

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ

Попенко В.И., Степанец Ю.А.
Научно-производственная корпорация
«Киевский институт автоматики»

При динамическом представлении поля электрона все его наблюдаемые излучения, имеющие непрерывный или дискретный спектр происходят в соответствии с законами классической электродинамики: тормозное рентгеновское излучение, рентгеновское характеристическое излучение атомов, оптическое излучение атомов, тепловое излучение нагретых тел.

Ключевые слова: электрон, атом, излучение, спектр, энергия, частота.

Движение электрона с ускорением сопровождается электромагнитным излучением. Электрическое поле излучения описывается формулой классической электродинамики

$$E \approx \frac{e}{c^2 r^2} (\dot{v} \times r) \times r,$$

$$\text{или, в скалярном виде, } E \approx \frac{e\dot{v}}{c^2 r} f(\theta). \quad (1)$$

Где: r – радиус вектор в точку наблюдения, θ – угол между вектором ускорения \dot{v} и радиус-вектором r .

В динамическом представлении поля электрона, заряд является функцией времени [1]

$$e(t) = e_m \cos \Omega t.$$

Полагая, для простоты, ускорение торможения постоянным, динамическое поле излучения (1) запишем в виде

$$E(t) = \frac{e(t) \cdot \dot{v}}{c^2 r} f(\theta) = E_m \cos \Omega t. \quad (2)$$

Излучение электрона происходит на частоте его динамического поля, которая зависит от квадрата скорости электрона [1],

$$\Omega = \frac{\Omega_0}{(1 - \frac{v^2}{c^2})^{0.5}} \approx \Omega_0 + 0,5 \frac{v^2}{c^2} \Omega_0. \quad (3)$$

Наблюдаемая частота излучения равна разности частоты динамического поля излучения Ω и частоты покоя электрона Ω_0 , [2]. Величина её пропорциональна частоте покоя электрона и отношению его кинетической энергии к энергии покоя электрона

$$\omega = \Omega - \Omega_0 = \Omega_0 + 0,5 \frac{v^2}{c^2} \Omega_0 - \Omega_0 = 0,5 \frac{v^2}{c^2} \Omega_0 = \Omega_0 \frac{0,5mv^2}{mc^2} = \Omega_0 \frac{W_k}{W_0} \quad (4)$$

Таким образом, частоты всех наблюдаемых излучений электронов, в соответствии с (4), пропорциональны кинетической энергии излучающих электронов.

Единственное исключение этому правилу составляет излучение токов в антеннах радиотехнических устройств, которое следует рассмотреть подробнее, чтобы оно не послужило причиной для сомнений в динамической сущности поля электрона.

Частоты радиотехнических средств $\omega_{p.c.}$ лежат в диапазоне $10^4 \div 10^{10}$ гц.

По электротехническим нормам плотность токов в проводниках имеют порядок $10a$ на 1 мм^2 . Скорость направленного движения электронов проводимости при этом, составляет величину, порядка $0,4 \text{ см/сек}$ [3].

Наблюдаемая частота динамического поля электронов за счет их движения в токах проводимости ω_τ будет равна

$$\omega_\tau = \frac{1v^2}{2c^2} \Omega_0 = \frac{1}{2} \frac{0,4^2}{(3 \cdot 10^{10})^2} 7,76 \cdot 10^{20} \approx 1 \text{ гц.}$$

Вклад частоты $\omega_\tau = 1$ гц, обусловленный скоростью направленного движения электронов в проводниках, в наблюдаемые частоты радиоизлучений

$\omega_{p.c.} \approx (10^4 \div 10^{10})$ г. практически не заметен, что было одной из причин не позволяющих своевременно обнаружить динамическую сущность поля электрона.

Простейший вид излучения электрона – тормозное излучение. Электрон, обладая некоторой кинетической энергией, испытывая в тормозном поле отрицательное ускорение торможения, возбуждает э.м. излучение.

Непрерывный спектр тормозного излучения начинается с максимальной частоты, называемой граничной, соответствующей максимальной скорости электрона.

Объясняется это тем, что до момента начала торможения $t = t_0$ ускорение, которому пропорциональна амплитуда излучения (1), равняется нулю $\dot{v}(t_0) = 0$, а скорость электрона имеет максимальное значение $v(t_0) = v_{max}$, которому отвечает максимальная частота излучения,

$$\omega_{гр} = 0,5 \frac{v_{max}^2}{c^2} \Omega_0 = \Omega_0 \frac{W_k \max}{W_0}. \quad (5)$$

Граничной частоте соответствует граничная, длина волны

$$\lambda_{гр} = \frac{2\pi c}{\omega_{гр}}. \quad (6)$$

В процессе торможения электрона наблюдаемая частота излучения постепенно снижается, пропорционально уменьшению квадрата скорости электрона.

Интенсивность излучения от начального нулевого значения повышается до максимального значения, соответствующего максимуму отрицательному ускорению торможения электрона.

Экспериментально установлено, что максимальная интенсивность тормозного излучения приходится на длину волны равную трем вторым граничной длины волны (рис 1. а)

$$\lambda_{max} = \frac{3}{2} \lambda_{гр}$$

Объяснение граничной частоты квантовой теорией следующее: электрон, пройдя разность потенциалов U , получит энергию

$$W_k = 0,5mv^2 = eU.$$

При столкновении с атомом антикатаода часть энергии $h\nu$ излучается в виде фотона, часть T передаётся атому

$$eU = h\nu + T.$$

Максимальная, или граничная частота наблюдается при условии, что вся энергия $eU = W_k$ ушла на создание кванта

$$h\nu_r = eU, \text{ откуда } \nu_r = \frac{eU}{h} = \frac{0,5mv^2}{h}. \quad (7)$$

Для грубой оценки возможности электроном излучить в процессе торможения его кинетическую энергию положим, что ускорение торможения постоянно $\dot{v} \approx \text{const}$.

За время торможения t электрон излучит энергию ΔW_u равную

$$\Delta W_n = Nt = \frac{2e^2 v^2 t}{3c^3}$$

Изменение кинетической энергии электрона ΔW_k за это же время будет равно

$$\Delta W_k = 0.5mv^2 = 0.5m\dot{v}^2 t^2.$$

Отношение излученной электроном энергии за время торможения t к изменению кинетической энергии за это же время пропорционально, порядка пяти тысячных (0.0048) отношения периода колебаний динамического поля электрона T к времени торможения

$$\frac{\Delta W_n}{\Delta W_k} = \frac{4e^2 v^2 t}{3mc^2 v^2 t^2} = \frac{4e^2}{3mc^2 t} = \frac{2\alpha T}{3\pi t} = 0.0048 \frac{T}{t},$$

где $T = \frac{2\pi}{\Omega_0} \approx 8.09 \cdot 10^{-21}$ сек

Из соотношения следует, что электрон может излучить всю кинетическую энергию, если время торможения t длится не более 0.0048 длительности периода колебаний динамического поля электрона T .

При времени торможения, которое, следует полагать, не сравнено больше периода колебаний динамического поля, излученная электроном энергия ΔW_u будет составлять мизерную долю изменения его кинетической энергии.

Таким образом, в процессе торможения электрон не может излучить всю свою кинетическую энергию, что подвергает сомнению утверждение квантовой физики (7), о соответствии граничной частоты условию, по которому вся кинетическая энергия электрона расходуется на создание испускаемого им кванта.

Об этом же свидетельствует появление на плавном изменяющейся кривой интенсивности тормозного излучения резких выбросов характеристического излучения (рис. 1 б).

Резкое, в десятки раз, увеличение интенсивности излучения, без изменения интенсивности тока катода, при плавном, почти незаметном повышении ускоряющего потенциала, означает, что в тормозном излучении расходуется лишь малая доля кинетической энергии электронов. Большая часть их кинетической энергии переходит в тепловую энергию разогрева анода.

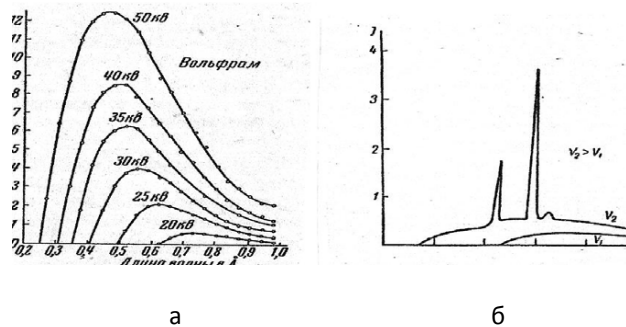


Рис. 1. Распределение интенсивности тормозного излучения вольфрамовым антикатодом при различных напряжениях. Резкие пики интенсивности характеристического излучения ториевого антикатада на фоне сплошного на фоне сплошного спектра тормозного излучения

Более полному переходу энергии электронов с катода в излучение в большей мере вероятности соответствует величина интенсивности характеристического излучения, в десятки раз превосходящая интенсивность тормозного излучения на соседних с ним участках кривой.

Характеристическое рентгеновское излучение атомов, происходит при возбуждении электронов внутренних оболочек атомов.

Электроны внутренних оболочек атомов размещаются в тесных потенциальных ячейках [4]. В случае возмущения электрона, колебания его, в первом приближении, можно считать гармоническими

$$r(t) = r_m \cos(\omega t), \quad v(t) = -r_m \omega \sin(\omega t),$$

$$\dot{v}(t) = r_m \omega^2 \cos(\omega t). \quad (8)$$

Точки над символами означают дифференцирование по времени.

Частота динамического поля электрона Ω , согласно [1], в некотором приближении, зависит от квадрата скорости его движения

$$\Omega = \Omega_0 \left(1 + 0.5 \frac{v^2}{c^2} \right).$$

При гармонических колебаниях электрона $v(t) = v_m \sin \omega t$, частота динамического поля электрона Ω является квадратичной функцией времени

$$\Omega = \Omega_0 \left(1 + 0.5 \frac{v_m^2}{c^2} \sin^2 \omega t \right). \quad (9)$$

Преобразуем её, согласно, известной тригонометрической формулы

$$\Omega = \Omega_0 + \omega_{v.m.} \sin^2 \omega t = \Omega_0 + \omega_{v.m.} \frac{1}{2} (1 - \cos 2\omega t) = \Omega_1 - \frac{1}{2} \omega_{v.m.} \cos 2\omega t, \quad (10)$$

где: $\Omega_1 = \Omega_0 + \frac{1}{2} \omega_{v.m.}$, $\omega_{v.m.} = \frac{1}{2} \Omega_0 \frac{v_m^2}{c^2}$ – максимум девиации частоты Ω .

Частота Ω представляет скорость изменения фазы $\varphi(t)$ колебаний поля во времени $\Omega = \frac{d\varphi(t)}{dt}$. Текущее значение фазы в момент времени t будет равно интегралу частоты по времени

$$\varphi(t) = \int_0^t \Omega dt = \int_0^t \left(\Omega_1 - \frac{1}{2} \omega_{v.m.} \cos 2\omega t \right) dt =$$

$$= \Omega_1 t - \frac{\omega_{v.m.}}{\omega} \sin 2\omega t = \Omega_1 t - x \sin 2\omega t. \quad (11)$$

Фаза колебаний поля $\varphi(t)$ изменяется относительно $\Omega_1 t$ по синусоидальному закону, с частотой 2ω и амплитудой x , равной отношению максимальной девиации частоты $\omega_{v.m.}$ к частоте колебаний электрона ω

$$x = \frac{\omega_{v.m.}}{\omega}. \quad (12)$$

Зависимость динамического поля от времени $\psi_E(t)$ с фазой $\varphi(t)$ из (11) запишем в следующем виде

$$\psi_E(t) = \cos \varphi(t) = \cos (\Omega_1 t - x \sin 2\omega t). \quad (13)$$

Раскрыв скобки по известным тригонометрическим формулам, получим:

$$\psi_E(t) = \cos \Omega_1 t \cdot \cos (x \sin 2\omega t) + \sin \Omega_1 t \cdot \sin (x \sin 2\omega t). \quad (14)$$

Сложные функции $\cos (x \sin 2\omega t)$ и $\sin (x \sin 2\omega t)$ с помощью функций Бесселя можно разложить в ряды Фурье [5]

$$\cos(x \sin 2\omega t) = J_0(x) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k}(x) \cos 2k2\omega t,$$

$$\sin(x \sin 2\omega t) = 2 \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k-1}(x) \sin (2k-1)2\omega t, \quad (15)$$

где: $J_k(x)$ – функции Бесселя k -го порядка, аргумента x , $k = 1, 2, 3, \dots$.

Разложение в ряд Фурье зависимости динамического поля от времени (13) примет вид

$$\psi_E(t) = 2 \sum_{k=1}^{\infty} \{ 0.5 J_{2k}(x) \cos \Omega_1 t + J_{2k}(x) [\cos (\Omega_1 + 2k2\omega)t + \cos (\Omega_1 - 2k2\omega)t] + J_{2k-1}(x) [\sin (\Omega_1 + (2k-1)2\omega)t + \sin (\Omega_1 - (2k-1)2\omega)t] \} \quad (16)$$

Амплитуды спектральных составляющих разложения (16) пропорциональны функциям Бесселя нулевого $J_0(x)$, нечетного $J_{2k-1}(x)$ и четного $J_{2k}(x)$ порядков, аргумент, которых равен отношению девиации частоты динамического поля $\omega_{v.m.}$ к частоте ω колебаний электрона $x = \frac{\omega_{v.m.}}{\omega}$.

Из зависимости функций Бесселя $I(x)$ от аргумента x , (рис. 2), следует, что количество гармоник излучения зависит от величины аргумента x .

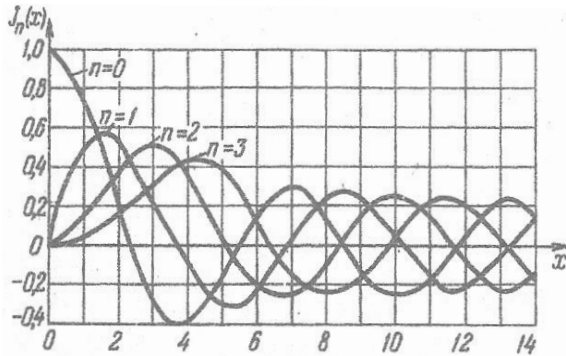


Рис. 2. Графики функций Бесселя J_0, J_1, J_2, J_3 аргумента x

При x близком нулю, отлична от нуля только амплитуда функции Бесселя нулевого порядка $x \approx 0$; $I_0 \approx 1$. Функции более высоких порядков, практически, равны нулю, $I_{k>0} \approx 0$. В разложении излучения (16) будет отлична от нуля только одна центральная гармоническая составляющая

$I_0 \cos \Omega_1 t = I_0 \cos(\Omega_0 + 0.5\omega_{v.m.})$, с наблюдаемой частотой

$$\omega_n = 0.5\omega_{v.m.} = 0,25\Omega_0 v_m^2/c^2. \quad (17)$$

При значении аргумента x порядка 0.5, отличны от нуля функции Бесселя нулевого и первого порядка $x \approx 0.5$; $I_0 \approx 0.9$, $I_1 \approx 0.38$; $I_{k>1} \approx 0$.

К составляющей $I_0 \cos \Omega_1 t$ добавятся две боковые гармоники

$$I_1 \sin(\Omega_1 + 2\omega)t, \quad I_1 \sin(\Omega_1 - 2\omega)t. \quad (18)$$

При увеличении аргумента x до значений близких единицы, возрастет амплитуда функции Бесселя второго порядка, $I_2 \approx 0.2$. В разложении (16) прибавятся еще две боковые гармоники

$$I_2 \cos(\Omega_1 + 4\omega)t, \quad I_2 \cos(\Omega_1 - 4\omega)t. \quad (19)$$

С увеличением аргумента x до двух, возрастет функция Бесселя третьего порядка $I_3 \approx 0.2$, произойдет добавление еще двух боковых гармоник

$$I_3 \sin(\Omega_1 + 6\omega)t, \quad I_3 \sin(\Omega_1 - 6\omega)t. \quad (20)$$

При увеличении аргумента x от 0 до 2, возрастание числа гармонических составляющих происходит в следующем порядке 1, 3, 5, 7...

Аргумент x можно представить произведением отношения максимальной скорости колебаний электрона $v_m = r_m \omega$ к скорости света и отношения амплитуды колебаний электрона r_m к Комптоновской длине волны.

$$\begin{aligned} x &= \frac{\omega_{v.m.}}{\omega} = 0.5 \frac{v_m^2 \Omega_0}{c^2 \omega} = \\ &= 0.5 \frac{v_m r_m \omega \Omega_0}{c^2 \omega} = 0.5 2\pi \frac{v_m r_m}{c \Lambda} = \\ &= \pi \frac{v_m}{c} \cdot \frac{r_m}{\Lambda}. \end{aligned} \quad (21)$$

Размеры много электронных атомов превосходят размер атома водорода не более двух раз $R_{Rn}/R_{He} \approx 1.7 < 2$, [4]. В грубой оценке амплитуда колебаний электронов внутренних оболочек много меньше первого Боровского радиуса электрона в атоме водорода

$$r_m \ll a_0, \text{ где } a_0 = \Lambda/2\pi a.$$

Максимальная скорость колебаний электрона в атоме не превышает скорость света, помноженной на коэффициент постоянной тонкой структуры $v_m \approx \alpha c$.

Возможное значение аргумента $x \approx \pi \frac{v_m}{c} \cdot \frac{r_m}{\Lambda} \approx \pi \frac{\alpha c}{c} \cdot \frac{a_0}{\Lambda}$ для электронов внутренних оболочек составляет, порядка $0.5 < x < 3$.

Порядок и число функции Бесселя, для аргумента $x \leq 3$ амплитуды, которых, существенно отличны от нуля, не превосходит семи.

Расстояния между электронными оболочками атомов, размеры потенциальных ячеек и допустимые амплитуды колебаний электронов r_m возрастают с увеличением номера оболочки

$$r_{m1} \approx r_L - r_K < r_{m2} \approx r_M - r_L < r_{m3} \approx r_N - r_M < r_{m4} \approx r_O - r_N$$

Соответственно, увеличению амплитуд колебаний электронов возрастает число гармоник разложения динамического поля в спектр (9), отвечающих, согласно (11), (12), (13), амплитудам функций Бесселя первого, второго и третьего порядков.

Колебания электрона, согласно электродинамике, сопровождаются электромагнитным излучением. Электрон излучает на частоте колебаний его собственного динамического поля Ω .

Наблюдаемая частота излучения электрона, согласно (4), пропорциональна квадрату скорости его движения, т.е. кинетической энергии электрона

$$\omega_n = \Omega - \Omega_0 = 0,5\Omega_0 \frac{0,5v_m^2}{c^2} = 0,5\Omega_0 \frac{W_k}{W_0}$$

Кинетическая энергия колебаний электрона равна его потенциальной энергии, т.е. энергии связи электрона в атоме, или глубине потенциальной ячейки, в которой размещается электрон. Величина её для внутренних оболочек атомов, по приближенной оценке, лежит в пределах $123980 \div 100$ эВ, что согласно [1] соответствует наблюдаемым частотам рентгеновского излучения $3 \cdot 10^{19} \div 2,4 \cdot 10^{16}$ гц.

Структура спектра, наблюдаемых частот излучения электронов внутренних оболочек атома, согласно (10), (11), (12), (13) с числом гармоник 1, 3, 5, 7 адекватна структуре рентгеновского спектра атомов.

Это соответствие прослеживается экспериментально в рентгеновских спектрах поглощения. Структура границы рентгеновского спектра поглощения атомов со стороны длинных волн для К серии однократная, для L серии трёх кратная, для M серии пятикратная и для серии N семи кратная [ШП].

Спектр рентгеновского излучения состоит из нескольких серий, каждая из которых соответствует определённой электронной оболочке. Структура спектра конкретной серии однотипна. С увеличением атомного номера в каждой серии наблюдается монотонное смещение линий в сторону коротких волн, пропорциональное квадрату зарядового числа атома [3].

$$\omega_n \propto W_{(z)max} = z^2 W_H$$

Расстояние между сериями атома пропорционально разнице глубины потенциальных ячеек электронных оболочек, или разности энергии связи электронов оболочек, которые находятся в обратной зависимости с номером оболочки

$$\omega_{K\alpha} - \omega_{L\alpha} \propto U_K - U_L, \quad \omega_{M\alpha} - \omega_{N\alpha} \propto U_M - U_N \dots$$

Функции Бесселя, согласно (16), служат коэффициентами амплитуд спектральных составляющих излучения $E_k \propto J_k$. Интенсивность излучения пропорциональна квадрату амплитуды, а значит, квадрату функции Бесселя

$$I_k \propto E_k^2 \propto J_k^2.$$

Для аргумента $x = 0.5$, $I_0^2 \approx 0.898$, $I_1^2 \approx 0.09$, $I_2^2 \approx 0.006$, что в определенной мере, адекватно интенсивностям линий $I_{K\alpha}$, $I_{K\beta}$, $I_{K\gamma}$.

В амплитуду излучения электрона (1) входит сомножителем периодическая функция, ускорения

колебаний электрона (8), в первом приближении, рассматриваемая как гармоническая

$$\dot{v}(t) \approx -r_m \omega^2 \cos(\omega t),$$

в действительности несколько отличающаяся от неё.

Периодическую функцию ускорения также можно представить в виде разложения в ряд Фурье $\dot{v}(t) = v_m \cdot (a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(n\omega t) + b_n \sin(n\omega t))$, (22)

где частота ω величина обратная периоду колебаний электрона T в потенциальной ячейке $\omega = \frac{2\pi}{T}$.

Спектр излучения атомов будет результатом произведения двух рядов Фурье, (16) и (22) что, возможно, и определяет мультиплетность спектральных линий рентгеновского излучения атомов.

Оптический спектр излучения атомов наблюдается при возбуждении внешних валентных электронов атома.

Валентные электроны атомов располагаются в потенциальной яме атомного остатка. Потенциальная яма не симметрична в радиальном сечении. Внутренняя стенка ее, со стороны ядра крутая, ограниченная электронами предыдущего слоя, внешняя полого, определяется кулоновским потенциалом ядра, которое убывает пропорционально r^{-1} .

Потенциальная яма, открыта во внешнем к атому направлении для радиальных колебаний электрона в кулоновском потенциале ядра [3].

Порядок глубины потенциальной ямы однажды ионизированных атомов, складывается один-два десятка эВ. Минимальная глубина потенциальной ямы однажды ионизированных атомов составляет 3.88 эВ для атома цезия, максимальная 24.45 эВ для атома гелия [3].

Энергия их связи 3.88-24.45 эВ, соответствует наблюдаемым частотам оптического и ультрафиолетового диапазона.

Потенциальная функция простейшего атома водорода, состоящего из одного протона и электрона, образует потенциальную яму.

Внутренняя стенка потенциальной ямы крутая, её потенциал изменяется от нулевого значения при $r = \ell$, до -13,6 эВ при $r = 2\ell$.

Внешняя стенка потенциальной ямы пологая, её потенциал изменяется обратно пропорционально расстоянию от максимального отрицательного значения -13,6 эВ при $r = 2\ell$, до нуля на бесконечности.

Потенциал ядра атома водорода на участке $\ell \leq r \leq 12\ell$, приведен ниже

$$r = \ell; 2\ell; 3\ell; 4\ell; 5\ell; 6\ell; 7\ell; 8\ell; 9\ell; 10\ell; 11\ell; 12\ell.$$

$$U = 0; -13,6; -12,1; -10,2; -8,7; -7,5; -6,7; -6,0; -5,4; -4,9; -4,5; -4,2.$$

Электрон, падая на ядро с бесконечности, с начальной нулевой скоростью, в точке максимальной глубины потенциальной ямы $r = 2\ell$, будет иметь кинетическую энергию порядка 13,6 эВ, что соответствует скорости

$$v = \left(\frac{2w}{m}\right)^{0.5} = ac.$$

Полагая, что торможение электрона происходит на участке $2\ell \leq r \leq \ell$, с резким изменением потенциала $-13,6 \leq U \leq 0$, с постоянным ускорением, где скорость убывает линейно, можно записать $\ell = 0,5vt$, откуда

$$t = \frac{\ell}{0,5v} = \frac{\ell}{0,5ac}$$

Ускорение будет равно отношению скорости к времени торможения

$$\dot{v} = \frac{v}{t} = \frac{0,5a^2c^2}{\ell}.$$

Энергия, излучаемая в единицу времени, равна $N = e^2 \dot{v}^2 / 3c^3$. Умножая её на время торможения,

найдем энергию, которую теряет электрон атома водорода на крутом участке потенциала $\ell \leq r \leq 2\ell$, где $-13,6 \leq U \leq 0$

$$W = Nt = \frac{e^2 \dot{v}^2}{3c^3} t = \frac{e^2}{3c^3} \left(\frac{0,5a^2c^2}{\ell}\right)^2 \frac{\ell}{0,5ac} = \frac{0,25e^2 a^3 c^3}{\ell} \frac{1}{3c^3} = \frac{0,25e^2 a^3}{\ell} \frac{1}{3} = \frac{1}{3} \alpha^4 W_H.$$

Где: $W_H = \frac{0,25e^2}{\ell}$ – энергия связи атома водорода [6]

Для грубой оценки потерь энергии на излучение в Кулоновском потенциале атома, аппроксимируем его линейно возрастающей функцией от минимального потенциала водорода -13,6 эВ до нуля на расстоянии порядка $r = \ell \alpha^{-1} \approx 137 \ell$.

Энергию, излучения найдем, подставив в знаменатель последнего равенства в место $r = \ell$ расстояние $r = \ell \alpha^{-1}$

$$W = \frac{0,25e^2 a^3}{\ell \alpha^{-1} 3} = \frac{1}{3} \alpha^4 W_H.$$

Потери энергии на излучение за один период колебаний электрона в атоме водорода равны удвоенной сумме излучения на внутреннем крутом и внешнем пологом склоне потенциальной ямы

$$W = 2 \left(\frac{1}{3} \alpha^3 W_H + \frac{1}{3} \alpha^4 W_H \right) = \frac{2}{3} (\alpha^3 + \alpha^4) W_H.$$

Учитывая, что $\alpha^3 \approx 4 \cdot 10^{-7}$, электрон атома водорода за один цикл колебаний теряет всего одну миллионную своей энергии, он совершит более миллиона колебаний, прежде чем излучит всю энергию. Это при линейном приближении излучения, но поскольку потери энергии происходят по экспоненциальному закону, число колебаний будет несравненно больше.

Приближенные, расчеты позволяют считать колебания электрона в атоме, в достаточной мере, периодическими. И, как результат, следует ожидать линейчатый спектр излучения во время релаксации возбужденного валентного электрона атома.

Амплитуда радиальных колебаний валентного электрона, разреженного газа в случае его возмущения ничем не ограничивается, и может во много раз превосходить размеры атома.

При плотности газа один атом на см^3 , амплитуда свободных колебаний внешнего электрона может достигать 1 см. Аргумент функций Бесселя при этом, будет примерно равен

$$x \approx \pi \frac{v_m \cdot r_m}{c \cdot \Lambda} \approx \pi \alpha \frac{1}{2,42 \cdot 10^{-10}} = 9,46 \cdot 10^7.$$

Для аргумента $x > 10^7$ количество функций Бесселя с амплитудой отличной от нуля будет, примерно того же порядка [5]. Можно предположить, что при такой плотности газа и достаточно высокой степени возбуждения электрона атома, не превышающего энергию ионизации, Фурье разложение динамического поля электрона [7] может иметь примерно такое же число $\sim 10^7$ гармонических составляющих $k \approx 10^7$.

Из анализа функций Бесселя следует, что полный спектр излучения атомом возможен при больших амплитудах свободных радиальных колебаний электрона, отвечающих условию $x \gg 1$. Это правило подтверждается экспериментально наблюдениями. Полная картина спектра наблюдается только в излучении сильно разреженных газов [8].

Потенциальная «яма» атома водорода согласно [9] в радиальном направлении несимметрична. Внутренняя стенка со стороны ядра крутая. Потенциал её от +0,783 мэВ, до -13,6 эВ изменяется пропорционально $1/r^2$. Кинетическая энергия электрона в этой области также следует зависимости $1/r^2$.

Внешняя стенка пологая. Потенциал её от максимального отрицательного значения -13,6 эВ возрастает в обратной зависимости расстояния от ядра, достигая нулевого значения на бесконечности.

В потенциальной яме с радиальной не симметрией колебания электрона $r(t)$ будут периодическими, но не гармоническими [7]. Поэтому гармоническую функцию $\dot{v}(t) = \dot{v}_m \cos \omega t$ ускорения электрона следует заменить периодической функцией $f_{\dot{v}}(t)$, с периодом T , равным промежутку времени между одинаковыми значениями фазы ускорения электрона, разложив её в ряд Фурье с частотой $\omega = 2\pi/T$,

$$f_{\dot{v}}(t) = 0,5a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos n\omega t + b_n \sin n\omega t);$$

$$a_0 = \frac{1}{2T} \int_{-T}^T f_{\dot{v}}(t) dt,$$

$$a_n = \frac{1}{2T} \int_{-T}^T f_{\dot{v}}(t) \cos n\omega t dt,$$

$$b_n = \frac{1}{2T} \int_{-T}^T f_{\dot{v}}(t) \sin n\omega t dt. \tag{23}$$

Постоянная составляющая периодической функции равна нулю, $a_0 = 0$

Согласно формулам сложения синуса и косинуса одного аргумента, Фурье разложение ускорения электрона можно записать более компактно:

$$f_{\dot{v}}(t) = -\sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos n\omega t + b_n \sin n\omega t) = -\sum_{n=1}^{\infty} d_n \cos(n\omega t - \theta_n), \tag{24}$$

где: $d_n = (a_n^2 + b_n^2)^{0,5}$, $\theta_n = \arcsin(b_n/d_n)$,

Поле излучения (1), описываемое произведением амплитуды излучения E_a , функции колебаний динамического поля электрона $\psi E(t)$ и зависимости ускорения от времени $f_{\dot{v}}(t)$ будет содержать произведение двух рядов Фурье:

$$E = E_a f_{\dot{v}}(t) \psi E(t), \text{ где } f_{\dot{v}}(t) = -\sum_{n=1}^{\infty} d_n \cos(n\omega t - \theta_n).$$

$$\psi E(t) = 2 \sum_{k=1}^{\infty} [0,5 J_0(x) \cos \Omega_1 t + J_{2k}(x) [\cos(\Omega_1 + 2k2\omega)t + \cos(\Omega_1 - 2k2\omega)t] + J_{2k-1}(x) [\sin(\Omega_1 + (2k-1)2\omega)t + \sin(\Omega_1 - (2k-1)2\omega)t]]. \tag{25}$$

Произведение рядов Фурье (25), частоты гармоник которых роятся по величине, образует спектр, в виде серий. Линии в сериях отделены промежуткам между гармониками одного ряда. Серии разделены промежутками между гармониками второго ряда.

В качестве примера рассмотрим произведение двух гармоник ряда f_1 с индексом k в аргументе $\sin k\omega t$, $\sin 2k\omega t$ и двух гармоник ряда f_2 с индексом n в аргументе $\sin n\omega t$, $\sin 2n\omega t$:

$$f_1 \times f_2 = (\sin k\omega t + \sin 2k\omega t) \times (\sin n\omega t + \sin 2n\omega t) = 0,5\{[\sin(k+n)\omega t + \sin(k-n)\omega t + \sin(k+2n)\omega t + \sin(k-2n)\omega t] + [\sin(2k+n)\omega t + \sin(2k-n)\omega t + \sin(2k+2n)\omega t + \sin(2k-2n)\omega t]\}.$$

Произведение их даёт две серии. Первая серия с индексом k в аргументе, первые квадратные скобки; вторая с индексом $2k$, вторые квадратные скобки.

Серии разделены промежутком частот равным произведению разности индексов $2k$ и k на частоту разложения $(2k - k)\omega = k\omega$.

Промежутки между линиями в сериях равны произведению разности индексов $2n$ и n на частоту разложения $(2n - n)\omega = n\omega$.

При условии, что индекс k больше индекса n , промежутки $k\omega$ между сериями значительно больше, чем промежутки $n\omega$ между линиями в сериях. Схематично это отображает рис. 3

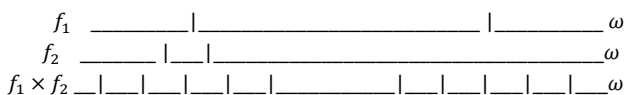


Рис. 3. Серийная структура перемножения Фурье рядов, где: f_1, f_2 – гармоника перемножаемых рядов, $f_1 \times f_2$ – серии гармоник, их произведения

Ускорение колебаний электрона равно возвращающей силе делённой на массу электрона [7]

$$\ddot{r} = r\omega^2 = F_{e,p}/m = re^2 \left(\frac{1}{r^3} - \frac{2\dot{r}}{r^4} \right) / m.$$

При амплитуде колебаний электрона r больше радиуса связи $r \gg 2\ell$, вычитаемым $2\dot{r}/r^4$ в формуле ускорения можно пренебречь, в результате получаем

$$r\omega^2 \approx e^2/r^2 m.$$

Откуда находим, что частота колебаний электрона, в грубом приближении, обратно пропорциональна степени 1,5 амплитуды колебаний электрона r ,

$$\omega(r) \approx e/m^{0,5} r^{-1,5} \tag{26}$$

Частота составляющих спектра (16) динамического поля равна произведению их номера k на частоту колебаний электрона $\omega_k = k \cdot \omega$. Номер составляющих, или индекс функции Бесселя k , согласно [7], соответствует величине аргумента $x = \pi \frac{v}{c} \cdot \frac{r}{\Lambda}$, пропорционального амплитуде колебаний электрона r .

Число гармонических составляющих, и их частота уменьшается с уменьшением амплитуды колебаний электрона пропорционально уменьшению индекса k . Спектр сужается в сторону низких частот.

Но расстояния между линиями $\Delta\omega$, равные разности гармоник, с уменьшением амплитуды колебаний электрона, возрастают пропорционально увеличению частоты колебаний электрона $\omega(r)$, которая обратно пропорциональной степени 1,5 амплитуды колебаний электрона

$$\Delta\omega = k \cdot \omega(r) - (k+1) \cdot \omega(r) \approx e/m^{0,5} r^{1,5} \propto r^{-1,5}. \tag{27}$$

Это действительно прослеживается в наблюдаемых оптических спектрах атомов. Промежутки между спектральными линиями, равные приращению частоты $k\omega(r)$ возрастают с уменьшением номера линии. Плотность спектральных линий в сериях возрастает с увеличением их номера. Рис. 4.

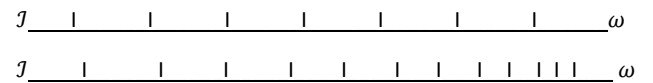


Рис. 4. Верхняя диаграмма – разложение в спектр (16) при постоянной частоте колебаний электрона $\omega = \text{const}$. Нижняя – частота колебаний электрона обратно пропорциональна степени 1,5 амплитуды $\omega(r) \propto r^{-1,5}$

Функции Бесселя являются коэффициентами гармонических составляющих спектра излучения атома. Амплитуда спектральной составляющей пропорциональна амплитуде функции Бесселя $E_k \propto J_k$. Интенсивность излучения пропорциональна квадрату амплитуды, а значит, квадрату функции Бесселя

$$I_k \propto E_k^2 \propto J_k^2.$$

Для значения аргумента x на много превосходящего порядок функции Бесселя, $x \gg k$, её амплитуда пропорциональна значению аргумента x в степени минус одна вторая, $|J_k(x \gg k)| \propto x^{-0,5}$ [5].

Отсюда следует, что интенсивность спектральных линий убывает с увеличением их номера, т.е. с увеличением частоты. Амплитуда и интенсивность высших гармоник ниже сравнительно амплитуды и интенсивности низших гармоник.

Эта закономерность проявляется в монотонном снижении интенсивности спектральных линий в сторону высоких частот в пределах серий наблюдаемых оптических спектров атомов.

Максимальная интенсивность излучения колебаний, пропорциональная квадрату ускорения электрона, по причине ортогональности функций скорости и ускорения происходит при скорости электрона приближающейся к нулевому значению. Составляющая частоты излучения ω_v , вызван-

ная девиацией частоты динамического поля равна нулю, и частота излучения содержит только две составляющие частоты Ω_0 и частоту колебаний электрона ω .

Низкочастотные составляющие наблюдаемого спектра излучения попросту равны частоте колебаний электрона. А первая гармоника головной серии, имеющая максимальную интенсивность, равная частоте колебаний электрона является резонансной частотой атома.

Интенсивность излучения атома и рассеяние, падающего на атом излучения на резонансной частоте максимальны. Вследствие этого при пропускании монохроматического света, сквозь пары вещества в его спектре наблюдается тёмная полоса поглощения, соответствующая резонансной частоте атома.

Сложение амплитуд излучения большого числа атомов в процессе его распространения образует волновые пакеты, с частотами соответствующими составляющим излучения.

Фазовая скорость волны динамического поля зависит от отношения частоты волны к наблюдаемой частоте волны [10],

$$v_\phi = \frac{\Omega}{k} = c \frac{\Omega}{\omega},$$

поэтому пакеты расплываются по пути распространения, но с такой же вероятностью могут группироваться снова на определённом расстоянии от положения предыдущего, расплывшегося пакета. Плотность их пропорциональна плотности потока энергии излучения.

Волновые пакеты, и зависимость энергии, которую может приобрести электрон в волне динамического поля от наблюдаемой частоты волны согласно [11] создают эффект квантов энергии излучения

$$W_k = W_0 \frac{\omega}{\Omega_0}.$$

Основные характеристики спектра наблюдаемых частот динамического поля излучения электрона атома водорода, в процессе релаксации, адекватны характеру экспериментально наблюдаемого спектра атома водорода:

- зависимость спектра от амплитуды свободных колебаний электрона,
- серийная структура спектра излучения,
- уменьшение промежутков между линиями высокочастотных гармоник,
- снижение интенсивности линий высокочастотных гармоник,
- пакетная структура излучения, создающая эффект квантов.

Точные границы спектра атома водорода скрадываются снижением интенсивности излучения на граничных частотах. Но в грубой оценке они совпадают с экспериментально наблюдаемыми частотами [12]

$$\nu_{max} = \frac{1}{2\pi} \Omega_0 \frac{W_H}{W_0} \approx 3.28989 \cdot 10^{15}, \lim \nu_{min} \rightarrow 0.$$

Спектры излучения многоэлектронных атомов, потенциальные ямы, которых, в отличие от атома водорода зависят от всех трёх сферических координат привязанных к атому [13], в определённой мере следуют закономерностям свойственным атому водорода с некоторыми поправками и дополнениями.

Таким образом, динамическое представление поля электрона позволяет качественно объяснить

характерные особенности спектра экспериментально наблюдаемых частот излучения атома водорода, с позиций классической электродинамики. Получение количественных результатов согласующихся с данными с экспериментальной физики наблюдаемыми прерогатива теоретиков.

Ускорения электронов во всевозможных взаимодействиях: тепловые колебания, колебания под действием электромагнитных излучений и прочие, на три порядка выше, ускорений атомов и ионов участвующих в этих процессах

$$\frac{\dot{v}_e}{\dot{v}_a} = \frac{M_a}{m_e} \approx 10^3.$$

Соответственно интенсивности излучений электронов в этих процессах, пропорциональные квадрату ускорения, на шесть порядков превосходят интенсивности излучения ионов атомов

$$\frac{I_e}{I_a} \propto \left(\frac{\dot{v}_e}{\dot{v}_a}\right)^2 \approx 10^6.$$

По этой причине следует ожидать, что все наблюдаемые излучения, исключая гамма-излучения ядер, испускаются электронами. К ним с большой долей вероятности следует отнести и тепловое излучение нагретых тел.

Тепловое излучение нагретых тел имеет непрерывный спектр. Объёмная спектральная плотность излучения нагретого тела отвечает формуле Планка

$$\rho_\nu = \frac{W_\nu}{V d\nu} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}.$$

Частоте излучения ν , согласно (3), соответствует, кинетическая энергия излучающего электрона

$$W_k = W_0 \frac{2\pi\nu}{\Omega_0}$$

После подстановки в формулу постоянной Планка в виде отношения энергии покоя электрона к его частоте, [1] $h = \frac{m_0 c^2}{\Omega_0}$, и частоты излучения электрона, выраженной через кинетическую энергию излучающего электрона $\nu = \frac{\Omega_0 W_k}{2\pi m_0 c^2}$, составляющие формулы спектральной плотности Планка заметно изменяют свою смысловую нагрузку

$$\rho_\nu = 8\pi \frac{W_k}{\lambda^3 \nu} \cdot \frac{1}{\exp(W_k/kT) - 1}. \quad (27)$$

Первый множитель приобретает смысл объёмной плотности энергии излучающих электронов, которая соответствует наблюдаемой частоте излучения ν ,

$$\rho_\nu = 8\pi \frac{W_k}{\lambda^3 \nu}.$$

Второй множитель приобретает смысл распределения электронов по кинетическим энергиям, соответствующего температуре нагретого тела T ,

$$\sigma = \frac{1}{(\exp(W_k/kT) - 1)}.$$

Преобразованная таким образом формула спектральной плотности излучения, описывающая сплошной спектр излучения нагретого тела в зависимости от его температуры, теряет квантовую значимость, она не содержит квантов энергии $\epsilon_0 = h\nu$, предполагаемых гипотезой Планка.

В статье изложены основы классического объяснения наблюдаемых спектров излучения атомов, которые даёт динамическое поле электрона, и которые могут принести новые возможности для более глубокого познания материального мира.

Список літератури:

1. Попенко В. Й. Динамічне поле електрона. Тези для наукової конференції «Актуальні питання сучасної науки» 2014.
2. Попенко В. Й. Частота електрона. Тези для наукової конференції «Актуальні питання сучасної науки» 2014.
3. Фейнмановские лекции по физике. Задачи и упражнения с ответами и решениями. Издательство «МИР» 1969.
4. Попенко В. Й. Багато електронні атоми. Тези для наукової конференції «Актуальні питання сучасної науки» 2015.
5. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике Издательство «Наука» 1973.
6. Попенко В. Й. Статичний атом. «Молодой ученый» 2015.
7. Степанець Ю. А., Попенко В. Й. Динамічне поле і рентгенівське випромінювання атомів. Тези для наукової конференції «Актуальні питання сучасної науки» 2015.
8. Фриш С. Е. Оптические излучения атомов. «Государственное издательство физико-математической литературы М» 1963.
9. Попенко В. Й. Атом водню. Тези для наукової конференції «Актуальні питання сучасної науки» 2015.
10. Степанець Ю. А., Попенко В. Й. Електромагнітна хвиля в динамічному представленні поля електрона. Тези для наукової конференції «Перспективи розвитку сучасної науки» 2014.
11. Степанець Ю. А. Попенко В. Й. Електрон в хвилі динамічного поля. Тези для наукової конференції «Перспективи розвитку сучасної науки» 2014.
12. Степанець Ю. А. Попенко В. Й. Динамічне поле і оптичне випромінювання атомів. Тези для наукової конференції «Актуальні питання сучасної науки» 2015.
13. Попенко В. Й. Доповнення до архітектури атомів. Тези для наукової конференції «Актуальні питання сучасної науки» 2015.

Попенко В.Й., Степанець Ю.А.

Науково-виробнича корпорація
«Київський інститут автоматки»

ВИПРОМІНЮВАННЯ ЕЛЕКТРОНІВ

Анотація

При динамічному представленні поля електрона усі спостережувані випромінювання його, що мають безперервний або дискретний спектр: гальмівне рентгенівське випромінювання, рентгенівське характеристичне випромінювання атомів, оптичне випромінювання атомів, теплове випромінювання нагрітих тіл відбуваються відповідно до законів класичної електродинаміки.

Ключові слова: електрон, атом, випромінювання, спектр, енергія, частота.

Popenko V.I., Stepanets Yu.A.

Scientific and Production Corporation
«Kyiv Institute of Automation»

ELEKTRON RADIATION

Summary

Given dynamic presentation of the field of electron, all its visible radiations having a continuous or discrete spectrum take place in accordance with the laws of classic electrodynamics: continuous X-ray radiation, X-ray characteristic atom radiation, optical atom radiation, thermal radiation of the heated bodies.

Keywords: electron, atom, radiation, spectrum, energy, frequency.