Анализ результатов теоретических и экспериментальных исследований макроскопических квантово-волновых распределений электронов в металлическом проводнике с током проводимости при комнатной температуре

М. И. Баранов

Научно-исследовательский и проектно-конструкторский институт «Молния»
Национального технического университета «Харьковский политехнический институт»,
г. Харьков, 61013, Украина, e-mail: mixail2901mixail@gmail.com

Поступила в редакцию 15.01.2026
После доработки 11.05.2026
Принята к публикации 20.07.2026

Приведены данные по обобщению и систематизации результатов исследований, связанных с определением макроскопических квантованных волновых продольных распределений свободных электронов, дрейфующих при комнатной температуре в цилиндрическом металлическом проводнике, включенном в электрическую цепь источника напряжения $U_0(t)$ различных амплитудно-временных параметров (АВП). Описаны основные особенности распространения квантованных продольных электронных полуволн де Бройля и возникновения квантованных продольных волновых электронных пакетов в указанном проводнике с током проводимости $i_0(t)$ произвольных АВП. Сформулированы элементы теории квантованной продольной периодической макролокализации дрейфующих свободных электронов на «горячих» участках этого проводника. Выполненные эксперименты подтвердили квантование энергии дрейфующих электронов в исследуемом проводнике, вызывающее образование вдоль него периодической тепловой макроструктуры, состоящей из чередующихся между собой «горячих» и «холодных» продольных участков. Полученные результаты указывают на проявление при комнатной температуре квантово-механических эффектов в электрической макроскопической цепи с данным проводником, сопровождающихся квантованием энергии его свободных электронов.

Ключевые слова: проводник, электрический ток, комнатная температура, квантование энергии электронов, волновые электронные пакеты, квантованная продольная макролокализация электронов, расчет, эксперимент

УДК 621.3.01: 621.315.3: 621.313
https://doi.org/10.52577/eom.2026.62.4.39

ВВЕДЕНИЕ

Современная земная цивилизация базируется на широком практическом применении во многих сферах человеческой деятельности электрических источников питания различной мощности, вырабатывающих электрическое напряжение того или иного вида и класса (уровня) и обеспечивающих протекание соответствующего электрического тока проводимости (постоянного, переменного и импульсного) с теми или иными амплитудно-временными параметрами (АВП) в разнообразных электроэнергетических, электротехнических и электронных устройствах их потребителей. При производстве, распределении и потреблении в мире электроэнергии неизбежным атрибутом (отличительным признаком) для различных конструкций турбогенераторов, линий электропередачи и электрических нагрузок, преобразующих этот вид энергии в другие виды энергии (например, в механическую или тепловую энергию), является широкое использование в них обычных и сверхпроводящих токоведущих частей, содержащих электрические провода и кабели [1]. Известным в электротехнике (электрофизике) положением является то, что протекание тока проводимости $i_0(t)$ в металлическом проводнике обусловлено дрейфом его коллективизированных свободных электронов (при их усредненной объемной плотности порядка $n_{em} \approx 10^{29}$ м$^{-3}$ [2]) под действием приложенного к нему электрического напряжения $U_0(t)$. Именно синхронное коллективное движение (дрейф) входящего в состав данного проводника огромного числа свободных электронов, а вовсе не движение его отдельных свободных электронов, определяет электро- и теплофизические процессы и свойства, характерные для рассматриваемого металлического проводника – этого классического представителя конденсированной среды при протекании по нему указанного тока $i_0(t)$ [3].

При этом следует отметить то, что скорость v_{ed} дрейфа свободных электронов, например, в медном проводнике при комнатной температуре $\theta_0 = 20$ °С [2] даже при больших плотностях тока $\delta_0(t)$ в нем (например, порядка 1 кА/мм^2, соответствующих режиму короткого замыкания (КЗ) в электрической цепи источника напряжения $U_0(t)$), численно не превышает $v_{ed} \leq 37$ мм/с [4]. В тоже время скорость v_{ec} хаотичного (теплового) движения свободных электронов в этом проводнике, наблюдаемого при отсутствии (присутствии) приложенного к нему напряжения $U_0(t)$, принимает численное значение порядка $v_{ec} \approx 10^6$ м/с [2, 4]. Несмотря на сравнительно большое отличие этих скоростей для свободных электронов указанного металлического проводника ($v_{ec}/v_{ed} \approx 2{,}7\times10^7$), процессы их дрейфа, а не их хаотичного (броуновского) движения в его материале, будут определять макроскопические проявления в нем всех электро- и теплофизических процессов при продольном протекании по его кристаллической микро- и макроструктуре электрического тока проводимости $i_0(t)$ произвольных АВП.

В этой связи в области как теоретической, так и прикладной электротехники (электрофизики) необходимо иметь физико-математические модели, описывающие дрейф в металлических проводниках свободных электронов, являющихся квантовыми объектами микромира материи и подчиняющихся соответственно фундаментальным закономерностям квантовой физики (механики) [2]. В работах [4–19], выполненных в Украине в период 2003–2023 гг., на основе известного аппарата квантовой физики были математически описаны в первом приближении и физически представлены на основе полученных расчетных и экспериментальных данных некоторые особенности продольных и радиальных квантово-волновых распределений при комнатной температуре нерелятивистских дрейфующих свободных электронов в тонком круглом металлическом проводнике цилиндрической конфигурации длиной l_0 и радиусом $r_0 << l_0$ с аксиальным электрическим током проводимости $i_0(t)$ различных АВП. Из материалов указанных работ [4–19] вытекает, что:

- «электронный газ» данного металлического проводника с указанным электрическим током проводимости $i_0(t)$ или сообщество дрейфующих в нем свободных электронов с усредненной объемной плотностью n_{em} не подчиняется классической статистике Максвелла-Больцмана, а его поведение описывается квантовой статистикой Ферми-Дирака;
- дрейф в металлическом проводнике длиной l_0 и радиусом $r_0 << l_0$ его коллективизированных свободных электронов, относящихся к элементарным заряженным частицам-фермионам, имеет квантово-волновую природу и описывается известными закономерностями волновой механики;
- квантово-волновая природа поведения дрейфующих свободных электронов в исследуемом проводнике обусловливает появление в его кристаллической микро- и макроструктуре квантованных электронных волн (полуволн) де Бройля, характеризуемых целочисленным квантовым числом $n = 1,2,3,...,n_m$ при квантованных длинах этих продольных λ_{enz} и радиальных λ_{enr} электронных волн;
- на макроскопической длине l_0 указанного металлического проводника с током проводимости $i_0(t)$ всегда умещается только целое квантовое число n продольных квантованных электронных полуволн де Бройля длиной $\lambda_{enz}/2$, удовлетворяющей квантованному соотношению вида: $\lambda_{enz}/2 = l_0/n$;
- из-за существования вдоль структуры исследуемого проводника набора квантованных электронных полуволн де Бройля длиной $\lambda_{enz}/2$ в ней возникают квантованные продольные волновые электронные пакеты (ВЭП), характеризуемые повышенной объемной плотностью n_{eh} дрейфующих электронов на их относительно «горячих» продольных участках макроскопических размеров;
- возникновение в токопроводящей макроструктуре металлического проводника квантованных продольных ВЭП приводит к объемному перераспределению вдоль проводника длиной $l_0 >> r_0$ его дрейфующих свободных электронов и появлению в нем периодически расположенных вдоль его длины l_0 аксиальных зон их макролокализации на «горячих» продольных участках длиной Δz_{nh};
- из-за формирования в металлическом проводнике квантованных ВЭП в его материале возникает продольная периодическая тепловая макроструктура, состоящая из чередующихся между собой относительно «горячих» и «холодных» продольных участков длиной (шириной) Δz_{nh} и Δz_{nc} соответственно, для которых всегда выполняется квантованное соотношение вида: $(\Delta z_{nh} + \Delta z_{nc}) = \lambda_{enz}/2$;
- длина (ширина) $\Delta z_{nh} << 0{,}5\lambda_{enz}$ «горячих» продольных участков металлического проводника определяется соотношением неопределенностей Гейзенберга и обратно пропорциональна амплитуде δ_{0m} плотности протекающего по нему тока проводимости $i_0(t)$ (например, при $\delta_{0m} \approx 1$ кА/мм^2, соответствующей режиму КЗ или аварийному режиму в электрической макроскопической цепи с источником напряжения $U_0(t)$,

указанный макроскопический размер Δz_{nh} «горячего» продольного участка для круглого медного проводника оказывается равным примерно $\Delta z_{nh} \approx 2{,}11$ мм);

- периодическая макролокализация дрейфующих свободных электронов в данном проводнике на его продольных «горячих» участках длиной Δz_{nh} может приводить к их интенсивному джоулевому нагреву, при котором температура этих участков (узких зон) проводника с током проводимости $i_0(t)$ для режима КЗ или токовых перегрузок в его электрической макроцепи может достигать 1000 °С и более, что может вызывать воспламенение его изоляции и расплавление его токоведущей части.

Отметим, что за рубежом рассматриваемым макроскопическим квантово-механическим эффектам и процессам при дрейфе свободных электронов, формировании и распределении этих основных носителей тока проводимости $i_0(t)$ в металлических проводниках при комнатной температуре учеными-электротехниками и электрофизиками не было уделено пристального внимания. Так, в [20] на основе опытных данных продольного периодического неравномерного распределения температуры вдоль стального проводника (радиусом $r_0 \approx 0{,}3$ мм и длиной $l_0 \approx 118$ мм) с постоянным электрическим током проводимости большой плотности $\delta_0 \approx 0{,}68$ кА/мм^2 лишь в общих чертах было указано на возможное влияние на выявленное при этом неравномерное распределение температуры в указанном проводнике квантования энергии дрейфующих в нем электронов. Причинами тому могут являться малоизученность и сложность физико-математического описания этих волновых электрофизических процессов, определяемых неравномерным продольным распределением в данном металлическом проводнике его дрейфующих под действием электрического напряжения $U_0(t)$ электронов, подчиняющихся закономерностям квантовой физики.

На актуальность и важность приведенных выше квантово-волновых электрофизических процессов в металлических проводниках с током проводимости $i_0(t)$ указывает то, что Дж. Кларку (Великобритания), М. Деворе (Франция) и Дж. Мартинису (США) «*за открытие макроскопического квантово-механического туннелирования и квантования энергии в электрической цепи*» была присуждена Нобелевская премия по физике 2025 г. [21]. Выполненные ими экспериментальные исследования с использованием в электрической цепи сверхпроводника макроскопических размеров с током проводимости показали, что в такой физической системе квантование энергии элементарных носителей электричества (электронных пар Купера [2]) в сверхпроводнике, находящемся в условиях действия на его кристаллическую структуру криогенной температуры, может проявляться и в электрической макроскопической цепи. Эти научные исследования, закладывая в мире основы квантовых технологий, убедительно подтвердили то физическое положение, что квантово-механические эффекты в сверхпроводящих структурах можно наблюдать и контролировать в электрической цепи, подключенной к источнику напряжения $U_0(t)$, и на макроскопическом уровне.

Учитывая приведенные выше нами некоторые особенности продольного квантово-волнового распределения дрейфующих свободных электронов в металлическом проводнике с током проводимости $i_0(t)$ различных АВП, их новизну, научную и прикладную значимость для электрофизики, электротехники, электроэнергетики, электроники, техники больших токов и сильных полей и основанных на них новых технологий, несомненный научно-технический интерес представляют те задачи, которые связаны с обобщением и систематизацией представленных автором в [4–19] результатов многолетних теоретических и экспериментальных исследований при комнатной температуре электрофизических процессов при дрейфе в металлических проводниках их элементарных носителей электричества – свободных электронов, а также с формулировкой на их основе элементов теории и особенностей продольной макролокализации дрейфующих электронов в таких проводящих структурах. При этом под элементами теории макролокализации электронов в кристаллической структуре проводника будем понимать основные теоретические положения, характерные для продольного периодического квантово-волнового распределения при комнатной температуре свободных электронов при их дрейфе в металле проводника с электрическим током проводимости $i_0(t)$ произвольных АВП.

Цель статьи–обобщение и систематизация результатов теоретических и экспериментальных исследований, выполненных в Украине в период 2003–2023 гг. и касающихся квантово-волновых продольных распределений при комнатной температуре дрейфующих свободных электронов в металлических проводниках с аксиальным электрическим током проводимости $i_0(t)$ различных АВП.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим прикладной случай, когда по прямолинейному круглому сплошному цилиндрическому металлическому проводнику радиусом r_0 и длиной $l_0 >> r_0$, размещенному в атмосферном воздухе при комнатной температуре $\theta_0 = 20$ °C [2], протекает изменяющийся во времени t аксиальный электрический ток проводимости $i_0(t)$ произвольных АВП (рис. 1). Считаем, что для данного проводника макроскопических размеров выполняется физическое условие вида: $\Delta_i/r_0 \geq 1$, где Δ_i – толщина токового скин-слоя в материале рассматриваемого проводника [22]. Полагаем, что электрический ток проводимости $i_0(t)$ практически равномерно распределен по круглому поперечному сечению S_0 исследуемого проводника с усредненной плотностью $\delta_0(t) \approx i_0(t)/S_0$.

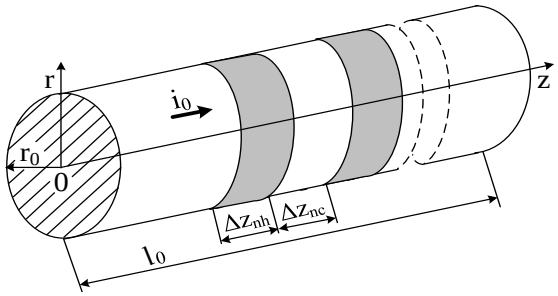


Рис. 1. Схематический вид металлического проводника цилиндрической формы с аксиальным электрическим током проводимости $i_0(t)$ (Δz_{nh}, Δz_{nc} – соответственно ширина (длина) «горячего» и «холодного» продольных участков проводника макроскопической длиной l_0 и радиусом $r_0 << l_0$).

Используем известное одноэлектронное приближение Хартри–Фока, положенное в основу классической зонной теории металлов [2, 22]. Принимаем, что квантово-волновое распределение вдоль продольной координаты z исследуемого проводника макроскопических размеров с аксиальным током $i_0(t)$ дрейфующих свободных электронов в его материале, энергия которых составляет порядка энергии Ферми W_F [2, 3], будет подчиняться одномерному волновому уравнению Шредингера [22].

Требуется на основе квантово-механического подхода с учетом результатов работ [4–19] дать краткое физико-математическое описание макроскопического продольного квантово-волнового распределения при комнатной температуре в исследуемом проводнике с принятым током проводимости $i_0(t)$ его дрейфующих свободных электронов, выполнить обобщение и систематизацию полученных теоретических и экспериментальных данных по их указанному распределению в нем и на этой основе сформулировать основные положения и особенности продольной периодической макролокализации в металлическом проводнике его элементарных носителей электричества.

РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1. Продольное квантово-волновое распределение дрейфующих электронов в проводнике. Одномерное волновое продольно-временное распределение в принятом приближении дрейфующих электронов в исследуемом проводнике ($l_0 >> r_0$) с аксиальным электрическим током проводимости $i_0(t)$ будет описываться следующей квантованной волновой пси-функцией $\psi_{nz}(z, t)$ [7, 16]:

$$\psi_{nz}(z,t) = A_{0z} \sin(k_{nz} z) \times \times [\cos(\omega_{nz} t) - i \sin(\omega_{nz} t)], \quad (1)$$

где $A_{0z} = [2/(l_0 S_0)]^{1/2}$ – амплитуда продольной волновой пси-функции $\psi_{nz}(z, t)$ с квантованной круговой частотой $\omega_{nz} = \pi n^2 h/(2 m_e l_0^2)$; $k_{nz} = \pi n/l_0 = 2\pi/\lambda_{enz}$ – квантованное продольное волновое число; $m_e = 9{,}109 \times 10^{-31}$ кг – масса покоя электрона [2]; $h = 6{,}626 \times 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка [2]; $i = (-1)^{1/2}$ – мнимая единица; $n = 1,2,3,\ldots,n_m$ – целое квантовое число, равное номеру моды собственной продольной волновой пси-функции $\psi_{nz}(z, t)$ и имеющее наибольшее значение $n_m >> 1$; $n_m \approx 2n_0^2$ – максимальное значение квантового числа n [5]; n_0 – главное квантовое число, равное числу электронных оболочек в атомах металла исследуемого проводника или соответственно номеру периода в периодической системе химических элементов Менделеева, которому этот металл проводника принадлежит (например, для медного, цинкового и стального проводников $n_0 = 4$, а $n_m \approx 32$; для алюминиевого проводника – $n_0 = 3$, а $n_m \approx 18$) [22].

Из (1) следует, что любая n-мода собственной продольной волновой пси-функции $\psi_{nz}(z,t)$ носит гармонический характер изменения и именно она определяет поведение каждого дрейфующего в материале исследуемого проводника свободного электрона, соответствующего той разновидности свободных электронов, которые имеют то или иное целочисленное значение квантового числа $n = 1,2,3,\ldots,n_m$. Квадрат модуля квантованных продольных волновых пси-функций $\psi_{nz}(z, t)$, описываемых (1), соответствует плотности вероятности $\rho_{wen} = |\psi_{nz}(z,t)|^2 = [2/(l_0 S_0)]\sin^2(\pi n z/l_0)$ нахождения (пребывания) дрейфующих свободных электронов в том или ином месте вдоль продольной оси OZ проводника [22, 23]. Из приведенного выше соотношения для ρ_{wen} видно, что свое наибольшее численное значение величина ρ_{wen} будет иметь при квантованном

физическом условии, когда $\pi nz/l_0 = \pi/2$. Из данного условия следует, что для этого случая продольная координата z, отсчитываемая от левого края проводника (см. рис. 1), будет равной $z = l_0/(2n)$. Так, при $n = 1$, соответствующем электрофизическому случаю, когда вдоль проводника распространяется только одна квантованная продольная электронная полуволна де Бройля длиной $\lambda_{e1z}/2 = l_0$ (не забываем, что на длине l_0 исследуемого проводника укладывается только целое квантовое число n этих полуволн длиной $\lambda_{enz}/2$ [5, 7]), отвечающая (1), искомая координата z для рассматриваемого нами случая ($n = 1$) становится равной: $z = l_0/2 = \lambda_{e1z}/4$. Поэтому данный пример однозначно указывает на то, что дрейфующие свободные электроны в исследуемом проводнике с наибольшей плотностью вероятности ρ_{wen} будут размещаться в зонах максимумов квантованных продольных волновых пси-функций $\psi_{nz}(z, t)$ и соответственно в зонах максимумов квантованных продольных электронных полуволн де Бройля длиной $\lambda_{enz}/2$. При ином целочисленном значении квантового числа n ($1 \le n \le n_m$) и соответственно наличии в исследуемом металлическом проводнике ряда продольных квантованных полуволн де Бройля длиной $\lambda_{enz}/2 = l_0/n$ [7] вдоль данного проводника будет наблюдаться периодическая макролокализация его дрейфующих электронов в зонах максимумов этих полуволн де Бройля.

Из (1) вытекает то, что в рассматриваемом металлическом проводнике с электрическим постоянным, переменным или импульсным током проводимости $i_0(t)$ с теми или иными АВП дрейфующие электроны будут распределяться вдоль его длины l_0 так, что на ней (этой длине l_0) будет всегда умещаться только целое квантовое число n продольных волновых пси-функций $\psi_{nz}(z, t)$ или квантованных продольных электронных полуволн де Бройля длиной $\lambda_{enz}/2$, которым будет подчиняться дрейф соответствующих свободных электронов данного металлического проводника. Математически это принципиальное физическое положение для теории распространения электрического тока проводимости $i_0(t)$ произвольных АВП в исследуемом металлическом проводнике можно выразить в виде следующего квантово-механического соотношения [5, 7]:

$$n\lambda_{enz} / 2 = l_0, \qquad (2)$$

где $\lambda_{enz} = h/(m_e v_{enz})$; $v_{enz} = \omega_{nz}\lambda_{enz}/(2\pi) = nh/(2m_e l_0)$ – продольная квантованная скорость дрейфа свободных электронов в токоведущей части металлического проводника с током $i_0(t)$ при $\theta_0 = 20$ °C.

Так как квантованные (дискретные) n-моды продольных волновых пси-функций $\psi_{nz}(z, t)$ по (1) и соответственно квантованные электронные полуволны де Бройля длиной $\lambda_{enz}/2$ для каждого n из набора значений квантовых чисел $n = 1,2,3,\ldots,n_m$ отвечают условию их когерентности (взаимно согласованному изменению их во времени t с постоянной разностью своих фаз $\Delta\varphi_{nz} = \Delta\omega_{nz}t$, где $\Delta\omega_{nz}$ – разброс круговых частот указанных пси-функций или электронных волн), то для них будет характерным явление их интерференции (наложения) [2, 22]. Интерференция подобных волн (полуволн) приводит к их усилению в одних продольных местах (зонах) исследуемого металлического проводника длиной l_0 и ослаблению в его других продольных местах (зонах) в зависимости от разности фаз интерферируемых в проводнике электронных волн (полуволн) [2, 22]. Именно интерференция указанных волн (полуволн) де Бройля и приводит к возникновению в проводящей структуре исследуемого проводника квантованных продольных ВЭП [6, 10, 16].

Квантованные продольные ВЭП в исследуемом металлическом проводнике с электрическим током проводимости $i_0(t)$ различных АВП аналогично волновым пакетам, возникающим при распространении монохроматических электромагнитных волн в диэлектрических средах и хорошо изученным на сегодня в теории электромагнетизма [22], будут описываться с учетом (1) некоторой интегральной квантованной волновой пси-функцией $\psi_{nz\sum}(z, t)$ в обобщенном виде [6, 10, 16]:

$$\psi_{nz\sum}(z,t) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_{nz}(z,t)dk_{nz}. \qquad (3)$$

Для задач теоретической (прикладной) электротехники, электрофизики, слабо- и сильноточной электроники в случае, когда в (1) n-моды квантованных волновых пси-функций $\psi_{nz}(z, t)$ могут отличаться от нуля в некоторой произвольной полосе $2\Delta k_{nz}$ изменения квантованного волнового числа k_{nz}, расчетное соотношение (3) приобретает следующий квантованный интегральный вид:

$$\psi_{nz\sum}(z,t) = A_{0z} \int_{k_{0nz}-\Delta k_{nz}}^{k_{0nz}+\Delta k_{nz}} \sin(k_{nz}z)\exp(-iv_{enz}k_{nz}t/2)dk_{nz}, \qquad (4)$$

где k_{0nz} – среднее значение квантованного продольного волнового числа k_{nz}; Δk_{nz} – целочисленная полуширина полосы изменения (разброса) квантованного продольного волнового числа k_{nz}, удовлетворяющего в рассматриваемом случае неравенству вида $(k_{0nz}-\Delta k_{nz}) \le k_{nz} \le (k_{0nz}+\Delta k_{nz})$.

После интегрирования в (4) и предельного перехода при $t \to 0$ в полученном функционале при анализе пространственного изменения в металлической структуре исследуемого проводника интегральной продольной волновой пси-функции $\psi_{nz\sum}(z, t)$ для получения результатов интерференции когерентных квантованных продольных волновых пси-функций $\psi_{nz}(z, t)$ по (1) можно записать [6, 16]:

$$\psi_{nz\sum}(z,0) = 2A_{0z}\Delta k_{nz}\sin(k_{0nz}z)\times \\ \times\sin(\Delta k_{nz}z)/(\Delta k_{nz}z). \quad (5)$$

Из (5) следует то, что роль огибающей для интегральной квантованной продольной волновой пси-функции $\psi_{nz\sum}(z, 0)$ в одном из ВЭП рассматриваемого металлического проводника с электрическим током проводимости $i_0(t)$ различных АВП будет выполнять некоторая квантованная пространственная функция $C_n(\Delta k_{nz}z)$, имеющая следующий аналитический вид [6, 16]:

$$C_n(\Delta k_{nz}z) = 2A_{0z}\sin(\Delta k_{nz}z)/(\Delta k_{nz}z). \quad (6)$$

На рис. 2 приведена построенная по (6) графическая зависимость для безразмерной квантованной функции следующего вида: $C_n^*(\Delta k_{nz}z) = 0{,}5(A_{0z})^{-1}C_n(\Delta k_{nz}z) = \sin(\Delta k_{nz}z)/(\Delta k_{nz}z)$.

Заметим, что используемая с учетом (6) на рис. 2 функция $C_n^*(\Delta k_{nz}z)$ является, по-существу, пространственной производной от интегрального синуса $\mathrm{Si}(\Delta k_{nz}z)$ [24]. Из данных рис. 2 видно, что функция $C_n^*(\Delta k_{nz}z)$ описывает некоторую волну сложной формы, которая при аргументе $(\Delta k_{nz}z) = 0$ имеет свой глобальный максимум, а при $(\Delta k_{nz}z) \geq \pm\pi/2$ в колебательном режиме быстро затухает и асимптотически стремится к нулю. В этой связи можно считать, что в первом приближении эта безразмерная функция пространственно затухает практически на интервале $[-\pi/2, \pi/2]$ изменения ее безразмерного аргумента $(\Delta k_{nz}z)$. Это поведение рассматриваемой функции $C_n^*(\Delta k_{nz}z)$ эквивалентно значению продольной координаты z, равной длине $\lambda_{enz}/2$ одной квантованной электронной полуволны де Бройля. С учетом наличия в (5) сомножителя вида $\Delta k_{nz}\sin(k_{0nz}z)$ при некотором $k_{0nz} = k_{nz}$ и условии $(k_{nz}z) = \pi/2$, обеспечивающим максимальное значение для рассматриваемой интегральной кванто-ванной продольной волновой пси-функции $\psi_{nz\sum}(z,0)$, указанному выше согласно (6) глобальному максимуму для $\psi_{nz\sum}(z, 0)$ (см. рис. 2) на длине l_0 исследуемого проводника будет соответствовать продольная координата, количественно равная $z = \pi/(2k_{nz}) = l_0/(2n)$. Этот полученный нами результат для координаты $z = l_0/(2n)$ применительно к интегральной квантованной волновой пси-функции $\psi_{nz\sum}(z, t)$ и к соответствующей ей плотности вероятности ρ_{wen} появления (обнаружения) для этой продольной координаты z соответствующего ВЭП дрейфующих в составе этого волнового пакета свободных электронов полностью совпадает с ранее полученными нами данными для квантованной волновой пси-функции $\psi_{nz}(z, t)$ по (1) и характерных для нее продольных координат z (см. рис. 1), соответствующих максимумам плотности вероятности ρ_{wen} нахождения дрейфующих электронов в материале исследуемого проводника. В этой связи можно обоснованно говорить о том, что глобальные максимумы интегральной квантованной волновой функции $\psi_{nz\sum}(z, 0)$ и центры термически перегретых зон соответствующих ВЭП металлического проводника с повышенной электронной концентрацией в рассматриваемом нами проводнике с аксиальным током проводимости $i_0(t)$ соответствуют амплитудам квантованных электронных полуволн де Бройля длиной $\lambda_{enz}/2$.

В связи с вышеизложенным для исследуемого металлического проводника с принятым током проводимости $i_0(t)$ вытекает то, что квантованный период $L_{\lambda n}$ продольной макролокализации в нем дрейфующих свободных электронов будет соответствовать квантованной длине $\lambda_{enz}/2$ продольной электронной полуволны де Бройля (ниже будет показано, что этот теоретический вывод для периода макролокализации $L_{\lambda n} = \lambda_{enz}/2$ в этом металлическом проводнике его дрейфующих свободных электронов подтверждается результатами выполненных нами сильноточных экспериментов при опытном изучении на открытом воздухе при $\theta_0 = 20\ ^{o}\mathrm{C}$ [2] квантования энергии этих электронов в условиях высоковольтной электрофизической лаборатории НИПКИ «Молния» НТУ «ХПИ»).

2. Особенности продольной макролокализации дрейфующих электронов в проводнике. Приведенные выше данные, касающиеся продольного квантово-волнового распределения свободных электронов и квантованных продольных ВЭП в металлическом проводнике с током проводимости $i_0(t)$ различных АВП, позволяют сформулировать ряд обобщенных теоретических положений, относящихся к продольной квантованной макролокализации этих дрейфующих электронов в исследуемом проводнике и квантованным ВЭП, возникающим в данном металлическом проводнике.

2.1. Так как всю микро- и макроструктуру исследуемого металлического проводника длиной l_0 при дрейфе по нему свободных электронов заполняют квантованные продольные электронные полуволны де Бройля длиной

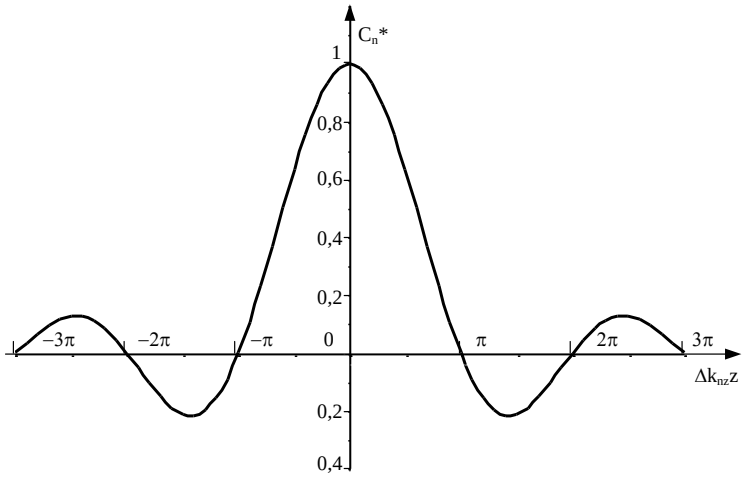


Рис. 2. Пространственное распределение огибающей для интегральной квантованной продольной волновой пси-функции $\psi_{nz\sum}(z, 0)$, описывающей один квантованный ВЭП в исследуемом металлическом проводнике длиной $l_0 >> r_0$ с электрическим током проводимости $i_0(t)$ различных АВП [6, 16].

$\lambda_{enz}/2 = l_0/n$, соизмеримой с макроскопической длиной l_0 проводящего тела самого проводника, то эти же его волновые структуры будут заполнять и квантованные продольные ВЭП в нем. Причем при таком заполнении материала проводника данными ВЭП вдоль него будет возникать периодическая макроструктура из ВЭП общим квантовым числом n, вызывающих продольную периодическую локализацию (концентрацию) на соответствующих ширинах (зонах) этих волновых пакетов его дрейфующих свободных электронов. При этом на каждой квантованной электронной полуволне де Бройля длиной $\lambda_{enz}/2$ с одним квантованным ВЭП будут появляться по два продольных участка проводника, один из которых квантованной длиной (шириной) Δz_{nh} будет характеризоваться повышенной объемной плотностью n_{eh} свободных электронов («горячий» участок, соответствующий зоне формирования ВЭП с наибольшей интенсивностью) по сравнению с их первоначальной (до протекания по исследуемому проводнику тока проводимости $i_0(t)$) усредненной объемной плотностью n_{em}, а другой квантованной длиной (шириной) Δz_{nc} («холодный» участок) – пониженной (по сравнению с первоначальной плотностью n_{em}) объемной плотностью n_{ec} его свободных электронов. Причем для «горячих» и «холодных» продольных участков ВЭП рассматриваемого нами проводника макроскопических размеров при комнатной температуре будет выполняться кванто-ванное соотношение: $\lambda_{ezn}/2 = (\Delta z_{nh} + \Delta z_{nc})$.

2.2. Макроскопический размер длины (ширины) Δz_{nh} «горячего» продольного участка соответствующего квантованного ВЭП в исследуемом проводнике, имеющем в проведенных опытах макроскопическую длину $l_0 \approx n_m \lambda_{enz}/2 \leq 1$ м из-за ограниченных энергетических возможностей лабораторной высоковольтной техники, может быть найден с помощью фундаментального соотношения неопределенностей Гейзенберга [22] и записан в приближенном виде [16, 17]:

$$\Delta z_{nh} \approx e_0 n_{em} h (m_e \delta_{0m})^{-1} [8 + (\pi - 2)^2]^{-1}, \qquad (7)$$

где $e_0 = 1{,}602 \times 10^{-19}$ Кл – модуль электрического заряда электрона; $\delta_{0m} \approx I_{0m}/S_0$ – амплитуда плотности тока проводимости $i_0(t)$ в материале проводника; I_{0m} – амплитуда электрического тока проводимости $i_0(t)$; n_{em} – усредненная объемная плотность свободных электронов в металлическом проводнике до протекания по нему тока проводимости $i_0(t)$.

Для численного определения в (7) показателя n_{em} воспользуемся тем известным правилом из атомной физики, что первоначальная усредненная объемная плотность n_{em} свободных электронов в металле исследуемого проводника равна концентрации N_0 атомов металла, умноженной на его валентность p_0, определяемую числом неспаренных связанных электронов на валентных электронных подоболочках атомов металла данного проводника (например, для меди, цинка и железа валентность можно выбирать равной $p_0 = 2$ [2, 22]). Концентрация N_0 ($м^{-3}$) атомов в металле рассматриваемого металлического проводника с его массовой плотностью d_0 (кг/$м^3$) до протекания по нему электрического тока проводимости $i_0(t)$ в атомистике определяется известной формулой [22]:

$$N_0 = d_0 (M_a \times 1{,}6606 \times 10^{-27})^{-1}, \qquad (8)$$

где M_a – атомная масса металла исследуемого проводника, входящая в периодическую систему химических элементов Менделеева и практически равная массовому числу ядра атома металла данного проводника, исчисляемому в

атомных единицах массы (для определенности и удобства использования этих известных данных из области атомистики укажем, что одна атомная единица массы численно равна $1{,}6606\times10^{-27}$ кг [2]).

Из (7) следует, что чем больше значение амплитуды δ_{0m} плотности тока $i_0(t)$ в токоведущей части проводника, тем будут меньше линейные размеры длины Δz_{nh} «горячего» продольного участка этого проводника. Так, при $\delta_{0m} \approx 4$ А/мм^2, характерной для штатных режимов работы промышленных электрических сетей переменного (постоянного) тока [25], в медном проводнике ($N_0 \approx 8{,}43\times10^{28}$ м$^{-3}$; $n_{em} \approx p_0 N_0 \approx 16{,}86\times10^{28}$ м$^{-3}$ [22]) длина (ширина) Δz_{nh} его «горячего» продольного участка будет равной $\Delta z_{nh} \approx 530$ мм. При $\delta_{0m} \approx 0{,}4$ кА/мм^2, соответствующей аварийному режиму КЗ в электрической силовой цепи [25], длина Δz_{nh} его «горячего» участка оказывается численно равной примерно $\Delta z_{nh} \approx 5{,}3$ мм [17].

2.3. Линейные размеры «горячих» продольных участков длиной (шириной) Δz_{nh} рассматриваемого проводника с аксиальным электрическим током проводимости $i_0(t)$ в принятом нами приближении зависят согласно (7) лишь от амплитуды δ_{0m} плотности протекающего тока проводимости $i_0(t)$ в его материале. Что касается линейных размеров «холодных» продольных участков проводника шириной Δz_{nce} и Δz_{nci}, то они имеют одну характерную особенность: их участки, примыкающие к обоим краям закрепления проводника в макроскопической электрической цепи источника напряжения $U_0(t)$ и называемые соответственно крайними «холодными» продольными участками длиной Δz_{nce} (рис. 3 и 4; $n = 3$), оказываются ровно в два раза меньшими тех «холодных» продольных участков проводника длиной Δz_{nci}, которые располагаются вдоль данного проводника в его внутренних областях ($\Delta z_{nci} = 2\Delta z_{nce}$). На рис. 3 в схематическом виде приведены рассматриваемые макроскопические «горячие» и «холодные» продольные участки исследуемого металлического проводника, включенного в электрическую цепь источника тока проводимости $i_0(t)$. В этой связи квантованные размеры крайних и внутренних «холодных» продольных участков исследуемого металлического проводника рассчитываются по следующим приближенным формулам [16, 17]:

$$\Delta z_{nce} \approx l_0/(2n) - 0{,}5 e_0 n_{em} h \times \times (m_e \delta_{0m})^{-1}[8+(\pi-2)^2]^{-1}; \quad (9)$$

$$\Delta z_{nci} \approx l_0/n - e_0 n_{em} h \times \times (m_e \delta_{0m})^{-1}[8+(\pi-2)^2]^{-1}. \quad (10)$$

С учетом (9) и (10) ранее указанное для исследуемого проводника квантованное соотношение вида $\lambda_{enz}/2 = (\Delta z_{nh} + \Delta z_{nc})$ нужно переписать в следующем уточненном виде: $\lambda_{enz}/2 = (\Delta z_{nh} + 2\Delta z_{nce}) = (\Delta z_{nh} + \Delta z_{nci})$. Из (2), (9) и (10) при $\delta_{0m} \approx 0{,}37$ кА/мм^2, $l_0 \approx 320$ мм и $n = 3$ для круглого стального проводника ($N_0 \approx 8{,}41\times10^{28}$ м$^{-3}$; $n_{em} \approx 16{,}82\times10^{28}$ м$^{-3}$ [22]) в аварийном режиме КЗ в макроскопической электрической цепи переменного тока частотой 50 Гц или в штатном режиме работы цилиндрической ошиновки мощного высоковольтного генератора импульсных токов (ГИТ) [26] находим, что в этом частном прикладном электротехническом случае: $\lambda_{enz}/2 \approx 106{,}7$ мм, $\Delta z_{nh} \approx 5{,}7$ мм, $\Delta z_{nce} \approx 50{,}5$ мм и $\Delta z_{nci} \approx 101$ мм. Видно, что указанные значения рассматриваемых макроскопических параметров $\lambda_{enz}/2$, Δz_{nh}, Δz_{nce} и Δz_{nci} могут быть экспериментально зафиксированы на открытом воздухе в лабораторных условиях при опытном исследовании в круглом стальном проводе с импульсным током $i_0(t)$ рассматриваемых ВЭП и зон продольной периодической локализации в нем его дрейфующих электронов [10].

2.4. Объемные плотности дрейфующих электронов на квантованных «горячих» n_{eh} и «холодных» n_{ec} макроскопических продольных участках исследуемого металлического проводника длиной $l_0 \approx n\lambda_{enz}/2$ с электрическим током проводимости $i_0(t)$ различных АВП могут быть при $n \to n_m$ рассчитаны по следующим приближенным соотношениям [10, 16]:

$$n_{eh} \approx 4\pi n_{em}[8+(\pi-2)^2]^{-1}; \quad (11)$$

$$n_{ec} \approx \pi(\pi-2) n_{em}[8+(\pi-2)^2]^{-1}. \quad (12)$$

Из (11) и (12) следует, что для соотношения n_{eh}/n_{ec} выполняется равенство следующего вида: $n_{eh}/n_{ec} = 4/(\pi-2) \approx 3{,}5$. Для медного проводника ($n_{em} \approx 16{,}86\times10^{28}$ м$^{-3}$ [22]) с электрическим током $i_0(t)$ из (11) и (12) находим, что в рассматриваемом случае $n_{eh} \approx 22{,}75\times10^{28}$ м$^{-3}$, а $n_{ec} \approx 6{,}49\times10^{28}$ м$^{-3}$. Как видим, на «горячих» макроскопических продольных участках медного проводника наступает увеличение объемной плотности n_{eh} дрейфующих электронов (примерно на 35%) по сравнению с n_{em}, а на его «холодных» макроскопических продольных участках – уменьшение их объемной плотности n_{eh} (примерно на 62%) по отношению к исходной электронной концентрации n_{em} для этого проводника.

2.5. Возрастание плотности тепловой энергии на квантованных «горячих» W_{eh} и «холодных» W_{ec} макроскопических продольных участках исследуемого металлического проводника

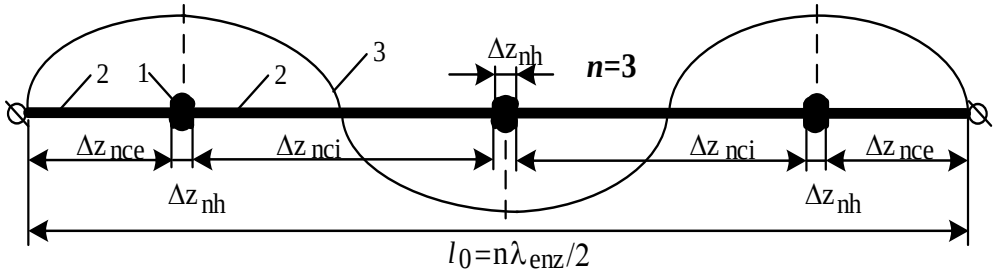


Рис. 3. Схематическое изображение квантованных «горячих» (длиной Δz_{nh}), крайних «холодных» (длиной Δz_{nce}) и внутренних «холодных» (длиной Δz_{nci}) макроскопических продольных участков для квантованных периодических продольных ВЭП и квантованных продольных электронных полуволн де Бройля длиной $\lambda_{enz}/2$, возникающих при комнатной температуре в круглом цилиндрическом металлическом проводнике длиной l_0 и радиусом $r_0<l_0$ (n = 3; *1* – «горячий» участок ВЭП; *2* – «холодный» участок ВЭП; *3* – квантованная электронная полуволна де Бройля длиной $\lambda_{enz}/2$) [12, 17].



Рис. 4. Опытное изображение остывающих на открытом воздухе и теплозащитном асбестовом полотне трех «горячих» (сфероподобных высокотемпературных зон ВЭП длиной (шириной) $\Delta z_{nh} \approx 7$ мм) и трех «холодных» (одного крайнего длиной (шириной) $\Delta z_{nce} \approx 50$ мм и двух внутренних длиной (шириной) $\Delta z_{nci} \approx 100$ мм цилиндрических перешейков) продольных участков короткого круглого оцинкованного стального провода ($r_0 \approx 0{,}8$ мм; $l_0 \approx 320$ мм; $\Delta_0 \approx 5$ мкм; $S_0 \approx 2{,}01$ мм^2) после протекания по нему апериодического импульса аксиального тока проводимости $i_0(t)$ временной формы $\tau_m/\tau_p \approx 9$ мс/160 мс большой плотности δ_0 (τ_m, τ_p – время, соответствующее амплитуде I_{0m} тока, и длительность импульса тока на уровне $0{,}5I_{0m}$; $I_{0m} \approx -745$ А; $|\delta_{0m}| \approx 0{,}37$ кА/мм^2; $\Delta_i/r_0 \approx 38$; n = 3 (квантовый случай, соответствующий схематическим данным рис. 3); второй левый крайний «холодный» продольный участок испытываемого провода длиной (шириной) $\Delta z_{nce} \approx 50$ мм из-за джоулевого перегрева подвергся сублимации) [12, 17].

макроскопической длиной $l_0 \approx n\lambda_{enz}/2$ при $n \to n_m$ и исходной комнатной температуре θ_0 = 20 °C, обусловленное слабым рассеянием дрейфующих свободных электронов на фононах узлов кристаллической решетки с периодом a_p его твердого материала из-за выполнения неравенства вида $\lambda_{enz}/2 >> a_p/n$ [27], может быть с учетом (11) и (12) определено по следующим выражениям [8]:

$$W_{eh} \approx 8\pi\Delta z_{nh} l_0^{-1} n_{em} W_F [8+(\pi-2)^2]^{-1}; \quad (13)$$

$$W_{ec} \approx (\pi-2) W_{eh} / 4, \quad (14)$$

где $W_F \approx 0{,}6h^2(8m_e)^{-1}(3n_{em}/\pi)^{2/3}$ – среднее значение энергии Ферми для дрейфующих свободных электронов в металле исследуемого металлического проводника с их усредненной объемной плотностью n_{em} до протекания по нему электрического тока проводимости $i_0(t)$ принятых АВП [2].

Укажем, что при $n_{em} \approx 16{,}82\times10^{28}$ м$^{-3}$ [22] энергия Ферми W_F для свободного электрона в исследуемом стальном проводнике численно составляет около $W_F \approx 10{,}67\times10^{-19}$ Дж (~ 6,664 эВ [28]).

Используя (13) и (14), для температуры нагрева квантованных «горячих» θ_{eh} и «холодных» θ_{ec} продольных участков проводника ограниченной длины $l_0 \approx n_m\lambda_{enz}/2 \le 1$ м при $\Delta z_{nh} << l_0$ получаем [8, 11]:

$$\theta_{eh} \approx 8\pi c_0^{-1}\Delta z_{nh} l_0^{-1} n_{em} W_F [8+(\pi-2)^2]^{-1} + \theta_0; \quad (15)$$

$$\theta_{ec} \approx 2\pi(\pi-2) c_0^{-1}\Delta z_{nh} l_0^{-1} n_{em} W_F \times [8+(\pi-2)^2]^{-1} + \theta_0, \quad (16)$$

где c_0 – удельная теплоемкость, отнесенная к единице объема материала рассматриваемого проводника [29]; θ_0 – исходная температура твердого материала металлического проводника (при $i_0(t)$ = 0), равная комнатной температуре θ_0 = 20 °C [2] в окружающей его воздушной среде.

Из (15) и (16) для медного проводника длиной l_0 = 1000 мм ($c_0 \approx 3{,}92\times10^6$ Дж/(м^3 · °C) [29]; $n_{em} \approx 16{,}86\times10^{28}$ м$^{-3}$ [22]; $W_F \approx 11{,}29\times10^{-19}$ Дж [28]; θ_0 = 20 °C [2]) с током проводимости $i_0(t)$ ($\delta_{0m} \approx 0{,}4$ кА/мм^2; $\Delta z_{nh} \approx 5{,}3$ мм) находим, что в этом случае температура θ_{eh} «горячих» продольных участков проводника будет составлять примерно $\theta_{eh} \approx 714{,}5$ °C, а температура θ_{ec} его «холодных» продольных участков – около $\theta_{ec} \approx 218{,}2$ °C. При длине l_0 = 320 мм медного проводника и прежних

исходных данных ($\delta_{0m} \approx 0{,}4$ кА/мм^2; $\Delta z_{nh} \approx 5{,}3$ мм) будет наблюдаться термическое разрушение этого проводника на его «горячих» продольных участках ($\theta_{eh} \approx 2170$ °С при температуре кипения меди, равной около 2590 °С [28]). Влияние длины l_0 проводника на его тепловое состояние связано с тем, что плотность вероятности ρ_{wen} пребывания дрейфующих свободных электронов на «горячих» продольных участках длиной Δz_{nh} проводника для всех квантовых чисел n оказывается обратно пропорциональной его длине l_0 [8, 10]. Из приведенных данных следует то, что продольная периодическая локализация дрейфующих свободных электронов на «горячих» макроскопических продольных участках токоведущих частей проводов (кабелей) при определенных условиях (больших значениях амплитуды δ_{0m} плотности протекающего тока проводимости $i_0(t)$, характерных для режима КЗ в макроскопической электрической цепи, и малых длинах l_0 этих токоведущих частей) может вызывать термическое разрушение электрических проводов (кабелей) и воспламенение их рабочей изоляции.

2.6. Выбор значений длин $\lambda_{enz}/2$ квантованных электронных полуволн де Бройля в рассматриваемом металлическом проводнике длиной l_0 с током проводимости $i_0(t)$, определяющих по (9) и (10) при найденном по (7) для заданной величины δ_{0m} значении длины Δz_{nh} его «горячих» продольных участков длины крайних Δz_{nce} и внутренних Δz_{nci} «холодных» продольных участков этого проводника, сводится к нахождению целочисленного значения квантового числа n. Диапазон изменения данного числа составляет от 1 до $n_m \approx 2n_0^2$, где n_0 – главное квантовое число для атомов металла исследуемого проводника [22]. В этой связи длины $\lambda_{enz}/2 = l_0/n$ квантованных электронных полуволн де Бройля в рассматриваемом проводнике и соответственно значения квантового числа n носят стохастический характер и определяются наиболее вероятным энергетическим состоянием той разновидности свободных электронов, которые оказались в металле проводника в момент подачи на него электрического напряжения $U_0(t)$ и начала протекания в нем тока проводимости $i_0(t)$.

Для нахождения усредненного значения $n_{0m} < n_m$ квантового числа n в металле исследуемого проводника ограниченной длиной $l_0 \approx n_m\lambda_{enz}/2 \leq 1$ м с током $i_0(t)$ различных АВП и прогнозирования зон размещения на ней его «горячих» продольных участков может быть использована формула [18, 19]:

$$n_{0m} \approx \sqrt{2} m_e \delta_{0m} l_0 / (e_0 n_{em} h). \qquad (17)$$

Согласно (17) для стального провода ($n_{em} \approx 16{,}82\times10^{28}$ м$^{-3}$ [22]; $l_0 \approx 320$ мм) при $\delta_{0m} \approx 0{,}37$ кА/мм^2 усредненное значение n_{0m} квантового числа n будет составлять около $n_{0m} \approx 9$ (результаты выполненных нами экспериментов согласно [12–19] подтверждают достоверность расчета по (17) числа n_{0m}).

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На рис. 4 показаны результаты экспериментального обнаружения при комнатной температуре в оцинкованном стальном круглом проводе ($l_0 \approx 320$ мм; $r_0 \approx 0{,}8$ мм; $\Delta_0 \approx 5$ мкм – толщина цинкового покрытия; $S_0 \approx 2{,}01$ мм^2), включенном в сильноточную разрядную цепь мощного высоковольтного ГИТ с апериодическим импульсом тока $i_0(t)$ временной формы $\tau_m/\tau_p \approx 9$ мс/160 мс ($I_{0m} \approx -745$ А; $|\delta_{0m}| \approx 0{,}37$ кА/мм^2 [17]), перегретых зон квантованных ВЭП и продольной макролокализации вдоль провода его дрейфующих электронов для квантового числа $n = 3$ ($\lambda_{enz}/2 \approx 107$ мм, $\Delta z_{nh} \approx 7$ мм, $\Delta z_{nce} \approx 50$ мм; $\Delta z_{nci} \approx 100$ мм). Как видим, наибольшее расхождение между указанными расчетными и опытными данными для геометрических параметров квантованных ВЭП и зон продольной макролокализации дрейфующих электронов в этом металлическом проводе не превышает 18%. Это обстоятельство может указывать на работоспособность предлагаемых расчетных соотношений (2), (7), (9) и (10).

На рис. 5 приведена электрическая схема мощного высоковольтного ГИТ, в разрядную электрическую цепь которого подключался испытательный образец (ИО) исследуемого оцинкованного стального провода макроскопических размеров ($l_0 \approx 320$ мм; $r_0 \approx 0{,}8$ мм; $\Delta_0 \approx 5$ мкм), а на рис. 6 и 7 показаны осциллограммы разрядного тока проводимости $i_0(t)$ указанной апериодической формы $\tau_m/\tau_p \approx 9$ мс/160 мс в электрической цепи мощного высоковольтного ГИТ соответственно до и после подключения данного отрезка стального провода в его сильноточный разрядный контур.

Согласно схеме на рис. 5 в проведенных экспериментах по исследованию неравномерного продольного нагрева импульсным аксиальным током $i_0(t)$ стального провода использовался мощный высоковольтный одномодульный ГИТ на номинальную запасаемую электрическую энергию $W_{C0} \approx 567$ кДж, выполненный на основе 324 шт. параллельно соединенных высоковольтных импульсных конденсаторов типа ИМ-5-140 (номинальное напряжение

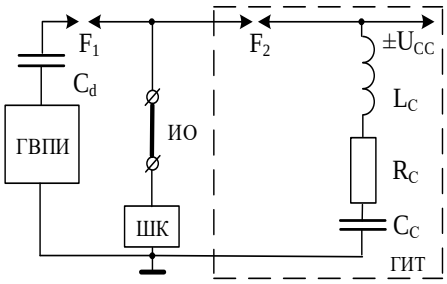


Рис. 5. Принципиальная электрическая схема сильноточной разрядной цепи мощного высоковольтного ГИТ, используемого для исследования неравномерного периодического продольного температурного поля, макроскопических квантованных периодических продольных ВЭП и электронных полуволн де Бройля в ИО круглого оцинкованного стального провода (ГВПИ − генератор высоковольтных поджигающих импульсов напряжения амплитудой до ±100 кВ; F_1, F_2 – двухэлектродные высоковольтные воздушные искровые коммутаторы; C_d – разделительная емкость на 180 пФ и импульсное напряжение до ±120 кВ в цепи ГВПИ, управляющего срабатыванием искровых воздушных коммутаторов F_1 и F_2; ИО – испытательный образец оцинкованного стального провода; ШК – шунт коаксиальный типа ШК-300 для измерения импульсного тока в испытываемом стальном проводе; $\pm U_{CC}$ – зарядное напряжение высоковольтных конденсаторов ГИТ; $L_C \approx 11{,}43$ мГн, $R_C \approx 4{,}74$ Ом, $C_C \approx 45{,}36$ мФ – соответственно собственная индуктивность, активное сопротивление и емкость разрядной цепи высоковольтного ГИТ) [12, 17].

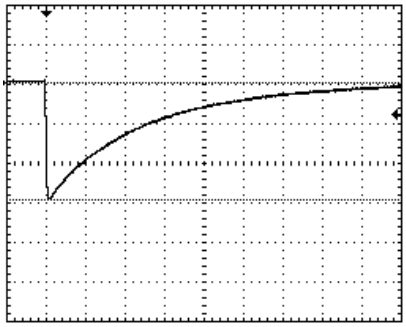


Рис. 6. Осциллограмма апериодического импульса тока $i_0(t)$ отрицательной полярности временной формы $\tau_m/\tau_p \approx 9$ мс/160 мс, протекающего в сильноточной разрядной цепи высоковольтного ГИТ с эквивалентом нагрузки в виде плоского алюминиевого листа толщиной 3 мм и размером в плане 500 х 500мм ($W_C \approx 400$ кДж − электрическая энергия, запасаемая в высоковольтных конденсаторах ГИТ; $U_{CC} \approx -4{,}2$ кВ; $I_{0m} \approx -835$ А; $\tau_m \approx 9$ мс; $\tau_p \approx 160$ мс; $t_0 \approx 1000$ мс – полная длительность протекания импульсного тока в цепи ГИТ; $Q_C \approx C_C U_{CC} \approx 191$ Кл – заряд, протекающий по электрической нагрузке в разрядной цепи ГИТ; масштаб по вертикали – 282 А/клетка; масштаб по горизонтали – 100 мс/клетка) [17].

$U_{C0} = \pm 5$ кВ; номинальная емкость $C_0 = 140$ мкФ) [26]. В данном ГИТ была применена резистивная защита его малоиндуктивных конденсаторов с металлическим корпусом от аварийных сверхтоков, реализованная путем размещения на их высоковольтных выводах защитных постоянных объемных графито-керамических резисторов типа ТВО-60-100 Ом [11]. После заряда до постоянного напряжения $U_{CC} \leq \pm 4{,}2$ кВ указанных конденсаторов ГИТ и подачи от генератора высоковольтных поджигающих импульсов (ГВПИ) микросекундного импульса напряжения амплитудой около ±100 кВ на управляемый электрод высоковольтного воздушного искрового коммутатора F_1 каскадного типа со стальными электродами и рабочим промежутком длиной 4 мм за счет формируемого на используемом нами в опытах ИО стального провода импульса перенапряжения происходит срабатывание высоковольтного двухэлектродного воздушного искрового коммутатора F_2 с графитовыми электродами и рабочим промежутком длиной 3 мм. В результате через указанный ИО провода протекает импульс аксиального тока проводимости $i_0(t)$ требуемых по условиям проведения на открытом воздухе с применением высоковольтного электрооборудования сильноточных экспериментов АВП.

Измерения АВП протекающих в проведенных опытах через ИО стального провода мощных апериодических импульсов тока проводимости $i_0(t)$ выполнялись при помощи цифрового запоминающего осциллографа Tektronix TDS-1012 и поверенного государственной метрологической службой измерительного коаксиального шунта (ШК) типа ШК-300 с собственным активным сопротивлением около $R_s \approx 0{,}185$ мОм и возможностью фиксации нано-, микро- и миллисекундных импульсов тока амплитудой от 10 А до 300 кА, включенного в непотенциальную (заземленную) часть сильноточной разрядной цепи высоковольтного ГИТ (см. рис. 5) и имеющего коэффициент преобразования K_s, численно равный $K_s \approx 56{,}42 \times 10^2$ А/В [10, 11]. Из данных токовой осциллограммы на рис. 7 видно, что при $t \geq 380$ мс из-за интенсивного джоулевого нагрева ИО стального

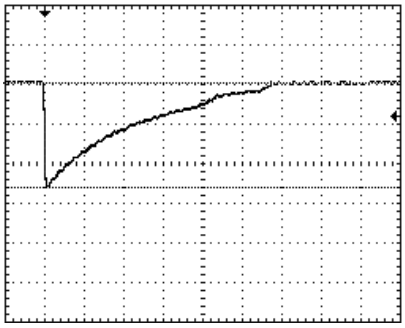


Рис. 7. Осциллограмма воздействующего на локально разрушаемый оцинкованный стальной провод ($r_0 \approx 0{,}8$ мм; $l_0 \approx 320$ мм; $\Delta_0 \approx 5$ мкм; $S_0 \approx 2{,}01$ мм^2) апериодического импульса аксиального тока $i_0(t)$ отрицательной полярности временной формы $\tau_m/\tau_p \approx 9$ мс/160 мс большой плотности δ_0 ($W_C \approx 310$ кДж; $U_{CC} \approx -3{,}7$ кВ; $I_{0m} \approx -745$ А; $|\delta_{0m}| \approx 0{,}37$ кА/мм^2; $\tau_m \approx 9$ мс; $\tau_p \approx 160$ мс; $t_0 \approx 576$ мс; $\Delta_i/r_0 \approx 38$) (масштаб по вертикали – 282 А/клетка; масштаб по горизонтали – 100 мс/клетка) [17].

провода в разрядной цепи используемого высоковольтного ГИТ указанным мощным импульсом тока проводимости $i_0(t)$ и локального электротермического разрушения структуры исследуемого провода последний начинает терять свою металлическую проводимость. Этот интенсивный импульсный нагрев исследуемого оцинкованного стального провода характеризовался скоростью нарастания его температуры на «горячих» продольных участках провода длиной Δz_{nh}, равной примерно 4×10^3 °C/с.

Выполненные нами сильноточные эксперименты на указанном высоковольтном ГИТ показали, что при $\delta_{0m} > 0{,}37$ кА/мм^2 происходит сублимация (испарение) проводящего материала используемого в опытах ИО оцинкованного стального провода ($S_0 \approx 2{,}01$ мм^2), исключающая какие-либо наблюдения в нем ВЭП и соответственно продольных квантованных электронных волн (полуволн) де Бройля [17].

Кроме того, выполненные высокотемпературные эксперименты продемонстрировали то, что в оцинкованном стальном проводе ($l_0 \approx 320$ мм; $r_0 \approx 0{,}8$ мм; $\Delta_0 \approx 5$ мкм; $S_0 \approx 2{,}01$ мм^2), остывающем после однократного воздействия на него в разрядной цепи указанного мощного высоковольтного ГИТ апериодического импульсного тока проводимости $i_0(t)$ с приведенными АВП ($I_{0m} \approx -745$ А; $|\delta_{0m}| \approx 0{,}37$ кА/мм^2; $\tau_m \approx 9$ мс; $\tau_p \approx 160$ мс; $t_0 \approx 576$ мс) на открытом воздухе ($\theta_0 = 20$ °C) и плоском теплозащитном полотне толщиной 3 мм из хризотил-асбеста (температура его плавления составляет около 1500 °C [28]), стохастическим образом локально возникают вспученные ярко светящиеся сфероподобные квантованные «образования» практически одинаковой длины (ширины) $\Delta z_{nh} \approx 7$ мм (см. рис. 3 и 4 для квантового случая $n = 3$, где было опытным путем установлено, что $\Delta z_{nce} = \Delta z_{nci}/2$ и подтверждена правомерность формул (9) и (10)). Причем опытным путем было установлено, что число таких локальных высокотемпературных «образований» («горячих» участков) вдоль используемых в проведенных экспериментах ИО стального провода всегда соответствует квантовому числу n.

На рис. 8 в дополнение к теплофизическим данным рис. 4 приведен опытный квантованный случай, когда посередине ИО стального провода возникает лишь одно ($n = 1$) подобное яркое «образование» длиной (шириной) Δz_{nh}, численно равной также около $\Delta z_{nh} \approx 7$ мм (при расчетном по (7) значении $\Delta z_{nh} \approx 5{,}7$ мм). Между указанными сфероподобными квантованными «образованиями» исследуемого стального провода, имеющими белый цвет каления стали и соответственно температуру не менее 1200 °C [20, 28], были расположены цилиндрические «перешейки» диаметром $2r_0 = 1{,}6$ мм и квантованной длиной (шириной) Δz_{nce} и Δz_{nci} с визуально неповрежденным цинковым покрытием. Из-за нагрева эти «перешейки» вместе с их цинковым покрытием приобретали темный цвет. Металлографическое обследование на оптическом микроскопе МБС-9 остывших и очищенных мягкой тканью цилиндрических «перешейков» ИО рассматриваемого провода показало, что они содержат однородное, блестящее и плотно прилегающее к стальному основанию провода цинковое покрытие. Эти данные указывают на то, что максимальная температура нагрева на цилиндрических «перешейках» ИО исследуемого стального провода не превышала температуры плавления их цинкового покрытия (не более 419 °C [28]). Что касается результатов инструментального обследования с помощью оптического микроскопа МБС-9 остывших сфероподобных «образований» ИО стального провода, то внутри они содержали затвердевшие фракции вскипевшего цинкового покрытия и расплавленного стального основания провода [10, 13]. В связи с чем можно говорить о том, что максимальная температура нагрева на сфероподобных «образованиях» ИО

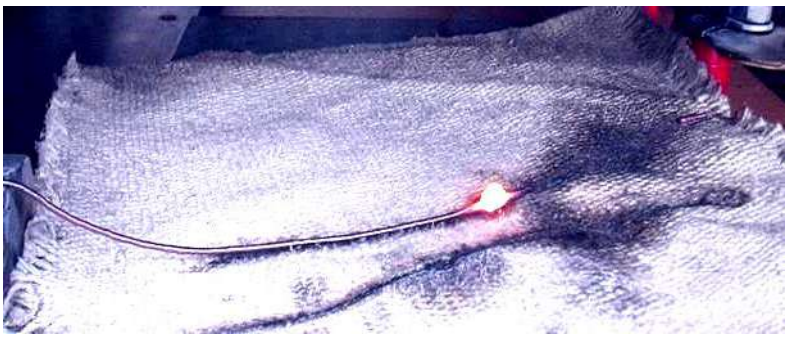


Рис. 8. Внешний вид опытного распределения вдоль круглого оцинкованного стального провода ($r_0 \approx 0{,}8$ мм; $l_0 \approx 320$ мм; $\Delta_0 \approx 5$ мкм; $S_0 \approx 2{,}01$ мм^2) остывающих на атмосферном воздухе и теплозащитном асбестовом полотне макроскопических квантованных зон одного «горячего» (высокотемпературной зоны ВЭП посередине провода длиной (шириной) $\Delta z_{nh} \approx 7$ мм) и двух крайних «холодных» (длиной $\Delta z_{nce} \approx 156{,}5$ мм при частичной сублимации одного из них) продольных участков исследуемого ИО стального провода после протекания по нему апериодического импульса тока $i_0(t)$ отрицательной полярности временной формы $\tau_m/\tau_p = 9$ мс/160 мс большой плотности δ_0 ($U_{CC} \approx -3{,}7$ кВ; $I_{0m} \approx -745$ А; $|\delta_{0m}| \approx 0{,}37$ кА/мм^2; $\tau_m \approx 9$ мс; $\tau_p \approx 160$ мс; $t_0 \approx 576$ мс; $\Delta_i/r_0 \approx 38$; $n = 1$) [17].

указанного на рис. 4 и 8 оцинкованного стального провода была не меньше температуры плавления его стального основания, равной около 1535 °С [28]. На это указывают и те опытные данные, что под всеми естественно остывшими на атмосферном воздухе ($\theta_0 = 20$ °С) сфероподобными «образованиями» ИО этого стального провода имело место сквозное проплавление теплозащитного полотна, выполненного из хризотил-асбеста с температурой плавления не менее 1500 °С [28].

Приведенные выше теплофизические результаты выполненных нами с помощью мощного высоковольтного ГИТ и коротких прямолинейных отрезков оцинкованного стального провода ($l_0 \approx 320$ мм; $r_0 \approx 0{,}8$ мм) высокотемпературных экспериментов указывают на то, что квантованные сфероподобные «образования» в металле используемого стального провода соответствуют «горячим» продольным участкам его квантованных периодических продольных ВЭП, а цилиндрические «перешейки» в ИО исследуемого стального провода – «холодным» продольным участкам его указанных квантованных ВЭП. При этом температуры быстрого джоулевого нагрева указанных «горячих» и «холодных» продольных участков ИО оцинкованного стального провода отличаются примерно в 3,5 раза. Такое резкое различие температур этих продольных участков данного провода будет приводить к резкому повышению активного сопротивления «горячих» продольных участков примененного в опытах провода по отношению к его «холодным» продольным участкам. Период этой продольной неравномерности активного сопротивления рассматриваемого провода будет совпадать с указанным выше периодом $L_{\lambda n}$ продольной макролокализации в нем дрейфующих свободных электронов, количественно равным $L_{\lambda n} = \lambda_{enz}/2$.

Из-за того, что вдоль ИО рассматриваемого стального провода длиной $l_0 >> r_0$ устанавливаются согласно [12, 14] стоячие электромагнитные волны (ЭМВ), которые не способны к продольной передаче вдоль этого провода электромагнитной энергии, то обмена (передачи) тепловой энергии (как известно, этот вид энергии (теплота) в пространстве физически передается с помощью ЭМВ в соответствующем частотном диапазоне [22]) в период существования в ИО указанного стального провода квантованных продольных ВЭП (соответственно и стоячих поперечных ЭМВ) между «горячими» и «холодными» продольными участками исследуемого проводника происходить не будет. Поэтому указанные «горячие» и «холодные» продольные участки исследуемого металлического провода будут устойчиво существовать в его проводящем материале вплоть до прекращения протекания по нему аксиального электрического тока проводимости $i_0(t)$.

После прекращения продольного дрейфа свободных электронов в рассматриваемом металлическом проводнике (при $i_0(t) = 0$) и при отсутствии внутри его металлической структуры стоячих продольных электронных полуволн де Бройля и соответственно стоячих поперечных ЭМВ из-за начала протекания в нем явления теплообмена между его «горячими» и «холодными» продольными участками, а также между нагретым материалом проводника и окружающей его воздушной средой с комнатной температурой $\theta_0 = 20$ °С происходит постепенное остывание проводящего материала исследуемого металлического проводника, выравнивание температуры и электронной концентрации свободных электронов вдоль его длины l_0, что в итоге будет приводить к исчезновению в исследуемом металлическом проводнике описанной нами выше неравномерной

продольной периодической тепловой макроструктуры с ее квантованными «горячими» длиной (шириной) Δz_{nh} и «холодными» длиной (шириной) Δz_{nc} продольными участками.

ВЫВОДЫ

1. Выполнены обобщение и систематизация основных результатов многолетних теоретических и экспериментальных исследований при комнатной температуре квантово-волновых продольных распределений дрейфующих свободных электронов и квантованных продольных ВЭП в металлическом проводнике ($l_0 >> r_0$) с электрическим током проводимости $i_0(t)$ различных АВП, приводящих к неравномерному продольному джоулевому нагреву его токоведущей части в электрической цепи источника напряжения $U_0(t)$ и возникновению в нем квантованной (дискретной) продольной периодической тепловой макроструктуры, состоящей из чередующихся между собой макроскопических «горячих» длиной (шириной) Δz_{nh} и «холодных» длиной (шириной) Δz_{nce} и Δz_{nci} продольных участков. Эти расчетно-экспериментальные результаты, полученные в Украине в период 2003−2023 гг., указывают на проявление при комнатной температуре квантово-механических эффектов в электрической макроскопической цепи с данным металлическим проводником, сопровождающихся квантованием (делением на порции) энергии его элементарных носителей электричества – дрейфующих свободных электронов и формированием вдоль исследуемого проводника квантованных электронных полуволн де Бройля макроскопической длиной $\lambda_{enz}/2$.

2. Проведенный анализ результатов квантово-волновых продольных распределений дрейфующих свободных электронов, выявленных особенностей распространения квантованных продольных электронных полуволн де Бройля и возникновения квантованных продольных ВЭП в исследуемом металлическом проводнике с электрическим током проводимости $i_0(t)$ различных АВП позволил сформулировать основные положения теории продольной периодической макролокализации дрейфующих свободных электронов на квантованных «горячих» участках длиной (шириной) Δz_{nh} данных проводников, играющей важную роль в обеспечении электротермической стойкости традиционной кабельно-проводниковой продукции объектов электроэнергетики, техники больших импульсных токов и сильных электромагнитных полей в штатных и аварийных режимах ее работы. Показано, что на практике необходимо учитывать особенности указанной периодической макролокализации в токоведущих частях электрических проводов (кабелей) дрейфующих в них свободных электронов, обусловленной их квантовыми состояниями и сильно влияющей на их электротермическую стойкость при токовых перегрузках и режиме КЗ в силовых электрических цепях макроскопических размеров различного электротехнологического назначения.

3. Расчетным и опытным путем установлено, что при большой плотности $\delta_0(t)$ электрического тока проводимости $i_0(t)$ (при $\delta_{0m} \geq 0{,}37$ кА/мм^2), характерной для режима КЗ, больших токовых перегрузок и аварийных режимов работы силовых электрических проводов (кабелей), и малой длине ($l_0 \leq 1$ м) их рабочих токоведущих частей из-за формирования в них макроскопических квантованных продольных ВЭП может происходить локальный интенсивный джоулевый нагрев таких частей данных проводов (кабелей) на узких периодически размещенных вдоль них макроскопических квантованных «горячих» продольных участках длиной (шириной) Δz_{nh} с их последующим термическим разрушением и возгоранием в периодически расположенных зонах их квантованных ВЭП с данными продольными участками рабочей изоляции этих электрических проводов (кабелей).

4. Выполненные приближенные расчеты и сильноточные эксперименты с применением отечественного высоковольтного испытательного электрофизического оборудования демонстрируют проявление и возможность реального наблюдения при комнатной температуре в лабораторных условиях квантово-механических эффектов в тонких круглых металлических проводниках ($l_0 >> r_0$) с импульсным током проводимости $i_0(t)$, включенных в электрическую макроскопическую цепь источника высокого напряжения $U_0(t)$, вызывающих из-за квантования энергии дрейфующих в них свободных электронов и возникновения вдоль них макроскопических квантованных ВЭП появление в этих проводниках продольной периодической тепловой макроструктуры, состоящей из чередующихся между собой «горячих» и «холодных» макроскопических продольных участков с резко отличающимися температурами их джоулевого нагрева (до 3,5 раз).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Украины (бюджетная тема № 0125U001617).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Электрические кабели, провода и шнуры: Справочник*. Под ред. Н.И. Белоруссова. М.: Энергоатомиздат, 1988. 536 с.
2. Яворский, Б.М., Детлаф, А.А., *Справочник по физике*. М.: Наука, 1990. 624 с.
3. Baranov, M.I., An anthology of the distinguished achievements in science and technique. Part 53: Nobel Prize Laureates in physics for 2016-2019, *Electrical engineering & electromechanics*, 2020, no. 2, p. 3. doi: https://doi.org/10.20998/2074-272X.2020.2.01.
4. Баранов, М.І., *Вибрані питання електрофізики: Монографія у 4 томах. Том 4: Ефекти взаємодії фізичних тіл з полями і струмами*, Харків: «ФОП Панов А.М.», 2023. 552 с.
5. Baranov, M.I., Wave distribution of free electrons in a current-bearing conductor, *Russian electrical engineering*, 2005, vol. 76, no. 7, p. 25.
6. Баранов, М.И., Волновой электронный пакет проводника с электрическим током проводимости, *Електротехніка і електромеханіка*, 2006, № 3, с. 49.
7. Баранов, М.И., Новые физические подходы и механизмы при изучении процессов формирования и распределения электрического тока проводимости в проводнике, *Технічна електродинаміка*, 2007, № 1, с. 13.
8. Баранов, М.И., Квантово-механический подход при расчете температуры нагрева проводника электрическим током проводимости, *Технічна електродинаміка*, 2007, № 5, с. 14.
9. Баранов, М.И., Волновое радиальное распределение свободных электронов в цилиндрическом проводнике с переменным электрическим током, *Технічна електродинаміка*, 2009, № 1, с. 6.
10. Баранов, М.И., *Избранные вопросы электрофизики: Монография в 4-х томах, том 2, кн. 1: Теория электрофизических эффектов и задач*. Харьков: НТУ «ХПІ», 2009. 384 с.
11. Баранов, М.И., *Избранные вопросы электрофизики: Монография в 4-х томах, том 2, кн. 2: Теория электрофизических эффектов и задач*, Харьков: Точка, 2010. 407 с.
12. Баранов, М.И., Теоретические и экспери-ментальные результаты исследований по обоснованию существования в микроструктуре металлического проводника с током электронных дебройлевских полуволн, *Електротехніка і електромеханіка*, 2014, № 3, с.45. doi: https://doi.org/10.20998/2074-272X.2014.3.09.
13. Баранов, М.И., Особенности нагрева тонкого биметаллического проводника большим импульсным током, *Электричество*, 2014, № 4, с. 34.
14. Баранов, М.И., Квантово-волновая природа электрического тока в металлическом проводнике и ее некоторые электрофизические макропроявления, *Електротехніка і електромеханіка*, 2014, № 4, с. 25. doi: https://doi.org/10.20998/2074-272X.2014.4.05.
15. Baranov, M.I., Local heating of electrical pathways of power electrical equipment under emergency conditions and overcurrents, *Russian electrical engineering*, 2014, vol. 85, no. 6, p. 354. doi: https://doi.org/10.3103/S1068371214060030.
16. Баранов, М.И., Основные характеристики волнового распределения свободных электронов в тонком металлическом проводнике с импульсным током большой плотности, *Электричество*, 2015, № 10, с. 20.
17. Baranov, M.I., and Rudakov, S.V., Calculation-experimental method of research in a metallic conductor with the pulse current of electronic wavepackages and de Broglie electronic half-waves, *Electrical engineering & electromechanics*, 2016, no. 6, p. 45. doi: https://doi.org/10.20998/2074-272X.2016.6.08.
18. Baranov, M.I., and Rudakov, S.V., Calculation-experimental determination of middle number of the quantized longitudinal electronic semiwaves de Broglie in a cylindrical explorer with an impulsive axial-flow current, *Electrical engineering & electromechanics*, 2020, no. 2, p. 26. doi: https://doi.org/10.20998/2074-272X.2020.2.05.
19. Baranov, M.I., Calculation of the maximal number of zones of longitudinal periodic localization of drifting electrons in the metal conduction with electric conduction current, *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*, 2023, vol. 59, no. 5, p. 613. doi: https://doi.org/10.3103/S1068375523050022.
20. Марахтанов, М.К., Марахтанов, А.М., Периодические изменения температуры по длине стальной проволоки, вызванные электрическим током, *Вестник Московского государственного технического университета им. Н.Э. Баумана. Серия: Машиностроение*. 2003, № 1, с. 37.
21. www.nobelprize.org/prizes/physics/2025/press-release
22. Кузьмичев, В.Е., *Законы и формулы физики / Отв. ред. В.К. Тартаковский*. Киев: Наукова думка, 1989. 864 с.
23. Баранов, М.И., *Антология выдающихся достижений в науке и технике: Монография в 4-х томах, том 3*. Харьков: «ФЛП Панов А.Н.», 2016. 415 с.
24. Анго, А., *Математика для электро- и радиоинженеров: Пер. с франц. / Под общей ред. К.С. Шифрина*. М.: Наука, 1965. 780 с.
25. *Электротехнический справочник. Производство и распределение электрической энергии, том 3, к* / *Под общ. ред. И.Н. Орлова*. М.: Энергоатомиздат, 1988. 880 с.
26. Baranov, M.I., Buriakovskyi, S.G., and Rudakov, S.V., The instrumental providing is in

Ukraine of model tests of objects of energy, aviation and space-rocket technique on resistibility to action of impulsive current of artificial lightning, *Electrical engineering & electromechanics*, 2018, no. 4, p. 45.

doi: https://doi.org/10.20998/2074-272X.2018.4.05.

27. Баранов, М.И., Слабое и сильное рассеяние дрейфующих свободных электронов в металлическом проводнике с электрическим током проводимости, *Технічна електродинаміка*, 2010, № 3, с. 3.
28. Кухлинг, Х., *Справочник по физике / Пер. с нем. под ред. Е.М. Лейкина*. М.: Мир, 1982. 520 с.
29. Кнопфель, Г., *Сверхсильные импульсные магнитные поля*, Пер. с англ. Ф.А. Николаева, Ю.П. Свириденко. М.: Мир, 1972. 391 с.

Summary

Information is presented on generalization and systematization of results of long-term theoretical and experimental researches related to the determination of the macroscopic quantized wave longitudinal distributing of free electrons, drifting at a room temperature in a cylindrical metallic explorer, plugged in the electric chain of source of voltage of $U_0(t)$ of different peak-temporal parameters (PTP). The basic features of distribution of the de Broglie quantized longitudinal electronic semi-waves are described and origins of the quantized longitudinal electronic wave-packages in this explorer with the current of conductivity of $i_0(t)$ arbitrary PTP. The elements of the theory of the quantized longitudinal periodic macro0localization of drifting free electrons are formulated on the «hot» areas of this conductor. The performed experiments confirmed the quantum of energy of drifting electrons in the probed conductor, with the formation along it of a periodic thermal macro-structure, consisting of alternating of its «hot» and «cold» longitudinal areas. The obtained results demonstrate the appearance of quantum-mechanical effects in an electric macroscopic chain with this conductor at the room temperature, supported with the quantification of energy of its lone electrons.

Keywords: conductor, electric current, room temperature, quantum of energy of electrons, electronic wave-packages, quantized longitudinal macro-localization of electrons, calculation, experiment