

P4-2003-104

И. М. Матора, Ю. Ю. Лобанов

**СОБСТВЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ЭНЕРГИИ НИЖНИХ
УРОВНЕЙ ПОЗИТРОНИЯ, МЮОНИЯ И ВОДОРОДА
С УЧЕТОМ РЕАЛЬНОГО МАГНИТНОГО
И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ЭЛЕКТРОНА С e^+ , μ^+ И p^+**

Направлено в журнал «Оптика и спектроскопия»

ВВЕДЕНИЕ

На основе релятивистской теории Дирака [1,2] и корректно интерпретируемых результатов измерений формфактора электрона уже доказано [3-7], что e^- - это тороидальный токовый контур с его большим радиусом $R = 3.8706 \cdot 10^{-11}$ см. Радиус же ρ_0 меридианного его сечения столь мал, что $\ln(8R/\rho_0) = 217.256$ (т.е. $\rho_0 \sim 1.373 \cdot 10^{-93}$ см). Квант заряда частицы $-e = -4.803242 \cdot 10^{-10}$ cgs (далее используется гауссова система единиц) равномерно распределен по поверхности тора и циркулирует по ней с постоянной скоростью $Rd\phi/dt = c$ (или $-c$). Отсюда на торе линейные плотности заряда $\sigma = -e/(2\pi R)$ и тока $j = \pm ec/(2\pi R)$ всегда постоянны. При этом магнитный поток сквозь контур Φ и механический момент частицы s_z являются квантованными и равными $\Phi = \pm \Phi_0 = \pm \hbar c/e = \pm 2.06785 \cdot 10^{-7}$ Гс·см² = кванту потока; $s_z = R p_\phi = (e/c) R A_\phi(\rho_0) = \pm \hbar/2$ [2,7]. Позитрон, естественно, имеет структуру, тождественную электронной, с поверхностью тора, заряженной квантом $+e$, и μ^+ - структурой, аналогичную e^- с $R_\mu = 1.8719 \cdot 10^{-13}$ см.

Компоненты создаваемого циркулирующим в позитронии и мюонии зарядом каждой из обеих частиц-торов собственного 4-потенциала $\Psi(r, \phi, z)$ и $A_\phi(r, \phi, z)$ в цилиндрической системе координат с ее началом в центре тора рассматриваемой частицы и осью Oz , направленной вдоль оси его симметрии, легко находятся [8]. Их выражения следующие:

$$\psi = \pm e/(\pi R) (R/r)^{1/2} k K(k); \quad A_\phi = \pm e/(\pi R) (R/r)^{1/2} [(2-k^2) K(k) - 2E(k)] / k, \quad (1)$$

где $k^2 = 4Rr / [(R+r)^2 + z^2]$, $K(k)$ и $E(k)$ - полные эллиптические интегралы, причем конечные величины $\psi(\rho_0)$ и $A_\phi(\rho_0)$ на поверхностях торов постоянны:

$$\psi(\rho_0) = \pm e/(\pi R) \ln(8R/\rho_0), \quad A_\phi(\rho_0) = \pm e/(\pi R) (\ln(8R/\rho_0) - 2). \quad (2)$$

Квантованность суммарного спина S_z в стационарных состояниях атомов ($S_z = \hbar$ или 0) создает только два варианта обусловливаемого магнитным взаимодействием обязательно симметричного взаимного расположения осей частиц в пространстве - соосного или соплоскостного (по медианным ортогональным к их осям плоскостям). Это позволяет построить для каждого атома адекватный оператор энергии взаимодействия. Для расстояний между центрами частиц пары (обозначаемых z при торах партнеров соосных и g - соплоскостных), через выражения, аналогичные [8-10],

обязательно симметризованные по индексам 1 и 2 партнеров, представим основную часть оператора – скалярное произведение релятивистских 4-векторов \mathbf{j} и \mathbf{A} , создаваемых партнерами, и релятивистский прирост энергии δ_r от прироста массы обоих партнеров в виде

$$U(x) = (1/2) \left\{ \int [\sigma_1(x_1)\psi_2(x) + \mathbf{j}_1(x_1)\mathbf{A}_2(x)/c + \sigma_2(x_1)\psi_1(x) + \mathbf{j}_2(x_1)\mathbf{A}_1(x)/c] d^3x_1 + (\delta_{r1} + \delta_{r2}) \right\}, \quad (3)$$

где σ и \mathbf{j} – компоненты 4-тока; ψ , \mathbf{A} – 4-потенциала; x – расстояния z или r .

Уникально свойство взаимодействия электрического. В нем во всех атомах

$$\int \sigma_1 \psi_2 d^3x_1 = \int \sigma_2 \psi_1 d^3x_1.$$

А в магнитном взаимодействии $\mathbf{j}\mathbf{A}/c$ такая симметрия есть лишь в некоторых из его многообразных слагаемых. В нем содержатся энергии δ_{mlj} взаимодействия орбитальных \mathbf{j} с \mathbf{j}_+ ; $\delta_m - \mu_e \cdot \mathbf{s} \mu_j$; $\delta_{ml\mu H} - \mu_j$ в созданном $e^- \mathbf{H}^{orb}$ и $\mu_e \cdot \mathbf{H}^{orb}$ от ядер; а также $\delta_{ml}^{\mu H} - \mu_e$ и μ_j в их собственных магнитных \mathbf{H}^{cob} в 2P-состояниях. Релятивистский же прирост $\delta_r = \delta_{r+}$ только в Ps, а в мюонии и водороде $\delta_{r+} \ll \delta_r$.

Впервые предложенное, по-видимому, в [11] выражение δ_r не корректно. Из разложения оператора кинетической энергии $E_k = \mathbf{p}^2/(2m) - \mathbf{p}^4/(8m^3c^2) + \dots$ авторы [12], не учтя большей его части, содержащейся в $\mathbf{p}^2/(2m)$ (m – масса покоя e^-), нашли δ_r в виде $\delta_r = -\mathbf{p}^4/(8m^3c^2)$. Корректное же $E_k = mv^2/2 + 3mv^4/(8m^3c^2) + \dots$ В.А.Фока [13] и учет $E_k^0 = |E_n^0|$ [14] дают

$$\delta_r = +3(E_n^0)^2/(2mc^2). \quad (4)$$

До сих пор в квантовой механике (в которой магнитное взаимодействие в 0-м приближении игнорировалось) оператор удобно было не симметризовать. Но его несимметричность и делала необходимой известную поправку Томаса–Френкеля [15] – множитель 1/2 в $\delta_{ml}^{\mu H}$. Симметрия же построенного оператора (3) исключает ее необходимость как в $\delta_{ml}^{\mu H}$, так и в δ_r и других поправках.

В суперсимметричном Ps вычисления U можно упростить, не учитывая коэффициент 1/2 в части интеграла (3), вычисляя ее по произведениям типа $(\mathbf{j}_1 \cdot \mathbf{A}_2)$, а $(\mathbf{j}_2 \cdot \mathbf{A}_1)$ игнорируя. Кроме того, пользуясь малостью радиусов сечения торов e^- и e^+ $\rho_0 \sim 1.373 \cdot 10^{-93}$ см, удобно отождествить заряженные токовые контуры партнеров с

окружностями радиуса $R = 3.8706 \cdot 10^{-11}$ см (приравняв $\rho_0 = 0$, но не интегрируя объемы торов партнеров). Напомним, что оператор U зависит только от расстояния z или r между центрами e^- и ядер.

В мюонии же и водороде размеры μ^+ ($R_\mu = (2\mu_\mu)/e = 1.87 \cdot 10^{-13}$ см [16]) и r^+ (его средний радиус распределения заряда $(\langle r_p^2 \rangle)^{1/2} < 10^{-13}$ см) и области локализации μ^+ и r^+ в центрах атомов малы. И магнитную часть оператора взаимодействия $\delta_m^+ \delta_{m|\mu\mu} + \delta_{m|\mu^H}$ в них удобно выразить через скалярные произведения $\mu\mathbf{H}$ магнитных моментов μ_μ и μ_p и напряженностей магнитного поля в центре атомов \mathbf{H}_0 , созданных связанным с каждым из них e^- . Здесь взаимная ориентация частиц также лишь соосная или соплоскостная. И для вычислений достаточна H_z - компонента магнитного поля: $H_z = H^0 + H_0^{op6}$ (H^0 - напряженность от μ_e^-).

$$H_z = \pm \{ (e/\pi R) / ((R+r)^2 + z^2)^{1/2} [(R^2 - r^2 - z^2) E(k) / ((R-r)^2 + z^2) + K(k)] \pm |H_0^{op6}| \} \quad (5)$$

(см. [16]). Здесь $k^2 \cong 0$ для соосного и $k^2 = (4r/R) / (1+r/R)^2$ для взаимодействия соплоскостного. Таким образом, для этих атомов оператор (3) будет равен

$$U = \int [\sigma_1(x_1) \psi_2(x) - (1/2) \mu_\mu H_{z2}(x)] d^3x + (1/2) (\delta_{m|\mu^H} + \delta_r). \quad (6)$$

1. ПОЗИТРОНИЙ

1.1. Энергия взаимодействия соосных e^- и e^+

В данном случае 4-потенциал электрона (1) на поверхности тора позитрона постоянен. Это обусловлено уникальной особенностью соосного взаимного расположения партнеров-колец, при котором оба их взаимно параллельных тора лежат на поверхности единого цилиндра радиуса R с осью, совпадающей с осью Oz . Как упоминалось выше, постоянны на поверхности тора позитрона также и величины линейных (вдоль контуров) плотностей его заряда $\sigma = +e/(2\pi R)/\text{см}$ и тока $j = \pm e c / (2\pi R) / \text{см}$, причем угол α между $A_{\text{ос}^-}$ и j_{e^+}/c может быть равным только 0 или π . С учетом этого искомым оператор (3) энергии взаимодействия соосных e^- и e^+ (ниже он обозначается U^a , а для e^- и e^+ соплоскостных - U^p , нижние индексы конкретизируют поля взаимодействия) имеет вид

$$U^a(z) = U_e^a(z) + U_m^a(z); \quad U_e^a(z) = -e^2/(\pi R) (k K(k)); \quad U_m^a(z) = \pm e^2/(\pi R)[(2-k^2)K(k)-2E(k)]/k;$$

$$(e^2/(\pi R) = 1184,2052 \text{ эВ}); \quad k^2 = 1/(1+z^2/(4R^2)). \quad (7)$$

Знак “-“ в энергии магнитного взаимодействия U_m имеет место при j_ϕ одного знака в обоих кольцах.

Если между e^- и e^+ расстояние $z \rightarrow \infty$, то $k \rightarrow 0$ и

$$U_e^a(z) = -e^2/z; \quad U_m^a = \pm e^2 R^2/(2z^3); \quad U^a = -(e^2/z)[1 \pm R^2/(2z^2)]. \quad (8)$$

Когда же $\rho_0 < z \ll R$, k близко к 1. При этом

$$U_e^a(z) = -e^2/(\pi R) \ln(8R/z); \quad U_m^a(z) = \pm e^2/(\pi R)(\ln(8R/z) - 2); \quad (9)$$

$$U^a(z) = -2e^2/(\pi R) = \text{const.}, \text{ если } U_m^a > 0 \text{ и } U^a(z) = -2e^2/(\pi R) [\ln(8R/z) - 1] \text{ при } U_m^a < 0.$$

1.2. Энергия взаимодействия в Ps реальных e^- и e^+ соплоскостных

Здесь надо положить $z = 0$, а расстояние между центрами торов партнеров удобнее обозначить через r (см. рис. 1). Расстояние от центра e^- до заданной точки тора e^+ , медианная плоскость которого в данном случае совпадает с медианной плоскостью электрона, есть $Rf^{1/2}$, где $f = 1 + (2r/R) \cos \varphi + r^2/R^2$, а угол α между $A_{\phi e^-}$ и j_{e^+} определяется соотношением

$$\cos \alpha = \pm (1 + (r/R) \cos \varphi)/f^{1/2}.$$

Оператор соплоскостного взаимодействия имеет вид $U^p(r) = U_e^p(r) + U_m^p(r)$, где

$$U_e^p(r) = -2e^2/(\pi^2 R) \int_0^\pi [K(k)/(1+f^{1/2})] d\varphi; \quad k^2 = 4f^{1/2}/(1+f^{1/2}); \quad (10)$$

$$U_m^p(r) = \pm e^2/(2\pi^2 R) \int_0^\pi \{(1+f^{1/2}) (1+(r/R) \cos \varphi) [(2-k^2) K(k)-2E(k)]/f\} d\varphi. \quad (11)$$

Так же, как и в соосном случае, при расстоянии между центрами e^- и e^+ $r \rightarrow \infty$ $k \rightarrow 0$, и

$$U_e^p(r) = -e^2/r, \quad U_m^p(r) = \pm e^2 R^2/(4r^3), \quad U^p(r) = -(e^2/r)(1 \pm R^2/(4r^2)). \quad (12)$$

Когда же $\gamma \rightarrow 0$, $k \rightarrow 1$ и

$$U_{\epsilon}^p = -e^2/(\pi R) \ln(8R/\rho_0); \quad U_m^p = \pm e^2/(\pi R)(\ln(8R/\rho_0) - 2);$$

$$U^p(0) = -e^2/(\pi R) [\ln(8R/\rho_0) \pm (\ln(8R/\rho_0) - 2)]. \quad (13)$$

Расчет собственных значений (с. з.) оператора $U^p(\gamma)$ на ЭВМ при $\gamma < 2R$ в соплоскостном случае осложняется тем, что при углах $\varphi = \varphi_k$ (критических), для которых $\cos \varphi_k = -\gamma/(2R)$, контуры торов частиц пересекаются, а при $\gamma = 2R$, $\varphi = \pi$ сечения торов совпадают. Это не дает возможности стандартными методами вычислить

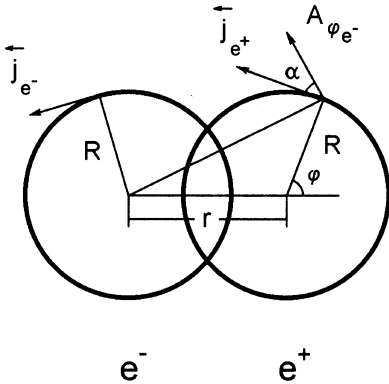


Рис. 1

$U(\gamma_{12})$ в этой области, т.к. вблизи критических углов φ_k и скалярный, и векторный потенциалы e^- возрастают хотя и логарифмически, но аргумент $\ln(8R/\rho)$ при стремлении ρ к $\rho_0 = 1.373 \cdot 10^{-93}$ см слишком велик для численных расчетов на ЭВМ. Трудность эту можно преодолеть, выполняя компьютерный счет только вне окрестностей точек пересечения и совпадения поперечников контуров, добавляя к полученному на ЭВМ результату вклад от аналитического интегрирования внутри них. Вместе с тем, при $\gamma = \epsilon \sim 0$ и

$\gamma = 2R - \epsilon$, $\varphi \sim \pi$ расходимость становится зависимой не только от φ , но и от ϵ . Из-за этого аналитическое интегрирование в окрестностях всех критических точек приобретает различные модификации. Обозначив $\varphi = \varphi_k + \tau$, где $|\tau| \ll 1$, найдем приближенные выражения $\cos \alpha$, f , $f^{1/2}$, k^2 и k^{-2} в виде

$$\cos \varphi = -\gamma/(2R) - \tau (1 - \gamma^2/(4R^2))^{1/2} + \tau^2 \gamma/(4R); \quad \cos \alpha \approx \pm [1 - \gamma^2/(2R^2)];$$

$$f = 1 - (2\tau \gamma/R)(1 - \gamma^2/(4R^2))^{1/2} + \tau^2 \gamma^2/(2R^2);$$

$$f^{1/2} = 1 - \tau \gamma/R (1 - \gamma^2/(4R^2))^{1/2} - \tau^2 \gamma^2/(4R^2)(1 - \gamma^2/(2R^2));$$

$$k^2 = 1 - (\tau^2 \gamma^2/(4R^2))[1 - \gamma^2/(4R^2)]; \quad k^{-2} = (\tau^2 \gamma^2/(4R^2))[1 - \gamma^2/(4R^2)].$$

Вклады ΔU_e^p и ΔU_m^p для каждого τ удобнее находить, интегрируя (10), (11) по φ (т.е. по τ) лишь по половине интервала ($\varphi_k - \Delta$, $\varphi_k + \Delta$) от φ_k до $\varphi_k + \Delta$ и удваивая результат. Здесь $\Delta \ll 1$, причем Δ и перед φ_k , и после него равны друг другу. При $\tau = \varepsilon \ll R$

$$\Delta U_e^p(\tau) \cong -2e^2/(\pi^2 R) [\ln(8R/\varepsilon) - \ln \Delta + 1] \Delta; \quad (14)$$

$$\Delta U_m^p(\tau) \cong \pm 2e^2/(\pi^2 R) [\ln(8R/\varepsilon) - \ln \Delta - 1] \Delta. \quad (15)$$

Устранение в выражениях (14) и (15) и в последующих формулах интервала интегрирования от $-\rho_0/R$ до $+\rho_0/R$ реализуется, как легко понять, автоматически - общим множителем τ в первообразных функциях. В интервале $\tau \in (\varepsilon, 2R - \varepsilon)$ вклад аналитического интегрирования в окрестностях обеих точек пересечения контуров e^- и e^+ составит:

$$\Delta U_e^p(\tau) \cong -2e^2/(\pi^2 R) \{ \ln[8R/(\tau(1 - \tau^2/(4R^2)))^{1/2}] - \ln \Delta + 1 \} \Delta;$$

$$\Delta U_m^p(\tau) \cong \pm 2e^2/(\pi^2 R) (1 - \tau^2/(2R^2)) \{ \ln[8R/(\tau(1 - \tau^2/(4R^2)))^{1/2}] - \ln \Delta - 1 \} \Delta.$$

В окрестности критических точек интервала $\tau \in (2R - \varepsilon, 2R)$, обозначив $\tau = 2R - \varepsilon$ ($\varepsilon/R \ll 1$), получим (здесь для всех ε удобно взять $\Delta = \pi - \varphi_k$):

$$\Delta U_e^p = -2e^2/(\pi^2 R) [\ln(4R^{1/2}/\varepsilon^{1/2}) - \ln \Delta + 1] \Delta;$$

$$\Delta U_m^p = \pm 2e^2/(\pi^2 R) (-1 + 2\varepsilon/R) [\ln(4R^{1/2}/\varepsilon^{1/2}) - \ln \Delta - 1] \Delta.$$

Необходимо дать и аналитически вычисляемый вклад в U от области $\tau \in (2R, 2R + \varepsilon)$, $\varepsilon \rightarrow 0$. В ней, как легко видеть, $\cos \varphi = -1 + \tau^2/2 \approx -1$; $\cos \alpha \approx \pm 1$;

$$f = 1 + 2\varepsilon/R + 2\tau^2 + \tau^2 \varepsilon/R + \varepsilon^2/R^2; \quad f^{1/2} = 1 + \varepsilon/R + \tau^2(1 - \varepsilon/(2R));$$

$$k^2 = 1 - \tau^2 \varepsilon/(2R) - \varepsilon^2/(4R^2); \quad k' = (\tau^2 \varepsilon/(2R) + \varepsilon^2/(4R^2))^{1/2}.$$

Отсюда

$$\Delta U_e^p = -e^2/(\pi^2 R) \{ \Delta [\ln(4(2R/\varepsilon))^{1/2} - (1/2) \ln(\Delta^2 + \varepsilon/(2R)) + 1] \};$$

$$\Delta U_m^p = \pm e^2/(\pi^2 R) \{ \Delta [\ln(4(2R/\varepsilon))^{1/2} - (1/2) \ln(\Delta^2 + \varepsilon/(2R)) - 1] \}.$$

1.3. Результаты расчетов U_e и U_m реальных e^- и e^+ и отличия U_e от кулоновского

Рассчитанные зависимости $U_e^a(r_{12})$, $U_m^a(r_{12})$, $U_e^p(r_{12})$, $U_m^p(r_{12})$ и $U_c(r_{12})$ при $r_{12} \in (0, 4R)$ представлены на рис. 2. Зависимость $U^a = U_e^a - U_m^a$ и $U^p = U_e^p - U_m^p$ (в ортоPs кривые сплошные) и $U^a = U_e^a + U_m^a$ вместе с $U^p = U_e^p + U_m^p$ (для параPs - пунктир) показана на рис. 3. А на рис. 4 дан ход отличия энергий реального электрического взаимодействия e^- и e^+ от кулоновского $\Delta_e(z) = U_e^a(z) - U_c(z)$ и $\Delta_e(r) = U_e^p(r) - U_c(r)$.

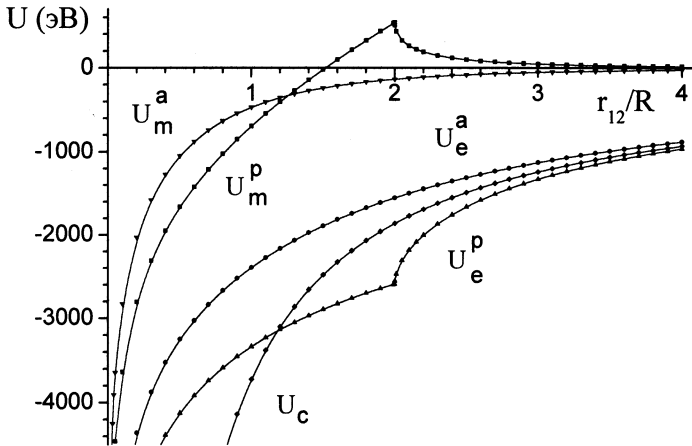


Рис. 2

Обращает на себя внимание многовариантность реального взаимодействия; она отражена на рис. 2 не полностью - в нем взаимодействие U_m e^- и e^+ показано лишь для пары частиц с параллельными μ . А для случая, когда их магнитные моменты антипараллельны, знак ординат обеих кривых U_m^a и U_m^p нужно заменить на противоположный. При этом полная (суммарная электрическая и магнитная) энергия взаимодействия реальных соосных и соплоскостных e^- и e^+ $U(z)$ и $U(r)$ всегда отрицательна - как в случае их μ параллельных, так и антипараллельных (в ортопозитронии). Последнее обусловлено тем, что при любых расстояниях между

партнерами модули отрицательных энергий взаимодействия зарядов $+e$ и $-e$ превосходят модули взаимодействия магнитных моментов обеих частиц.

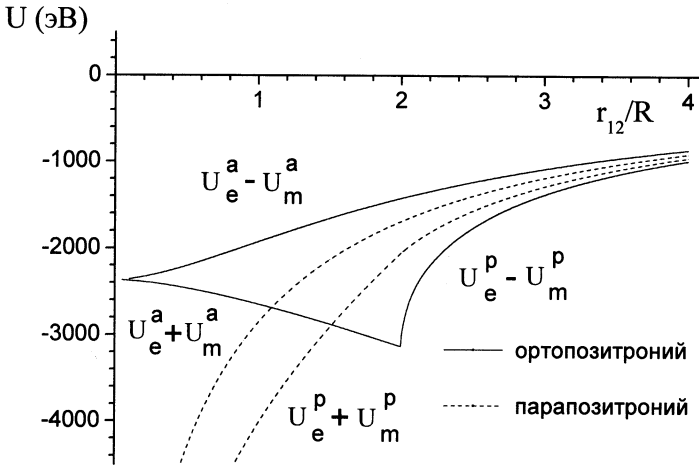


Рис. 3

Вместе с тем, в интервале z от 0 до $0.4 R$ со значительной его длиной $\Delta z \sim 1.5 \cdot 10^{-11}$ см энергия взаимодействия $U^a(z)$ при антипараллельных магнитных моментах в паре почти постоянна и составляет ~ -2.37 кэВ. А полная энергия взаимодействия в этих (орто-) состояниях пары соплоскостных e^- и e^+ имеет еще более широкую и оригинальную, чем у $U^a(z)$, потенциальную яму диаметром $2 \Delta r \sim 1.7 \cdot 10^{-10}$ см, дно которой (с глубиной такой же, как у соосной, ~ 2.37 кэВ) имеет, кроме того, наружное кольцевое увеличение глубины до уровня ниже -3 кэВ. (Здесь имеет место нечто, похожее на “асимптотическую свободу” взаимодействующих партонов в КХД). В то же время, полная глубина логарифмической потенциальной ямы в параPs (см. (6) и (10)) равна $-2e^2/(\pi R) (\ln(8R/\rho_0) - 1) = -512.18$ кэВ, т. е. более чем на два порядка превосходит глубину ямы в ортоPs. Это, по-видимому, и является причиной сокращения времени жизни параPs $\tau_{\text{пара}} = 1.25 \cdot 10^{-10}$ с по сравнению с $\tau_{\text{орто}} = 1.4 \cdot 10^{-7}$ с примерно на 3 порядка.

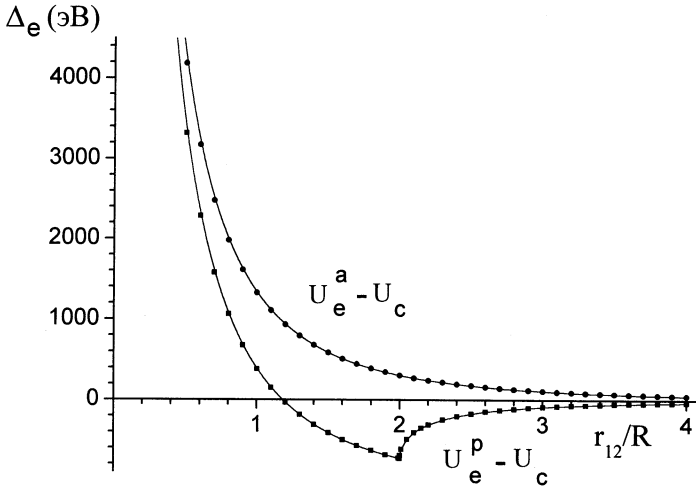


Рис. 4

2. ПОПРАВКИ К С. З. E_{1S} E_{2S} И E_{2P} УРОВНЕЙ ПОЗИТРОНИЯ, МЮОНИЯ И ВОДОРОДА

Волновые функции e^- в Ps в 0-м приближении возьмем в виде известных водородных с учетом приведенной массы e^- в Ps равной $m_e/2$. Для 1S-, 2S- и 2P- состояний они таковы [17]:

$$R_{1S} = 2e^{-r_1}; \quad R_{2S} = 2^{-1/2}(1 - r_1/2) e^{-r_1/2}; \quad \Psi_{2P} = R_{2P} Y_{2P} = (24)^{-1/2} r_1 e^{-r_1/2} (3/(8\pi))^{1/2} \sin\theta e^{\pm i\varphi},$$

где $r_1 = r/a_0$, $a_0 = 2 \cdot \hbar^2 / (m_e e^2) = 1.0584 \cdot 10^{-8}$ см, r – расстояние между центрами e^- и e^+ , магнитное число $m = \pm 1$.

Вычисленные с. з. энергии нулевого приближения $E_n^0 = -m_e e^4 / (4n^2 \hbar^2)$ равны:

$$E_{1S}^0 = -6.802938 \text{ эВ}; \quad E_{2S}^0 = -1.7007345 \text{ эВ} = E_{2P}^0. \quad (16)$$

Их сдвиги и расщепления из-за отличия исходного оператора взаимодействия e^- и e^+ чисто кулоновского от оператора $U(r_1)$ - действительного выражаются как

$$\begin{aligned} \Delta E_{1S} &= \int R_{1S}^2(r_1) \Delta U(r_1) r_1^2 dr_1; & \Delta E_{2S} &= \int R_{2S}^2(r_1) \Delta U(r_1) r_1^2 dr_1; \\ \Delta E_{2P} &= \int \Psi_{2P}^2(r_1) \Delta U(r_1) r_1^2 \sin\theta d\theta d\varphi dr_1, \end{aligned} \quad (17)$$

в которых ΔU включает в себя как Δ_e , так и все реальное взаимодействие U_m . При независимости ΔU_{2p} от θ и φ в интегралах типа (17) вместо Ψ_{2p} используется лишь R_{2p} . Необходимая замена переменных в (17) r/R и (в системе координат цилиндрической) z/R в U_e , U_m и U_c на g_1 и z_1 осуществляется через их умножение на число $\alpha = a_0/R$ (в Ps $\alpha = 273.446$).

Обозначив статистический вес взаимной ориентации торов e^- и e^+ соплоскостной через p , а соосной через $(1-p)$, выразим поправки 1-го приближения от обоих полей в E_{1S} так (см. (7),(10),(11)):

$$\begin{aligned} \delta_{m1S} &= \int_0^{\infty} R_{1S}^2(r_1) r_1^2 [(1-p) U_m^a(r_1) + p U_m^p(r_1)] dr_1 = (1-p) \delta_{m1S}^a + p \delta_{m1S}^p, \\ \Delta_{e1S} &= -e^2/(\pi R) \int_0^{\infty} R_{1S}^2 r_1^2 \{[(1-p) k K(k) + p/\pi \int_0^{\pi} K(k) (1+t^{1/2})^{-1} d\varphi] - (\pi R)/r_1\} dr_1 = \\ &= (1-p) \Delta_{e1S}^a + p \Delta_{e1S}^p, \\ \delta_{m2S} &= \int_0^{\infty} R_{2S}^2(r_1) r_1^2 [(1-p) U_m^a(r_1) + p U_m^p(r_1)] dr_1 = (1-p) \delta_{m2S}^a + p \delta_{m2S}^p, \\ \Delta_{e2S} &= -e^2/(\pi R) \int_0^{\infty} R_{2S}^2 r_1^2 \{[(1-p) k K(k) + p/\pi \int_0^{\pi} K(k) (1+t^{1/2})^{-1} d\varphi] - (\pi R)/r_1\} dr_1 = \\ &= (1-p) \Delta_{e2S}^a + p \Delta_{e2S}^p, \\ \delta_{m2P} &= \int_0^{\infty} [(1-p) U_m^a(r_1) + p U_m^p(r_1)] R_{2P}^2 r_1^2 dr_1 = (1-p) \delta_{m2P}^a + p \delta_{m2P}^p, \\ \Delta_{e2P} &= -e^2/(\pi R) \int_0^{\infty} R_{2P}^2 r_1^2 \{[(1-p) k K(k) + p/\pi \int_0^{\pi} K(k) (1+t^{1/2})^{-1} d\varphi] - (\pi R)/r_1\} dr_1 = \\ &= (1-p) \Delta_{e2P}^a + p \Delta_{e2P}^p. \end{aligned}$$

В интегралах учтены лишь радиальные R_{2p} , т.к. U_m и Δ_e зависят только от r_1 . Далее значения δ_m^a , δ_m^p , Δ_e^a , Δ_e^p и аналогичных им δ и Δ будем называть амплитудами.

Основным отличием мюония и водорода от позитрония является большое превосходство $m_{\mu} = 206.76865 m_e$ и $m_p = 1836.1516 m_e$ над m_e , заметно меняющее приведенную массу $e^- m_{pp}$. В них она составляет $m_{pp}^{\mu} = 9.0656894 \cdot 10^{-28}$ г и $m_{pp}^H = 9.1045752 \cdot 10^{-28}$ г, т.е. $a_0^{\mu} = 0.531738 \cdot 10^{-8}$ см и $a_0^H = 0.52946542 \cdot 10^{-8}$ см, а

$\alpha^\mu = 137.3787$ и $\alpha^H = 136.79156$. С. з. энергии уровней в мюнии и Н в нулевом приближении ($E_n = m_{np}e^4/(2n^2\hbar^2)$) равны:

$$E_{1S}^0 = -13.540312 \text{ эВ}, \quad E_{2S}^0 = -3.3850781 \text{ эВ} = E_{2P}^0 \quad \text{для мюния} \quad (18)$$

$$E_{1S}^0 = -13.598391 \text{ эВ}, \quad E_{2S}^0 = -3.3995978 \text{ эВ} = E_{2P}^0 \quad \text{для водорода.} \quad (19)$$

Малы по сравнению с $\mu_e = 9.285 \cdot 10^{-21}$ эрг/Гс и $\mu_\mu = 4.49 \cdot 10^{-23}$ эрг/Гс и $\mu_p = 1.41 \cdot 10^{-23}$ эрг/Гс. А радиус R тора e^- , как упоминалось выше, более чем на 2 порядка превосходит размеры и мюона, и p^+ . Это позволяет упростить вычисления поправок к с. з. энергии уровней в Н и мюнии через использование оператора (6). Аналогичные позитронным амплитуды для них будут

$$\delta_m^{ap} = - \int_0^\infty R^2(r_1) (\mu \cdot H_z(r_1)) r_1^2 dr_1 ;$$

$$\Delta_e^{ap} = \int_0^\infty R^2(r_1) e [\psi(r_1) + e/r_1] r_1^2 dr_1; \quad r_1 = r/a_0 .$$

Здесь, как и в Ps, r_1 обозначает расстояния и r_1 , и z_1 . Выражения $\psi(r_1)$ и $H_z(r_1)$ даны в (1) и (5).

2.1. Своеобразие магнитного спин-орбитального взаимодействия

В нем орбитальные токи партнеров только соосны. Это делает вычисленные его амплитуды $\delta_{mJ} \pm (\delta_{mJH} + \delta_{mJ}^{\mu H})$ определенными. Из-за противоположности знаков орбитальных j_e - и j_μ ядер в атомах токовые кольца e^- отталкиваются от j_μ . Т. е. все $\delta_{mJ} > 0$ и лишь поднимают уровни вверх.

Оператор плотности тока e^- в кольце радиуса r [18] в (r, ϕ, z) -координатах для 2P-состояний (с учетом $\sin^2 \theta = r^2 / (r^2 + z^2)$) имеет вид

$$j_\phi = -e\hbar m / (m_{np} r) |\Psi_{2P}|^2 dr dz = -e\hbar m / (64 \pi m_{np} a_0^2) \cdot \exp(-(r^2 + z^2)^{1/2}) r dr dz$$

(m_{np} -приведенная масса e^- в атомах, r и z даны в a_0 -единицах, $m = \pm 1$). Оператор полного тока в кольце (j_ϕ , проинтегрированного по $r d\phi$ при $m = 1$) таков:

$$I_e = -e\hbar / (32 m_{np} a_0) \cdot \exp(-(r^2 + z^2)^{1/2}) r^2 dr dz.$$

Зависимость обоих операторов от θ , как упоминалось, делает необходимым при вычислениях поправок к E_{nl}^0 использовать полную волновую функцию

$$\Psi_{2P} = R_{2P} \cdot (3/8\pi)^{1/2} \sin\theta e^{+i\varphi} = R_{2P} \cdot (3/8\pi)^{1/2} r (r^2+z^2)^{-1/2} e^{\pm i\varphi}.$$

Для Ps, подставив выраженные в (r, φ, z) -координатах j_φ и A_φ в (3), δ_{mIJ} выразим так:

$$\delta_{mIJ} = N \int \exp[-((r_1^2+z_1^2)^{1/2} + (r_2^2+z_2^2)^{1/2})] \cdot r_1 r_2^2 ((r_1+z_1)^2 + (z_2-z_1)^2)^{1/2} [(2-k^2)K(k)-2E(k)] \cdot dr_1 dz_1 dr_2 dz_2; \quad (20)$$

$$k^2 = (4r_1 r_2)/((r_1+r_2)^2 + (z_2-z_1)^2); \quad N = a_0^{-1}[(e\hbar)/(16m_e c a_0)]^2 = 7.075 \cdot 10^{-7} \text{ эВ}.$$

В (20) достаточно интегрировать по $r \in (0, 20)$ и по $z \in (-20, 20)$. В результате $\delta_{mIJ} = 6.427 \cdot 10^{-5}$ эВ. А $\delta_{mI\mu N} = (1/2) (\delta_{mI\mu+N} + \delta_{mI\mu-N})$ и $\delta_{mI}^{\mu H} = (1/2) (\delta_{mI}^{\mu+H^-} + \delta_{mI}^{\mu-H^+})$ уровни расщепляют. Интересно, что и в параPs (в нем μ_e и μ_{e^+} параллельны), и в ортоPs (μ_e и μ_{e^+} антипараллельны) модули амплитуд $\delta_{mI\mu N}$ и $\delta_{mI}^{\mu H}$ совпадают. Более того, знаки обеих амплитуд (в скобках) ортоPs совпадают, а в параPs – противоположны ($\delta_{mI\mu+N} = -\delta_{mI\mu-N}$ и $\delta_{mI}^{\mu-H^+} = -\delta_{mI}^{\mu+H^-}$). Отсюда

$$\delta_{mI\mu N \text{ пара}} = (1/2) (\delta_{mI\mu-N} + \delta_{mI\mu+N}) = \delta_{mI}^{\mu H \text{ пара}} = (1/2) (\delta_{mI}^{\mu-H^+} + \delta_{mI}^{\mu+H^-}) = 0.$$

При этом $\delta_{mI\mu \text{ орто}} = \delta_{mI}^{\mu \text{ орто}} = \delta_{mI}^{\mu H^-}$. Пользуясь этим, достаточно вычислять лишь их сумму $\delta_{mI\Sigma}^{\text{ор}} = \delta_{mI\mu N}^{\text{ор}} + \delta_{mI}^{\mu \text{ орто}} = 2\delta_{mI}^{\mu H^-}$, которая [15] для 2P-состояния Ps составит

$$\delta_{mI\Sigma}^{\text{ор}} = \pm(-\mu_e e\hbar)/(12m_e c a_0^3) = \pm(-7.56 \cdot 10^{-6}) \text{ эВ}. \quad (21)$$

Знак “+” или “-“ в (21) совпадает со знаком магнитного квантового числа $m = +1$ или -1 . Напомним, что угол между векторами μ_e и μ_{e^+} и напряженности $\langle \mathbf{H} \rangle$ в атоме равен 0 или π , т.е. [15] в δ имеет место $\cos(\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}) = \pm 1$. Это следует из релятивистской теории электрона Дирака (см. [2]).

Вследствие тождественности волновых функций e^- и e^+ в Ps и малости m_e по сравнению с m_μ и m_p , свойства этого взаимодействия в Ps существенно отличны от его свойств в мюонии и H.

В мюонии и водороде из-за локализации ядер практически в центрах обоих атомов амплитуды δ_{mL} , вся $\delta_{m\mu H}$ и $\delta_{mL}^{\mu H^+} \ll \delta_{mL}^{\mu H^-} = (1/2)(-\mu_e \cdot \langle H^{c06} \rangle) = \pm(-\mu_e e \hbar / (48 m_{np} c a_0^3))$; $\cos(\mathbf{I} \cdot \mathbf{s}) = \pm 1$ [15,19,20]. Таким образом, для мюония $\delta_{mL\Sigma} \cong \pm(-1.51) \cdot 10^{-5}$ эВ и для водорода $\delta_{mL\Sigma} \cong \pm(-1.52) \cdot 10^{-5}$ эВ. В таблице 1 представлен полный набор поправок 1-го приближения (в 10^{-5} эВ).

Таблица 1

Атом	nl	Δ_e	δ_r	δ_{mL}	δ_m	$\delta_{mL\Sigma}$
Ps	1S	259.609 - 447.265p ₁	13.585	0	$\pm(138.410 - 210.682p_1)$	$\pm(-0.756)$
	2S	26.824 - 54.499 p ₂	0.849	0	$\pm(17.024 - 25.905p_2)$	
	2P	-0.875 + 1.644p _{2P}	0.849	6.427	$\pm(0.387 - 0.889p_{2P})$	
$\mu^+ e^-$	1S	1109.041-1673.268p ₁	26.909	0	$\pm(4.677 - 7.088p_1)$	$\pm(-1.51)$
	2S	136.592 - 206.1p ₂	1.682	0	$\pm(0.575 - 0.871p_2)$	
	2P	2.989 - 4.484p _{2P}	1.682	0	$\pm(0.014 - 0.022p_{2P})$	
H	1S	1122.152-1692.971p ₁	27.140	0	$\pm(1.486 - 2.184p_1)$	$\pm(-1.52)$
	2S	138.205 - 208.524p ₂	1.696	0	$\pm(0.183 - 0.280p_2)$	
	2P	3.013 - 4.527p _{2P}	1.696	0	$\pm(0.005 - 0.007p_{2P})$	

2.2. Подуровни с учетом всех поправок 1-го приближения

Итак, с. з. энергии 1-го приближения орто- и пара- 1S-, 2S- и 2P-подуровней Ps, мюония и водорода с серединами уровней $E_{nl}^c = E_{nl}^0 + \Delta_e + \delta_{mL} + \delta_r$ есть:

$$E_{nl}^{op} = E_{nl}^c + \delta_m \pm \delta_{mL\Sigma}; \quad E_{nl}^{pa} = E_{nl}^c - \delta_m \pm \delta_{mL\Sigma}. \quad (22)$$

В них знак амплитуд δ_m однозначно связан с параллельностью или антипараллельностью векторов магнитных моментов (спинов) партнеров. А для амплитуд δ_{mL} орбитального магнитного взаимодействия в E_{nl} он определяется соотношением направлений μ_e с генерируемым движением партнера или самого e^- вектором \mathbf{H} . При этом направление \mathbf{H} однозначно зависит от знака орбитальной компоненты скорости $v_{\varphi e^-}$ (числа $m = \pm 1$).

Поправки в таблице классифицированы по свойствам их влияния на с. з. E_{nl}^0 . Так, поправка на отличие Δ_e реального U_e от U_c может лишь сдвигать каждый уровень (практически всегда вверх). Только вверх могут сдвигать уровни релятивистский рост массы e^- δ_r и (Р-уровни) δ_{ml} . Эти поправки даны в трех ее столбцах слева. Но взаимодействие магнитных моментов партнеров в атомах δ_m превращает все уровни в дублеты. А $\delta_{ml\Sigma}$ превращает дублетные (от δ_m) Р-подуровни с $l=1$ в 4 подуровня. Расщепляющие поправки приведены в двух правых столбцах таблицы.

Окончательные выражения с. з. 1-го приближения E_{nl}^{op} , полученные через данные первой таблицы, величины E_n^0 (16,18,19) и выражения E_{nl} (22) собраны в таблице 2 (не вмещающиеся в нее величины $E_{nl}^{na} = E_{nl}^{op} - 2\delta_m$ легко найти с учетом величин δ_m из первой таблицы).

Таблица 2

Атом	nl	E_{nl}^c	E_{nl}^{op}
Ps	1S	$-6.79988908 - 4.47265 \cdot 10^{-3} p_1$	$-6.79850498 - 0.00657947 p_1$
	2S	$-1.70039268 - 0.00054500 p_2$	$-1.70022244 - 0.00080404 p_2$
	2P	$-1.70067049 + 1.644 \cdot 10^{-5} p_{2P}$	$-1.70066662 + 7.56 \cdot 10^{-6} p_{2P} \pm (-7.56 \cdot 10^{-6})$
μ^+e	1S	$-13.52895250 - 0.01673268 p_1$	$-13.52890573 - 0.01680356 p_1$
	2S	$-3.38369536 - 2.061 \cdot 10^{-3} p_2$	$-3.38368961 - 0.00206971 p_2$
	2P	$-3.38503139 - 4.484 \cdot 10^{-5} p_{2P}$	$-3.38503125 - 4.506 \cdot 10^{-5} p_{2P} \pm (-1.51 \cdot 10^{-5})$
H	1S	$-13.58689808 - 0.01692971 p_1$	$-13.58688322 - 0.01695155 p_1$
	2S	$-3.39819879 - 0.00208524 p_2$	$-3.39819696 - 0.00208804 p_2$
	2P	$-3.39955071 - 4.527 \cdot 10^{-5} p_{2P}$	$-3.39955066 - 4.534 \cdot 10^{-5} p_{2P} \pm (-1.52 \cdot 10^{-5})$

3. ИЗМЕРЕННЫЕ ИНТЕРВАЛЫ МЕЖДУ ПОДУРОВНЯМИ 1S-, 2S- И 2P- СОСТОЯНИЙ АТОМОВ И ИХ РАССЧИТАННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ

Уже измерены интервалы: в Ps – расщепление $E_{1S}^{op} - E_{1S}^{na}$, $E_{2S}^{op} - E_{1S}^{op}$ и $E_{2S}^{op} - E_{2P}^{op}$ [6, 21-23], в мюонии – расщепления $E_{1S}^{op} - E_{1S}^{na}$ и $E_{2S}^{op} - E_{2S}^{na}$ [23] и в водороде - $E_{1S}^{op} - E_{1S}^{na}$; $E_{2S}^{op} - E_{2S}^{na}$; $E_{2P_{1/2}}^{op} - E_{2P_{1/2}}^{na}$; $E_{2S}^{op} - E_{1S}^{op}$; $E_{2P}^{op} - E_{2S}^{na}$ и лэмбовский сдвиг $E_{2S} - E_{2P}$ [6, 22, 24-28].

Их рассчитанные в 1-м приближении интервалы в сравнении с результатами измерений таковы. В Ps (в предположении $p_1 = p_2 = p_{2P} = 0.5$)

$$E_{1S}^{op} - E_{1S}^{na} = 2|\delta_{m1S}| = 6.6138 \cdot 10^{-4} \text{ эВ} \quad (\text{изм. } 8.41156 \cdot 10^{-4} \text{ эВ});$$

$$E_{2S}^{op} - E_{1S}^{op} = 5.10117 \text{ эВ} \quad (\text{изм. } 5.10183 \text{ эВ}).$$

Интересно, что расчетный $E_{2S}^{na} - E_{1S}^{na} = 5.10175 \text{ эВ}$ практически совпадает с измеренным $E_{2S}^{op} - E_{1S}^{op}$.

$$E_{2S}^{op} - E_{2P}^{op} = 3.366 \cdot 10^{-5} - (\pm 7.56 \cdot 10^{-6}) \text{ эВ} \quad (\text{изм. } 3.568448 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}).$$

Очевидно, что в 2P-состояниях мюония и H из-за локализации ядер в центрах атомов μ_{μ^+} и μ_{p^+} всегда направлены вдоль векторов $\mathbf{H}_0 \sim 10^4 \text{ Э}$, а направление \mathbf{H}_0 стабилизировано сохранением механических моментов атомов. В них примем $p_{2P} = 1$, а $p_1 = p_2 = 0.5$. Тогда в мюонии расщепления

$$E_{1S}^{op} - E_{1S}^{na} = 2|\delta_{m1S}| = 2.2671 \cdot 10^{-5} \text{ эВ} \quad (\text{изм. } 1.845889 \cdot 10^{-5} \text{ эВ});$$

$$E_{2S}^{op} - E_{2S}^{na} = 2|\delta_{m2S}| = 2.79 \cdot 10^{-6} \text{ эВ} \quad (\text{изм. } 4.4252 \cdot 10^{-6} \text{ эВ}).$$

В водороде

$$2|\delta_{m1S}| = 7.888 \cdot 10^{-6} \text{ эВ} \quad (\text{изм. } 5.8744 \cdot 10^{-6} \text{ эВ});$$

$$E_{2S}^{op} - E_{1S}^{op} = 10.196118 \text{ эВ} \quad (\text{изм. } 10.19889 \text{ эВ});$$

$$E_{2P}^{op} - E_{2S}^{na} = -4.75 \cdot 10^{-4} \text{ эВ} + \delta_{m1\Sigma} \quad (\text{изм. } +4.098996 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}).$$

Расщепления

$$2S_{1/2} : 2|\delta_{m2S}| = 8.6 \cdot 10^{-7} \text{ эВ} \quad (\text{изм. } 7.343 \cdot 10^{-7} \text{ эВ});$$

$$2P_{1/2} : 2|\delta_{m2P}| = 4.8 \cdot 10^{-8} \text{ эВ} \quad (\text{изм. } 2.448 \cdot 10^{-7} \text{ эВ}).$$

Лэмбовский сдвиг

$$E_{2S}^{op} - E_{2P}^{op} = 3.5502 \cdot 10^{-4} \text{ эВ} - \delta_{m1\Sigma} \quad (\text{изм. } 4.375 \cdot 10^{-6} \text{ эВ}).$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сопоставив измеренные интервалы между подуровнями P_s и мюония с расчетными, видим, что расчетные интервалы в обоих атомах близки к измеренным. В водороде совпадает число опытно обнаруженных [6, стр. 20] и расчетных подуровней и структура (взаимное расположение почти всех уровней и подуровней). Уже в 1-м приближении значительная часть вычисленных с. з. близки к их измеренным значениям. Это дает основания предположить количественный ресурс стандартной квантовой механики, учитывающей и отличие реального электрического взаимодействия электрона с ядрами от кулоновского, и ранее почти полностью игнорировавшееся их магнитное взаимодействие, достаточным для точного предсказания с. з. всех подуровней связанных состояний атомов.

Расчетный 2P-подуровень атомов с числом $m = 0$ в работе не рассматривался, т.к. известные волновые функции всех атомов при $m = 0$ вещественны. И из-за этого (Д.И.Блохинцев [18, с.102]) с. з. всех компонент токов (и массы, и заряда) в атомах равны 0. Таким образом, пропорциональные m орбитальные механический и магнитный моменты атомного e^- при $m = 0$ также равны 0. И волновое уравнение автоматически ($l(l+1) = 0$) превращается в уравнение для 2S-состояния. Это, а также совпадение числа 2P-подуровней водорода измеренных и расчетных (без учета подуровня с $m = 0$) подтверждает отсутствие в атомах 2P-подуровней с $m = 0$ (см. также [19, с.309]).

Однозначность расчетных значений поправок к с. з. E_{nl}^0 в 2P-состояниях атомов (в них, как упоминалось, $r_{2P} \approx 1$), в которых расщепляющие амплитуды $\delta_{m\Sigma}$ в мюонии и H многократно превосходят δ_m , делает актуальным измерение интервалов между 2P-подуровнями этих атомов и сравнение экспериментальных значений с представленными в данной работе.

Авторы благодарны П. С. Исаеву за плодотворную дискуссию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дирак П.А.М. Принципы квантовой механики. М.: Наука, 1979.
2. Matora I.M. // Hadronic Journ. 1997. V. 20. P. 147.
3. Матора И.М. ОИЯИ, P4-85-407, Дубна, 1985.

4. Матора И.М. ОИЯИ, Р4-85-18, Дубна, 1985.
5. Week B. // 20-th Intern. Conf. in High Energy Phys., Madison, Wisconsin, 1980. N.Y.: Amer. Inst. of Phys., 1981. P. 1379.
6. Исаев П.С. Квантовая электродинамика в области высоких энергий. М.: Энергоатомиздат, 1981.
7. Матора И.М. ОИЯИ, Р4-81-81, Дубна, 1981.
8. Джексон Д.Д. Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965.
9. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Электродинамика. М.: Мир, 1977. С. 15.
10. Матора И.М. // Hadronic Journ., 1997. V. 20. P. 267.
11. Condon E.U., Shortley G.H. The Theory of Atomic Spectra. London, 1935.
12. Кондон Е., Шортли Г. Теория атомных спектров. М.: ИИЛ, 1949.
13. Фок В.А. Теория пространства, времени и тяготения. М.: ГИТТЛ, 1955.
14. Матора И.М. // Опт. и спектр. 1997. Т. 83. № 3. С. 357.
15. Шпольский Э.В. Атомная физика. Т. 2. М.: ГИТТЛ, 1950.
16. Матора И.М. и др. ОИЯИ, Р3-81-591, Дубна, 1981.
17. Фок В.А. Начала квантовой механики. М.: Наука, 1976.
18. Блохинцев Д.И. Квантовая механика. М.: ГИТТЛ, 1949. С. 200.
19. Соколов А.А., Лоскутов Ю.М., Тернов И.М. Квантовая механика. М.: Просвещение, 1965. С. 246.
20. Энрико Ферми. Квантовая механика. М.: Мир, 1968.
21. Ritter M.W. et al. // Phys. Rev. 1984. V. 30. P. 1331.
22. Chu S. et al. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P. 1689.
23. Фаустов Р. Н. // Измерительная техника. 1990. № 1. С. 9.
24. Lamb W.E., Jr., Retherford R.C. // Phys. Rev. 1947. V. 72. P. 241.
25. Lamb W.E., Jr., Retherford R.C. // Phys. Rev. 1950. V. 79. P. 549.
26. Lamb W.E., Jr., Retherford R.C. // Phys. Rev. 1950. V. 81. P. 222.
27. Lamb W.E., Jr., Retherford R.C. // Phys. Rev. 1952. V. 86. P. 1014.
28. Lamb W.E., Jr. // Phys. Rev. 1952. V. 85. P. 259.

Матора И. М., Лобанов Ю. Ю.

P4-2003-104

Собственные значения энергии нижних уровней позитрония, мюония и водорода с учетом реального магнитного и электрического взаимодействия электрона с e^+ , μ^+ и p^+

В первом приближении теории возмущений квантовой механики учтено как электрическое, так и магнитное взаимодействие реального электрона (с его известной нелокальной кольцевой структурой) с позитроном, мюоном μ^+ и протоном. Построен инвариантный симметризованный оператор энергии взаимодействия партнеров. Найдены выражения собственных значений подуровней энергии 1-, 2- и 2P-состояний атомов позитрония, мюония и водорода. Число всех расчетных подуровней в водороде совпало с числом измеренных. Вычисленные значения интервалов между ними для набора предполагаемых вероятностей соосной и соплоскостной взаимной ориентации магнитных моментов μ частиц во всех трех атомах оказались близкими к измеренным величинам.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2003

Перевод авторов

Matora I. M., Lobanov Yu. Yu.

P4-2003-104

Eigenvalues of Positronium, Muonium and Hydrogen Low Energy Levels Taking into Account Real Magnetic and Electric Interaction of Electron with e^+ , μ^+ and p^+

In the first order perturbation theory of quantum mechanics both electric and magnetic interactions of an actual electron (with its known nonlocal ring structure) with a positron, muon μ^+ and proton are considered. The invariant symmetrized operator of interaction energy of the partners is constructed. The expressions for eigenvalues of energy levels of 1S, 2S and 2P states of positronium, muonium and hydrogen atoms are obtained. The number of all computed levels in hydrogen has coincided with the number of levels measured in the experiment. The calculated values of intervals between them for a set of assumed probabilities of coaxial and coplanar relative orientation of magnetic moments μ of particles in all three atoms appeared to be close to the measured values.

The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2003

Редактор *М. И. Зарубина*
Макет *Н. А. Киселевой*

Подписано в печать 18.06.2003.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,12. Уч.-изд. л. 1,2. Тираж 350 экз. Заказ № 53963.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/