

Д. ИВАНЕНКО и В. РОДИЧЕВ

ВЛИЯНИЕ ЯДЕРНОГО ПОЛЯ НА ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 14 XII 1949)

Поведение атомных электронов еще не определяется электромагнитными взаимодействиями между ними и кулоновским притяжением ядра, так как эксперимент указывает на наличие дополнительного взаимодействия. Эффекты, связанные с этим взаимодействием, будем называть „околоядерными“ („проксимонуклеарными“), поскольку они сказываются лишь на малых расстояниях от ядра. Сюда относятся как известные эффекты сверхтонкой структуры, связанной с магнитным моментом ядра, и изотопического сдвига уровней, вызванного учетом содвижения ядра, так и новые эффекты, обусловленные, в частности: а) эффективной размазанностью электрического заряда нуклонов; б) эффективными размерами ядра; в) специфически ядерным взаимодействием электронов и нуклонов; г) некинематическим магнитным моментом электрона.

Ниже мы рассмотрим ряд этих эффектов, продолжая наши старые работы, предсказавшие впервые наличие силы притяжения между электроном и нейтроном⁽¹⁾ и уточнившие волновые функции электронов благодаря учету размеров ядер⁽²⁾.

Сдвиг уровней и изотопическое смещение спектральных линий. Рассмотрим атом водорода, считая, что содвижение ядра уже учтено. Энергию специфически ядерного взаимодействия электрона и протона для первой ориентации зададим, исходя из скалярного варианта ядерных сил, в виде:

$$\Delta U(r) = -\frac{gg'}{r} e^{-k_0 r}, \quad (1)$$

где g и g' — мезонные заряды протона и электрона, $k_0 = \mu c/h'$, μ — масса мезона. Усредняя (1) при помощи волновой функции основного состояния атома водорода, получим величину сдвига уровня электрона

$$\Delta E_g = -\frac{4gg'}{a_H^3 k_0^2}, \quad (2)$$

где a_H — боровский радиус.

С другой стороны, в теории β -распада взаимодействие нуклонов с полем легких частиц выражается с помощью феноменологической константы g_F :

$$\Delta U_F = -g_F \Psi_e^* \Psi_\nu, \quad (3)$$

где Ψ_e и Ψ_ν — волновые функции электрона и нейтрино, а $g_F \approx 10^{-4}$ эрг·см³.

Так как, согласно мезонной теории,

$$g_F = \frac{4\pi}{k_0^2} gg', \quad (4)$$

то сдвиг уровня (2) принимает вид:

$$\Delta E_g = -g_F/\pi a_H^3 \approx -10^{-7} \text{ см}^{-1}. \quad (5)$$

Величину этого же сдвига уровня можно найти, исходя из феноменологического закона взаимодействия (6) между электронами и нуклеоном, характеризуемого константой b_F :

$$\Delta U'_F(\mathbf{r}) = -b_F \int \rho_e(\mathbf{r}') \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d\tau' = -b_F \rho_e(\mathbf{r}), \quad (6)$$

где $\rho_e(\mathbf{r}') = |\Psi_e|^2$. Опыты по рассеянию нейтронов на электронной оболочке атомов дали $b_F \approx 10^{-47}$ эрг·см³.

Усредняя (6), находим сдвиг уровня в виде;

$$\Delta E_b = -b_F/8\pi a_H^3; \quad (7)$$

сравнивая (5) и (7), получаем соотношение

$$b_F = 8g_F, \quad (8)$$

не противоречащее предварительным опытными данным.

Следующая поправка к взаимодействию обусловлена тем фактом, что протоны долю времени $\tau_p = 0,22$ и нейтрон долю времени $\tau_n = 0,29$ находятся в диссоциированных состояниях $p \rightleftharpoons p' + \mu_+$; $n \rightleftharpoons p' + \mu_-$, где μ_+ , μ_- — соответствующие мезоны. Следовательно, вместо точечного заряда протона и нулевого заряда нейтрона мы имеем заряд, распределенный в пространстве с плотностью $\rho_e = e\rho_\mu$, задаваемой волновыми функциями мезонного поля нуклеона. Поправка от „размазанности“ к закону Кулона запишется в виде

$$\Delta U_\mu = + \frac{e^2}{r} \tau_n e^{-2k_0 r}. \quad (9)$$

Энергия взаимодействия „размазанного“ нейтрона с электроном:

$$\Delta U'_\mu = - \frac{e^2}{r} \tau_n e^{-2k_0 r}. \quad (10)$$

Усредняя (9) и (10), получим для сдвига уровня

$$\begin{aligned} \Delta E_\mu &= + \frac{e^2 \tau_p k^3}{(k + k_0)^2} \approx + 0,7 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}; \\ \Delta E'_\mu &= - \frac{e^2 \tau_n k^3}{(k + k_0)^2} \approx - 0,9 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}, \end{aligned} \quad (11)$$

где $k = 1/a_H$. Мы видим, что все поправки $\Delta E(b)$, ΔE_μ , $\Delta E'_\mu$ оказываются по крайней мере в 1000 раз меньше известного смещения уровня $2s$, равного $0,033 \text{ см}^{-1}$, в атоме водорода и являются пока что не очень существенными. Как известно, объяснение этого смещения было дано путем учета нулевых колебаний и поляризации вакуума (4).

В случае сложных атомов рассмотренные поправки, повидимому, способны объяснить положительное и отрицательное изотопическое смещение уровней, в то время как вакуумные эффекты изотопического смещения не дадут, поскольку они зависят только от Z .

Смещение уровня, обусловленное как распределением заряда по объему, так и ядерным взаимодействием электрона и нуклеонов, при изменении ΔA числа частиц в ядре для s -состояния равно (3, 5):

$$\Delta E_R = |\Psi(0)|^2 \frac{2(s+1)}{\Gamma^2(1+2s)} \left\{ \frac{2ZA^{1/2}R_0}{a_H} \right\}^{2(s-1)} \left\{ \frac{4\pi Ze^2 R_0^2}{A^{1/2}(1+2s)(3+2s)} - b' \right\} \Delta A, \quad (12)$$

где $s = (1 - \alpha^2 Z^2)^{1/2}$; $R_0 = e^2/2m_e c^2$, причем взаимодействие электронов и нуклеонов задано в виде:

$$\Omega = -b' |\chi|^2 \Psi^* \Psi. \quad (13)$$

Здесь χ и Ψ — волновые функции нуклеона и электрона. Из сравнения с опытом найдено $b' \approx 4 \cdot 10^{-44}$ эрг·см³. Отметим, что значение b' обусловлено не только ядерными силами типа (1), но также диссоциацией нуклеонов. Этим и объясняется тот факт, что b' почти в 1000 раз больше b_F .

Действительно, каждому закону сил, имеющих конечный радиус действия и полюс при $r=0$ не выше второго порядка, можно сопоставить феноменологическую константу связи, проинтегрировав соответствующую энергию взаимодействия по всему пространству. В частности, константы, описывающие изменение энергии вследствие диссоциации протона и нейтрона, равны

$$b_{diss}^p = \int |\Delta U_\mu| d\tau = \frac{\pi e^2 \tau_p}{k_0^2} = 4,6 \cdot 10^{-45} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3, \quad (14)$$

$$b_{diss}^n = \int |\Delta U'_\mu| d\tau = \frac{\pi e^2 \tau_n}{k_0^2} = 4,7 \cdot 10^{-45} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3;$$

они оказываются близкими по величине к b' и входят, очевидно, наряду с b_F в константу b' . Константа, соответствующая закону сил (1), будет:

$$b = \int |\Delta U(r)| d\tau = \frac{4\pi}{k_0^2} gg' = g_F, \quad (15)$$

т. е. точно совпадает с константой Ферми, что вполне понятно, ибо как (1), так и (3) описывают одно и то же взаимодействие.

Теперь можно расшифровать константу b' . Для ядра, имеющего Z протонов и $N = A - Z$ нейтронов, изменение энергии связи, вызванное как диссоциацией нуклеонов, так и ядерным взаимодействием электрона и нуклеонов, будет пропорционально $+Zb_{diss}^p - (A - Z)b_{diss}^n - Ab''$. Тогда отрицательное изотопическое смещение уровня, соответствующее изменению числа нейтронов на $\Delta N = \Delta A$, будет пропорционально $-(b_{diss}^n + b'')\Delta A = -b'\Delta A$; отсюда находим

$$b' = b_{diss}^n + b''. \quad (16)$$

b'' мы определим ниже из эффекта рассеяния нейтронов на атомах.

Рассеяние нейтронов на атомах. Если для объяснения отрицательного изотопического смещения, т. е. эффекта, связанного со стационарным состоянием электрона, необходимо было учесть диссоциацию нуклеонов и специфически ядерное притяжение нуклеонов и электрона, то следует ожидать проявления этих факторов также в нестационарном случае, например при рассеянии электронов на нейтронах⁽¹⁾. Задавая закон взаимодействия нейтрона и электрона в виде (6) и сравнивая теоретический эффективный поперечник рассеяния с данными опытов, можно определить порядок величины константы b_F :

$$b_F = (5 \pm 74) \cdot 10^{-47} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3. \quad (17)$$

С другой стороны, то же ядерное взаимодействие, но заданное выражением (13), где вместо b' следует взять b'' (соответствующее отсутствию эффекта диссоциации), должно, наряду с другими факторами, определять отрицательную часть изотопического смещения уровня. Поэтому интересно сравнить константы b_F и b'' , взятые из столь различных эффектов. Сравнение эффективных сечений, полученных на основе законов связи (6) и (18):

$$\Omega'' = -b'' |\chi|^2 \Psi^* \Psi, \quad (18)$$

показывает, что константы практически эквивалентны

$$b_F = b''. \quad (19)$$

Таким образом, (16) теперь запишется

$$b' = b_{diss}'' + b_F. \quad (20)$$

Сравнивая (17) и (14), видим, что b_{diss}'' примерно в 100 раз больше b_F , т.е.

$$b' \approx b_{diss}'', \quad (21)$$

и, следовательно, главная часть отрицательного изотопического смещения оказывается обусловленной эффектом диссоциации нейтронов.

Сопоставим теперь различные константы связи:

1. Константы, связанные с эффектом диссоциации нуклеонов и эксперимент: а) по изотопическому смещению $b' = 4 \cdot 10^{-44} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$; б) по диссоциации нейтронов $b_{diss}'' = 4,7 \cdot 10^{-45} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$; в) по диссоциации протонов $b_{diss}' = 3,6 \cdot 10^{-45} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$.

2. Константы, связанные с ядерным взаимодействием электронов и нуклеонов и эксперимент: а) по рассеянию нейтронов $b_F = (5 \pm 74) \cdot 10^{-47} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$; б) по β -распаду $g_F = 10^{-48} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$; в) из сравнения изотопического смещения и рассеяния нейтронов $b'' = b_F$; г) из сравнения β -распада и рассеяния нейтронов $b_F = 8g_F$.

Мы видим, что все константы связи распадаются на две группы, характеризующие различные явления — диссоциацию нуклеонов и ядерное притяжение нуклеонов и электронов.

В заключение заметим, что эффективная „размазанность“ заряда протона несколько изменит также поперечник рассеяния электронов на протонах, который теперь примет вид:

$$d\sigma = \frac{\pi^2 e^4}{2h^2 c^2} \left\{ \frac{1}{k^2 \sin^2 \frac{\vartheta}{2}} - \frac{\tau_p}{k_0^2 + k^2 \sin^2 \frac{\vartheta}{2}} \right\}^2 (K^2 + k^2 \cos \vartheta + \kappa_0^2) d\omega, \quad (22)$$

где $\kappa_0 = 2\pi m_e c/h$, $K^2 = k^2 + \kappa_0^2$. „Размазанность“ заряда, как и следовало ожидать, уменьшает рассеяние. Положив $\tau_p = 0$, получаем обычную формулу Резерфорда.

Физический факультет
Московского государственного университета
им. М. В. Ломоносова

Поступило
11 XI 1949

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ Д. Иваненко, ЖЭТФ, 11, 198 (1941). ² Д. Иваненко и А. Цандер, ЖЭТФ, 18, 434 (1948). ³ И. Тамм, ДАН, 21, № 3 (1938). ⁴ Н. Bethe, Phys. Rev., 72, 339 (1947); J. Schwinger, ibid., 74, 1439 (1948). ⁵ J. Rosenthal and G. Breit, ibid., 41, 459 (1932). ⁶ E. Fermi and L. Marshall, ibid., 72, 1139 (1947).