

В.Ф. ТИХОНОВ, с.н.с., канд. техн. наук, ННЦ “ХФТИ”

ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА И СПЕКТР ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ МОДЕЛИ АТОМА ВОДОРОДА

Не выходячи за рамки класичних уявлень, показана самодостатність поляризаційної моделі атома водню. В результаті поляризації протона відбувається виникнення потенційного бар'єра, який перешкоджає вільному електрону зближенню з протоном на відстані, менших п'ятдесяти розмірів радіуса протона. Вчислені всі 39 ліній спектру атома водню (серія Лаймана) дав похибку менше, ніж $5 \cdot 10^{-4} \%$ для 80% ліній спектру і не гірше, ніж $1.6 \cdot 10^{-3} \%$ лише для 6 ліній.

Within frameworks of a classic view, self-sufficiency of the polarization model of a hydrogen atom is presented. As a result of a proton polarization the potential barrier appears and prevents free electron approaching to a proton in the distance, less than fifty sizes of a proton radius. Calculated all of 39 spectral lines of a hydrogen atom (spectral lines of a series of Lajman) make the error less than $5 \cdot 10^{-4} \%$ for 80% of spectrum lines and no more, than $1.6 \cdot 10^{-3} \%$ for 6 lines only.

Настоящая работа является итоговым этапов по созданию физической поляризационной модели атома водорода. В результате взаимодействия зарядов протона (конечных геометрических размеров) с внешним точечным электроном (рис. 1) происходит поляризация протона. Степень поляризации зависит от взаимного расстояния электрона и протона. [1 – 3]. Исследования показали, что геометрические размеры протона при этом не изменяются.

Введём обобщённую цилиндрическую систему координат (см. рис. 1):

$$X = \frac{d}{2} \rho \sin(\varphi), Y = \frac{d}{2} \rho \cos(\varphi), Z = \frac{d}{2} u; \quad (1)$$

$$0 \leq \rho \leq 1, 0 \leq \varphi \leq 2\pi, -1 \leq u \leq 1;$$

где d – диаметр протона.

Протон поляризуется на хорде АВ линии NnN, проходящей через текущую точку М (X, Y, Z) внутри протона и точку N(0, 0, r), в которой находится внешний электрон (r – расстояние между электроном e^- и позитроном e^+ , находящемся в центре протона p). На линии поляризации плотность заряда протона dq представим в отличие от [4] в виде:

$$dq = \delta q \cos \left(\kappa \frac{MsN}{d} + \frac{2\pi MsM}{AB} \right) \frac{(1 + \rho)}{\rho}, \quad (2)$$

где – тригонометрическая функция обеспечивает зарядовую ориентацию dq ; δq – амплитуда распределения заряда; κ – линейная частота; $\frac{2\pi MsM}{AB} = \alpha$ – сдвиг фазы; A(X1, Y1, Z1), B(X2, Y2, Z2) – точки пересечения линии NnN со

сферой; $M_s(X_s, Y_s, Z_s)$ – координаты середины хорды AB ; AB , M_sM , M_sN – длина соответствующих отрезков.

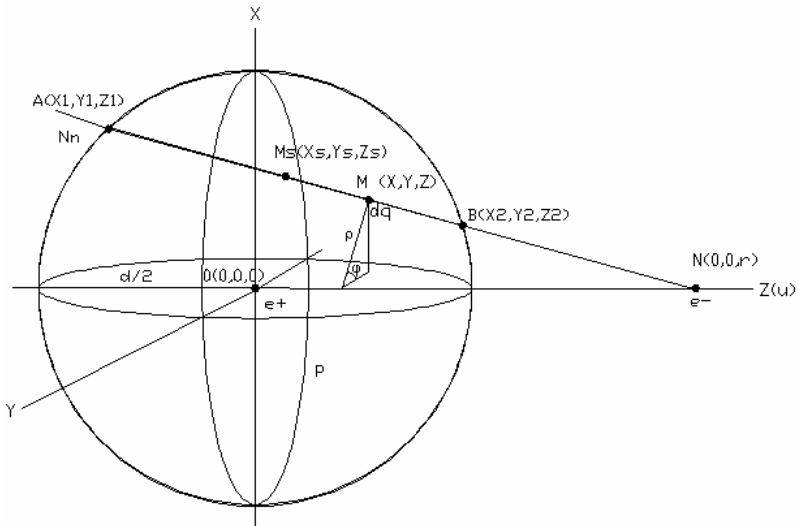


Рис. 1. Модель атома водорода

Введём безразмерную длину x посредством замены $r = xd/2$. Тогда α , M_sN и MN равны:

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{\pi((\rho - u)^2 + ux)}{\sqrt{(x - u)^2 + \rho^2 - \rho^2 x^2}}, \\ M_sN &= \frac{dx(x - u)}{2\sqrt{(x - u)^2 + \rho^2}}, \\ MN &= \frac{d\sqrt{(x - u)^2 + \rho^2}}{2} \end{aligned} \quad (3)$$

Энергия кулоновского взаимодействия $W(x)$ электрона с зарядами протона [3,4] с учётом (2, 3) равна ($W(x)$ в эВ):

$$W(x) = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{2}{xd} + 3\pi N(x) \text{int}(x) \right), \quad (4)$$

где $\text{int}(x) = \int_0^1 \int_{-\sqrt{1-\rho^2}}^{\sqrt{1-\rho^2}} \frac{\cos(\kappa \frac{M_sN}{d} + \alpha)(1+\rho) du d\rho}{MN}$, $N(x) = \frac{Nm f(x)}{fm}$,

$$f(x) = \frac{p_1 + p_2 x^{p_3} + p_4 x^{p_5} + p_6 x^{p_7} + p_8 x^{p_9}}{p_{10} + p_{11} x^{p_{12}} + p_{13} x^{p_{14}} + p_{15} x^{p_{16}}}. \quad (5)$$

Здесь Nm – количество электронно-позитронных пар, входящих в протон, $f(x)$, fm – соответственно функция поляризации и её максимальное значение, p -вектор неизвестных параметров.

Методика определения параметров модели атома водорода, расчёта его спектра, вычисление диаметра неполяризованного протона описаны в работе [2].

В результате нелинейной оптимизации значения параметров модели Nm , k , d , p составили (все вычисления выполняются в среде MATHLAB):

$$Nm = 931, k = 0.1478301, d = 11,12 \cdot 10^{-11} \text{ м}$$

$$\begin{aligned} p_1 &= 4.3362016, p_2 = 1.19270612, p_3 = 1.519966581, \\ p_4 &= 2.8963811 \cdot 10^3, p_5 = 1.34552811, p_6 = 2.68705642 \cdot 10^7, \\ p_7 &= -3.77672852, p_8 = 255.245409, p_9 = 1.00546032 \cdot 10^{-4}, \\ p_{10} &= 1.00206805, p_{11} = 1.8836275 \cdot 10^{-3}, p_{12} = 1.44425104, \\ p_{13} &= 8.93236655 \cdot 10^{-11}, p_{14} = 3.55287788, \\ p_{15} &= 9.07209751 \cdot 10^{-3}, p_{16} = 1.06650482 \cdot 10^{-5}. \end{aligned}$$

При этих параметрах функция поляризации имеет вид, представленный на рис. 2.

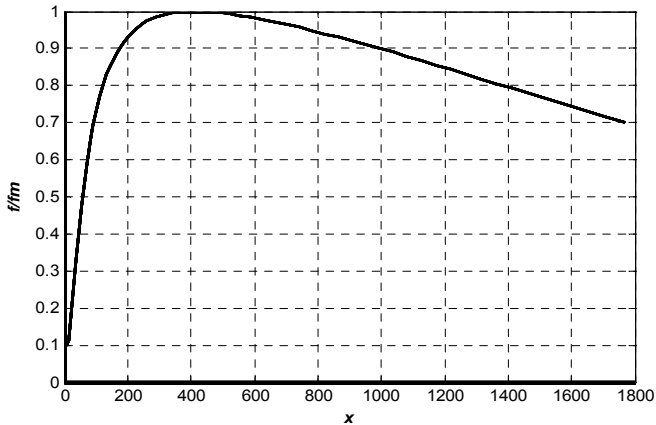


Рис. 2. График функции поляризации

Так как количество электронно-позитронных пар $Nm > 920$ то из этого следует, что масса протона меньше суммы масс электронов и позитронов в свободном их состоянии.

Разница между массой электронно-позитронных пар, которые находятся в свободном состоянии, и массой созданных из них протона составляет дефект массы протона Δm . Наличие дефекта массы протона непосредственно определяет его устойчивость, которая характеризуется энергией связи W_{cb} :

$$W_{cb} = \Delta mc^2 = (2Nmm_e - m_p)c^2, \quad (6)$$

где m_e – масса электрона; m_p – масса протона; c – скорость света.

Так как $m_p = 1836m_e$ и $m_e c^2 = 0,511 \text{ МэВ}$, то оценка энергии связи протона в первом приближении даёт значение 13.3 МэВ.

Полученная величина диаметра протона d находится в согласии со значением величины среднего диаметра протона $10,566 \cdot 10^{-11}$ м, представленной в работе [5].

Характер энергии взаимодействия электрона с протоном (рис. 3.) объясняет, почему электрон при сближении с протоном не образуют нейтральную элементарную частицу. Что же касается энергии взаимодействия электрона с протоном при сверхмалых расстояниях между ними, то этот вопрос требует дальнейших исследований.

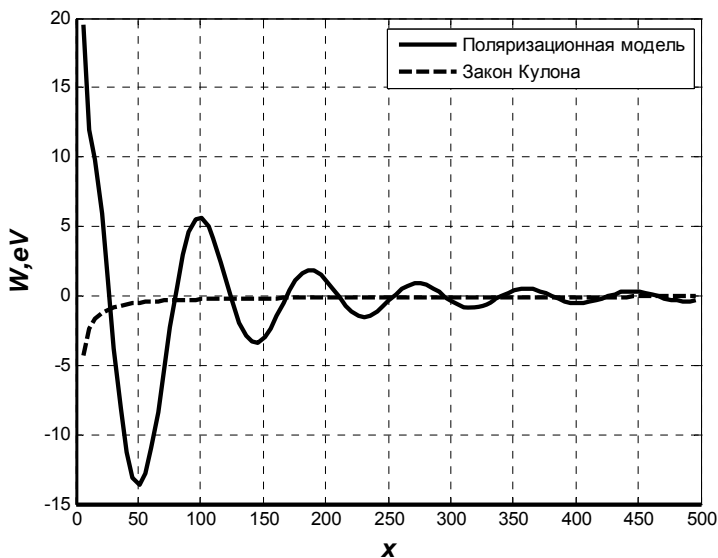


Рис. 3. Энергия взаимодействия электрона с протоном

Расчётные $\lambda_{j,1}$ и экспериментальные $\lambda_{0,j,1}$ [6] значения спектральных линий серии Лаймана, а также их относительные отклонения

$$\delta\lambda_{j,1} = \frac{\lambda_{j,1} - \lambda_{0,j,1}}{\lambda_{0,j,1}}$$

представлены в таблице 1.

Как видно, абсолютные относительные отклонения находятся в пределах: $5 \cdot 10^{-5} \% < |\delta\lambda_{j,1}| \leq 5 \cdot 10^{-4} \%$ для 14 линий, $5 \cdot 10^{-4} \% < |\delta\lambda_{j,1}| \leq 1 \cdot 10^{-3} \%$ для 20 линий и $1 \cdot 10^{-3} \% < |\delta\lambda_{j,1}| < 1,55 \cdot 10^{-3} \%$ только для 5 линий. Эти результаты являются убедительным доказательством достоверности поляризационной модели атома водорода.

Таблица 1

Экспериментальные и расчётные величины спектра атома водорода

J	$\lambda_{0,j,1}$, нм	$\lambda_{j,1}$, нм	$\delta\lambda_{j,1}$, $10^{-4}\%$	J	$\lambda_{0,j,1}$, нм	$\lambda_{j,1}$, нм	$\delta\lambda_{j,1}$, $10^{-4}\%$
2	121.5672	121.5671	-0.823	22	91.3641	91.3633	-8.76
3	102.5722	102.5725	2.925	23	91.3480	91.3472	-8.76
4	97.2537	97.2542	5.14	24	91.3339	91.3331	-8.78
5	94.9743	94.9732	-10.16	25	91.3215	91.3207	-8.76
6	93.7803	93.7794	-9.60	26	91.3104	91.3100	-4.38
7	93.0748	93.0745	-3.22	27	91.3006	91.3001	-5.48
8	92.6226	92.6229	3.24	28	91.2918	91.2914	-4.38
9	92.3150	92.3158	8.67	29	91.2832	91.2836	4.38
10	92.0963	92.0972	9.77	30	91.2768	91.2767	-1.10
11	91.9352	91.9361	9.79	31	91.2703	91.2704	1.10
12	91.8129	91.8137	8.71	32	91.2645	91.2647	2.19
13	91.7181	91.7186	5.45	33	91.2592	91.2600	8.77
14	91.6429	91.64325	3.82	34	91.2543	91.2548	5.48
15	91.5824	91.5825	1.09	35	91.2499	91.2505	6.575
16	91.5329	91.5328	-1.0825	36	91.2458	91.2466	8.77
17	91.4919	91.4916	-3.28	37	91.2420	91.2430	11.0
18	91.4576	91.4571	-5.47	38	91.2385	91.2397	13.15
19	91.4286	91.4280	-6.5625	39	91.2353	91.2366	14.25
20	91.4039	91.4031	-8.75	40	91.2324	91.2338	15.3
21	91.3826	91.38175	-9.30				

Для уточнения процесса поляризации введём обобщённую цилиндрическую систему координат (см. рис. 1).

$$X = ar \cos(\varphi), Y = ar \sin(\varphi), Z = bu;$$

(7)

$$0 \leq \rho \leq 1, 0 \leq \varphi \leq 2\pi, -1 \leq u \leq 1;$$

$$a = f1(r) \frac{d}{2}, b = f(r) \frac{d}{2},$$

где a, b – соответственно, малая и большая полуось эллипсоида протона; d – диаметр свободного протона; r – расстояние между позитроном e^+ ,

находящемся в центре протона p , и электроном e^- ; $f_1(r)$, $f(r)$ – функции, учитывающие деформацию протона при поляризации.

Из условия постоянства объёма протона следует, что функции $f_1(r)$ и $f(r)$ связаны соотношением:

$$f_1(r) = \frac{1}{\sqrt{f(r)}} \quad (8)$$

Положим, что протон поляризуется вдоль линий, параллельных оси цилиндра, т.е. оси $Z(u)$. Тогда на линии АВ плотность заряда δ при поляризации протона представим в виде:

$$\delta(r, u) = \Delta(r) \cos\left(\frac{2\pi Z}{AB} + \alpha(r)\right) = \Delta(r) \cos\left(\frac{\pi u}{\sqrt{1-\rho^2}} + \alpha(r)\right), \quad (9)$$

где $\Delta(r)$ – амплитуда распределения заряда, $\alpha(r)$ – начальная фаза.

И так как $AB = 2b((1 - \rho^2))^{1/2}$, то

$$\delta(r, u) = \Delta(r) \cos\left(\frac{\pi u}{\sqrt{1-\rho^2}} + \alpha(r)\right)$$

По определению величина заряда Q совместно с (7) равна:

$$Q(r) = \int_0^1 J \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\sqrt{1-\rho^2}}^{\sqrt{1-\rho^2}} \delta(r, u) du, \quad (10)$$

где

$$J_0 = f_1^2(r) f(r) \frac{d^3}{8}. \quad (11)$$

Из (8) и (9) следуют соотношения:

$$Q(r) = 0, \quad (12)$$

$$Q(r) = Q_+(r) + Q_-(r), \quad (13)$$

где

$$Q_+(r) = \int_0^1 J \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\frac{\sqrt{1-\rho^2}}{2}}^{\frac{\sqrt{1-\rho^2}}{2}} \delta(r, u) du = \frac{1}{6} \cos(\alpha(r)) \Delta(r) f_1^2(r) f(r) d^3, \quad (14)$$

$$Q_-(r) = \int_0^1 J \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\frac{\sqrt{1-\rho^2}}{2}}^{\frac{\sqrt{1-\rho^2}}{2}} \delta(r, u) du + \int_0^1 J \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\frac{\sqrt{1-\rho^2}}{2}}^1 \delta(r, u) du = \frac{1}{6} \cos(\alpha(r)) \Delta(r) f_1^2(r) f(r) d^3 \quad (15)$$

Как видно из (14) и (15), основное свойство заряда $Q_+ = Q_-$ рассматриваемой модели протона выполняется при любом расстоянии r между электроном и протоном.

Из (14) следует: $Q_1(r) = Q_0(r) \cos(\alpha(r))$, где

$$Q_0(r) = 2J\Delta(r), \quad (16)$$

Представив $Q_0(r)$ как произведение числа частиц $N(r)$ и величины элементарного положительного заряда q , находим

$$\Delta(r) = \frac{N(r)q}{2J}. \quad (17)$$

Энергия кулоновского взаимодействия $W(r)$ электрона с зарядами протона равна

$$W(r) = W_q(r) + W_\delta(r), \quad (18)$$

где

$$W_q(r) = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (19)$$

$$W_\delta(r) = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0} \int_0^1 J \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^1 \frac{\delta(r,u)}{MN} du =$$

$$= -\int_0^1 J \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^1 \frac{\delta(r,u)}{\sqrt{\left(f1(r)\frac{d}{2}\right)^2 + \left(r-f2(r)\frac{d}{2}\right)^2}} du. \quad (20)$$

Здесь $W_q(r)$ – энергия взаимодействия между электроном и позитроном (между электроном и протоном в общепринятой модели атома водорода); $W_\delta(r)$ – энергия взаимодействия электрона с распределённым зарядом протона; q – величина заряда позитрона.

Используя (9), (10), (17), (19), (20) и введя безразмерную величину расстояния ρ посредством замены $r = \rho d$, получим соотношение для энергии взаимодействия $W(\rho)$ (выраженную в эВ) в виде:

$$W(\rho) = -\frac{Ak}{d} \left(\frac{1}{\rho} + \frac{\int_0^1 \frac{\sqrt{1-\rho^2} N(\rho) \cos\left(\frac{\pi u}{\sqrt{1-\rho^2}} + \alpha(\rho)\right) \rho du d\rho}{\sqrt{\rho^2 + f(\rho)(f(\rho)u - 2\rho)^2}} \right), \quad (21)$$

где $Ak = q(4\pi\epsilon_0)$.

Представим неизвестные функции $N(x)$, $f(x)$, $\alpha(x)$ соотношениями:

$$N(x) = \frac{N \max fN(x)}{fN \max}, \quad f(x) = k \left(1 + \frac{p_1(x-x_0)^{p_2}}{1+p_3(x-x_0)^{p_4}} \right), \quad \alpha(x) = p_5(x-x_0), \quad (22)$$

где

$$fN(x) = \frac{1 + p_6(x-x_0)^{p_7} + p_8(x-x_0)^{p_9} + p_{10}(x-x_0)^{p_{11}}}{1 + p_{12}(x-x_0)^{p_{13}} + p_{14}(x-x_0)^{p_{15}}}, \quad x_0 = \frac{k}{2}; \quad (23)$$

p_i , $i = 1, 2, \dots, 15$ – элементы вектора ρ неизвестных параметров модели; $fN \max$ – максимальное значение функции $fN(x)$; k – коэффициент,

определяющий геометрические размеры свободного протона; N_{\max} – максимальное число электронно-позитронных пар.

В результате оптимизации (по трём спектральным линиям серии Лаймана) значения параметров модели p составили:

$$\begin{aligned}
 p_1 &= 3,302868266 \cdot 10^{-4}; & p_2 &= 1,131433454; & p_3 &= 6,902031929 \cdot 10^{-6}; \\
 p_4 &= 9,630091684 \cdot 10^{-1}; & p_5 &= 0,035; & p_6 &= -1,183447769 \cdot 10^{-1}; \\
 p_7 &= 1,001666818; & p_8 &= 3,049549194; & p_9 &= 7,977595044 \cdot 10^{-3}; \\
 p_{10} &= 1,392328128; & p_{11} &= 6,629697611 \cdot 10^{-1}; & p_{12} &= 2,6447764838; \\
 p_{13} &= -1,080067296; & p_{14} &= 4,356227738 \cdot 10^{-8}; & p_{15} &= 2,425221334.
 \end{aligned}$$

При этом максимальное число электронно-позитронных пар, участвующих в поляризации, диаметр неполяризованного протона и коэффициент k соответственно равны $N_{\max} = 1188$, $d = 4,71 \cdot 10^{-12}i$, $k = 1,18$.

Оценка энергии связи протона даёт значение 276 МэВ. Расчётные $\lambda_{j,1}$ и экспериментальные $\lambda_{0,j,1}$ значения спектральных линий серии Лаймана, а также их относительные отклонения $\delta\lambda_{j,1}$ представлены в таблице 2.

Таблица 2

Экспериментальные и расчётные величины спектра атома водорода с оптимизацией

J	$\lambda_{0,j,1}$, нм	$\lambda_{j,1}$, нм	$\delta\lambda_{j,1}$, %
	121,5670	121,5661	$-9,36 \cdot 10^{-4}$
3*	102,5720	102,5722	$3,90 \cdot 10^{-5}$
4*	97,2537	97,2518	$-1,95 \cdot 10^{-3}$
5	94,9743	95,1235	$1,57 \cdot 10^{-1}$
6	93,7803	94,0804	$3,20 \cdot 10^{-1}$
7	93,0748	93,4844	$4,40 \cdot 10^{-1}$
8	92,6226	93,1024	$5,18 \cdot 10^{-1}$
9	92,3150	92,8363	$5,65 \cdot 10^{-1}$
10	92,0963	92,6393	$5,90 \cdot 10^{-1}$
11	91,9352	92,4868	$6,00 \cdot 10^{-1}$
12	91,8129	92,3647	$6,01 \cdot 10^{-1}$
13	91,7181	92,2646	$5,96 \cdot 10^{-1}$
14	91,6429	92,1807	$5,87 \cdot 10^{-1}$
15	91,5824	92,1093	$5,75 \cdot 10^{-1}$

* – линии спектра, по которым проводилась оптимизация.

Как видно, экспериментальные и расчётные спектры отличаются по абсолютной величине в пределах от 0,02% до 0,4% .

На рис.4 представлены графики степени деформации, учитывающие изменение геометрических размеров протона при поляризации. На рис.5 представлен график функции поляризации, описывающей изменение количества электронно-позитронных пар при поляризации протона [4]. На рис.6 представлены графики энергий $W(r)$ и $W_q(r)$ кулоновского взаимодействия электрона соответственно с зарядом ядра рассматриваемой модели атома водорода и протоном общепринятой модели.

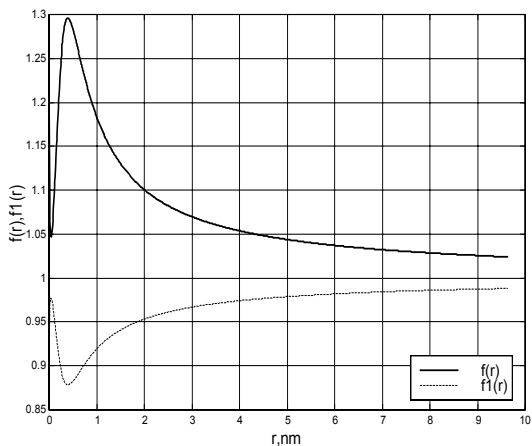


Рис. 4. График степени деформации

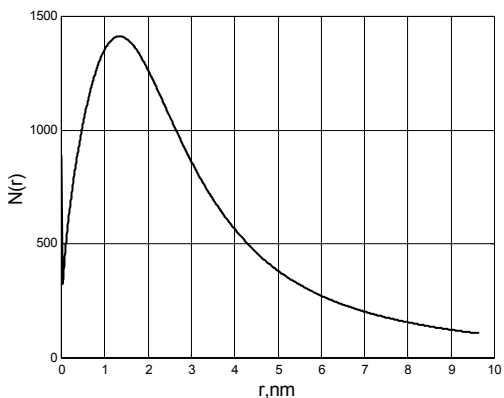


Рис. 5. График степени поляризации

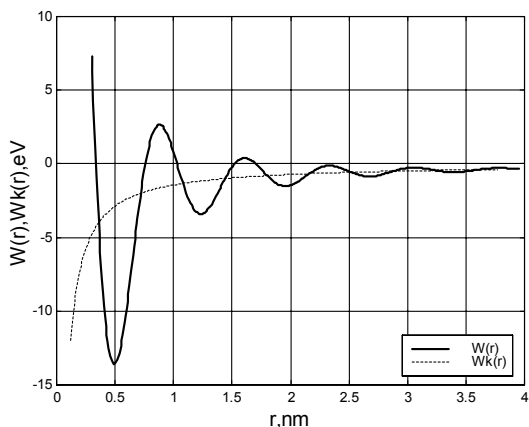


Рис. 6. График энергии взаимодействия электрона с протоном

Существенным обстоятельством является то, что в рассматриваемой модели энергия взаимодействия $W(r)$ при $r > 0,5$ нм описывается непрерывной периодической кривой, а при $r < 0,5$ нм, принимая положительное значение, непрерывно возрастает при приближении электрона к границам протона. Последнее говорит о том, что, начиная с $r < 0,5$ нм, между электроном и протоном существует только сила отталкивания, которая препятствует дальнейшему сближению электрона с протоном. Полученные результаты свидетельствуют о том, что поляризационная модель атома водорода является самодостаточной.

Тихонов Владимир Федорович (1939 – 2009) – старший научный сотрудник ННЦ «ХФТИ», кандидат технических наук. Защитил диплом инженера-физика по специальности ФИЗИКА на физико-математическом факультете ХГУ в 1961г. Научные интересы связаны с методами сепарации изотопов, математическим моделированием физических процессов.

Список литературы: 1. *Tihonov V.F.* Polarization model of hydrogen atom // Spacetime & Substance. – 2001. – 2, № 4(9). – P. 189 – 191. 2. *Тихонов В.Ф.* Использование компьютерных технологий при создании поляризационной модели атома водорода // Вестник НТУ "ХПИ". Тематический выпуск «Радиофизика и ионосфера». – 2002. – 5, № 9. 3. *Tihonov V.F.* Volumetric polarization model of hydrogen atom // Spacetime & Substance. – 2004. – 5, № 4(24). – P. 177 – 179. 4. *Tichonov V.F.* All-sufficient polarizing model of hydrogen atom // Spacetime & Substance. – 2004. – 5, № 4(24). – P. 182 – 185. 5. Журнал теоретической диалектики-физики-математики. – 2005. – С. 201. 6. Таблицы физических величин. – М.: Атомиздат, 1976. – с. 1006.

Поступила в редколлегию 01.10.10