

# Расчет максимального числа зон продольной периодической локализации дрейфующих электронов в металлическом проводнике с электрическим током проводимости

М. И. Баранов

Научно-исследовательский и проектно-конструкторский институт «Молния»  
 Национального технического университета «Харьковский политехнический институт»,  
 г. Харьков, 61013, Украина, e-mail: [baranovmi@kpi.kharkov.ua](mailto:baranovmi@kpi.kharkov.ua)

Поступила в редакцию 28.12.2020

После доработки 25.01.2021

Принята к публикации 26.01.2021

Приведены результаты приближенного расчета максимального значения квантового числа  $n = n_m$  для квантованных стоячих продольных электронных полузон де Бройля длиной  $\lambda_{ezn}/2 = l_0/n$  и соответственно максимального числа  $n_m$  квантованных зон продольной периодической локализации длиной  $\Delta z_{nh}$  дрейфующих свободных электронов в цилиндрических проводниках конечных размеров (длиной  $l_0$  и радиусом  $r_0$ ) с аксиальным током проводимости  $i_0(t)$  указанных видов и амплитудно-временных параметров (АВП). При этом учитывались квантово-волновая природа электрического тока проводимости  $i_0(t)$  различных видов (постоянного, переменного и импульсного) и АВП в металлических проводниках. Результаты верификации полученного расчетного квантово-механического соотношения для определения квантового числа  $n_m$  указывают на его правомерность (работоспособность) в таких прикладных областях инженерии, как высоковольтная сильноточная импульсная техника и электрофизическая обработка металлов сильным электромагнитным полем и давлением большого импульсного тока.

*Ключевые слова:* металлический проводник, электрический ток проводимости, квантованные продольные электронные волны де Бройля, квантованные зоны продольной локализации дрейфующих электронов в проводнике

УДК 621.3.01:621.313

<https://doi.org/10.52577/eom.2021.57.4.43>

## СОСТОЯНИЕ И АКТУАЛЬНОСТЬ ПРОБЛЕМЫ

Электрический ток проводимости  $i_0(t)$  различных видов, включая постоянный, переменный и импульсный, и амплитудно-временных параметров (АВП) в металлических проводниках тех или иных конструкций (исполнений), как известно, имеет квантово-волновую природу [1–3]. В этой связи поведение в пространстве и во времени  $t$  дрейфующих под действием приложенного к противоположным краям таких проводников электрического напряжения  $u_0(t)$  коллективизированных свободных электронов в их кристаллических структурах подчиняется некоторым квантованным (дискретным) волновым  $\psi_n$ -функциям Шредингера, характеризующимся собственными целыми числами  $n = 1, 2, 3, \dots$ , получившими в квантовой физике (волновой механике) название квантовых чисел [4]. При этом конечное максимальное значение квантового числа  $n$  в общем случае оказывается равным  $n_m$ . При практических расчетах дрейфа свободных электронов в рассматриваемых проводниках с электрическим током проводимости  $i_0(t)$  различных АВП указанное значение квантового числа  $n_m$  подлежит отдельному определению. Продольные

квантованные волновые  $\psi_{nz}(z, t)$ -функции Шредингера применительно к цилиндрическому проводнику с продольной осью  $OZ$  и аксиальным током  $i_0(t)$  произвольных АВП носят гармонический характер и приводят к возникновению в его микро- и макроструктурах квантованных стоячих продольных электронных волн де Бройля длиной  $\lambda_{ezn}$ , описывающих в таком проводнике движение вдоль координаты  $z$  указанных электронов [2]. Ранее было установлено, что вдоль металлического проводника длиной  $l_0$  с током  $i_0(t)$  всегда размещается только целое число  $n$  квантованных стоячих полузон де Бройля длиной  $\lambda_{ezn}/2$ , удовлетворяющих соотношению [1]:  $n\lambda_{ezn}/2 = l_0$ . Минимальное значение величины  $\lambda_{ezn}/2$  как раз и будет определяться максимальным значением квантового числа  $n$ , то есть  $n_m$ . Кроме того, этим квантовым числом  $n_m$  будет определяться и максимальное число продольных волновых электронных пакетов (ВЭП), периодически возникающих вдоль длины  $l_0$  проводника с электрическим током  $i_0(t)$  и каждый из которых содержит один относительно «горячий» продольный участок длиной  $\Delta z_{nh}$  и один относительно «холодный» продольный участок длиной  $\Delta z_{nc}$  [2, 5]. Причем для каждого ВЭП

проводника с током  $i_0(t)$  различных видов и АВП будет всегда выполняться равенство [2]:

$$\lambda_{e2n}/2 = (\Delta z_{nh} + \Delta z_{nc}).$$

В [1–3] были изложены элементы теории продольной периодической локализации дрейфующих свободных электронов в цилиндрическом проводнике с электрическим аксиальным током  $i_0(t)$  различных видов и АВП. Характерной особенностью такой локализации дрейфующих вдоль проводника электронов является то, что значения их усредненной объемной плотности  $n_{eh}$  на «горячих» продольных участках в предельном случае при  $n \rightarrow n_m$  будут существенно превышать (максимум в 3,5 раза) значения усредненной объемной плотности  $n_{ec}$  дрейфующих электронов на «холодных» продольных участках того же проводника [1–3].

Выполнение неравенства вида  $n_{eh}/n_{ec} > 1$  будет приводить к тому, что удельная мощность тепловых (джоулевых) потерь на «горячих» продольных участках проводника будет значительно превышать удельную мощность подобных потерь на его «холодных» продольных участках. А раз так, то и температура нагрева током  $i_0(t)$  его «горячих» продольных участков будет существенно больше температуры соответствующего нагрева «холодных» продольных участков проводника. Особенно явно (резко) это отличие в температурах джоулевого нагрева для «горячих» и «холодных» продольных участков проводников будет проявляться в аварийных режимах работы кабельно-проводниковой продукции (КПП) силовых электрических цепей энергообъектов (например, при коротком замыкании (КЗ) или больших токовых перегрузках в них) [6] и штатных режимах работы токонесущей цилиндрической ошиновки мощных высоковольтных генераторов импульсных токов (ГИТ) [7], когда амплитуда плотности  $\delta_{0m}$  тока в поперечных сечениях проводников станет принимать численное значение порядка 0,1 кА/мм<sup>2</sup> и более. В указанных режимах работы КПП ее «горячие» продольные участки будут перегреваться и выходить из строя [8]. При этом температура нагрева медных жил КПП для их «горячих» продольных участков (при  $\delta_{0m} \approx 0,4$  кА/мм<sup>2</sup> длиной (шириной) около  $\Delta z_{nh} \approx 5,3$  мм [2]) может превышать температуру плавления  $T_m$  меди Cu ( $T_m \approx 1083$  °С [9]) и вызывать воспламенение поясной (защитной) изоляции КПП, что чревато возникновением пожара как на энергетическом объекте, так и в сети потребителя электроэнергии.

Опытные данные, приведенные на рис. 1 для оцинкованного стального провода радиусом

$r_0 = 0,8$  мм и длиной  $l_0 = 320$  мм (при толщине его цинкового покрытия  $\Delta_0 = 5$  мкм), включенного в разрядную цепь мощного высоковольтного ГИТ с аperiodическим импульсом аксиального тока  $i_0(t)$  временной формы 9 мс/160 мс при  $\delta_{0m} \approx 0,37$  кА/мм<sup>2</sup> и  $n = 1$  [7], как раз наглядно и демонстрируют такую возможность наступления локального расплавления токонесущей части КПП посередине этого стального провода на его единственном «горячем» продольном участке длиной (шириной)  $\Delta z_{nh} \approx 7$  мм. На практике при эксплуатации разнообразной КПП требуется знать локальные зоны перегрева ее токонесущих частей в аварийных (например, при сетевых КЗ) и штатных (например, в цепях мощных ГИТ) режимах ее работы и прогнозировать как их число, так и места их возможного появления вдоль используемой в силовых цепях КПП.



Рис. 1. Опытная демонстрация локального расплавления оцинкованного стального провода ( $r_0 = 0,8$  мм;  $l_0 = 320$  мм;  $\Delta_0 = 5$  мкм) разрядным импульсом аксиального тока  $i_0(t)$  временной формы 9 мс/160 мс от мощного ГИТ ( $\delta_{0m} \approx 0,37$  кА/мм<sup>2</sup>) в зоне его единственного ( $n = 1$ ) «горячего» продольного участка длиной  $\Delta z_{nh} \approx 7$  мм, остывающего на воздухе и огнестойком асбестовом полотне [8].

Заметим, что температура нагрева на единственном ( $n = 1$ ) «горячем» продольном участке используемого в указанном эксперименте оголенного (без изоляции) биметаллического провода (см. рис. 1) составляла не менее температуры плавления его стального основания ( $\sim 1535$  °С [10]), а температура нагрева на его двух «холодных» продольных участках длиной  $\Delta z_{nc} \approx 156,5$  мм с закрепленными на болтовых соединениях краями не превышала температуру плавления его цинкового покрытия ( $\sim 419$  °С [10]). В этой связи в области как электроэнергетики, силовой электротехники и высоковольтной импульсной техники, так и электрофизической обработки металлов большими импульсными токами необходимо уметь количественно определять максимальное значение квантового числа  $n = n_m$  для продольных квантованных полувольт де Бройля длиной  $\lambda_{e2n}/2 = l_0/n$  и соответственно максимального числа  $n_m$  квантованных зон продольной периодической локализации длиной  $\Delta z_{nh}$  дрейфующих электронов в цилиндрических проводниках с электрическим током  $i_0(t)$  различных видов и АВП.

Цель статьи – расчетное определение максимального значения квантового числа  $n = n_m$  продольных электронных полувольт де Бройля длиной  $\lambda_{ezn}/2 = l_0/n$  и соответственно максимального числа  $n_m$  квантованных зон продольной периодической локализации длиной  $\Delta z_{nh}$  дрейфующих свободных электронов в металле цилиндрического проводника с электрическим аксиальным током  $i_0(t)$  различных видов и АВП.

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим уединенный сплошной прямолинейный круглый цилиндрический проводник радиусом  $r_0$  и длиной  $l_0 \gg r_0$  (рис. 2), по которому в его продольном направлении протекает аксиальный электрический ток проводимости  $i_0(t)$  произвольных АВП. Пусть геометрические размеры проводника и АВП электрического тока  $i_0(t)$  допускают его практически равномерное распределение по поперечному сечению  $S_0$  рассматриваемого проводника. Считаем, что продольное распределение дрейфующих коллективизированных свободных электронов в проводнике подчиняется одномерным (продольным) квантованным волновым  $\psi_{nz}(z, t)$ -функциям Шредингера [4].

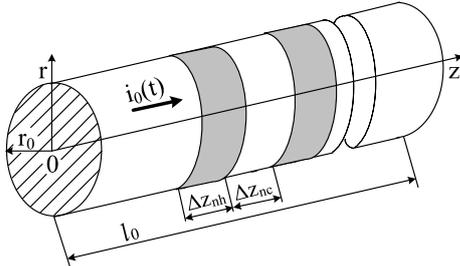


Рис. 2. Общий вид круглого цилиндрического проводника длиной  $l_0$  и радиусом  $r_0$  с аксиальным током проводимости  $i_0(t)$ , где  $\Delta z_{nh}$ ,  $\Delta z_{nc}$  – соответственно длины (ширины) «горячего» и «холодного» продольных участков проводника [2].

С учетом квантово-механического подхода к продольному распределению дрейфующих свободных электронов в кристаллической структуре исследуемого проводника расчетным путем требуется определить в принятом приближении максимальное значение квантового числа  $n = n_m$  для продольных электронных полувольт де Бройля длиной  $\lambda_{ezn}/2 = l_0/n$  и соответственно максимальное число  $n_m$  квантованных зон продольной периодической локализации длиной  $\Delta z_{nh}$  указанных электронов в круглом цилиндрическом проводнике с аксиальным током  $i_0(t)$  различных видов и АВП.

## ОСНОВНЫЕ РАСЧЕТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Запишем для рассматриваемого металлического проводника с дрейфующими в нем

свободными электронами закон сохранения его элементарных носителей электричества в следующем виде:

$$n_{eh} \Delta z_{nh} S_0 n_m + n_{ec} \Delta z_{nc} S_0 n_m \approx n_{em} l_0 S_0, \quad (1)$$

где  $n_{em}$  – усредненная объемная плотность свободных электронов в металле проводника до протекания по нему аксиального тока проводимости  $i_0(t)$ .

Как известно, величина  $n_{em}$  равна концентрации  $N_0$  атомов металла проводника, умноженной на его валентность, определяемую числом неспаренных связанных электронов на валентных электронных подоболочках данных атомов (например, для меди Cu, цинка Zn и железа Fe валентность равна двум [4, 10]). Концентрация  $N_0$  ( $\text{м}^{-3}$ ) атомов в металле проводника с его массовой плотностью  $d_0$  ( $\text{кг}/\text{м}^3$ ) до начала протекания по нему тока  $i_0(t)$  определяется известной формулой [4]:

$$N_0 = d_0 (M_a \times 1,6606 \times 10^{-27})^{-1}, \quad (2)$$

где  $M_a$  – атомная масса металла проводника, указанная в периодической системе химических элементов Менделеева и практически равная массовому числу ядра атома металла проводника, исчисляемому в атомных единицах массы (одна атомная единица массы равна примерно  $1,6606 \times 10^{-27}$  кг [10]).

Объемные плотности дрейфующих под действием приложенного напряжения  $u_0(t)$  к проводнику с током  $i_0(t)$  электронов на его «горячих»  $n_{eh}$  и «холодных»  $n_{ec}$  продольных участках могут быть при  $n \rightarrow n_m$  рассчитаны по следующим приближенным аналитическим соотношениям [2]:

$$n_{eh} \approx 4\pi n_{em} [8 + (\pi - 2)^2]^{-1}; \quad (3)$$

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

Что касается длины  $\Delta z_{nh}$  «горячего» продольного участка рассматриваемого проводника с током  $i_0(t)$ , то она определяется приближенным соотношением вида [2]:

$$\Delta z_{nh} \approx e_0 n_{em} h (m_e \delta_{0m})^{-1} [8 + (\pi - 2)^2]^{-1}, \quad (5)$$

где  $e_0 = 1,602 \times 10^{-19}$  Кл – модуль электрического заряда электрона [4];  $h = 6,626 \times 10^{-34}$  Дж·с – постоянная Планка [4];  $m_e = 9,109 \times 10^{-31}$  кг – масса покоя электрона [4];  $\delta_{0m} \approx I_{0m}/S_0$  – амплитуда плотности электрического тока в материале проводника;  $I_{0m}$  – амплитуда электрического тока проводимости  $i_0(t)$ .

Для длины  $\Delta z_{nc}$  внутреннего «холодного» продольного участка рассматриваемого проводника с электрическим током проводимости  $i_0(t)$  имеем [2]:

$$\Delta z_{nc} \approx l_0 n_m^{-1} - e_0 n_{em} h (m_e \delta_{0m})^{-1} [8 + (\pi - 2)^2]^{-1}. \quad (6)$$

После подстановки (3)–(6) в (1) и элементарных преобразований для максимального значения квантового числа  $n = n_m$  продольных электронных полувольт де Бройля длиной  $\lambda_{ezn}/2 = l_0/n$  и максимального числа  $n_m$  квантованных зон продольной периодической локализации длиной (шириной)  $\Delta z_{nh}$  в исследуемом проводнике получаем:

$$n_m \approx m_e \delta_{0m} l_0 (e_0 n_{em} h)^{-1} K_0, \quad (7)$$

где  $K_0 = \{[8 + (\pi - 2)^2]^2 - \pi(\pi - 2)[8 + (\pi - 2)^2]\} \times [\pi(6 - \pi)]^{-1}$  – коэффициент, численно равный примерно 5,922.

Из анализа расчетного соотношения (7) и результатов квантово-механических расчетов продольного волнового распределения дрейфующих свободных электронов в цилиндрическом проводнике с электрическим током  $i_0(t)$  различных видов и АВП, приведенных в [1–3], следует, что для обеспечения меньшей расчетной погрешности выбор квантового числа  $n_m$  по (7) необходимо выполнять для тех случаев, когда значения длины  $l_0$  проводника по электротехнологическим условиям его работы в электрической цепи и длины  $\lambda_{ezn}/2$  в нем продольных квантованных электронных полувольт де Бройля будут минимально возможными, а значение амплитуды  $\delta_{0m}$  плотности тока в металле проводника по условиям его термической стойкости – максимально возможным и соответственно когда значение длины  $\Delta z_{nh}$  его «горячих» продольных участков будет минимальным. Приняв, что в ранее указанном круглом сплошном стальном проводе ( $r_0 = 0,8$  мм;  $l_0 = 290$  мм;  $n_{em} = 16,82 \times 10^{28}$  м<sup>-3</sup> [2]) вдоль его продольной оси  $OZ$  (см. рис. 2) протекает аперiodический импульс аксиального электрического тока  $i_0(t)$  временной формы 9 мс/160 мс ( $\delta_{0m} \approx 0,37$  кА/мм<sup>2</sup> [2, 8]), из (7) для максимального значения квантового числа  $n = n_m$  продольных электронных полувольт де Бройля длиной  $\lambda_{ezn}/2 = l_0/n$  и соответственно максимального числа  $n_m$  квантованных зон продольной периодической локализации длиной (шириной)  $\Delta z_{nh} \approx 5,7$  мм по (5) его дрейфующих свободных электронов следует, что  $n_m \approx 32$ .

#### ВЕРИФИКАЦИЯ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ ДЛЯ РАСЧЕТНОЙ ОЦЕНКИ КВАНТОВОГО ЧИСЛА $n_m$

Проверку истинности (работоспособности) формулы (7) для выбора максимального значения квантового числа  $n = n_m$  в первом приближении выполним путем сравнения результатов расчета величины  $n_m$  по (7) и ранее

рекомендованному соотношению, имеющему следующий вид [2]:

$$n_m = 2n_0^2, \quad (8)$$

где  $n_0$  – главное квантовое число для атомов металла рассматриваемого проводника, равное числу электронных оболочек в этих атомах и соответственно номеру периода в периодической системе химических элементов Менделеева, которому этот металл проводника принадлежит (например, для меди Cu, цинка Zn и железа Fe  $n_0 = 4$  [4]).

Видно, что формула (8) не учитывает влияния АВП тока  $i_0(t)$  и геометрических параметров проводника на выбор квантового числа  $n_m$ . Данная формула была получена на основании научной гипотезы автора о том, что максимальное число разновидностей свободных электронов по их орбитальному  $l$ , магнитному  $m_l$  и спиновому  $m_s$  квантовым числам в металле проводника равно максимальному числу  $2n_0^2$  связанных электронов в его атомах с одинаковым главным квантовым числом  $n_0$ . Из (8) для стального провода ( $n_0 = 4$ ) с импульсным током  $i_0(t)$  указанной временной формы 9 мс/160 мс ( $\delta_{0m} \approx 0,37$  кА/мм<sup>2</sup>) находим, что в рассматриваемом конкретном случае  $n_m = 32$ . Этот количественный результат совпадает с численными показателями для числа  $n_m$ , полученными по (7).

В подтверждение работоспособности полученного расчетного соотношения (7) могут указывать также и результаты расчетной оценки усредненного числа  $n_{0m}$  продольных квантованных электронных полувольт де Бройля в металлическом проводнике с аксиальным электрическим током  $i_0(t)$  различных АВП, приведенные в [11]. Согласно достаточно строгому квантово-механическому подходу при определении в [11] квантового числа  $n_{0m}$  была получена следующая формула:

$$n_{0m} \approx m_e \delta_{0m} l_0 (e_0 n_{em} h)^{-1} K_m, \quad (9)$$

где  $K_m \approx 1,414$  – коэффициент, определяемый математической процедурой усреднения плотности аксиального электрического тока  $\delta_0(t) \approx i_0(t)/S_0$  в исследуемом проводнике.

Сравнивая (7) и (9), можно констатировать их удивительную аналитическую схожесть, присутствие в них (этих формулах) неизменных мировых констант и идентичных величин  $\delta_{0m}$ ,  $l_0$  и  $n_{em}$ , характерных для рассматриваемого электрического тока проводимости  $i_0(t)$  и металлического проводника. При этом нам не следует забывать о том, что эти оригинальные квантово-



**Рис. 3.** Общий вид оцинкованного стального провода ( $r_0 = 0,8$  мм;  $l_0 = 320$  мм;  $\Delta_0 = 5$  мкм) после протекания по нему импульса аксиального электрического тока  $i_0(t)$  временной аperiодической формы 9 мс/160 мс большой плотности ( $I_{0m} \approx 745$  А;  $\delta_{0m} \approx 0,37$  кА/мм<sup>2</sup>;  $n_{0m} = 9$ ;  $\Delta z_{nh} \approx 7$  мм) [2].

механические формулы, связанные с расчетным описанием малоизученных на сегодня волновых продольных распределений дрейфующих свободных электронов в металле проводника с аксиальным током проводимости  $i_0(t)$  различных видов и АВП, были получены совершенно различными путями. Из (7) и (9) видно, что имеет место неравенство вида:  $n_m/n_{0m} > 1$ . В действительности так и должно быть для исследуемого проводника с любым электрическим током  $i_0(t)$  и любой его токонесущей (металлической) частью.

Отдельно укажем на то, что правомерность формулы (9) для определения в проводнике с электрическим током  $i_0(t)$  усредненного квантового числа  $n_{0m}$  для продольных дебройлевских электронных полувольт длиной  $\lambda_{ezn}/2$  была подтверждена данными выполненными на мощном высоковольтном ГИТ с непосредственным участием автора высокотемпературных экспериментов [2, 11], связанных с исследованием квантованных ВЭП и «горячих» продольных участков длиной (шириной)  $\Delta z_{nh}$  в оцинкованном стальном проводе ( $r_0 = 0,8$  мм;  $l_0 = 320$  мм;  $\Delta_0 = 5$  мкм) с протекающим в нем аperiодическим импульсом тока  $i_0(t)$  временной формы 9 мс/160 мс большой плотности ( $\delta_{0m} \approx 0,37$  кА/мм<sup>2</sup>). Согласно (9), при указанных исходных данных для  $l_0$ ,  $n_{em}$  и  $\delta_{0m}$  искомое квантовое число будет равным  $n_{0m} \approx 9$ . На рис. 3 приведен общий вид этого сплошного стального провода для  $n_{0m} = 9$  после воздействия на него в сильноточной разрядной цепи ГИТ мощного импульса тока  $i_0(t)$  с указанными АВП.

На рис. 3 четко видны четыре нагретых до белого цвета каления (такому тепловому состоянию нагрева стали соответствует температура не менее 1200 °С [10]) «горячих» продольных участков длиной (шириной)  $\Delta z_{nh} \approx 7$  мм, принимающих сферообразную форму из-за расплавления на них стального основания провода и вскипания в этих квантованных ( $n_{0m} = 9$ ) зонах продольной периодической локализации дрейфующих свободных электронов цинкового покрытия данного

провода [2, 11]. Следует отметить, что в соответствии с (5) расчетное значение параметра  $\Delta z_{nh}$  для рассматриваемого случая ( $n_{em} = 16,82 \times 10^{28}$  м<sup>-3</sup>;  $\delta_{0m} \approx 0,37$  кА/мм<sup>2</sup>) оказывается примерно равным  $\Delta z_{nh} \approx 5,7$  мм. Как видим, различия между опытными и расчетными значениями для длины (ширины)  $\Delta z_{nh}$  «горячих» продольных участков применительно к исследуемому стальному проводу ( $r_0 = 0,8$  мм;  $l_0 = 320$  мм;  $\Delta_0 = 5$  мкм) с указанным аperiодическим импульсом аксиального электрического тока  $i_0(t)$  не превышает 19%.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. На основании результатов, ранее выполненных с учетом закономерностей квантовой физики теоретических исследований продольного волнового распределения дрейфующих свободных электронов в изотропном металле тонкого цилиндрического проводника конечных размеров (длиной  $l_0$  и радиусом  $r_0$ ) с электрическим аксиальным током проводимости  $i_0(t)$  различных видов и АВП, получено расчетное квантово-механическое соотношение (7) для приближенного определения в этом металлическом проводнике с указанным током  $i_0(t)$  максимального значения квантового числа  $n = n_m$  для продольных квантованных электронных полувольт де Бройля длиной  $\lambda_{ezn}/2 = l_0/n$  и соответственно максимального числа  $n_m$  для квантованных зон продольной периодической локализации длиной (шириной)  $\Delta z_{nh}$  в нем дрейфующих под действием приложенного к его противоположным краям электрического напряжения  $u_0(t)$  свободных электронов.

2. Результаты выполненной верификации полученного соотношения (7) указывают на его правомерность (работоспособность) в области как высоковольтной импульсной техники, так и электрофизической обработки металлов давлением импульсного электрического тока проводимости  $i_0(t)$  большой плотности (порядка 0,1 кА/мм<sup>2</sup> и более).

3. Полученные результаты по приближенному расчетному выбору квантового числа  $n_m$  указывают на работоспособность научной гипотезы автора о том, что максимальное число разновидностей дрейфующих коллективизированных свободных электронов в изотропном металле рассматриваемого проводника с электрическим током проводимости  $i_0(t)$  различных видов и АВП определяется максимальным числом  $2n_0^2$  связанных электронов в атомах используемого в проводнике металла с одинаковым главным квантовым числом  $n_0$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Баранов, М.И., Квантово-волновая природа электрического тока в металлическом проводнике и ее некоторые электрофизические макропроявления. *Электротехника и электромеханика*, 2014, № 4, с. 25. doi: 10.20998/2074-272X.2014.4.05.
2. Баранов, М.И., Основные характеристики волнового распределения свободных электронов в тонком металлическом проводнике с импульсным током большой плотности, *Электричество*, 2015, № 10, с. 20.
3. Baranov, M.I., Rudakov, S.V., Calculation-experimental method of research in a metallic conductor with the pulse current of electronic wave packages and de Broglie electronic half-waves. *Electrical engineering & electromechanics*, 2016, no. 6, p. 45. doi: 10.20998/2074-272X.2016.6.08.
4. Кузьмичев, В.Е., *Законы и формулы физики*. Отв. ред. В.К. Тартаковский. Киев: Наукова думка, 1989. 864 с.
5. 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.
6. *Электротехнический справочник. Производство и распределение электрической энергии*. Том 3, Книга 1. Под общей ред. И.Н. Орлова. М.: Энергоатомиздат, 1988. 880 с.
7. Baranov, M.I., Buriakovskiy, S.G., 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: 10.20998/2074-272X.2018.4.05.
8. Baranov, M.I., Local heating of electrical pathways of power electrical equipment under emergency conditions and overcurrents, *Russ. Electr. Eng.*, 2014, vol. 85, no. 6, p. 354. doi: 10.3103/s1068371214060030.
9. Кнопфель, Г., *Сверхсильные импульсные магнитные поля*. Пер. с англ. Ф.А. Николаева, Ю.П. Свириденко. М.: Мир, 1972. 391 с.
10. Кухлинг, Х., *Справочник по физике*. Пер. с нем. под ред. Е.М. Лейкина. М.: Мир, 1982. 520 с.
11. Baranov, M.I., 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. 43. doi: 10.20998/2074-272X.2020.2.06.

#### Summary

The results of approximate calculation of the maximal value of the quantum number of  $n = n_m$  for the quantized standing longitudinal electronic de Broglie half-waves  $\lambda_{evl}/2 = l_0/n$  long and, accordingly, of the maximal number of  $n_m$  of the quantized areas of the longitudinal periodic localization with the length of  $\Delta z_{nh}$  of drifting lone electrons in the cylindrical explorers of eventual sizes (long  $l_0$  and radius of  $r_0$ ) with the axial-flow current of conductivity of  $i_0(t)$  of the indicated kinds and peak-temporal parameters (PTP) are presented, taking into account the quantum-wave nature of the electric current of conductivity of  $i_0(t)$  of different kinds (permanent, variable, and impulsive) and PTP in the metallic explorers. The results of verification of the obtained calculations of the quantum-mechanical correlation for the determination of the quantum number  $n_m$  confirm its possibility to be applied in such areas of engineering as high-voltage heavy-current impulsive technique and electrophysical treatment of metals by a strong electromagnetic field and by a pressure of a large impulsive current.

**Keywords:** metallic explorer, electric current of conductivity, quantized longitudinal electronic de Broglie half-waves, quantized areas of longitudinal localization of drifting electrons in an explorer