

§ 11. ФИЗИЧЕСКИЕ ОБОСНОВАНИЯ МЕЗОННОЙ ТЕОРИИ ЯДЕРНЫХ СИЛ

На основании всех перечисленных опытных данных были предприняты попытки создать единую теорию ядерных сил. Используются два разных подхода. Первое, феноменологическое направление в теории не ставит вопрос о выяснении природы ядерных сил. Просто подбирается потенциал взаимодействия, наилучшим образом удовлетворяющий совокупности имеющихся экспериментальных данных. При втором подходе заранее предполагается, что ядерные силы возникают благодаря обмену π -мезонами, т. е. частицами с массой порядка $300 m_e$.

Идея о том, что обменные силы между нуклонами могут быть вызваны передачей заряженных частиц, была впервые предложена И. Е. Таммом на основе известных в тридцатые годы фактов, касающихся β -распада — способности нуклона испускать или поглощать пару частиц: электрон + нейтрино:

$$n \rightarrow e^- + p + \bar{\nu}; \quad p \rightarrow e^+ + n + \nu; \quad p + e^- \rightarrow n + \nu.$$

Однако уже сам И. Е. Тамм убедился в том, что силы, проявляющиеся в β -распаде, слишком слабы, чтобы объяснить ядерные силы. Японский физик Юкава, развивая идеи Тамма, предположил, что должны существовать какие-то другие частицы, ответственные за ядерные силы. Юкава пришел к выводу, что должно существовать поле иного типа, сходное с электромагнитным, но имеющее другую природу.

Квантовое представление о полях состоит в том, что передача взаимодействия между частицами осуществляется как процесс излучения и поглощения квантов некоторого поля. В случае электромагнитного поля электрон испускает фотон, который поглощает-

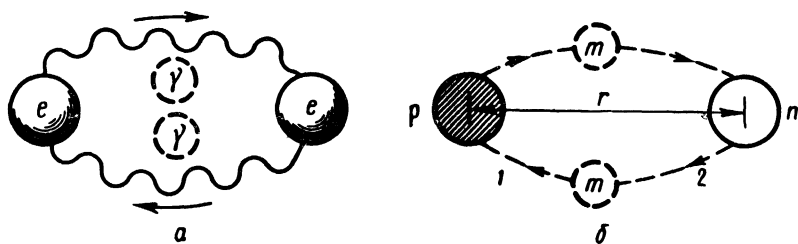
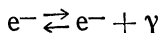


Рис. 23. Взаимодействие за счет обмена виртуальными частицами:
 а — взаимодействие зарядов при обмене виртуальными γ -квантами;
 б — взаимодействие нуклонов путем обмена виртуальными мезонами

ся другим электроном или им самим. Совокупность таких процессов испускания и поглощения фотонов и образует электромагнитное поле (рис. 23, а). Однако это не обычные фотоны — в этом можно убедиться на примере взаимодействия двух неподвижных

зарядов. Очевидно, что свободный покоящийся заряд не может изменить ни свою массу, ни энергию, следовательно, казалось бы процесс испускания и поглощения фотона



идет с нарушением закона сохранения энергии на величину $\Delta E = \hbar\nu$, которую уносит (приносит) γ -квант. Однако согласно принципу неопределенности в изменяющейся системе энергия не может быть вполне определенной величиной, неточность ΔE и время Δt , за которое происходит изменение системы, связаны соотношением

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar.$$

Иными словами, рассматривая процесс длительностью $\Delta t = \hbar/\Delta E$, бессмысленно говорить о точном значении энергии и, следовательно, сохранении энергии с точностью, большей $\Delta E = \hbar/\Delta t$. О вполне точном сохранении энергии при переходе из одного состояния в другое можно говорить, если время перехода Δt бесконечно велико. Обменные же процессы взаимодействия происходят в ничтожно малые промежутки времени и в силу соотношения неопределенности принципиально не могут быть детально прослежены во времени. Такие процессы, которые идут с видимым нарушением энергетического баланса, принято называть *виртуальными процессами*, а частицы, которые переносят взаимодействие и не могут обладать энергией и импульсом, связанными так, как это обычно для свободных частиц — *виртуальными частицами*.

Увеличивая энергию излучающей частицы, например ускоряя электрон, можно виртуальные фотоны превратить в действительные, свободные, которые могут регистрироваться. Это будет процессом излучения реальных фотонов.

По аналогии с описанными выше свойствами электромагнитного взаимодействия Юкава предположил, что нуклоны являются носителями некоторых «мезонных» зарядов — g , создающих мезонное поле (т. е. поле действия ядерных сил). Поскольку радиус действия ядерных сил (r_0) очень мал, потенциал поля нуклонов должен уменьшаться с расстоянием быстрее, чем потенциал электромагнитного поля. Например, согласно Юкава, он может следовать закону

$$U = \frac{g^2}{r} e^{-\frac{r}{r_0}}. \quad (30)$$

Подобно тому как электрические заряды при неравномерных движениях излучают электромагнитные волны, мезонные заряды могут при некоторых условиях излучать мезонные волны. Но закон распространения этих волн должен быть другим, так как в него необходимо ввести зависимость от r_0 .

Волновое уравнение для электромагнитного поля φ ,
 $\Delta\varphi + \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = 0$, связывает длину λ и частоту ν электромаг-

нитной волны $\varphi = \varphi_0 e^{2\pi i \left(\frac{x}{\lambda} - \nu t \right)}$ соотношением $\frac{\nu^2}{c^2} = \frac{1}{\lambda^2}$.

Статическое сферически симметричное решение данного уравнения для точечного источника есть кулоновское поле $\varphi = \frac{e^2}{r}$, в чем легко убедиться подстановкой.

Для того же чтобы получилось поле типа (30), уравнение мезонного поля ψ следует записать в несколько ином виде

$$\Delta\psi + \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} - \frac{1}{2\pi r_0} \psi = 0$$

(в чем также легко убедиться подстановкой (30) в данное уравнение). Вместе с тем волна $\psi = \varphi_0 e^{2\pi i \left(\frac{x}{\lambda} - \nu t \right)}$ может быть решением такого уравнения только, если λ , ν и r_0 связаны соотношением

$$\left(\frac{\nu}{c} \right)^2 = \left(\frac{1}{\lambda} \right)^2 + \left(\frac{1}{2\pi r_0} \right)^2 \quad (31)$$

(это соотношение можно получить подстановкой функции ψ в уравнение мезонного поля).

Поскольку известно, что $E = h\nu$ и $p = h/\lambda$, то, подставив в формулу (31) значение ν и λ , выраженные через энергию и импульс частицы, получим

$$\left(\frac{E}{c} \right)^2 = p^2 + \left(\frac{h}{2\pi r_0} \right)^2.$$

Мы знаем, что энергия и импульс частицы связаны с ее массой таким образом:

$$\left(\frac{E}{c} \right)^2 = p^2 + m_0^2 c^2.$$

Сопоставляя две последние формулы, Юкава пришел к выводу, что должны существовать частицы, масса покоя которых связана с радиусом действия ядерных сил соотношением

$$m_x = \frac{h}{2\pi c r_0} = \frac{\hbar}{c r_0},$$

откуда получаем

$$m_x = \frac{10^{-27}}{10^{-13} \cdot 3 \cdot 10^{10}} \approx 3 \cdot 10^{-25} \text{ г} \approx 300 m_e.$$

Следовательно, частицы должны обладать массой, промежуточной между массами электрона и протона, откуда и произошло название «мезон» (по-гречески «мезо» означает промежуточный).

Как же будет выглядеть взаимодействие, вызванное полями, характеризуемыми частицами с конечной массой покоя? Очевидно, что, как и электромагнитное взаимодействие, его следует объяснить обменом виртуальными частицами (рис. 23, б). При этом рождение частицы с конечной массой покоя m может быть также осуществлено только при условии *временного* «нарушения» закона сохранения энергии.

Полная энергия покоящегося нуклона массы M равна Mc^2 , если он «испускает» мезон с массой m , то их полная энергия (без учета кинетической энергии) должна быть равна $Mc^2 + mc^2$. Таким образом, неопределенность величины полной энергии E в данном случае $\Delta E \geq mc^2$. Но из соотношения неопределенностей известно, что чем больше ΔE , тем меньше время Δt , допустимое для состояния перехода

$$\Delta t = \frac{\hbar}{\Delta E} \ll \frac{\hbar}{mc^2}.$$

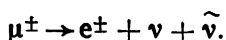
Следовательно, мезон может существовать только в течение этого короткого времени Δt . За это время частица, двигаясь даже со скоростью света, сможет пройти лишь путь $R = c\Delta t$. Следовательно, $R \ll \frac{\hbar}{mc}$.

Таким образом, взаимодействие, вызываемое обменом частицами с конечной массой покоя, принципиально обладает конечным радиусом действия, вне которого оно не проявляется¹. Если на этом расстоянии мезон встретит другой нуклон, то он может этим нуклоном поглотиться, в результате чего произойдет взаимодействие. В противном случае он должен через время Δt поглотиться тем же нуклоном, который его испустил. Поэтому величина $r_0 = \hbar/mc$ определяет радиус действия ядерных сил. Он, как мы видим, равен комптоновской длине волны частиц, переносящих эти силы.

Мезоны, которые не могут отойти от источника на расстояния, большие \hbar/mc , также называются виртуальными.

На создание π -мезона с массой $m_\pi = 270 m_e$ необходимо затратить энергию ΔE , равную $m_\pi c^2 = 135 \text{ Мэв}$. Поэтому время, в течение которого виртуальный мезон может существовать, равно $\Delta t = \hbar/\Delta E = 10^{-23} \text{ сек}$.

Когда Юкава высказал свою гипотезу о существовании частицы с массой $\sim 300 m_e$, были известны только протоны, электроны и нейтроны. Через два года при исследовании космических лучей была открыта частица, названная впоследствии μ -мезоном. Были обнаружены μ -мезоны, заряженные положительно и отрицательно. Оказалось, что их масса $m_\mu = 207 m_e$, спин равен $1/2$. Время жизни покоящегося μ -мезона $\tau_\mu = 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ сек}$. Он распадается по схеме



¹ В случае электромагнитных полей масса покоя фотона равна нулю и радиус взаимодействия — бесконечности.

Однако поведение μ -мезона в потоке космических лучей в атмосфере противоречило представлению о нем, как об агенте ядерных сил:

а) оказалось, что μ -мезоны не являются ядерно-активными частицами, их взаимодействие с веществом определяется в основном электромагнитными силами;

б) не существует нейтрального μ -мезона, который должен был бы служить переносчиком взаимодействия между протоном и протоном и между нейтронами;

в) для объяснения ядерных сил при помощи обмена мезонами надо, чтобы их спин был равен либо 0, либо 1, а у μ -мезона спин равен $1/2$.

Только в 1947 г. Пауэлл с сотрудниками открыли в космических лучах новую частицу: π -мезон уже с другими характеристиками:

$$m_{\pi^{\pm}} = 273 m_e; \tau_{\pi^{\pm}} = 10^{-8} \text{ сек}; \pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu; \text{ спин} = 0;$$

$$m_{\pi^0} = 263 m_e; \tau_{\pi^0} = 10^{-16} \text{ сек}; \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma; \text{ спин} = 0.$$

Этим было доказано существование частицы со свойствами, теоретически предсказанными за 12 лет до этого Юкава. π -мезон осуществляет роль агента связи в ядерных взаимодействиях. При (п, р) взаимодействиях происходит обмен π^{\pm} -мезонами и π^0 -мезонами, а при (р, р) и (п, п) взаимодействиях главным образом обмен только π^0 -мезонами. Например, на не очень малых расстояниях обмен мезонами символически можно записать следующим образом¹:

$$p + p \rightarrow p' + \pi^+ + p \rightarrow p' + p';$$

$$n + p \rightarrow p' + \pi^- + p \rightarrow p' + n';$$

$$p + p \rightarrow p' + \pi^0 + p \rightarrow p' + p'.$$

Отдельные свободные π -мезоны могут быть обнаружены, если они образуются не виртуально, а реально, и распространяются от места образования на расстояние, превышающее радиус действия ядерных сил. Для этого нужно, чтобы нуклоны обладали большой кинетической энергией ($T > m_{\pi} c^2$), часть которой может перейти в массу покоя рождающейся частицы.

В космических лучах π -мезоны рождаются в результате столкновения протонов высоких энергий с ядрами воздуха. Их получают также при работе с ускорителями, направляя, например, пучок ускоренных до высоких энергий протонов на различные мишени.

Кроме π - и μ -мезонов сейчас изучена еще одна группа частиц, К-мезоны, с массами около $1000 m_e$ (подробнее они будут рассмот-

¹ На меньших расстояниях действуют также мезонные силы, например: $p \rightarrow p + \pi^+ + \pi^-$.

рену в гл. 8). Эти нестабильные частицы, распадающиеся на заряженные и нейтральные π -мезоны, также могут быть переносчиками ядерного взаимодействия или квантами ядерного поля.

В соответствии с формулой $m = \frac{\hbar}{cr_0}$, из-за большей массы K -мезоны могут влиять на взаимодействие нуклонов на меньших расстояниях при $r \ll r_0 \frac{m_\pi}{m_K} \sim \frac{1}{4} r_0$.

Интересным свойством мезонов является то, что отрицательно заряженный π - или μ -мезон, замедленный в веществе, может быть захвачен ядром на разрешенные уровни энергии, аналогичные уровням электронов в атоме. Комбинация ядра и отрицательного мезона может существовать очень короткое время и называется мезоатомом.

Размеры мезоатома и энергии связи сильно отличаются от соответствующих величин обычных атомов; так, радиус орбиты μ -мезона меньше, чем у электрона в 207 раз, и во столько же раз больше энергии связи.

Мезон может поглотиться одним из нуклонов ядра, отдав ядру свою энергию покоя, спин, заряд и т. п. (из-за чего ядро может разрушиться). Для мезонов, предварительно захваченных в состоянии мезоатома и находящихся вблизи ядра, вероятность такого поглощения особенно велика.

§ 12. СТРУКТУРА НУКЛОНА

Как уже говорилось в § 1, наличие магнитного момента у нейтрона и большое значение магнитного момента протона могут быть объяснены только в предположении сложной структуры нуклона. Воспользуемся представлениями об испускании и поглощении мезонов нуклонами, изложенными в предыдущем параграфе, и предположим, что нуклон имеет структуру, аналогичную структуре атома.

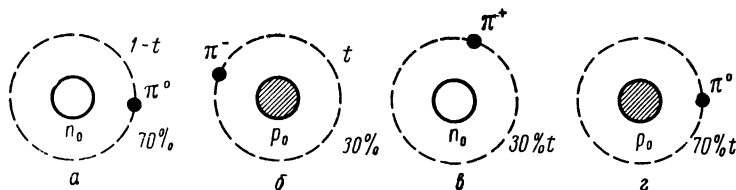


Рис. 24. Различные модификации структуры нейтрона и протона

В соответствии с этим нейтрон можно представить себе двояко: либо в виде нейтрального *керна* (как бы «голого» нейтрона n_0), вокруг которого вращается π^0 -мезон ($n = n_0 + \pi^0$) (рис. 24, а), либо в виде положительно заряженного *керна* («голого» протона p_0), вокруг которого вращается π^- -мезон ($n = p_0 + \pi^-$) (рис. 24, б).