Попенко В.Й.
Науково-виробнича корпорація «Київський інститут автоматики»

ЗАГАДКА КОМПТОНІВСЬКОЇ ДОВЖИНИ ХВИЛІ ЕЛЕКТРОНА

Анотація
В результаті детального аналізу Комптонівської довжини хвилі електрона, виявлена логічно пов'язана з нею частота електрона Ωо. Приведені факти прояву частоти Ωо у взаємодіях електрона, і зв'язок частоти випромінювань електрона з частотою Ωо Вказана можливість виявити нові невідомі властивості електрона, пов'язані з частотою електрона Ωо.
Ключові слова: електрон, Комптонівська довжина хвилі електрона, анігіляція, випромінювання, хвилева функція.

Popenko V.I.
Scientifically Productive Corporation «Kyiv Institute of Automation»

MYSTERY OF COMPTON WAVELENGTH OF THE ELECTRON

Summary
As a result of the detailed analysis of the Compton wavelength of the electron, the frequency of electron Ωo was found out. Facts of display of frequency Ωo in co-operations of electron, and connection of frequency of radiations of electron with frequency Ωo are provided. Possibility to find out the new unknown properties of electron, related to frequency of Ωo is noted.
Keywords: electron, Compton wavelength of the electron, annihilation, radiation, wave function.

УДК 539:124

ПОЛЕ ЭЛЕКТРОНА В ДИНАМИЧЕСКОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ

Попенко В.И.
Научно-производственная корпорация «Киевский институт автоматики»

Для объяснения характеристики электрона частота электрона предложена идея динамического поля электрона. Указаны причины, затрудняющие экспериментальное наблюдение динамичности поля электрона. Приведены факты, доказывающие динамическую сущность поля электрона. Рассмотрены возможные перспективы развития идеи динамического поля электрона и заряженных частиц в современном естествознании.
Ключевые слова: поле электрона, комптоновская длина волны электрона, аннигиляция, электродинамика, излучение, электромагнитные волны.

В статье «Загадка Комптоновской длины волны электрона» в результате анализа Комптоновской длины волны электрона и её свойств, установлена новая характеристика частота электрона, как классическое отношение скорости света к Комптоновской длине волны $\Omega_0 = 2\pi\frac{c}{\Lambda}$ и поставлен вопрос какова физическая сущность этой новой характеристики электрона [1].

Ответ на поставленный вопрос может быть найден из анализа следующих фактов.

По мнению некоторых известных физиков прошлого столетия, в частности, Макса Борна, энергия и масса электрона имеют электромагнитную природу [2].

Предположение об электромагнитной природе энергии электрона, подтверждает явление аннигиляции электрона с позитроном с испусканием γ-фотонов частоты Ω_0, [3].

Фото рождение электрон – позитронной пары в результате взаимодействия γ-фотонов частоты Ω_0, также может служить подтверждением электромагнитной природы энергии электрона.

Факты, подтверждающие электромагнитную природу энергии электрона, странным образом связаны с характеристикой частота электрона Ω_0, [4].

Частота электрона Ω_0, как отмечалось [1] фигурирует как параметр всех наблюдаемых частот излучения электронов.

Перечисленные факты и их связь с частотой электрона, позволяют предположить, что заряд электрона, и его электрическое поле, а также магнитный момент и магнитное поле соответствующее ему не статические, а динамические и гармонически изменяются во времени с частотой электрона Ωо, [5].

Таким образом, физический смысл частоты электрона Ωо состоит в том, что заряд электрона и его поле не статические, а динамические, гармонически изменяются во времени с частотой Ωо

$$q_e = -e\psi(t) = -e\exp i(\Omega_o t + \varphi_0);\quad \boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_r\,\psi(t) = \boldsymbol{r}\frac{-e}{r^3}\exp i(\Omega_o t + \varphi_0). \quad (1)$$

Знак заряда определяет начальная фаза колебаний динамического поля φ_0. Для положительного заряда её значение равно нулю, $\varphi_0 = 0$. Для отрицательного заряда равно π,

$$+q=q\exp(i\Omega ot),\ \varphi_0 = 0;\ -q=q\exp(i\Omega ot\pm\pi),\ \varphi_0=\pi. \quad (2)$$

Колебания динамического поля зарядов одного знака синфазные. Зарядов противоположного знака – противофазные.

Идея динамического поля электрона может быть принята только в том случае, если существует объяснение причинам, по которым, динамическая зависимость электрического поля не была замечена и не установлена ранее.

Объяснение их следующие. Ни электрический заряд q, ни электрическое поле E и его потенциал φ в отдельности не являются измеримыми величинами.

Чтобы измерить произвольный заряд q, его необходимо поместить в калиброванное электрическое поле E, φ, измерить энергию заряда в этом поле W, или силу F, действующую на заряд, и по известным зависимостям вычислить величину этого заряда $q = \frac{W}{\varphi}$, или $q = \frac{F}{E}$.

Для измерения электрического поля E, φ, необходимо поместить в него заряд q (желательно калиброванный), произвести те же измерения и, также вычислить искомые величины $\varphi = \frac{W}{q}$, или $E = \frac{F}{q}$.

Можно измерить движение заряда со скоростью v в магнитном поле H, выполнить вычисления с использованием формулы $F = \frac{q}{c} v \times H$.

Измеримы не электрические заряды и поля, а взаимодействия зарядов с электрическими и магнитными полями.

Неизмеримые электрические величины могут быть комплексными и описываться комплексными функциями $(q_e, \varphi, E) \propto \exp(i\Omega_o t)$..

Измеримыми могут быть только вещественные величины являющиеся следствием взаимодействия между электрическим полем и зарядами, вычисляемые путём бинарных операций умножения над неизмеримыми величинами $W \propto q_e \times \varphi;\ F \propto q_e \times E$.

Квадрат модуля комплексной величины равен произведению её комплексно сопряженных значений, поэтому для комплексных зарядов и полей справедливы формулы $W = 0.5(q \cdot \varphi^* + q^* \cdot \varphi)$, $F = 0.5(q \cdot E^* + q^* \cdot E)$, где q, φ, E и q^*, φ^*, E^* – комплексные величины и их комплексно сопряженные значения. Этими формулами мы и будем пользоваться далее.

Конечный результат операций умножения над не измеримыми, динамическими функциями поля электрона, которые дают измеримые, наблюдаемые величины, не содержит зависимости от времени и частоты, в то время, как производящие их динамические функции поля зависят от времени и частоты. Это подтверждают следующие примеры.

Энергия динамического поля электрона, гармонически зависящего от времени с частотой Ωо, не содержит зависимости от времени и частоты Ωо, и равна энергии, вычисляемой при статическом представлении поля электрона

$$W_o = \frac{q_e\, q_e^*}{r_e} = \frac{e^2}{r_e}\exp(i\Omega_o t)\ \exp(-i\Omega_o t) = \frac{e^2}{r_e}, \qquad (3)$$

где $q_e = -e\ exp(i\Omega o\ t)$ и $q_e^* = -e\ exp(-i\Omega o\ t)$ – заряд электрона в динамическом представлении и его комплексно сопряженное значение, r_e – так называемый, классический радиус электрона.

Потенциальная энергия покоящегося электрона в динамическом поле стороннего покоящегося заряда $q = q \cdot expi\Omega o\ t$, так же не содержит зависимости от времени и частоты Ωо

$$W_{eq} = 0{,}5\ (\varphi q_e^* + \varphi^* q_e) =$$

$$= 0{,}5\ (-e)\varphi[\exp(i\Omega_o t)\exp(-i\Omega_o t) + \exp(-i\Omega_o t)\exp(i\Omega_o t)] = -e\varphi. \qquad (4)$$

Где: $\varphi = \varphi\ exp(i\Omega o\ t)$ и $\varphi^* = \varphi\ exp(-i\Omega t)$ – потенциал динамического поля заряда в точке локализации электрона и его комплексно сопряженное значение, φ_q – модуль потенциала заряда q.

Сила F_{eq}, действующая на электрон в динамическом поле покоящегося заряда E, также равна значению, вычисляемому из статического представления поля электрона

$$F_{eq}=0{,}5(Eq_e^*+E^*q_e)=0{,}5\ (-e)\ E\ [exp(i\Omega o\ t)exp\ (-i\Omega o\ t)+ +exp\ (-i\Omega o\ t)\ exp\ (i\Omega o\ t)] = -e\ E. \qquad (5)$$

Где: $E = E\ exp(i\Omega o\ t)$ и $E^* = E\ exp(-i\Omega o\ t)$ – вектор динамического электрического поля в точке локализации электрона и его комплексно сопряженное значение.

Если заряд q, в поле которого находится электрон, совершает гармонические колебания с частотой ω < Ωо, частота динамического поля заряда, кроме частоты покоя электрона Ωо, будет содержать и частоту колебаний заряда ω,

$$E_q \propto E\exp(i\Omega_o t)\exp(i\omega t) = \mathrm{E}\ \exp[i(\Omega_o + \omega)t] = \mathrm{E}\ \exp(i\Omega t). \qquad (6)$$

На электрон в динамическом поле (6) этого заряда будет действовать сила, гармонически зависящая от времени с частотой колебаний заряда q

$$F=0{,}5\ (q_e\ E_q^*+q_e^*\ E_q)=$$

$$=-e\ E\ 0{,}5\ [exp(i\Omega o\ t)\ exp(-i\Omega t)+exp(-i\Omega o\ t)\ exp(i\Omega t)]=$$

$$=-e\ E\ 0{,}5\ [exp(-i\omega t)+exp(i\omega t)]=-e\ E\ cos\omega t, \qquad (7)$$

где $E_q = E\ exp(i\Omega t)$ и $E_q^* = E\ exp(-i\Omega t)$ – динамическое поле заряда в точке локализации электрона и его комплексно сопряженное значение.

Частота действия силы на электрон в динамическом поле колеблющегося заряда ω, равна разности частоты динамического поля заряда Ω и частоты динамического поля покоящегося электрона Ωо, то есть частоте колебаний заряда

$$\Omega - \Omega o = (\Omega o + \omega) - \Omega o = \omega. \qquad (8)$$

Если в динамическое поле заряда $Eq = E\ exp\ (i\Omega t)$, с частотой $\Omega = \Omega o + \omega$ поместить проводник, в нем возникнет э.д.с. Эта э.д.с. может быть измерена электротехническими средствами. Измеримой или наблюдаемой частотой этой э.д.с. будет частота ω, равная частоте действия силы (7) на электроны проводника.

Частота колебаний динамического поля заряда Ω и частота динамического поля электрона Ωо во взаимодействии электронов с динамическим полем не проявляются, т.е. не наблюдаемы.

Наблюдаемой частотой воздействия на покоящийся электрон динамического поля, частота которого Ω отличается от частоты динамического поля покоящегося электрона Ωо, является разность их частот

$$\omega_H = \Omega - \Omega o. \qquad (9)$$

Колебания динамического поля с частотой Ωо или Ω можно было бы наблюдать непосредственно, если бы существовала частица со статическим электрическим зарядом, наблюдаемое взаимодействие которой с динамическим полем происходило бы на частотах Ωо или Ω.

Но поскольку единственным, существующим прибором, для тестирования электрического поля, является электрон с его динамическим электрическим полем, доступны наблюдению только разностные частоты исследуемого поля Ω и электрона Ωо, с наблюдаемой частотой $\omega_H = \Omega - \Omega o$.

Можно полагать доказанным, что в разнообразных электрических измерениях динамическая сущность электрического поля электронов, если она существует, не проявляется, не наблюдаема. В этом, очевидно, кроется причина того, что динамическая сущность электрического поля заряженных частиц не была установлена своевременно.

Неподвижные заряды не излучают, излучают только движущиеся с ускорением заряды, при этом излучение поля должно происходить на частоте динамического поля излучающего электрона, частота которого, согласно (7), [4] зависит от квадрата скорости его движения

$$\Omega = \Omega_o\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-0{,}5} \approx \Omega_o + 0{,}5\frac{v^2}{c^2}\Omega_o$$

В результате наблюдаемая частота излучения электрона (9) будет зависеть от квадрата скорости его движения, или его кинетической энергии

$$\omega_н = \Omega - \Omega_0 = \Omega_o + 0{,}5\frac{v^2}{c^2}\Omega_o - \Omega_0 = 0{,}5\frac{v^2}{c^2}\Omega_o = \frac{W_k}{W_0}\Omega_o. \quad (10)$$

Зависимость наблюдаемых частот излучений электронов от квадрата скорости или от их кинетической энергии и частоты динамического поля покоящегося электрона Ωо является убедительнейшим доказательством динамической сущности поля электрона.

Длина волны динамического поля частоты Ω равна отношению скорости света к наблюдаемой частоте волны $\omega_н$,

$$\lambda = 2\pi\frac{c}{\omega_н} = 2\pi\frac{c}{\Omega - \Omega_0}, \quad (11)$$

Откуда вытекает следствие: динамическое поле частоты Ωо не может иметь периодическую структуру в пространстве, поскольку длина волны его стремится к бесконечности

$$\lambda_{(\Omega - \Omega_0)} = 2\pi\, lim_{(\Omega \to \Omega_0)}\frac{c}{\Omega - \Omega_o} \to \infty.$$

Из дифференциальных уравнений динамического поля следует, что амплитуда динамического поля движущегося электрона в направлении движения обретает волновую структуру [6]

$$E = E_r\, exp\; i\,(\Omega t - kx) = E\,\psi\,(t,x). \quad (12)$$

Где: $\Omega = \Omega_o(1-\frac{v^2}{c^2})^{-0{,}5} \approx \Omega_o + 0{,}5\frac{v^2}{c^2}\Omega_o = \Omega_o + \omega_v$, $k = \frac{\Omega v}{c^2}$.

Подставляя $\Omega = mc^2/\hbar$, из волновой функции динамического поля получим волновую функцию электрона квантовой физики, амплитуды, которых E и A имеют разные значения

$$\psi(t,x) = \exp i\,(\Omega t - kx) = \exp i\,(\frac{mc^2}{\hbar}t - \frac{mv}{\hbar}x). \quad (13)$$

Этот факт также свидетельствует в пользу динамической сущности поля электрона. Адекватность волновой функции динамического поля и волновой функции доказана в [7].

Из анализа дифференциальных уравнений следует, что точная зависимость частоты динамического поля движущегося электрона отвечает формуле $\Omega' = \Omega_o(1-\frac{v^2}{c^2})^{-1}$, которая соответствует требованию инвариантности динамического заряда электрона. Как отмечалось в докладе «Инвариантность заряда электрона» в собственной системе координат электрона частота колебаний динамического поля всегда равна Ωо [8]. Фаза колебаний динамического заряда, располагающегося в начале собственной системе координат точке $x' = 0$ равна $\varphi = \varphi_0 = \Omega o\ t$, что, соответствует постоянству знака взаимодействия заряда с внешним динамическим полем [8].

Плоская электромагнитная волна в динамическом представлении поля

$$E(x,t) = E_m \exp i(\Omega t \pm kx),\ \text{где}\ \Omega = \Omega_o + \omega_н,\ k = \frac{\Omega - \Omega_o}{c} = \frac{\omega_н}{c} \quad (14)$$

детально описана в одноименном докладе [9].

Взаимодействие электронов в динамическом представлении поля со сторонним динамическим полем имеет некоторые характерные отличия от взаимодействия электронов в статическом представлении поля [10].

В волне динамического поля с наблюдаемой частотой ω электрон может приобрести скорость соответствующую индифферентному движению в волне [10]

$$v_u = c\,(\omega/\Omega_0)^{0.5}. \quad (15)$$

И, соответственно кинетическую энергию, которая согласно (13), [10] равна энергии покоя электрона умноженной на отношение наблюдаемой частоты волны к частоте динамического поля покоящегося электрона

$$W_k = 0{,}5mv_и^2 = 0{,}5mc^2 \cdot 2\,\frac{\omega}{\Omega_0} = m_0c^2\frac{\omega}{\Omega_0} = W_0\,\frac{\omega}{\Omega_0}. \quad (16)$$

Подставляя отношение энергии электрона к частоте равное постоянной Планка $W_0/\Omega_0 = \hbar$, получим зависимость энергии электрона (16) адекватную энергии фотона с частотой ω

$$W_k = W_0\,\frac{\omega}{\Omega_0} = \hbar\omega. \quad (17)$$

Двигаясь с ускорением, электрон излучает на частоте собственного динамического поля.

Зависимость динамического поля электрона от скорости его движения

$$\Omega = \Omega_o(1-\frac{v^2}{c^2})^{-1} \approx \Omega_o - \frac{v^2}{c^2}\Omega_o,$$

является причиной того, что наблюдаемые частоты его излучения (9) зависят от квадрата скорости движения электрона

$$\omega_н = \Omega - \Omega_o = \Omega_o - \frac{v^2}{c^2}\Omega_o - \Omega_o = \frac{v^2}{c^2}\Omega_o, \quad (18)$$

или, попросту говоря, пропорциональны кинетической энергии электрона

$$\omega_н = \frac{v^2}{c^2}\Omega_o = \frac{mv^2}{mc^2}\Omega_o \propto \frac{W_k}{W_0}\Omega_o \quad (19)$$

Зависимость частоты излучения электронов от их кинетической энергии характерна для большинства взаимодействий электронов, примеры, подтверждающие это утверждение, приведены ниже.

Граничная, или максимальная частота тормозного рентгеновского излучения электрона, приобретшего в ускоряющем потенциале $\underline{U}$ кинетическую энергию $0.5m_o\,\vartheta^2 = eU$, равна отношению его кинетической энергии и постоянной Планка ħ, [10]

$$\omega_{гр} = 2\pi\,\nu_{гр} = \frac{0.5m_o\vartheta^2}{\hbar}.$$

При подстановке констант $\hbar = 2\pi m_o\, c\,\Lambda$ и $\Lambda = 2\pi\,\frac{c}{\Omega}$, граничная частота приобретает иной смысловой оттенок, становится равной частоте электрона, с нормирующим коэффициентом, в виде отношения кинетической энергии излучающего электрона к его энергии покоя

$$\omega_{гр} = \frac{0.5m_o\vartheta^2}{\hbar} = \frac{0.5m_o\vartheta^2}{m_o c\,\Lambda} = \Omega_o\frac{0.5m_o\vartheta^2}{m_o c^2} = \Omega_o\frac{W_k}{W_0}. \quad (20)$$

Энергия фотонов, излучаемых электронами возбужденных атомов, равная произведению частоты фотонов ω и константы постоянная Планка

$$W = \hbar\omega.$$

При подстановке $\hbar = 2\pi m_o\ c\ \Lambda$ энергия фотонов становится равной энергии покоя электрона, умноженной на отношение частоты фотона ω к частоте динамического поля покоящегося электрона Ωо

$$W = \hbar\omega = 2\pi m_o c\,\Lambda\omega = 2\pi m_o c^2\,\frac{\omega}{\Omega_o} = W_0\,\frac{\omega}{\Omega_o} \quad (21)$$

Спектр излучения атома водорода в волновых числах $\frac{1}{\lambda}$, отвечает сериальной формуле Бальмера – Ридберга

$$\frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right)$$

где: константа постоянная Ридберга R равна $R = 0{,}5\alpha^2\,\Lambda$, [5].

После умножения на $2\pi c$, подстановки R, и, учитывая, что, согласно равенству $2\pi\frac{c}{\Lambda} = \Omega_o$, получим формулу спектра частот атома водорода в зависимости от частоты электрона Ωо,

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda} = 2\pi cR\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right) = 0{,}5\frac{2\pi c}{\Lambda}\alpha^2\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right) = 0{,}5\Omega_o\alpha^2\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right). \quad (22)$$

Ионизационный потенциал атома водорода равен половине произведения квадрата константы постоянной тонкой структуры на энергию покоя электрона $W_u = 0.5\alpha^2 m_o c^2$, и, соответственно, максимальной кинетической энергии электрона в атоме водорода $W_u = W_k$, откуда находим, что константа постоянная тонкой структуры равна отношению максимальной кинетической энергии к энергии покоя электрона $\alpha^2 = \frac{W_k}{W_0}$.

В результате, наблюдаемую частоту атома водорода (22) можно записать в следующем виде

$$\omega = \Omega_o \frac{W_k}{W_0}\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right), \text{ или } \omega = \frac{\Omega_o}{W_0} W_k \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right). \quad (23)$$

Ωо и W_0 константы, поэтому спектр атома водорода равен произведению частоты динамического поля электрона Ωо на разложение в спектр кинетической энергии колебаний электрона в атоме, отнесённой к энергии покоя электрона.

Спектры излучения других атомов, с определенными дополнениями и поправками, также отвечающие сериальной формуле Бальмера – Ридберга, поэтому их спектры, как и спектр атома водорода, также функционально зависят от частоты электрона Ωо.

Содержание статьи было бы не полным, если не дать объяснения Комптоновской длины волны электрона, породившей динамическое представление поля электрона, с позиций этого самого динамического поля.

Электрон в падающей на него волне рентгеновского излучения приобретает кинетическую энергию, отвечающую его индифферентному движению в волне [10]

$$W_k = 0{,}5 m v_k^2 = 0{,}5 mc^2 \cdot 2\,\frac{\omega}{\Omega_0} = \omega\frac{mc^2}{\Omega_0}. \quad (24)$$

Квадрат скорости электрона отвечающая индифферентному движению в излучении будет равен

$$v_k^2 = \omega\frac{mc^2}{\Omega_0 0{,}5m} = 2\omega\frac{c^2}{\Omega_0}, \ \frac{v_k^2}{c^2} = 2\frac{\omega}{\Omega_0}. \quad (25)$$

Наблюдаемая частота излучения падающего на движущийся со скоростью v электрон равна

$$\omega_п = \omega\left(1 - \frac{v}{c}\cos\theta\right), \quad (26)$$

где: θ – угол между направлением движения электрона и направлением падающей на него волны.

На электрон в падающей на него волне, действует сила $f = 0{,}5(q \cdot E^* + q^* \cdot E) = e\,E_m \cos(\omega_t - \varphi)$, вынуждающая его совершать механические колебания с частотой, падающей на него волны ω_n [10].

Наблюдаемая частота излучения, движущегося со скоростью v, электрона, совершающего колебания с частотой ω_n равна

$$\omega_и = \omega_п / \left(1 - \frac{v}{c}\cos\theta\right) \approx \omega_п\left(1 + \frac{v}{c}\cos\theta\right), \quad (27)$$

где: θ – угол между направлением движения электрона и направлением распространения, его излучения.

Подставляя наблюдаемую частоту падающей на электрон волны (26) в формулу наблюдаемой частоты излучения электрона (27), найдём наблюдаемую частоту излучения электрона, возбуждаемого падающим на него излучением с частотой ω, или частоту рассеянного электроном излучения

$$\omega_и = \omega_п\left(1 + \frac{v}{c}\cos\theta\right) = \omega\left(1 - \frac{v}{c}\cos\theta\right)\left(1 + \frac{v}{c}\cos\theta\right) = \omega\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\cos^2\theta\right) \quad (28)$$

Длина волны излучения, падающего на электрон λ_1, и излучаемого электроном λ_2, соответственно, равны

$$\lambda_1 = \frac{c}{\omega}, \ \lambda_2 = \frac{c}{\omega_и} = \frac{c}{\omega} / \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\cos^2\theta\right). \quad (29)$$

Изменение длины волны рентгеновского излучения в результате рассеяния электроном найдём подстановкой в разность $\lambda_2 - \lambda_1$ квадрат скорости, отвечающей индифферентному движению электрона в волне (26)

$$\lambda_2 - \lambda_1 = \frac{c}{\omega}\left[1 - 1/\left(1 - \frac{v_k^2}{c^2}\cos^2\theta\right)\right] \approx$$

$$\approx \frac{c}{\omega}\frac{v_k^2}{c^2}\cos^2\theta = \frac{c}{\omega}2\frac{\omega}{\Omega_0}\cos^2\theta = 2\frac{c}{\Omega_0}\cos^2\theta = 2\Lambda\cos^2\theta. \quad (30)$$

Результат практически не отличающийся от полученного Комптоном в опыте по рассеиванию электронами рентгеновского излучения [1].

Можно полагать, что доказательства идеи динамического представления поля электрона и правомочности его существования достаточно убедительны.

О перспективах развития идеи в углублении познания природы электрона и его поля в следующих публикациях.

Список литературы:

1. Попенко В. И. Загадка Комптоновской длины волны электрона. Молодой ученый. Херсон. 2015.
2. Борн М. Лекции по атомной механике, т. 1. Харьков-Киев, 1934.
3. Klemperer O. On the Annihilation Radiation of the Positron, Proc. Camber. Phil. Soc. 30, 347 (1934).
4. Попенко В. Й. Частота електрона. Тези для наукової конференції «Актуальні питання сучасної науки» 2014.
5. Попенко В. И. Динамічне поле електрона. Тези для наукової конференції «Актуальні питання сучасної науки» 2014.
6. Попенко В. И. Рівняння динамічного поля електрона. Тези для наукової конференції «Актуальні питання сучасної науки» 2014.
7. Степанець Ю. А., Попенко В. Й. Адекватність хвилевої функції динамічного поля електрона хвилевій функції електрона квантової фізики. Тези для наукової конференції «Перспективи розвитку сучасної науки» 2014.
8. Попенко В. И. Інваріантність знаку заряду динамічного поля електрона. Тези для наукової конференції «Перспективи розвитку сучасної науки» 2014.
9. Степанець Ю. А., Попенко В. Й. Електромагнітна хвиля в динамічному представленні поля електрона. Тези для наукової конференції «Перспективи розвитку сучасної науки» 2014.
10. Степанець Ю. А., Попенко В. Й. Електрон в хвилі динамічного поля. Тези для наукової конференції «Перспективи розвитку сучасної науки» 2014.

Попенко В.Й.
Науково-виробнича корпорація «Київський інститут автоматики»

ПОЛЕ ЕЛЕКТРОНА В ДІНАМІЧНОМУ УЯВЛЕНІ

Анотація
Для пояснення характеристики електрона частота електрона запропонована ідея динамічного поля електрона. Вказані причини, утрудняють експериментальне спостереження динамічності поля електрона. Приведені факти, що доводять динамічну суть поля електрона. Розглянуті можливі перспективи розвитку ідеї динамічного поля електрона і заряджених часток в сучасному природознавстві.
Ключові слова: поле електрона, Комптонівська довжина хвилі електрона, анігіляція, електродинаміка, випромінювання, електромагнітні хвилі.

Popenko V.I.
Research and Production Corporation «Kyiv Institute of Automation»

ELECTRON FIELD IN DYNAMIC PRESENTATION

Summary
For explanation of such characteristic of electron as frequency of electron, the idea of the dynamic field of electron is offered. Reasons hampering the experimental observation of dynamic quality of the field of electron are indicated. The facts, proving dynamic essence of the field of electron, are provided. The possible prospects of development of the idea of the dynamic field of electron and charged particles are considered in modern natural science.
Keywords: field of electron, Compton wavelength of the electron, annihilation, electrodynamics, radiation, electromagnetic waves.

УДК 519.49

РУЧНІ СКІНЧЕННІ ГРУПИ ВІДНОСНО ПРОЕКТИВНИХ ЗОБРАЖЕНЬ НАД КОМУТАТИВНИМИ КІЛЬЦЯМИ

Стойка М.В.
Ужгородський національний університет

В даній роботі розглядаються проективні зображення скінченних груп над кільцем цілих p-адичних чисел $\mathbb{Z}_p$. Досліджується кільце $\Lambda = (G, \mathbb{Z}_p, \lambda)$, що є схрещеним груповим кільцем скінченної p-групи G і кільця цілих p-адичних чисел $\mathbb{Z}_p$. Розглядається задача про опис всіх нееквівалентних матричних $\mathbb{Z}_p$-зображень кільця $\Lambda = (G, \mathbb{Z}_p, \lambda)$. Система факторів $\{\lambda_{a,b}\}$ вибирається при умові, що $\lambda_{a,b} \in \mathbb{Z}_p^*, a,b \in G$. Отримано необхідну і достатню умови ручності задачі описання проективних $\mathbb{Z}_p$-зображень скінченної групи G при деяких умовах.
Ключові слова: проективні зображення, схрещене групове кільце, кільце цілих p-адичних чисел, система факторів, ручні групи.

Постановка проблеми. Теорія зображень скінченних груп над полями достатньо добре вивчена. Для таких груп повністю визначено зображувальний тип. У класичному випадку, тобто коли характеристика поля не ділить порядку скінченної групи, група завжди має скінченний зображувальний тип. Це означає, що з точністю до еквівалентності група має скінченне число нерозкладних зображень і у цьому випадку кожне нерозкладне зображення є незвідним прямим доданком регулярного зображення. У модулярному випадку, тобто коли характеристика p поля ділить порядок групи, група має скінченний тип лише тоді, коли її силівська p-підгрупа є циклічною. У модулярному випадку для більшості скінченних груп задача про опис їх зображень включає в себе задачу про класифікацію пар матриць з точністю до подібності. Такі групи називаються дикими, а групи, що допускають явний опис зображень, – ручними.

Аналіз останніх досліджень і публікацій. Важливим етапом у теорії зображень груп було виникнення теорії проективних зображень скінченних груп. Основи теорії проективних зображень скінченних груп над полем комплексних чисел $\mathbb{C}$ закладені І. Шуром в роботах [1], [2]. П. М. Гудивок [3] досліджував проблему, коли задача описання нееквівалентних матричних $\mathbb{Z}_p$-зображень скінченної групи і кільця цілих p-адичних чисел $\mathbb{Z}_p$ є дикою, тобто включає задачу про подібність пар $n \times n$ матриць при $p>2$.

Виділення не вирішених раніше частин загальної проблеми. Задачу дикості або ручності описання нееквівалентних матричних $\mathbb{Z}_p$-зображень скінченної групи і кільця цілих p-адичних чисел $\mathbb{Z}_p$ у випадку, коли $p=2$ ще не до кінця розв'язано.

Мета статті. Головною метою цієї роботи є описання ручних скінченних груп над кільцем цілих p-адичних чисел.

Виклад основного матеріалу. Основним результатом статті є наступна теорема.

Теорема 1. *Нехай G – скінченна група з силовською p-підгрупою H. Задача описання всіх*

ФІЗИКО-МАТЕМАТИЧНІ НАУКИ