О Природе Ядерных Сил

Б.В.Васильев

Аннотация

Новый подход к проблеме природы ядерных сил рассмотрен. Показано, что притяжение в паре протон-нейтрон может возникать за счет обмена релятивистским электроном. Оценка энергии такого обмена согласуется с экспериментальным значением энергии связи некоторых легких ядер. Нейтрон при этом рассматривается как составная частица состоящая из протона и релятивистского электрона, что позволяет предсказать его массу, магнитный момент и энергию его распада.

Содержание

1 Атом водорода **2**

2 Нейтрон **3**

2.1 Физические свойства протона и нейтрона 3

2.2 Структура нейтрона 3

2.2.1 Электромагнитная модель нейтрона 3

2.2.2 Спин токового кольца 5

2.2.3 Учет эффекта прецессии орбиты 6

2.3 Вычисление свойств нейтрона 7

2.3.1 Магнитный момент нейтрона 7

2.3.2 Энергия распада нейтрона 7

2.3.3 Масса нейтрона 8

2.4 Обсуждение 9

3 Одноэлектронная связь двух протонов **10**

4 Ион молекулы водорода **13**

5 Дейтрон **16**

6 Другие легкие ядра **18**

6.1 Ядро ${}^{3}_{2}He$ 18

6.2 Ядро ${}^{4}_{2}He$ 19

6.3 Ядро ^6_3Li 19

7 Заключение **20**

1 Атом водорода

Атом водорода является простейшей квантовой составной системой. Это единственный атом, при описании которого может быть найдено точное решение уравнения Шредингера [1]:

$$\Delta\psi = \frac{2m_e}{h}(\mathcal{E} - U)\psi, \tag{1}$$

здесь ψ - волновая функция электрона, m_e - масса электрона, $\mathcal{E}$ и U - полная и потенциальная энергии электрона.

Если пренебрегать движением ядра, то согласно решению этого уравнения, электрон в основном состоянии атома водорода обладает энергией:

$$\mathcal{E} = -\frac{e^2}{2a_B}, \tag{2}$$

здесь

$$a_B = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} \tag{3}$$

- радиус Бора.

В связи с тем, что движение электрона на s-оболочке является нерелятивистским, характерные параметры стационарного состояния атома водорода можно найти из простого условия равновесия сил, действующих на электрон на этой оболочке. Полагая, что s-оболочка имеет радиус r и потенциальная энергия электрона на этой оболочке в кулоновском поля протона

$$\mathcal{U} = -\frac{e^2}{r}. \tag{4}$$

Приняв во внимание первый постулат Бора

$$m_e v r = \hbar, \tag{5}$$

(здесь $v = \alpha c$ - скорость электрона на первой боровской орбите) в результате простых подстановок получаем, что радиус орбиты равен радиусу Бора a_B, а полная энергия электрона определяется равенством (2).

2 Нейтрон

2.1 Физические свойства протона и нейтрона

Основные физические свойства протона и нейтрона тщательно изучены. Измерены их массы, заряды, спины и др.

Так измеренные значения масс протона и нейтрона равны:

$$\begin{aligned} m_p &= 1.6726231 \cdot 10^{-24}\ g \\ m_n &= 1.6749286 \cdot 10^{-24}\ g \end{aligned} \tag{6}$$

Магнитные моменты протона и нейтрона также измерены с очень высокой точностью. В единицах ядерного магнетона они соответственно равны [2]:

$$\begin{aligned} \xi_p &= 2.792847337 \\ \xi_n &= -1.91304272 \end{aligned} \tag{7}$$

2.2 Структура нейтрона

2.2.1 Электромагнитная модель нейтрона

В первое время после открытия нейтрона в физике обсуждался вопрос о том, следует ли его считать элементарной частицей. Экспериментальных данных, которые могли бы помочь решить этот вопрос, не было, и вскоре сложилось мнение, что нейтрон подобно протону - элементарная частица [3]. Однако тот факт, что нейтрон нестабилен и распадается на протон и электрон (+ антинейтрино), дает основание относить его к неэлементарным составным частицам.

Можно ли в настоящее время на базе экспериментально изученных свойств нейтрона сделать заключение об его элементарности или наоборот неэлементарности?

Рассмотрим составную частицу, в которой вокруг протона со скоростью $v \to c$ вращается частица с массой m_e и зарядом $-e$.

Между положительно заряженным протоном и отрицательно заряженным электроном должна существовать сила кулоновского притяжения

$$\mathbf{F}_e = \frac{e^2}{R_0^2}\frac{\mathbf{R}}{R}, \tag{8}$$

обуславливающая энергию кулоновского взаимодействия:

$$\mathcal{E}_e = -\frac{e^2}{R_0}. \tag{9}$$

Здесь R_0 - радиус орбиты вращающейся частицы.

Генерируемое орбитальным движением магнитное поле создаст силу, противодействующую кулоновской и стремящуюся разорвать орбиту. По закону Био-Савара элемент витка dl, несущий ток J, создаст на расстоянии R магнитное поле

$$d\mathbf{H} = \frac{J}{cR^3}[\mathbf{dl}, \mathbf{R}] \to \frac{e}{2\pi R^4}[\mathbf{dl}, \mathbf{R}] \tag{10}$$

Так как величина силы, действующей на элемент витка dl, равна

$$d\mathbf{F}_m = \frac{e}{c}[\mathbf{v}, d\mathbf{H}] \to e^2 \frac{v}{c} \frac{dl}{2\pi R^3} \frac{\mathbf{R}}{R}, \tag{11}$$

то весь виток будет разрываться силой

$$\mathbf{F}_m = -\frac{v}{c} \frac{e^2}{R_0^2} \frac{\mathbf{R}}{R}, \tag{12}$$

действие которой при $v \to c$ уравновесит кулоновское притяжение.

Интегрируя (11), получаем, что элемент витка dl приобретет энергию

$$d\mathcal{E}_m = \frac{v}{2c} \cdot \frac{e^2}{2\pi R^2} dl. \tag{13}$$

Потому энергия, разрывающая кольцо при $v \to c$, будет стремиться к

$$\mathcal{E}_m \to \frac{e^2}{2R_0}, \tag{14}$$

что вместе с кулоновской энергией (9) обусловит возможность устойчивого состояния токового кольца.

В результате компенсации кулоновской и магнитной сил не скомпенсированной останется сила Лоренца, возникающая за счет взаимодействия заряда движущейся частицы и магнитного момента протона μ_p.

Движущийся в магнитном поле H'_y наблюдатель "видит" в своей системе электрическое поле ([4],§24,(24.2)):

$$E_z = \beta \frac{H'_y}{\sqrt{1-\beta^2}}. \tag{15}$$

Здесь $\beta = \frac{v}{c}$.

Этому полю соответствует сила Лоренца:

$$F_L = -eE_z = -e\beta\frac{H'_y}{\sqrt{1-\beta^2}}. \tag{16}$$

Если вращение осуществляется в плоскости "экватора" протона, то магнитное поле

$$H'_y = \frac{\mu_p}{R_0^3}. \tag{17}$$

В равновесии сила Лоренца будет уравновешена центробежной силой:

$$F_c = \frac{m_e v^2}{R_0\sqrt{1-\beta^2}}. \tag{18}$$

Это позволяет определить равновесный радиус токового кольца, образованного электроном (при $v \to c$)

$$R_0 = \frac{\hbar}{c}\sqrt{\frac{\alpha\xi_p}{2m_e M_p}} \approx 9.0977205 \cdot 10^{-14} cm. \tag{19}$$

Здесь $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$ - постоянная тонкой структуры, ξ_p - аномальный момент протона, m_e и M_p - массы покоя электрона и протона.

2.2.2 Спин токового кольца

Момент импульса вращения (спин) токового кольца

$$S_0 = [p_0, R_0] \tag{20}$$

создается обобщенным импульсом электрона

$$p_0 = \frac{m_e c\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} - \frac{e}{c}A \tag{21}$$

и зависит от магнитного момента протона, т.к.

$$A = \frac{[\mu_p, R_0]}{\sqrt{1-\beta^2}R_0^3} \tag{22}$$

С учетом (19) получаем

$$S_0 = 0. \tag{23}$$

При нулевом спине электронного кольца отсутствует выделенное направление, вдоль которого мог бы быть ориентирован собственный магнитный момент электрона. Поэтому магнитный момент электрона не проявляет себя при установлении равновесия в системе.

2.2.3 Учет эффекта прецессии орбиты

Вращение электрона, характеризуется двумя интегралами движения.

При таком движении должны сохраняться энергия вращающейся частицы W и ее момент вращения K. Если $\sqrt{1-\beta^2} \ll 1$, то можно записать

$$W = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - \frac{e\mu_p}{r^2\sqrt{1-\beta^2}} = const \tag{24}$$

и

$$K = \frac{mr^2}{\sqrt{1-\beta^2}}\frac{d\Theta}{dt} = \hbar \tag{25}$$

Здесь $\beta = \frac{v}{c}$ и

$$v^2 = \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + r^2\left(\frac{d\Theta}{dt}\right)^2. \tag{26}$$

Исключив из этих уравнений β и t, получим:

$$\left(\frac{dr}{d\Theta}\right)^2 + r^2 = \left[\frac{Wr^2}{a_C(m_ec^2 - \frac{e\mu_p}{r^2})}\right]^2, \tag{27}$$

здесь $a_C = \frac{\hbar}{m_ec}$ - радиус Комптона.

Заменив переменную

$$u = \frac{1}{r} \tag{28}$$

и взяв производную $\frac{d}{d\Theta}$, получим

$$\left(\frac{d^2u}{d\Theta^2}\right) + u\left(1-\vartheta\right) = 0. \tag{29}$$

Здесь учтено, что производная $\frac{1}{2\pi}\frac{d\Theta}{dt} = \Omega = \frac{c}{R}$ есть угловая частота вращения частицы и обозначено $\vartheta = \frac{1}{2\pi}$.

Решение уравнения

$$\left(\frac{d^2u}{d\Theta^2}\right) + u = 0 \tag{30}$$

есть эллипс

$$u = const\left(1 + \varepsilon cos\Theta\right). \tag{31}$$

Уравнение (29) описывает "почти" эллиптическую траекторию, которая прецессирует вокруг протона: за один оборот электрона, орбита поворачивается на угол $\pi \cdot \vartheta$.

Таким образом, на вращение частицы по эллипсу с частотой Ω накладывается прецессия самого эллипса с частотой ω:

$$\frac{\omega}{\Omega} = \frac{\pi \cdot \vartheta}{2\pi} = \frac{1}{4\pi}. \tag{32}$$

Чтобы учесть влияние эффекта прецессии орбиты, вместо (19) введем эффективный радиус $R^\star$. В связи с тем, что этот радиус определяется только отношением мировых констант, его можно вычислить с очень высокой точностью:

$$R^\star = \frac{\hbar}{\left(1-\frac{1}{4\pi}\right)c}\sqrt{\frac{\alpha\xi_p}{2m_eM_p}} \approx 9.8842871\cdot 10^{-14}cm. \tag{33}$$

2.3 Вычисление свойств нейтрона

2.3.1 Магнитный момент нейтрона

Попытки вычислить магнитный момент нейтрона предпринимались неоднократно [5] - [6].

Однако важно отметить, электромагнитная модель нейтрона позволяет вычислить его момент с очень высокой точностью.

Ток J, текущий по кольцу радиуса R_0, создаст магнитный момент:

$$\mu_0 = \frac{eR^\star}{2}. \tag{34}$$

В единицах ядерного магнетона Бора ($\mu_N = \frac{e\hbar}{2cM_n}$, здесь M_n - масса нейтрона) получаем магнитный момент кольца:

$$\xi_0 = \frac{\mu_0}{\mu_N} = \frac{M_n}{1-\frac{1}{4\pi}}\sqrt{\frac{\alpha\xi_p}{2m_eM_p}} \approx -4.70637. \tag{35}$$

Результирующий магнитный момент нейтрона будет равен сумме магнитного момента протона и магнитного момента кольца:

$$\xi_n = \xi_p + \xi_0 = 2.79285 - 4.70637 \approx -1.91352, \tag{36}$$

что очень хорошо согласуется с измеренным значением магнитного момента нейтрона (7):

$$\frac{\xi_n(calc)}{\xi_n(meas)} = \frac{-1.91352}{-1.91304} \approx 1.00025 \tag{37}$$

2.3.2 Энергия распада нейтрона

Слагаемые энергии токового кольца, зависящие от релятивистского коэффициента $\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}$, образуют интеграл движения (24). Подставляя в равенство (24) полученное значение равновесного радиуса орбиты $r = R_0$,

легко убедиться, что в равновесии релятивистские слагаемые энергии компенсируют друг друга и $W = 0$.

При этом сумма независящих от коэффициента $\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}$ слагаемых (его кулоновская (9) и магнитная (14) энергии) остается не равной нулю:

$$\mathcal{E}_0 = \mathcal{E}_e + \mathcal{E}_m = -\frac{e^2}{2R_0} \to 797keV. \tag{38}$$

При распаде нейтрона эта энергия должна перейти в кинетическую энергию вылетающего электрона (и антинейтрино), что вполне удовлетворительно согласуется с экспериментально определенной границей спектра распадных электронов, равной 782 keV.

2.3.3 Масса нейтрона

Кинетическую энергию релятивистской частицы в общем случае можно записать в виде:

$$\mathcal{E}_k = mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right). \tag{39}$$

Поэтому для распадного β-электрона с учетом (38) получаем равенство:

$$m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) = \frac{e^2}{2R_0}. \tag{40}$$

Из этого равенства следует, что масса $m*$ этого релятивистского электрона

$$m_{e*} = \frac{m_e}{\sqrt{1-\beta^2}} = 2.5500182\ m_e, \tag{41}$$

(здесь m_e - масса покоящегося электрона)

Важно, что сумма масс протона и релятивистского электрона очень хорошо согласуется с измеренным значением массы нейтрона (6):

$$\frac{m_p + m_{e*}}{m_n} = \frac{1.6749460 \cdot 10^{-24}}{1.6749286 \cdot 10^{-24}} = 1.0000104. \tag{42}$$

2.4 Обсуждение

Такое согласие оценок с данными измерений говорит о том, что нейтрон не является элементарной частицей. Его следует рассматривать как некий релятивистский аналог Боровского атома водорода. С тем различием, что в Боровском атоме нерелятивистский электрон удерживается на оболочке кулоновскими силами, а в нейтроне релятивистский электрон удерживается за счет магнитного взаимодействия [7].

Это обстоятельство должно изменить подход к проблеме нуклон-нуклонного рассеяния. Ядерное сечение рассеяния нуклонов на всех нуклонах должно быть одинаковым, т.к. за вычетом кулоновского рассеяния по сути дела это всегда рассеяние протона на протоне. Это делает понятной (и даже тривиальной) гипотезу о зарядовой независимости нуклон-нуклонного взаимодействия, требовавшей ранее экспериментального обоснования.

Согласно принципу, разработанному В.Гилбертом и Г.Галилеем еще более 400 лет назад, только те теоретические построения можно отнести к достоверно установленным, которые подтверждены опытными данными.
Этот принцип лежит в основе современной физики и поэтому подтверждение опытом рассмотренной выше электромагнитной модели нейтрона представляется самым важным, необходимым и полностью достаточным аргументом ее достоверности.
Тем не менее для понимания модели важно использовать при ее построении общепринятый теоретический аппарат. Следует отметить, что для ученых, привыкших к языку релятивистской квантовой физики, методика, использованная выше при проведении оценок, при беглом взгляде не содействует восприятию полученных результатов. Принято думать, что для достоверности, учет влияния релятивизма на поведение электрона в кулоновском поле должен быть проведен в рамках теории Дирака. Однако в конкретном случае вычисления магнитного момента нейтрона и энергии его распада в этом нет необходимости, поскольку спин электрона в рассматриваемом состоянии равен нулю и все релятивистские эффекты, описываемые слагаемыми с коэффициентами $\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}$, компенсируют друг друга и полностью выпадают. Рассмотренный в нашей модели нейтрон является квантовым объектом, поскольку радиус R_0 пропорционален постоянной Планка $\hbar$, но фор-

мально его нельзя считать релятивистским, т.к. коэффициент $\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}$ в определение R_0 не входит. Это позволяет провести вычисление массы, магнитного момента нейтрона и энергии его распада, просто находя равновесные параметры системы из условия баланса сил, как это принято для нерелятивистских объектов. По-другому обстоит дело с оценкой времени жизни нейтрона. На этот параметр релятивизм по всей видимости должен оказывать влияние. Без его учета не удается правильно оценить время жизни нейтрона даже по порядку величины.

3 Одноэлектронная связь двух протонов

Рассмотрим квантовую систему, состоящую из двух протонов и одного электрона. Если протоны разнесены на большое расстояние, то система представляет собой атом водорода и протон. Если атом водорода находится в начале координат, то оператор энергии и волновая функция основного состояния имеют вид:

$$H_0^{(1)} = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla_r^2 - \frac{e^2}{r}, \qquad \varphi_1 = \frac{1}{\sqrt{\pi a^3}}e^{-\frac{r}{a}} \tag{43}$$

Если атом водорода находится в точке R, то соответственно

$$H_0^{(2)} = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla_r^2 - \frac{e^2}{|\overrightarrow{R}-\overrightarrow{r}|}, \qquad \varphi_2 = \frac{1}{\sqrt{\pi a^3}}e^{-\frac{|\vec{R}-\vec{r}|}{a}} \tag{44}$$

Гамильтониан полной системы в предположении неподвижных протонов имеет вид:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla_r^2 - \frac{e^2}{r} - \frac{e^2}{|\overrightarrow{R}-\overrightarrow{r}|} + \frac{e^2}{R} \tag{45}$$

При этом если один из протонов удален не бесконечность, то энергия системы будет равна энергии основного состояния E_0, а волновая функция будет удовлетворять стационарному уравнению Шредингера:

$$H_0^{(1,2)}\varphi_{1,2} = E_0\varphi_{1,2} \tag{46}$$

Будем искать решение в нулевом приближении в виде линейной комбинации базисных функций:

$$\psi = a_1(t)\varphi_1 + a_2(t)\varphi_2 \tag{47}$$

где коэффициенты $a_1(t)$ и $a_2(t)$ являются функциями времени, а искомая функция энергии удовлетворяет нестационарному уравнению Шредингера:

$$i\hbar\frac{d\psi}{dt} = (H_0^{(1,2)} + V_{1,2})\psi, \tag{48}$$

здесь $V_{1,2}$ -кулоновская энергия системы в одном из двух случаев.

Отсюда, используя стандартную процедуру преобразований, получаем систему уравнений

$$\begin{aligned} i\hbar\dot{a}_1 + i\hbar S\dot{a}_2 = E_0\Big\{(1+Y_{11})a_1 + (S+Y_{12})a_2\Big\} \\ i\hbar S\dot{a}_1 + i\hbar\dot{a}_2 = E_0\Big\{(S+Y_{21})a_1 + (1+Y_{22})a_2\Big\}, \end{aligned} \tag{49}$$

где введены обозначения интеграла перекрытия волновых функций

$$S = \int \phi_1^*\phi_2 dv = \int \phi_2^*\phi_1 dv \tag{50}$$

и матричных элементов

$$\begin{aligned} Y_{11} &= \frac{1}{E_0}\int \phi_1^* V_1 \phi_1 dv \\ Y_{12} &= \frac{1}{E_0}\int \phi_1^* V_2 \phi_2 dv \\ Y_{21} &= \frac{1}{E_0}\int \phi_2^* V_1 \phi_1 dv \\ Y_{22} &= \frac{1}{E_0}\int \phi_2^* V_2 \phi_2 dv \end{aligned} \tag{51}$$

Учитывая симметрию

$$Y_{11} = Y_{22} \qquad Y_{12} = Y_{21}, \tag{52}$$

складывая и вычитая уравнения системы (49), получаем систему уравнений

$$\begin{aligned} i\hbar(1+S)(\dot{a}_1 + \dot{a}_2) = \alpha(a_1 + a_2) \\ i\hbar(1-S)(\dot{a}_1 - \dot{a}_2) = \beta(a_1 - a_2) \end{aligned} \tag{53}$$

Здесь

$$\begin{aligned} \alpha = E_0\Big\{(1+S) + Y_{11} + Y_{12}\Big\} \\ \beta = E_0\Big\{(1-S) + Y_{11} - Y_{12}\Big\} \end{aligned} \tag{54}$$

В результате получаем два решения

$$
\begin{aligned}
a_1 + a_2 = C_1 exp\left(-i\frac{E_0}{\hbar}t\right) exp\left(-i\frac{\epsilon_1}{\hbar}t\right) \\
a_1 - a_2 = C_2 exp\left(-i\frac{E_0}{\hbar}t\right) exp\left(-i\frac{\epsilon_2}{\hbar}t\right)
\end{aligned}
\tag{55}
$$

Здесь

$$
\begin{aligned}
\epsilon_1 = E_0\frac{Y_{11} + Y_{12}}{(1+S)} \\
\epsilon_2 = E_0\frac{Y_{11} - Y_{12}}{(1-S)}.
\end{aligned}
\tag{56}
$$

Отсюда

$$
\begin{aligned}
a_1 = \frac{1}{2}e^{-i\omega t}\cdot(e^{-i\frac{\epsilon_1}{\hbar}t} + e^{-i\frac{\epsilon_2}{\hbar}t}) \\
a_2 = \frac{1}{2}e^{-i\omega t}\cdot(e^{-i\frac{\epsilon_1}{\hbar}t} - e^{-i\frac{\epsilon_2}{\hbar}t})
\end{aligned}
\tag{57}
$$

и

$$
\begin{aligned}
|a_1|^2 = \frac{1}{2}\left(1 + cos(\frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\hbar})t\right) \\
|a_2|^2 = \frac{1}{2}\left(1 - cos(\frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\hbar})t\right)
\end{aligned}
\tag{58}
$$

Поскольку

$$
\epsilon_1 - \epsilon_2 = 2E_0\frac{Y_{12} - SY_{11}}{1 - S^2} \tag{59}
$$

при начальных условиях

$$
a_1(0) = 1 \qquad a_2(0) = 0 \tag{60}
$$

и

$$
C_1 = C_2 = 1 \tag{61}
$$

или

$$
C_1 = -C_2 = 1 \tag{62}
$$

получаем осциллирующие вероятности нахождения электрона около одного или другого протона:

$$|a_1|^2 = \frac{1}{2}\,(1 + cos\omega t)$$
$$|a_2|^2 = \frac{1}{2}\,(1 - cos\omega t) \tag{63}$$

Таким образом, в вырожденной системе (атом водорода + протон) с частотой ω происходит перескок электрона с одного протона на другой.

В энергетическом плане частота ω соответствует энергии туннельного расщепления, возникающего за счет перескока электрона (Рис.1).

В результате за счет обмена электроном между протонами возникает взаимное притяжение, обусловленное понижением их энергии на величину:

$$\Delta\mathcal{E} = \frac{\hbar\omega}{2} \tag{64}$$

Это притяжение является сугубо квантовым эффектом, подобного эффекта в классической физике не существует.

Величина туннельного расщепления (и энергия взаимного притяжения притяжения между протонами) зависит от двух параметров:

$$\Delta = |E_0| \cdot \Lambda(x), \tag{65}$$

здесь E_0 - энергии невозмущенного состояния системы (т.е. энергии электрона, связанного с одним из ядер при втором ядре, удаленном на бесконечность),
функция $\Lambda(x)$ выражает зависимость энергии обмена от безразмерного расстояния между протонами x. Эта зависимость от расстояния между ядрами в соответствии с (59) имеет вид

$$\Lambda(x) = \frac{Y_{12} - SY_{11}}{(1 - S^2)} \tag{66}$$

Графическая оценка величины обменного расщепления $\Delta\mathcal{E}$ показывает, что этот эффект экспоненциально быстро уменьшается с увеличением расстояния между протонами в полном соответствии с закономерностью прохождения частицы через барьер.

4 Ион молекулы водорода

Квантово-механическое описание простейшей молекулы - молекулярного иона водорода - было впервые получено в 1927 году В.Гайтлером и Ф.Лондоном

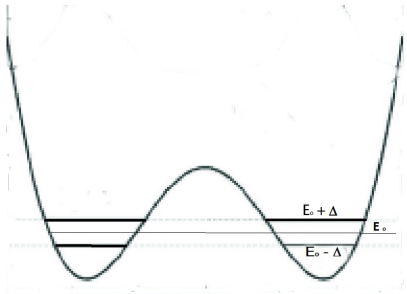

Рис. 1: Схематическое изображение потенциальной ямы с двумя симметричными состояниями. Знаком E_0 обозначен невозмущенный уровень, который за счет перескока электрона расщепляется на два подуровня. Нижнему подуровню соответствует понижение энергии системы на величину Δ.

[8]-[10].

При этом были вычислены так называемый кулоновский интеграл (51):

$$Y_{11} = 1 - (1+x)e^{-2x}, \tag{67}$$

обменный интеграл (51)

$$Y_{12} = x(1+x)e^{-x} \tag{68}$$

и интеграл перекрытия (50)

$$S = \left(1 + x + \frac{x^2}{3}\right) e^{-x}, \tag{69}$$

где $x = \frac{R}{a_B}$ - безразмерное расстояние между протонами.

Потенциальная энергия иона молекулярного водорода в невозмущенном состоянии (т.е. атома водорода и удаленного протона)

$$\mathcal{E}_0 = -\frac{e^2}{a_B}. \tag{70}$$

и функция

$$\Lambda(x) = e^{-x} \frac{x(1+x) - \left(1 + x + \frac{x^2}{3}\right)\left[1 - (1+x)e^{-2x}\right]}{1 - \left(1 + x + \frac{x^2}{3}\right)^2 e^{-2x}}. \tag{71}$$

Варьируя функцию $\Lambda(x)$ получаем, что энергия системы имеет минимум при $x \simeq 1.3$ и $\Lambda_{x=1.3} \simeq 0.43$. В результате подстановок этих значений получаем, что в этом случае энергия взаимного притяжения протонов достигает максимальной величины

$$\Delta_{max} \simeq 9.3 \cdot 10^{-12} erg. \tag{72}$$

Этот результат совпадает с измерениями только по порядку величины. Из измерений следует, что расстояние между протонами в ионе молекулы водорода $x \simeq 2$, а энергия разрыва этого иона на протон и атом водорода близка к $4.3 \cdot 10^{-12} erg$.

Замечательное проявление притяжения, возникающего между ядрами, обменивающимися электроном, обнаруживает себя в молекулярном ионе гелия. Молекулы He_2 не существует, однако нейтральный атом гелия вместе однократно ионизированным атомом образуют устойчивую конструкцию - молекулярный ион. Так как радиусы s-оболочек атома водорода и атома

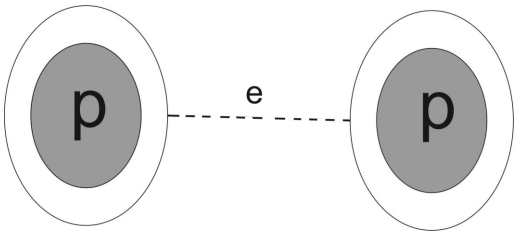

Рис. 2: Схематическое изображение дейтрона. Пунктирная линия схематически отображает возможность перескока релятивистского электрона с одного протона на другой.

гелия оба равны a_B, расстояние между ядрами в молекулярном ионе гелия, как и в молекулярном ионе водорода, $x \simeq 2$, а энергия разрыва примерно $4.1 \cdot 10^{-12} erg$.

Для того, чтобы добиться лучшего согласия результатов вычислений с данными измерений исследователи обычно проводят вариацию уравнения Шредингера еще по одному параметру - заряду электронного облака. В этом случае согласие вычислений с опытом оказывается вполне хорошим, но эта процедура выходит за рамки интересовавшего нас простого рассмотрения эффекта.

5 Дейтрон

Электромагнитная модель нейтрона, рассмотренная выше, позволяет по-новому взглянуть на механизм взаимодействия нейтрона с протоном. Ней-

трон - т.е. протон, окруженный релятивистским электронным облаком - и свободный протон составляют вместе объект, подобный молекулярному иону водорода. Различие в том, что в данном случае электрон является релятивистским, радиус его орбиты $R_0 \approx 10^{-13}$ см (19) и масса $2.55 m_e$.

Малый размер электронного облака наводит на мысль о том, что в данном случае при перескоке электрона с одного протона на другой не будет возникать перекрытия электронных облаков и поэтому можно интеграл перекрытия S (50) положить равным нулю.

В рассматриваемом случае потенциальная энергия невозмущенного состояния в соответствии с теоремой вириала и равенством (38)

$$\mathcal{E}_0 = -\frac{e^2}{R_0}. \tag{73}$$

Функция $\Lambda(x)$ из (66) при $S = 0$ с учетом (68) приобретает вид

$$\Lambda(x) = x(1+x)e^{-x}, \tag{74}$$

здесь $x = \frac{R}{R_0}$ - безразмерное расстояние между протонами.
Варьирование этого выражения обнаруживает его максимальное значение $\Lambda_{max} = 0.8399$ при $x = 1.618$.

После подстановки этих значений получаем, что в минимуме энергии системы за счет обмена релятивистским электроном протоны понижают свою энергию на величину:

$$\Delta_0 = \frac{e^2}{R_0} \cdot \Lambda_{max} \approx 2.13 \cdot 10^{-6} erg. \tag{75}$$

Чтобы сравнить эту энергию с данными измерений, нужно вычислить дефект массы частиц, образующих дейтрон

$$\delta M_d = 2M_p + m_{e*} - M_d \approx 3.9685 \cdot 10^{-27} g, \tag{76}$$

здесь M_d - масса дейтрона.

Это соответствует энергии связи

$$\mathcal{E}_d = \delta M_d \cdot c^2 = 3.567 \cdot 10^{-6} erg. \tag{77}$$

То, что в равенстве (76) должна фигурировать масса релятивистского электрона, кажется не очевидным. Однако это подтверждается тем, что в реакции слиянии протона и нейтрона с образованием дейтрона

$$p + n \to D + \gamma \tag{78}$$

γ-квант уносит энергию, равную $3.563 \cdot 10^{-6}$ эрг [11]-[12].

Таким образом для дейтрона квантово-механическая оценка (75), также как и в случае молекулярного иона водорода, согласуется с экспериментально измеренной величиной энергии связи (77), однако их совпадение оказывается не очень точным.

6 Другие легкие ядра

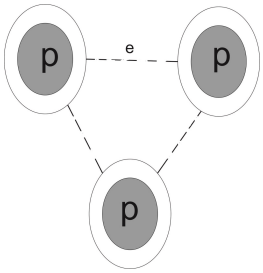

Рис. 3: Схематическое изображение энергетических связей в ядре He-3. Пунктирные линии отображают возможность перескока релятивистского электрона между протонами.

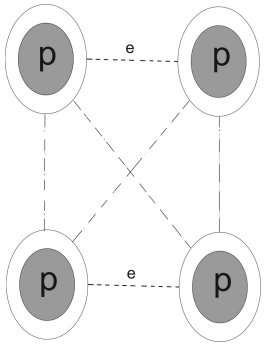

Рис. 4: Схематическое изображение энергетических связей в ядре He-4. Пунктирные линии отображают возможность перескока релятивистского электрона между протонами.

6.1 Ядро ${}^3_2He$

Из рис.3, на котором схематически показаны энергетические связи в ядре ${}^3_2He$, видно, что они составлены тремя парными взаимодействиями прото-

нов. Поэтому следует предполагать, что энергия связи этого ядра должна быть равна утроенной энергии связи дейтрона:

$$\mathcal{E}_{He3} = 3 \cdot \mathcal{E}_d \approx 10.70 \cdot 10^{-6} erg. \tag{79}$$

Дефект массы этого ядра

$$\Delta M(He3) = 3M_p + m_{e*} - M_{He3} = 1.19369 \cdot 10^{-26} g. \tag{80}$$

Этот дефект массы соответствует энергии связи

$$\mathcal{E}({}^3_2He) = \Delta M(He3) \cdot c^2 \approx 10.73 \cdot 10^{-6} erg. \tag{81}$$

Согласие оценки $\mathcal{E}_{He3}$ с измеренным значением энергии связи $\mathcal{E}({}^3_2He)$ можно считать очень хорошим.

6.2 Ядро ${}^4_2He$

Из схемы энергетических связей в ядре ${}^4_2He$, показанной на рис.4, видно, что эти связи образованы шестью парными взаимодействиями протонов, реализуемой двумя электронами. По этой причине можно предполагать, что энергия связи ядра ${}^4_2He$ должна быть равна:

$$\mathcal{E}_{He4} = 2 \cdot 6 \cdot \mathcal{E}_d \approx 42.80 \cdot 10^{-6} erg. \tag{82}$$

Дефект массы этого ядра

$$\Delta M(He4) = 4M_p + 2m_{e*} - M_{He4} = 48.62 \cdot 10^{-26} g. \tag{83}$$

Этот дефект массы соответствует энергии связи

$$\mathcal{E}({}^4_2He) = \Delta M(He4) \cdot c^2 \approx 43.70 \cdot 10^{-6} erg. \tag{84}$$

Такое согласие этих величин можно вполне считать удовлетворительным.

6.3 Ядро ${}^6_3Li$

Можно предполагать, что энергия связи ядра $Li - 6$ должна быть близка к сумме энергий связи ядра $He - 4$ и дейтрона, располагающегося на следующей оболочке:

$$\mathcal{E}_{Li6} \approx \mathcal{E}_{He4} + \mathcal{E}_d \approx 47.26 \cdot 10^{-6} erg. \tag{85}$$

Такое предположение возможно, если обмен электроном между протонами разных оболочек затруднен.

В то же время дефект массы этого ядра

$$\Delta M(Li6) = 6M_p + 3m_{e*} - M_{Li6} = 54.30 \cdot 10^{-26} g. \tag{86}$$

и связанная с ним энергия связи

$$\mathcal{E}({}^6_3Li) = \Delta M(Li6) \cdot c^2 \approx 48.80 \cdot 10^{-6} erg, \tag{87}$$

что действительно подтверждает слабую связь между протонами на разных оболочках.

Следует отметить, что с остальными легкими ядрами ситуация не столь проста. Ядро ${}^3_1T$ состоит из трех протонов и двух электронов, осуществляющих связь между ними. Перескок двух электронов в такой системе должен подчиняться принципу Паули. По-видимому это является причиной того, что энергия связи трития не очень сильно превышает энергию связи He-3.

Ядерные связи ядре ${}^7_3Li$, казалось бы, могут быть представлены схемой $\mathcal{E}_{Li7} \approx \mathcal{E}_{He4} + \mathcal{E}_T$, но это представление ведет к довольно грубой оценке. Однако для нестабильного ядра Be-8 аналогичное представление $\mathcal{E}_{Be8} \approx 2\mathcal{E}_{He4}$ ведет к очень хорошему согласию с измерениями.

7 Заключение

Хорошее согласие вычисленной энергии связи для некоторых легких ядер с данными измерений позволяет считать, что ядерные силы (по крайней мере в случае этих ядер) имеют описанный выше обменный характер. Эти силы возникают как следствие чисто квантового эффекта обмена релятивистским электроном.

Впервые внимание на возможность объяснения ядерных сил на основе эффекта обмена электроном обратил видимо И.Е.Тамм [13] еще в 30-е годы прошлого века. Однако позже в ядерной физике преобладающей стала модель обмена π-мезонами, а потом глюонами. Причина этого понятна. Для объяснения величины и радиуса действия ядерных сил нужна частица с малой собственной длиной волны. Нерелятивистский электрон для этого

не подходит. Однако с другой стороны, модели π-мезонного или глюонного обмена тоже не оказались продуктивными. Дать достаточно точное количественное объяснение энергии связи даже легких ядер эти модели не смогли. Поэтому приведенная выше простая и согласующаяся с измерениями оценка этой энергии является однозначным доказательством того, что так называемое сильное взаимодействие (в случае некоторых легких ядер) является проявлением эффекта притяжения между протонами, возникающего за счет обмена релятивистским электроном.

Список литературы

[1] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.: Квантовая механика. **том 3**, Наука (1989)

[2] Beringer J. et al.: Phys. Rev.,D86,010001(2012)

[3] Bethe H.A. and Morrison P.: Elementary Nuclear Theory, NY, (1956)

[4] Landau L.D. and Lifshitz E.M.: The Classical Theory of Fields (Volume 2 of A Course of Theoretical Physics) Pergamon Press, N.Y. (1971)

[5] Zeldovich Ja.B. : UFN, N6, (1965)

[6] B.L.Ioffe and A.V.Smilga: Nuclear Physics B232 109—142 (1984)

[7] B.V.Vasiliev: Is neutron an elementary particle?, Prepint JINR, P3-2014-77, Dubna, (2014)(In Russian)

[8] Heitler W., London F.: Wechselwirkung neutraler Atome und homoopolare Bindung nach der Quantenmechanik, Zeitschrift fur Physik, 44, pp.455-472 (1927).

[9] Глесстон С.: теоретическая химия, ИЛ, Москва, (1950)

[10] Флюгге З. : Задачи по квантовой механике I, Мир, Москва, (1974)

[11] Motz H.T., Carter R.E. and Fiher P.C.: Bull.Am.Phys.Soc., **11** 4, 477, (1959)

[12] Monaham J.E., Raboy S. and Trail C.C.: Nucl.Phys.,**24**, 400 (1961)

[13] Tamm I.E.: Neutron-Proton Intaraction, Nature **134**, 1011 (1934)