{\pi\pi} = 0,05 \pm 0,05 m_\pi^{-2} 10^6$ длина рассеяния пионов с изоспином $T = 2$. В (2) учтено, что как показывают расчеты, изменения плотности $\rho_+ = \rho_n + \rho_p$ в капле невелико, а энергия симметрии ядра описывается квадратичной параболой с $\beta \approx 55$ МэВ вплоть до $|y| \sim 1$. (Конечно, в окрестности точки $|y| = 1$ нужно использовать более точное уравнение состояния и вид U_π , поэтому (2) дает лишь оценку). Решение (2) можно искать, считая яму U_π прямоугольной. Оно обладает важным свойством: оно существует только для $Q > Q_c$,

причем, если $Q = Q_c$, то внутри π^+ -мезонной капли остаются одни нейтроны, внутри π^- -капли — одни протоны. Вычисления с параметрами из ⁸ дают $Q_c \approx 200$. Радиус такой s -капли $a_c = 5 \Phi$, а энергия связи на один мезон около 2,5 МэВ.

Пионные капли в ядерном веществе могут возникать не только за счет s -, но и благодаря p -членам (1). Еще в работе ¹¹ было указано, что большое p -притяжение в U_π может приводить к связыванию пионов из-за того, что в ядерной материи с плотностью $\rho \sim \rho_0$ знак при k^2 в H_π становится отрицательным.

Легко видеть, что энергия связи пиона в ядре увеличивается, когда плотность ρ или отношение N/Z растут, и в принципе проигрыш в ядерной части энергии может быть скомпенсирован выигрышем в пионной. При этом энергия мезонного состояния, возникающего в дискретном спектре, как обычно, при некотором конечном значении a_c , не убывает с ростом радиуса капли, а, наоборот, растет из-за отрицательного знака коэффициента $(2\mu_{in})^{-1}$ при k^2 члене в H_π . Поэтому радиус p -капли фиксирован $a = a_c$ (при данных x и y), а энергия $\epsilon_\pi = \epsilon_{min}$. Решение уравнения Шредингера с гамильтонианом (1) дает $\epsilon_{min} = U_\pi^s \frac{m_\pi^3}{16|\mu_{in}|^2 \gamma}$;

$a_c \approx 3\pi \sqrt{\mu_{in} \gamma}$. Анализ показывает, что 1) решение задачи на минимум существует если $\gamma < \gamma_m \approx 0,1$, 2) как и раньше, решения нет, если $Q < Q_c$, а при $Q = Q_c \sim 10^2$ капля "чистая" $|\gamma| = 1$, но теперь π^- -мезоны объединяются с нейтронами, а π^+ -мезоны с протонами. Поскольку объемное поглощение пионов в p -капле отсутствует, время жизни этого ядерного "кентавра" определяется только захватом пионов ядром с поверхности капли и потому оно значительно больше ядерного. При таких процессах заряд Q убывает и становится в конце концов меньше Q_c , после чего происходит взрыв капли. Заметим, что если $\gamma \leq 0,02$, то величина ϵ_{min} сравнивается с m_π и в ядерной материи становится возможным фазовый переход из однородной фазы в капельную двухфазную. Этот вопрос будет рассмотрен отдельно.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность А.Б.Мигдалу, С.Т.Беляеву, А.М.Дюгаеву, Ю.Б.Иванову, М.В.Колдаеву, А.Е.Кудрявцеву, Н.Н.Курилкину, В.М.Осадчиеву, С.В.Толоконникову и И.А.Фомину за плодотворные обсуждения вопросов, затронутых в работе.

Литература

1. Khodel V., Kurilkin N, Mishustin I. Phys. Lett., 1980, B90, 37.
2. Easson J. Nucl. Phys., 1981, A363, 69.
3. Fowler G., et al. Phys. Lett., 1982, B115, 280.
4. Carery G., Fasoli V., Gaeta F. Nuovo Cim., 1960, 15, 774.
5. Халатников И.М. Теория сверхтекучести. М.: Наука, 1971.
6. Barys F. Nucl. Phys. 1982, A374, 415.
7. Мигдал А.Б. Фермионы и бозоны в сильных полях. М.: Наука, 1978.
8. Batty C. ЭЧАЯ, 1982, 13, 164.
9. Mc. Manus. Phys. Rev., C25, 1982, 952.
10. Мухин К.Н., Патаракин О.О. УФН, 1981, 133, 377.
11. Ericson T.E.O., Myhrer F. Phys. Lett., 1978, B74, 163.