

УСРЕДНЕННЫЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВОЛНОВЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПАКЕТОВ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПРОВОДНИКАХ С ИМПУЛЬСНЫМ АКСИАЛЬНЫМ ТОКОМ БОЛЬШОЙ ПЛОТНОСТИ

Приведені результати наближеного вибору усередненого значення \bar{n} цілого квантового числа n для мод квантованих хвильових пси-функцій n -го порядку і квантовомеханічного розрахунку на основі знайденого квантового числа \bar{n} усереднених геометричних характеристик квантованих періодичних подовжніх і радіальних хвильових електронних пакетів (ХЕП) в круглих суцільних металевих провідниках з великим імпульсним аксіальним струмом. Дані характеристики включають усереднені ширини "гарячих" і "холодних" подовжніх і радіальних ділянок вказаних провідників, що формуються відповідними ХЕП, і усереднені кроки періодизації у вказаних структурах ХЕП. Виконані експерименти на потужному генераторі тривалої аперіодичної С- компоненти імпульсного струму штучної блискавки з амплітудою його щільності до $0,37 \text{ кА/мм}^2$ в оцинкованому сталевому дроті радіусом $0,8 \text{ мм}$ і завдовжки 320 мм підтвердили результати вибору для нього квантового числа \bar{n} і розрахунку усередненої ширини "гарячих" і "холодних" ділянок подовжніх ХЕП, які візуально спостережуються вздовж інтенсивно нагріваемого цим струмом досліджуваного дроту за рахунок слабого розсіяння електронних півхвиль де Бройля на атомах кристалічної решітки його металу. Бібл. 14, рис. 2.

Ключові слова: металевий провідник, імпульсний струм великої щільності, хвильовий електронний пакет провідника, "гарячі" і "холодні" подовжні і радіальні ділянки провідника, квантування і усереднювання геометричних характеристик хвильових електронних пакетів провідника.

Приведены результаты приближенного выбора усредненного значения \bar{n} целого квантового числа n для мод квантованных волновых пси-функций n -го порядка и квантовомеханического расчета на основе найденного квантового числа \bar{n} усредненных геометрических характеристик квантованных периодических продольных и радиальных волновых электронных пакетов (ВЭП) в круглых сплошных металлических проводниках с большим импульсным аксиальным током. Данные характеристики включают усредненные ширины "горячих" и "холодных" продольных и радиальных участков указанных проводников, формируемых соответствующими ВЭП, и усредненные шаги периодизации в указанных структурах ВЭП. Выполненные эксперименты на мощном генераторе длительной аперіодической С- компоненты импульсного тока искусственной молнии с амплитудой его плотности до $0,37 \text{ кА/мм}^2$ в оцинкованном стальном проводе радиусом $0,8 \text{ мм}$ и длиной 320 мм подтвердили результаты выбора для него квантового числа \bar{n} и расчета усредненных ширин "горячих" и "холодных" участков продольных ВЭП, визуально наблюдаемых вдоль интенсивно нагреваемого этим током исследуемого провода за счет слабого рассеяния электронных полуолн де Бройля на атомах кристаллической решетки его металла. Библ. 14, рис. 2.

Ключевые слова: металлический проводник, импульсный ток большой плотности, волновой электронный пакет проводника, "горячие" и "холодные" продольные и радиальные участки проводника, квантование и усреднение геометрических характеристик волновых электронных пакетов проводника.

Введение. В [1,2] были приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований волнового продольного и радиального распределений свободных электронов в круглом сплошном металлическом проводнике с импульсным аксиальным током большой плотности. Полученные результаты указывают на стохастический характер возникновения в проводящей структуре такого проводника радиусом r_0 и длиной $l_0 \gg r_0$, содержащей квантовое число n электронных полуолн де Бройля, периодических квантованных волновых электронных пакетов (ВЭП) [3]. Отличительной особенностью проявления данных макроскопических ВЭП является то, что они образуют относительно "горячие" и "холодные" продольные и радиальные участки проводника, геометрические размеры которых определяются установленными в [1,2] закономерностями в волновых распределениях дрейфующих электронов и квантованными значениями продольного $k_{nz} = \pi n / l_0$ и радиального $k_{nr} = \pi n / r_0$ волно-

вых чисел ($n=1,2,3,\dots,n_m$ – целое квантовое число; n_m – максимальное значение квантового числа n , определяемое главным квантовым числом n_k для атомов металла проводника [3]). Причем, шаг периодической структуры ВЭП проводника оказывается равным сумме ширин его соседних "горячих" продольных Δz_{nz} (радиальных Δr_{nr}) и "холодных" продольных Δz_{nz} (радиальных Δr_{nr}) участков. При этом согласно [2,4] уровни температур джоулева нагрева "горячих" и "холодных" продольных и радиальных участков ВЭП проводника могут отличаться в 3,5 раза. Данные из [2] свидетельствуют о том, что квантовое число $n_m = 2n_k^2$ для медных, цинковых и стальных проводников ($n_k=4$ [3]) составляет 32, что указывает на возможность наличия в их внутренней электропроводящей структуре до 32 мод собственных продольных $\Psi_{nz}(z,t)$ и радиальных $\Psi_{nr}(r,t)$ волновых функций. Именно суперпозиция (взаимное наложение) этих квантованных волновых пси-функций n -го порядка и формирует в про-

воднике его макроскопические квантованные продольные и радиальные ВЭП. Каждому квантовому числу n будут соответствовать свои ВЭП, размещенные вдоль длины l_0 или радиуса r_0 проводника. Показатель моды (число n) для указанных квантованных волновых пси-функций определяется энергетическим состоянием свободных электронов проводника в момент приложения к нему электрического напряжения и начала протекания по нему тока проводимости [5]. Вероятностный характер возникновения в металлических проводниках с электрическим током явления квантованной периодической макролокализации свободных электронов при их дрейфе [5] и соответственно появления в указанных проводниковых материалах квантованных продольных и радиальных ВЭП с $n \leq 32$ в значительной мере затрудняет прогнозирование возникающей картины периодического распределения в нем указанных ВЭП. Определенному решению этого электрофизического вопроса, имеющего квантово-волновую природу и важное электротехнологическое значение при расчетной (опытной) оценке результатов локального действия больших разрядных импульсных токов на токонесущие части проводов (кабелей) силовых электрических цепей мощных испытательных высоковольтных электроустановок [6], а также ударных импульсных токов короткого замыкания [4,7] и линейной молнии [8] на токонесущие части силовых цепей электроэнергетических объектов, будет способствовать знание усредненных значений квантового числа n (величины \bar{n}) и соответственно усредненных геометрических характеристик квантованных периодических продольных и радиальных ВЭП в круглых металлических проводниках с импульсным аксиальным током $i_0(t)$ большой плотности.

1. Постановка задачи о распределении ВЭП в металлическом проводнике с импульсным током. Рассмотрим в цилиндрической системе координат неподвижно размещенный в воздушной среде прямолинейный сплошной немагнитный металлический проводник радиусом r_0 и длиной $l_0 \gg r_0$ (рис. 1). Пусть параметры воздушной среды соответствуют нормальным атмосферным условиям (давление воздуха составляет $1,013 \cdot 10^5$ Па, а его температура T_0 равна 0°C [3]). Считаем, что к противоположным концам рассматриваемого проводника с удельной электропроводностью γ_0 его материала приложена разность электрических потенциалов, униполярно изменяющаяся во времени t по произвольному закону. Примем, что по исследуемому проводнику поперечным сечением $S_0 = \pi r_0^2$ вдоль его продольной оси OZ протекает импульсный однополярный ток проводимости $i_0(t)$, характеризующийся усредненной плотностью $\delta_0(t)$. Ограничимся рассмотрением случая, когда толщина токового скин-слоя Δ , в материале проводника существенно больше его радиуса r_0 . Для приближенного описания поведения дрейфующих свободных электронов проводника воспользуемся известным одноэлектронным приближением Хартри – Фока, пренебрегающим их взаимным влиянием друг на друга, а также влиянием ионов (узлов) кристаллической решетки материала проводника на его коллективизированные электроны [2,3]. Пусть продольные и ради-

альные распределения свободных электронов проводника будут определяться в предположении того, что их пространственное движение и соответственно распределения по координатам z и r в первом приближении подчиняются одномерным временным волновым уравнениям Шрёдингера [3]. Требуется на основе квантомеханического подхода в приближенном виде с учетом полученных в [1,2,5] данных о продольных и радиальных волновых распределениях дрейфующих свободных электронов в рассматриваемом проводнике определить усредненные характеристики пространственного распределения в его однородном электропроводящем материале периодических квантованных продольных и радиальных ВЭП.

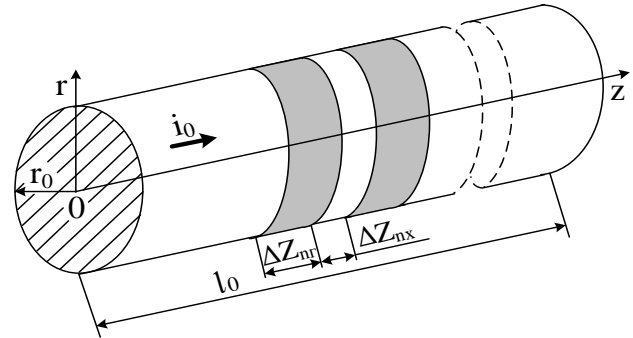


Рис.1. Сплошной металлический проводник радиусом r_0 и длиной l_0 с импульсным аксиальным током $i_0(t)$ большой плотности, содержащий квантованные "горячие" шириной Δz_{hot} и "холодные" шириной Δz_{cold} продольные участки [2]

2. Выбор усредненного значения квантового числа для волновых пси-функций дрейфующих электронов металлического проводника с импульсным током. Для квантованных дебройлевских электронных полуволн, распространяющихся по длине l_0 и радиусу r_0 исследуемого проводника с импульсным аксиальным током $i_0(t)$, выполняются следующие известные аналитические соотношения [2]:

$$\lambda_{enz}/2 = l_0/n; \quad (1)$$

$$\lambda_{enr}/2 = r_0/n, \quad (2)$$

где $\lambda_{enz} = h/(m_e v_{enz})$ – квантованная длина продольной волны дрейфующего свободного электрона с массой покоя $m_e = 9,109 \cdot 10^{-31}$ кг [3]; $v_{enz} = nh/(2m_e l_0)$ – квантованная продольная скорость дрейфующего свободного электрона; $\lambda_{enr} = h/(m_e v_{enr})$ – квантованная длина радиальной волны дрейфующего свободного электрона; $v_{enr} = nh/(2m_e r_0)$ – квантованная радиальная скорость дрейфующего свободного электрона в материале проводника; $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка [3].

Используя (1) и зная пределы изменения квантового числа $n=1,2,3,\dots,n_m$, определим вначале для исследуемого провода усредненную длину продольной электронной полуволны $\lambda_{enz}^*/2$ в следующем виде [9]:

$$\lambda_{enz}^*/2 = l_0 (n_m - 1)^{-1} \int_1^{n_m} n^{-1} dn = l_0 (n_m - 1)^{-1} \ln n_m. \quad (3)$$

Исходя из (2), аналогично (3) для усредненной длины радиальной дебройлевской электронной полуволны $\lambda_{enr}^*/2$ или шага макроскопической структуры радиального ВЭП в электропроводящем материале

рассматриваемого круглого проводника находим:

$$\lambda_{enr}^*/2 = r_0 (n_m - 1)^{-1} \ln n_m. \quad (4)$$

Из (1)-(4) видно, что для целого квантового числа n его усредненное значение \bar{n} , удовлетворяющее соотношениям $\lambda_{enz}^*/2 = l_0/\bar{n}$ и $\lambda_{enr}^*/2 = r_0/\bar{n}$, можно записать в следующем аналитическом виде [10]:

$$\bar{n} = (n_m - 1) / (\ln n_m). \quad (5)$$

Из (5) для медного, цинкового и стального проводников ($n_k=4$ [3]; $n_m=2n_k^2=32$ [2]) с импульсным током $i_0(t)$ следует, что усредненное значение для квантового числа n , определяющее усредненную моду волновой пси-функции в каждом периодическом квантованном продольном и радиальном ВЭП для таких проводниковых материалов, окажется примерно равным $\bar{n}=9$. Данному числу \bar{n} будет соответствовать такое же усредненное число "горячих" и "холодных" продольных и радиальных участков, суммы усредненных ширин которых $(\Delta z_{nz}^* + \Delta z_{nx}^*)$ и $(\Delta r_{nz}^* + \Delta r_{nx}^*)$ образуют в материале проводника усредненные шаги периодических структур продольных и радиальных ВЭП. Ниже в разделе 5 будет приведено экспериментальное обоснование предлагаемому расчетному выбору по (5) такого численного значения для числа \bar{n} применительно к указанным выше электропроводящим материалам исследуемых проводников с током.

3. Усредненные геометрические характеристики для периодических квантованных продольных ВЭП в металлическом проводнике с импульсным током. Для краевых зон исследуемого металлического проводника, прилегающих к местам его закрепления в сильноточной цепи с импульсным током $i_0(t)$ и содержащих продольные ВЭП, с учетом (1) будет выполняться следующее соотношение [5]:

$$\lambda_{enz}^*/2 = \Delta z_{nz}^* + 2\Delta z_{nxx}^* = l_0/\bar{n}, \quad (6)$$

где Δz_{nz}^* , Δz_{nxx}^* – соответственно усредненные значения квантованных ширин "горячих" и крайних "холодных" продольных участков ВЭП проводника.

Для внутренних зон проводника, соседствующих с указанными выше его краевыми зонами или удаленных от них, усредненные геометрические характеристики квантованного продольного ВЭП будут описываться следующим аналитическим соотношением [5]:

$$\lambda_{enz}^*/2 = \Delta z_{nz}^* + \Delta z_{nxb}^* = l_0/\bar{n}, \quad (7)$$

где Δz_{nxb}^* – усредненное значение квантованной ширины внутренних "холодных" продольных участков ВЭП проводника.

Из (6) и (7) видно, что усредненные квантованные ширины $\Delta z_{nxb}^* = \Delta z_{nx}^*$ внутренних "холодных" продольных участков ВЭП вдвое превышают усредненные квантованные ширины Δz_{nxx}^* соответствующих крайних "холодных" продольных участков проводника. Для расчетного определения с учетом (6) и (7) усредненных квантованных величин Δz_{nxx}^* и Δz_{nxb}^* необходимо предварительно найти усредненное значение квантованной величины Δz_{nz}^* . Для этого применительно к "горячему" продольному участку ВЭП воспользуемся фундаментальным принципом квантовой электродинамики (механики) – соотношением неопределенности Гейзенберга в следующем виде [3]:

$$\Delta z_{nz}^* \cdot \Delta p_{nz}^* \geq h/(4\pi), \quad (8)$$

где $\Delta p_{nz}^* = m_e v_{enz}^* = \bar{n} h/(2l_0)$ – усредненная квантованная продольная проекция импульса дрейфующих в микроструктуре проводника свободных электронов; $v_{enz}^* = \bar{n} h/(2m_e l_0)$ – усредненная квантованная продольная скорость дрейфующих свободных электронов проводника.

Тогда из (8) для наименьшего квантованного значения усредненной ширины Δz_{nz}^* "горячего" продольного участка ВЭП проводника с импульсным аксиальным током $i_0(t)$ большой плотности имеем:

$$\Delta z_{nz}^* = l_0 / (2\pi\bar{n}) = l_0 \ln n_m / [\pi(n_m - 1)]. \quad (9)$$

Из (6) с учетом (9) для усредненных квантованных ширин Δz_{nxx}^* крайних "холодных" продольных участков ВЭП исследуемого проводника в приближенном виде получаем расчетное соотношение вида:

$$\Delta z_{nxx}^* = l_0 \ln n_m (2\pi - 1) / [\pi(n_m - 1)]. \quad (10)$$

Из (7) и (9) для усредненных квантованных ширин Δz_{nxb}^* внутренних "холодных" продольных участков ВЭП рассматриваемого проводника получаем следующее приближенное расчетное соотношение:

$$\Delta z_{nxb}^* = l_0 \ln n_m (2\pi - 1) / [\pi(n_m - 1)]. \quad (11)$$

В результате усредненный шаг периодической структуры продольного ВЭП для исследуемого проводника с учетом (9)-(11) может быть определен из следующего расчетного выражения:

$$\Delta z_{nz}^* + 2\Delta z_{nxx}^* = \Delta z_{nz}^* + \Delta z_{nxb}^* = l_0 \ln n_m / [n_m - 1]. \quad (12)$$

4. Усредненные геометрические характеристики для периодических квантованных радиальных ВЭП в металлическом проводнике с импульсным током. Для центральных и наружных зон цилиндрического проводника радиусом r_0 с током $i_0(t)$, содержащих радиальные ВЭП, с учетом (2) имеем:

$$\lambda_{enr}^*/2 = \Delta r_{nz}^* + 2\Delta r_{nxx}^* = r_0/\bar{n}, \quad (13)$$

где Δr_{nz}^* , Δr_{nxx}^* – соответственно усредненные значения квантованных ширин "горячих" и крайних "холодных" радиальных участков ВЭП проводника.

Для внутренних круговых зон рассматриваемого проводника усредненные геометрические характеристики радиальных ВЭП будут удовлетворять следующему приближенному расчетному соотношению [5]:

$$\lambda_{enr}^*/2 = \Delta r_{nz}^* + \Delta r_{nxb}^* = r_0/\bar{n}, \quad (14)$$

где Δr_{nxb}^* – усредненное значение квантованной ширины внутренних "холодных" радиальных участков ВЭП проводника.

Запишем далее фундаментальное соотношение неопределенности Гейзенберга для локализующихся на "горячих" радиальных участках ВЭП дрейфующих свободных электронов в следующем виде [3]:

$$\Delta r_{nz}^* \cdot \Delta p_{nr}^* \geq h/(4\pi), \quad (15)$$

где $\Delta p_{nr}^* = m_e v_{enr}^* = \bar{n} h/(2r_0)$ – усредненная квантованная радиальная проекция импульса дрейфующих в микроструктуре исследуемого проводника свободных электронов; $v_{enr}^* = \bar{n} h/(2m_e r_0)$ – усредненная квантованная радиальная скорость дрейфующих свободных электронов в круглом цилиндрическом проводнике.

Из (15) и (5) для наименьшего квантованного значения усредненной ширины Δr_{nz}^* "горячего" радиального участка ВЭП исследуемого проводника с импульсным током $i_0(t)$ большой плотности получаем:

$$\Delta r_{nz}^* = r_0 / (2\pi\bar{n}) = r_0 \ln n_m / \left[\pi(n_m - 1) \right]. \quad (16)$$

В результате из (13) и (16) для усредненных квантованных ширин Δr_{nkk}^* крайних "холодных" радиальных участков ВЭП рассматриваемого проводника в принятом нами приближении находим:

$$\Delta r_{nkk}^* = r_0 \ln n_m (2\pi - 1) / \left[\pi(n_m - 1) \right]. \quad (17)$$

Из (14) с учетом (16) для усредненных квантованных ширин Δr_{nxb}^* внутренних "холодных" радиальных участков ВЭП исследуемого проводника запишем следующее расчетное соотношение:

$$\Delta r_{nxb}^* = r_0 \ln n_m (2\pi - 1) / \left[\pi(n_m - 1) \right]. \quad (18)$$

Тогда для усредненного шага периодической локализации дрейфующих свободных электронов на "горячих" участках ВЭП вдоль наружного радиуса r_0 рассматриваемого проводника из (16)-(18) имеем:

$$\Delta r_{nz}^* + 2\Delta r_{nkk}^* = \Delta r_{nz}^* + \Delta r_{nxb}^* = r_0 \ln n_m / \left[\pi(n_m - 1) \right]. \quad (19)$$

Из (9)-(12) и (16)-(19) следует, что найденные в используемом приближении усредненные геометрические размеры "горячих" и "холодных" участков радиальных ВЭП в l_0/r_0 раз меньше соответствующих усредненных размеров для продольных ВЭП проводника с импульсным током $i_0(t)$ большой плотности. Эта особенность в пространственных распределениях продольных и радиальных ВЭП сплошного круглого проводника важна для ряда современных электротехнологий [11], использующих протекание по металлическим проводникам больших импульсных токов с целью их электрического взрыва (ЭВ). В наиболее полной мере она будет проявляться при получении за счет ЭВ в газах тонких металлических проволочек малоразмерной "металлической" плазмы и затем после сепарации таких плазменных продуктов нано- и микродисперсных проводниковых материалов [12].

5. Результаты экспериментальной проверки выбора усредненных характеристик для квантованных продольных ВЭП в металлическом проводнике с импульсным током. Для верификации (проверки истинности) выбора по (5) усредненного значения \bar{n} квантового числа n и предложенных расчетных соотношений (9)-(12) применительно к усредненным квантованным характеристикам продольных ВЭП в исследуемом проводнике используем представленные в [1,2,5] результаты экспериментальных исследований волнового продольного распределения дрейфующих свободных электронов и соответственно "горячих" и "холодных" продольных участков в оцинкованном стальном проводе ($r_0=0,8$ мм; $l_0=320$ мм; $S_0=2,01$ мм²; $n_k=4$) с толщиной наружного защитного покрытия $\Delta_0=5$ мкм, испытывающем в разрядной цепи мощного высоковольтного генератора длительной C -компоненты тока искусственной молнии [13] прямое воздействие аperiodического импульса тока $i_0(t)$ временной формы $t_m/\tau_p=9$ мс/160 мс большой усредненной плотности $\delta_{0m} \approx I_{0m}/S_0 \approx 0,37$ кА/мм². Данному амплитудному значению δ_{0m} соответствует амплитуда

униполярного импульса тока $I_{0m}=745$ А, время наступления которой было равно $t_m=9$ мс. На уровне $0,5I_{0m}$ согласно выполненным измерениям с помощью поверенного в метрологической службе коаксиального измерительного шунта типа ШК-300, имеющего для данного режима работы коэффициент преобразования $56,42 \cdot 10^2$ А/В [2,13], длительность используемого в проведенных экспериментах импульса тока составляла $\tau_p=160$ мс, а полная длительность протекания по проводу указанного токового импульса при частичном разрушении его металлической структуры из-за интенсивного джоулева нагрева немагнитных материалов провода достигала около 576 мс [1,2]. Отметим, что в рассматриваемом случае для токового скин-слоя круглого стального провода в стационарном режиме выполняется соотношение вида [2,6]: $\Delta_l/r_0 \approx 2r_0^{-1} [t_m/(\pi\mu_0\gamma_0)]^{1/2} \approx 42$, где $\mu_0=4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная [3], а $\gamma_0 \approx 8 \cdot 10^6$ См/м – удельная электропроводность основания используемого в опытах провода [3]). Выполнение для Δ_l/r_0 указанного количественного значения может свидетельствовать о правомерности используемых расчетных оценок для амплитуды усредненной плотности тока δ_{0m} , для которых амплитудно-временные параметры (АВП) испытательного аperiodического импульса тока вида 9 мс/160 мс в стальном проводе брались из соответствующих опытных осциллограмм, приведенных в [2].

На рис. 2 приведены результаты электротеплового воздействия на выбранный нами стальной провод аperiodического импульса тока 9 мс/160 мс с указанным АВП ($I_{0m}=745$ А; $t_m=9$ мс; $\tau_p=160$ мс). Видно, что в этом случае ($\delta_{0m} \approx 0,37$ кА/мм²) вдоль продольной оси оцинкованного стального провода располагаются четыре сферобразных "горячих" (квантованной шириной $\Delta z_{nz} \approx 7$ мм) и два цилиндрических внутренних "холодных" (квантованной шириной $\Delta z_{nkb} \approx 27$ мм) продольных участков ВЭП. Остальные пять "горячих" и восемь "холодных" (из них два крайних шириной $\Delta z_{nkk} = \Delta z_{nkb}/2$, экспериментально подтвержденной согласно этому соотношению в [14]) продольных участков ВЭП провода подверглись полной сублимации. Указанное число "горячих" и "холодных" участков продольных ВЭП исследуемого провода может говорить о том, что в данном опытном стохастическом случае для квантового числа n выполняется равенство $n = \bar{n} = 9$. Из расчетного соотношения (9) при $n_m = 2n_k^2 = 32$ и соответственно $\bar{n} = 9$ следует, что значение усредненной ширины "горячего" продольного участка ВЭП стального провода численно составляет около $\Delta z_{nz}^* = 5,7$ мм (при опытном значении этой ширины $\Delta z_{nz} \approx 7$ мм [1]). Здесь важно подчеркнуть то, что найденная по (9) усредненная ширина Δz_{nz}^* "горячего" продольного участка ВЭП практически соответствует численному значению квантованной ширины Δz_{nz} этого участка ВЭП указанного провода, определенной в [1,2,5] по следующему расчетному соотношению:

$$\Delta z_{nz} = e_0 n_{e0} h (m_e \delta_{0m})^{-1} [8 + (\pi - 2)^2]^{-1}, \quad (20)$$

где $e_0 = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл – модуль электрического заряда электрона; n_{e0} – усредненная плотность свободных электронов в металле рассматриваемого проводника до начала протекания по нему импульсного тока $i_0(t)$.

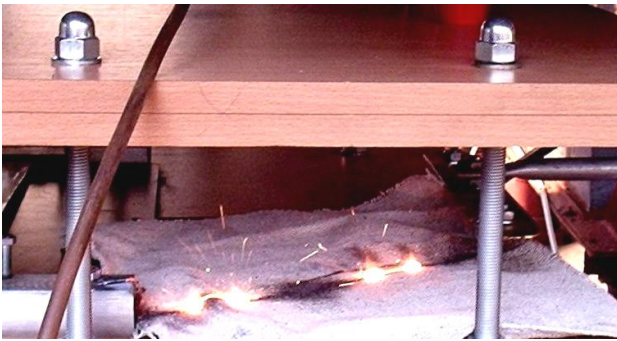


Рис. 2. Внешний вид остывающих на атмосферном воздухе и асбестовом полотне квантованных сферообразных "горячих" (шириной $\Delta z_{nz} \approx 7$ мм) и цилиндрических внутренних "холодных" (шириной $\Delta z_{nxb} \approx 27$ мм) продольных участков (макроскопических зон квантованных продольных ВЭП) оцинкованного стального провода ($r_0=0,8$ мм; $l_0=320$ мм; $\Delta_0=5$ мкм; $S_0=2,01$ мм²) сразу после воздействия на него аперiodического импульса аксиального тока $i_0(t)$ временной формы $t_m/\tau_p=9$ мс/160 мс большой плотности ($I_{om}=745$ А; $t_m=9$ мс; $\tau_p=160$ мс; $\delta_{om} \approx 0,37$ кА/мм²; $n=\bar{n}=9$) [1]

Из (20), полученного в [2,5] на основе фундаментального соотношения неопределенности Гейзенберга [3], для используемого нами стального провода при $n_{e0}=16,82 \cdot 10^{28}$ м⁻³ [2,3] и $\delta_{om} \approx 0,37 \cdot 10^9$ А/м² следует, что $\Delta z_{nz} \approx \Delta z_{nz}^* \approx 5,7$ мм. Эти расчетные ширины "горячих" продольных участков ВЭП в пределах 19 % отличаются от ранее экспериментально полученных в [1] для данного электрофизического случая ширин ($\Delta z_{nz} \approx 7$ мм) соответствующих участков указанного провода. Отсюда можно обоснованно заключить, что квантованная ширина Δz_{nz} "горячего" продольного участка ВЭП металлического проводника согласно (20) является также усредненной геометрической характеристикой продольного ВЭП. Ее численное значение при неизменном значении δ_{om} в исследуемом проводнике остается также неизменным, что подтверждается результатами выполненных в НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ" высокотемпературных экспериментов с использованием подобного стального провода ($r_0=0,8$ мм; $l_0=320$ мм; $\Delta_0=5$ мкм; $S_0=2,01$ мм²) [1,2,5]. Приведенные выше расчетно-экспериментальные данные для ширины Δz_{nz} ВЭП указывают на правомерность выбора по (5) с учетом соотношения $n_m=2n_k^2$ усредненного значения \bar{n} для целого квантового числа n .

Что касается усредненной квантованной ширины Δz_{nxb}^* внутренних "холодных" продольных участков ВЭП стального провода, то она согласно (11) при $n_m=32$ и $\bar{n}=9$ с учетом (5) численно составляет примерно 29,9 мм (при опытным значении этой ширины $\Delta z_{nxb} \approx 27$ мм [1]). Видно, что расчетное по (11) усредненное значение ширины Δz_{nxb}^* внутреннего "холодного" участка продольного ВЭП для рассматриваемого стального провода отличается от экспериментально полученного в нем значения ширины Δz_{nxb} соответствующего участка продольного ВЭП в пределах 10 %.

Выполнить даже в грубом приближенном виде на мощной высоковольтной сильноточной электроустановке верификацию расчетных соотношений (16)-(19) применительно к усредненным квантованным геометрическим характеристикам радиальных ВЭП в

исследуемых металлических проводниках с импульсным аксиальным током $i_0(t)$ большой плотности для нас в настоящее время из-за отсутствия необходимой высокоскоростной фоторегистрирующей аппаратуры практически не представляется возможным. Хочется надеяться на их экспериментальную проверку в последующих в ближайшие годы своих собственных сильноточных электрофизических исследованиях или в поисковых работах других ученых-электрофизиков.

Выводы.

1. В рамках квантовомеханического подхода к электрофизическому исследованию возникающих в круглых металлических проводниках с импульсным аксиальным током большой плотности периодических ВЭП макроскопических размеров выполнены определенные научные обобщения и предложены расчетные соотношения (3)-(5) для приближенного определения усредненного значения \bar{n} целого квантового числа n для распространяющихся в их электропроводящем материале квантованных мод волновых пси-функций n -го порядка и квантованных электронных дебройлевских полувольт и на их основе получены расчетные соотношения (9)-(12) и (16)-(19) для оценки усредненных геометрических характеристик продольных и радиальных ВЭП, периодически размещенных вдоль длины l_0 и радиуса r_0 исследуемых проводников.

2. Экспериментальная проверка на мощном сильноточном высоковольтном генераторе длительной аперiodической C -компоненты тока искусственной молнии результатов предложенного выбора по (5) усредненного значения \bar{n} целого квантового числа n и приближенного расчета по (9)-(12) усредненных геометрических характеристик для квантованных продольных макроскопических ВЭП в сплошном оцинкованном стальном проводе ($r_0=0,8$ мм; $l_0=320$ мм; $\Delta_0=5$ мкм; $S_0=2,01$ мм²) с аперiodическим импульсом тока временной формы 9 мс/160 мс большой плотности ($I_{om}=745$ А; $t_m=9$ мс; $\tau_p=160$ мс; $\delta_{om} \approx 0,37$ кА/мм²) подтвердила их достоверность.

3. Верификация расчетных соотношений (16)-(19) для усредненных геометрических характеристик квантованных радиальных ВЭП в электрически взрывающихся металлических проводниках с большим импульсным аксиальным током требует проведения в дальнейшем сложных и дорогостоящих соответствующих экспериментальных электрофизических исследований в условиях высоковольтной лаборатории.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баранов М.И. Особенности нагрева тонкого биметаллического проводника большим импульсным током // Электричество. – 2014. – №4. – С.34–42.
2. Баранов М.И. Основные характеристики волнового распределения свободных электронов в тонком металлическом проводнике с импульсным током большой плотности // Электричество. – 2015. – №10. – С.20–32.
3. Кузьмичев В.Е. Законы и формулы физики / Отв. ред. В.К. Тартаковский. – К.: Наукова думка, 1989. – 864 с.
4. Баранов М.И. Локальный нагрев токопроводов силового электроэнергетического оборудования при аварийных режимах и токовых перегрузках // Электротехника. – 2014. – №6. – С.13–17.

5. Баранов М.И. Квантово-волновая природа электрического тока в металлическом проводнике и ее некоторые электрофизические макропроявления // *Электротехника і електро-механіка*. – 2014. – №4. – С.25–33.
6. Баранов М.И. Избранные вопросы электрофизики: Монография в 2-х томах. Том 2, Кн. 2: Теория электрофизических эффектов и задач. – Х.: Точка, 2010. – 407 с.
7. *Электротехнический справочник. Производство и распределение электрической энергии*. Том 3, Кн. 1 / Под общей ред. И.Н. Орлова и др. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 880 с.
8. Баранов М.И., Кравченко В.И. Электротермическая стойкость проводов и кабелей летательного аппарата к поражающему действию импульсного тока молнии // *Электричество*. – 2013. – №10. – С.7–15.
9. Двайт Г.Б. Таблицы интегралов и другие математические формулы. – М.: Наука, 1973. – 228 с.
10. Баранов М.И., Рудаков С.В. Усредненные характеристики волнового распределения дрейфующих электронов в металлическом проводнике с импульсным током проводимости большой плотности // *Вісник НТУ “ХПІ”*. Збірник наукових праць. Серія: “Техніка та електрофізика високих напруг”. – Х.: НТУ “ХПІ”, 2013. – № 60 (1033). – С.12–20.
11. Гулый Г.А. Научные основы разрядно-импульсных технологий. – К.: Наукова думка, 1990. – 208 с.
12. Баранов М.И. Получение дисперсных материалов с микронными, субмикронными и наноструктурными частицами вещества при электрическом взрыве тонких металлических проводников // *Электротехника і електро-механіка*. – 2012. – №4. – С.45–49.
13. Баранов М.И., Колиушко Г.М., Кравченко В.И., Недзельский О.С., Дныщенко В.Н. Генератор тока искусственной молнии для натурных испытаний технических объектов // *Приборы и техника эксперимента*. – 2008. – №3. – С.81–85.
14. Баранов М.И. Теоретические и экспериментальные исследования по обоснованию существования в микроструктуре металлического проводника с током электронных дебройлевских полуволн // *Электротехника і електро-механіка*. – 2014. – №3. – С.45–49.

REFERENCES

1. Baranov M.I. Osobennosti nagreva tonkogo bimetallicheskogo provodnika bol'shim impul'snym tokom [Features heating a thin bimetallic conductor large impulse current]. *Elektrichestvo-Electricity*, 2014, no.4, pp.34–42.
2. Baranov M.I. Osnovnye karakteristiki volnovoogo raspredelenija svobodnyh elektronov v tonkom metallicheskom provodnike s impul'snym tokom bol'shoj plotnosti [The main characteristics of the wave distribution of free electrons in a thin metallic conductor with a pulse current of high density]. *Elektrichestvo-Electricity*, 2015, no.10, pp.20–32.
3. Kuz'michev V.E. Zakony i formuly fiziki / Otv. red. V.K. Tartakovskij [Laws and formulas of physics / Ed. V.C. Tartakovskij]. Kiev, Naukova dumka Publ., 1989, 864 p.
4. Baranov M.I. Lokal'nyj nagrev tokoprovodov silovogo elektroenergeticheskogo oborudovaniya pri avarijnyh rezhimah i tokovyh peregruzkah [Local heating of the conductors of the power electricity equipment under emergency conditions and current overloads]. *Elektrotehnika-Electrical engineering*, 2014, no.6, pp.13–17.
5. Baranov M.I. Kvantovo-volnovaja priroda elektricheskogo toka v metallicheskom provodnike i ee nekotorye elektrofizicheskie makroprояvlenija [The quantum wave nature of electric current in a metal conductor and its some electrophysical macroscopic displays]. *Elektrotehnika i elektromehanika-Electrical engineering & electromechanics*, 2014, no.4, pp.25–33.
6. Baranov M.I. Izbrannye voprosy elektrofiziki: Monografija v

- 2-h tomah. Tom 2, Kn. 2: Teorija elektrofizicheskikh effektov i zadach [Selected topics electrophysics: Monograph in 2 volumes. Vol. 2, Book 2: The theory of electrophysics effects and tasks]. Kharkov, Tochka Publ., 2010, 407 p.
7. *Elektrotehnicheskij spravocnik. Proizvodstvo i raspredelenie elektricheskoy energii*. Tom 3, Kn. 1 / Pod obshej red. I.N. Orlova i dr. [Electrical engineering handbook. Production and distribution of electric energy. Vol. 3, Book 1 / Ed. I.N. Orlov and others]. Moscow, Energoatomizdat Publ., 1988, 880 p.
8. Baranov M.I., Kravchenko V.I. Elektrotermicheskaja stojkost' provodov i kabelej letatel'nogo apparata k porazhajushhemu dejstvuju impul'snogo toka molnii [Electrothermal resistibility wire and cable aircraft to the damaging effects of lightning impulse current]. *Elektrichestvo-Electricity*, 2013, no.10, pp.7–15.
9. Dwight H.B. Tablicy integralov i drugie matematicheskie formuly [Tables of integrals and other mathematical data]. Moscow, Nauka Publ., 1973, 228 p.
10. Baranov M.I., Rudakov S.V. Usrednennye karakteristiki volnovoogo raspredelenija drejfujushchih elektronov v metallicheskom provodnike s impul'snym tokom provodimosti bol'shoj plotnosti [Averaged characteristics of the wave drifting distribution of electrons in a metal conductor with a pulse current conduction of high density]. *Visnyk NTU “KhPI”-Bulletin of NTU “KhPI”*, 2013, no.60 (1033), pp.12–20.
11. Guly G.A. Nauchnye osnovy razrjadno-impul'snyh tehnologij [Scientific basis of the discharge-pulse technology]. Kiev, Naukova dumka Publ., 1990, 208 p.
12. Baranov M.I. Poluchenie dispersnyh materialov s mikronnymi, submikronnymi i nanostrukturnymi chasticami veshhestva pri elektricheskom vzryve tonkih metallicheskih provodnikov [Preparation of dispersed materials with micron, submicron and nanostructured particles of matter at the electrical explosion of thin metal wires]. *Elektrotehnika i elektromehanika-Electrical engineering & electromechanics*, 2012, no.4, pp.45–49.
13. Baranov M.I., Koliushko G.M., Kravchenko V.I., Nedzelskiy O.S., Dnyshchenko V.N. Generator toka iskusstvennoj molnii dlja naturnyh ispytaniy tehnicheskikh ob'ektov [The current generator artificial lightning for full-scale tests of technical objects]. *Pribory i tehnika eksperimenta-Instruments and Experimental Technique*, 2008, no.3, pp.81–85.
14. Baranov M.I. Teoreticheskie i eksperimental'nye issledovaniya po obosnovaniju sushchestvovaniya v mikrostrukture metallicheskogo provodnika s tokom elektronnyh debroylevskih poluvoln [Theoretical and experimental study on the justification of existence in the microstructure of the metal conductor with current electronic de Broglie half-waves]. *Elektrotehnika i elektromehanika-Electrical engineering & electromechanics*, 2014, no.3, pp.45–49.

Поступила (received) 25.05.2016

Баранов Михаил Иванович, д.т.н., гл.н.с.,
 НИПКИ "Молния" Национального технического университета "Харьковский политехнический институт".
 Украина, 61013, г. Харьков, ул. Шевченко, 47, НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ".
 тел./phone +38 057 7076841, e-mail: eft@kpi.kharkov.ua
Рудаков Сергей Валерьевич, к.т.н., доц.,
 Национальный университет гражданской защиты Украины. 61023, г. Харьков, ул. Чернышевского, 94, НУГЗ Украины.
 тел./phone +38 057 7073438, e-mail: serg_73@i.ua

M.I. Baranov, S.V. Rudakov

Research & Design Institute “Molniya” National Technical University “Kharkiv Polytechnic Institute”, 47, Shevchenko Str., Kharkiv, 61013, Ukraine.

National University of Civil Protection of Ukraine, 94, Chernyshevskogo Str, Kharkiv, 61023, Ukraine.

Middle geometrical descriptions of distributing of electronic wavepackages in metallic explorers with the impulsive axial-flow current of high-slay.

Purpose. Calculation and experimental determination of middle geometrical descriptions of distributing of macroscopic electronic wavepackages (EWP) in round cylindrical metallic explorers with the impulsive axial-flow current of high-slay.

Methodology. Theoretical bases of the electrical engineering, bases of atomic and quantum physics, electrophysics bases of technique of high voltage and large impulsive currents. **Re-**

sults. The results of the conducted calculation and experimental researches are resulted on close determination of middle geometrical descriptions of distributing longitudinal and radial EWP of macroscopic sizes in the indicated explorers. These descriptions are included by the middle widths of “hot” and “cold” longitudinal and radial areas of explorer, and also middle steps of division into the periods of similar areas. Results of the executed calculations and high temperature experiments for middle geometrical descriptions of longitudinal EWP in the zincked steel wire by a diameter 1,6 mm and long 320 mm with the aperiodic impulse of current of temporal form 9 ms/160 ms and by amplitude 745 A coincide within the limits of 19 %.

Originality. First with the use of vehicles of atomic and quantum physics the features of the stochastic distributing and *успреднення* of basic geometrical sizes are analysed macroscopic longitudinal and radial EWP in round cylindrical metallic explorers with the impulsive axial-flow current of high-slay. **Prac-**

tical value. Drawing on the got results in practice will allow more reliably to forecast geometrical sizes and places of localization of arising up in the probed metallic explorers with the impulsive axial-flow current of high-slay longitudinal and radial EWP. References 14, figures 2.

Keywords: **metallic explorer, impulsive current of high-slay, electronic wavepackage of explorer, “hot” and “cold” longitudinal and radial areas of explorer, quantum and middle of geometrical descriptions of electronic wavepackages of explorer.**