

М. И. БАРАНОВ, д-р техн. наук, главн. науч. сотр., НТУ «ХПИ»

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОСНОВАНИЕ СУЩЕСТВОВАНИЯ ДЕБРОЙЛЕВСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОЛУВОЛН В МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ПРОВОДНИКЕ С ИМПУЛЬСНЫМ ТОКОМ БОЛЬШОЙ ПЛОТНОСТИ

Представлены расчетно-экспериментальные результаты продольного волнового распределения дрейфующих свободных электронов в круглом металлическом проводнике с импульсным аксиальным током большой плотности, указывающие на существование в его внутренней проводящей микроструктуре электронных полуволен де Бройля.

Ключевые слова: металлический проводник, дрейфующие свободные электроны, импульсный ток, волновое распределение электронов, электронные полуволены.

Введение

В ряде ранее опубликованных работ [1–4] автором было показано, что распространение электрического постоянного, переменного или импульсного тока проводимости различной плотности по круглому металлическому проводнику сопровождается специфическим волновым процессом, обусловленным известными дуалистическими свойствами (одновременно корпускулярными и квантованными волновыми свойствами, характерными для элементарных частиц [5,6]) дрейфующих в его внутренней кристаллической микроструктуре свободных электронов. Расчетным путем было установлено, что для этого волнового процесса является характерным наличие в данном проводнике одновременно стоячих продольных и радиальных электронных полуволен де Бройля [3,7]. При этом суперпозиция квантованных волновых пси-функций, определяющих пространственно-временную эволюцию свободных электронов в проводящей структуре проводника, приводит к формированию в этой структуре волновых электронных пакетов (ВЭП) [4], характеризующихся наличием на их ширине глобальных максимумов соответствующих мод указанных пси-функций. Так как квадрат модуля продольных $\psi_{nz}(z,t)$ и радиальных $\psi_n(r,t)$ квантованных волновых пси-функций для круглого цилиндрического проводника с аксиальным током определяет плотность вероятности нахождения свободного электрона в том или ином месте проводника, то в зонах глобальных максимумов данных волновых пси-функций (в зонах формируемых ими ВЭП) будет происходить концентрация дрейфующих электронов. Повышенная объемная плотность свободных электронов на продольных и радиальных участках ВЭП приводит к повышенной объемной плотности тепловых потерь и соответственно температуры на этих участках. В результате такого волнового распределения свободных электронов в ука-

© М. И. Баранов, 2013

занном проводнике будут формироваться неоднородные периодические продольные и радиальные температурные поля, содержащие относительно «горячие» и относительно «холодные» участки. Опытная фиксация таких тепловых полей и соответственно ВЭП со своими стоячими электронными полуволнами де Бройля в реальных немассивных (тонких наружным радиусом $r_0 \leq 1$ мм) проводниках возможна только при достаточно больших плотностях аксиального тока в их материале (порядка 10^9 А/м² [3]), при которых линейные размеры образующихся в зонах ВЭП относительно «горячих» продольных участков могут составлять несколько миллиметров [8]. Что касается экспериментального обнаружения неоднородного радиального температурного поля в тонком металлическом проводнике, когда линейные размеры образующихся в зонах ВЭП относительно «горячих» радиальных участков могут составлять единицы микрометров, то оно возможно только при детальном высокоскоростном исследовании высокоразрезанных продуктов «металлической» плазмы, образующейся при его электрическом взрыве (ЭВ) в газовой или конденсированной (жидкой) среде [9]. С учетом реально имеющегося на сегодня в НИПКИ «Молния» НТУ «ХПИ» экспериментального научно-исследовательского оборудования автору представляется возможным с помощью генератора длительной *C*-компоненты импульсного тока искусственной молнии (генератора ГИТ-5С на номинальное напряжение его конденсаторной батареи ± 5 кВ и апериодический импульс тока амплитудой до 1 кА при его полной длительности до 1000 мс [10]) осуществить в условиях высоковольтной лаборатории опытным путем подтверждение существования электронных полуволн де Бройля в тонком оцинкованном стальном проводе, испытывающем воздействие на его проводящую структуру импульсного аксиального тока $i_0(t)$ большой плотности $\delta_0(t)$. На мой взгляд, в мире подобной прикладной электрофизической задачей, наглядно раскрывающей в области высокоточной электротехники фундаментальные основы теории электричества применительно к металлическим проводникам с током проводимости, никто пока не занимался.

1 Расчетная оценка продольного волнового распределения дебройлевских электронных полуволн в металлическом проводнике с импульсным током проводимости большой плотности. Для этой цели выбираем тонкий поперечным сечением $S_0 = \pi r_0^2$ и длиной l_0 круглый прямолинейный металлический провод (рис. 1), по которому в продольном направлении с усредненной плотностью $\delta_0(t)$ протекает импульсный ток $i_0(t)$ произвольных амплитудно-временных параметров (АВП). Согласно [1,3] в этом проводе дрейфующие свободные электроны распределяются вдоль его продольной оси *OZ* так, что на его длине l_0 будет всегда уместиться целое квантовое число n электронных полуволн де Бройля, удовлетворяющих такому соотношению:

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

где $\lambda_{enz} = h / (m_e v_{enz})$ – квантованная длина волны свободного электрона, равная длине стоячей волны де Бройля для данной элементарной частицы [5]; $v_{enz} = nh / (2m_e l_0)$ – квантованная скорость дрейфующего вдоль микроструктуры провода свободного электрона; $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка [6]; $m_e = 9,108 \cdot 10^{-31}$ кг – масса покоя электрона [5]; $n = 1, 2, 3, \dots, n_m$ – целое квантовое число; n_m – максимальное значение квантового числа n .

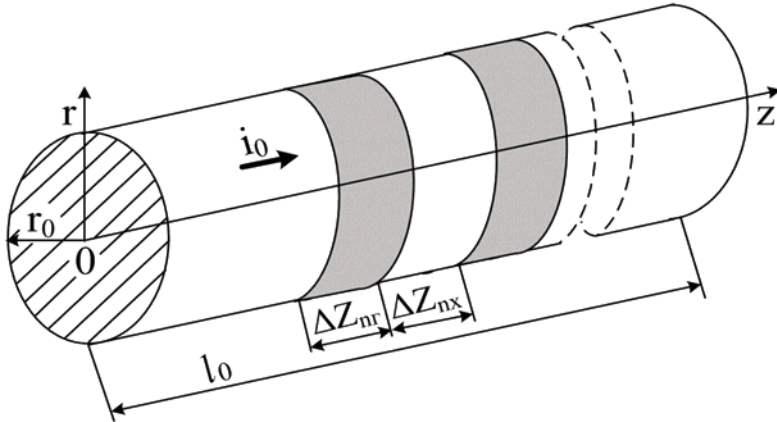


Рисунок 1 – Схематическое изображение круглого металлического проводника наружным радиусом r_0 и длиной l_0 с импульсным аксиальным током $i_0(t)$, относительно «горячими» шириной Δz_{nz} и «холодными» шириной Δz_{nx} продольными участками

Причем, с учетом (1) для шага продольной периодической тепловой структуры и соответственно шага продольной структуры размещения отдельных ВЭП в рассматриваемом нами проводе будет выполняться соотношение:

$$\lambda_{enz}/2 = \Delta z_{nz} + \Delta z_{nx} = l_0/n, \tag{2}$$

где Δz_{nz} , Δz_{nx} – соответственно квантованная ширина «горячего» и «холодного» продольных участков провода с импульсным током различных АВП.

Кроме того, из (2) для одной четвертой части длины стоячей квантованной волны де Бройля $\lambda_{enz}/4$, соответствующей центрам первых от концов провода ВЭП и соответственно серединам ширин первых от краев провода «горячих» участков, и квантованной продольной координаты первых от краев глобальных максимумов квантованных волновых функций $\psi_{nz}(z,t)$ следует:

$$z_{nm} = \lambda_{enz}/4 = l_0/(2n). \tag{3}$$

Из (1)–(3) видно, что для обоснованного подтверждения волнового характера распределения вдоль исследуемого металлического провода дрейфующих в его проводящем материале свободных электронов необходимы расчетные соотношения для нахождения ширин «горячих» Δz_{nz} и «холодных» Δz_{nx} продольных участков. В соответствии с данными из [3,8,12] для кванто-

ванных ширин «горячих» Δz_{nz} и «холодных» Δz_{nx} продольных участков рассматриваемого провода с импульсным аксиальным током большой плотности $\delta_0(t)$ с учетом (2) можно записать следующие приближенные выражения:

$$\Delta z_{nz} = e_0 n_{e0} h (m_e \delta_{0m})^{-1} [8 + (\pi - 2)^2]^{-1}; \quad (4)$$

$$\Delta z_{nx} = l_0 / n - e_0 n_{e0} h (m_e \delta_{0m})^{-1} [8 + (\pi - 2)^2]^{-1}, \quad (5)$$

где $e_0 = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл – элементарный электрический заряд электрона [5]; n_{e0} – усредненная объемная плотность (концентрация) свободных электронов в проводящем материале провода до протекания по нему тока; δ_{0m} – амплитуда плотности $\delta_0(t)$ импульсного аксиального тока $i_0(t)$ в проводе.

Известно, что величина n_{e0} , входящая в расчетные соотношения (4) и (5), равна концентрации атомов N_0 проводящего материала провода, умноженной на его валентность, определяемую числом неспаренных электронов на внешних электронных слоях (энергетических уровнях) атомов материала нашего провода (например, для цинка, железа и меди валентность равна двум [6]). Что касается величины N_0 , то она для металла провода с массовой плотностью d_0 определяется из известного в атомной физике соотношения [5]:

$$N_0 = d_0 (M_a \cdot 1,6606 \cdot 10^{-27})^{-1}, \quad (6)$$

где M_a – атомная масса проводящего материала провода (например, для меди данная величина в атомных единицах массы согласно периодической системе химических элементов Д.И. Менделеева равна $M_a = 63,55$ [6]), практически равная массовому числу ядра атома металла провода (следует напомнить любопытному читателю, что одна атомная единица массы равна 1/12 массы атома изотопа углерода $^{12}_6C$, численно составляющей $1,6606 \cdot 10^{-27}$ кг [6]).

Из (4) явствует, что ширина Δz_{nz} «горячего» продольного участка исследуемого провода в принятом автором приближении не квантуется и практически определяется величиной амплитуды плотности δ_{0m} импульсного тока в нем. Чем больше значение δ_{0m} , тем будет меньше величина Δz_{nx} и соответственно тем самым можно при ЭВ металлического провода ($\delta_{0m} \gg 10^9$ А/м² [9,13]) получать меньшие линейные размеры продольных мелкодисперсных страт разрушающегося провода. В тоже время из (5) следует, что ширина Δz_{nx} «холодного» продольного участка выбранного нами провода явно квантуется и при неизменной величине плотности δ_{0m} импульсного тока в проводе практически определяется численным значением квантового числа n . Для металла провода величина квантового числа n носит стохастический (вероятностный) характер, определяемый энергетическим состоянием свободных электронов, оказавшихся в микроструктуре материала провода в момент подачи на него электрического напряжения и начала протекания в нем электрического тока проводимости (продольного дрейфа этих электронов) того или иного вида (постоянного, переменного или импульсного) и соответственно направления движения (одно- или двухстороннего) в его проводящем материале указанных носителей электричества. Отметим, что в [14] автором была предложена

приближенная формула для расчетной оценки максимального значения квантового числа n – величины n_m для любого проводникового материала, численно составляющей согласно данной формуле для широко используемых в области высоковольтной сильноточной импульсной техники медного, цинкового и стального (железного) проводников 32 (заметим, что минимальное значение рассматриваемого целочисленного квантового числа n согласно [1] равно 1).

Поэтому экспериментально обнаружив в тонком металлическом проводе с импульсным током большой плотности (малые значения плотности тока $\delta_{0m} \ll 0,1$ кА/мм² в исследуемом проводе нам не подходят по тем причинам, что при таких значениях δ_{0m} нагрев участков его проводящего тела оказывается визуально незаметным, а линейные размеры Δz_{nz} только «горячих» участков провода по (4) для большинства металлов оказываются равными порядка 500 мм, что создает большие технические трудности для их идентификации в лабораторных условиях) «горячие» шириной Δz_{nz} и «холодные» шириной Δz_{nz} продольные участки и сверив их опытные линейные размеры и места их размещения вдоль металлического провода с приведенными выше расчетными данными по аналитическим выражениям (1)–(5), можно обоснованно делать физико-техническое заключение о не- или присутствии в проводящей структуре такого провода квантованных дебройлевских электронных полуволн.

2 Результаты экспериментальной оценки продольного волнового распределения дебройлевских электронных полуволн в металлическом проводнике с импульсным током проводимости большой плотности. Используем в опытах жестко закрепленный в разрядной цепи высоковольтного генератора ГИТ-5С [10] оцинкованный (с толщиной этого защитного покрытия $\Delta_0 = 5$ мкм) стальной провод [15], имеющий следующие геометрические параметры (рис. 2): $r_0 = 0,8$ мм; $l_0 = 320$ мм; $S_0 = 2,01$ мм². При разряде заряженной конденсаторной батареи (для ее зарядного постоянного напряжения $U_{3r} = -3,7$ кВ и запасаемой в ней электрической энергии $W_r = 310$ кДж) высоковольтного генератора ГИТ-5С протекающий через исследуемый и частично электротермически разрушаемый провод (с потерей частью тела провода своей металлической проводимости) аperiodический импульс тока характеризовался следующими АВП: амплитудой $I_{0m} = -745$ А; временной формой $t_m/\tau_p = 9$ мс/576 мс (t_m – время, соответствующее токовой амплитуде I_{0m} ; τ_p – полная длительность импульса тока); усредненной плотностью тока $|\delta_{0m}| = 0,37$ кА/мм². На рис. 3 приведены результаты воздействия указанного импульса аксиального тока на используемый в опытах металлический провод.

Из данных рис. 3 отчетливо видно, что на длине $l_0 = 320$ мм интенсивно нагреваемого указанным импульсом тока ($|\delta_{0m}| = 0,37$ кА/мм²) оцинкованного стального провода (для его основания $n_{e0} = 2N_0 = 16,86 \cdot 10^{28}$ м⁻³ [5]) в наблюдаемом случае имеется один «горячий» (одна ярко светящаяся вспученная

сферообразная зона ВЭП посередине провода, указывающая на то, что в этом случае $n = 1$ шириной $\Delta z_{nz} = 7$ мм (при его расчетной ширине по (4) в 5,7 мм) и два «холодных» (цилиндрические перешейки по обоим краям провода, один из которых подвергся частичной сублимации) шириной $\Delta z_{nx} = 156,5$ мм (при их расчетной ширине по (3) и (5) в 157,1 мм) продольных участка. Для определенности и лучшего понимания расчетных и опытных результатов для рассматриваемой задачи следует заметить, что в ней (этой задаче) число размещенных вдоль провода ВЭП («горячих» участков) соответствует численному значению квантового числа n . Выполненные на оптическом микроскопе типа МБС-9 металлографические исследования остывшей посередине провода сферообразной зоны показали, что она содержит затвердевшие фракции вскипевшего (вспученного) цинкового покрытия (при температуре кипения для цинка в 907 °С [5]) и расплавленного стального основания провода (при температуре его плавления примерно в 1536 °С [5]). Эти опытные результаты свидетельствуют о том, что при джоулевом нагреве выбранного провода используемым нами импульсом аксиального тока в его внутренней кристаллической структуре достигаются температуры высокого уровня. На основании полученных в этом случае ($n = 1$) опытных данных и выполненных для него (этого случая) расчетных квантовофизических оценок можно однозначно заключить, что в рассматриваемом случае в кристаллической микроструктуре оцинкованного стального провода происходит суперпозиция квантованных продольных волновых функций $\psi_{nz}(z,t)$, моды которых характеризуются одним квантовым числом $n = 1$. В результате существования в проводе таких мод пси-функций на его длине уместается лишь одна электронная полуволна де Бройля, для которой выполняется равенство $\lambda_{enz}/2 = 320$ мм и в зоне ее амплитуды (посередине провода при $z_{nm} = 160$ мм) формируется только один ВЭП с шириной «горячего» продольного участка, равной около $\Delta z_{nz} = 7$ мм.



Рисунок 2 – Внешний вид исходного круглого оцинкованного стального провода ($r_0 = 0,8$ мм; $l_0 = 320$ мм; $\Delta_0 = 5$ мкм; $S_0 = 2,01$ мм²), размещенного в воздухе над теплозащитным асбестовым полотном, до протекания по нему в разрядной цепи высоковольтного генератора ГИТ-5С аперiodического импульса тока большой плотности [11]

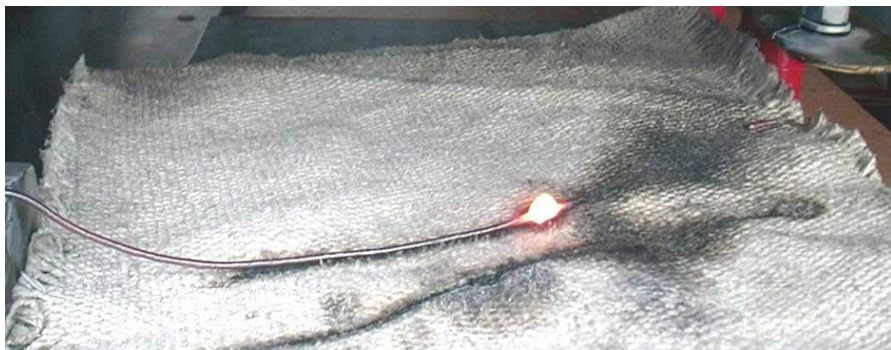


Рисунок 3 – Внешний вид остывающих на воздухе и теплозащитном асбестовом полотне одного «горячего» (высокотемпературной зоны ВЭП шириной $\Delta z_{nz} = 7$ мм посередине провода) и двух «холодных» (шириной $\Delta z_{nx} = 156,5$ мм при частичной сублимации одного из них) продольных участков оцинкованного стального провода ($r_0 = 0,8$ мм; $l_0 = 320$ мм; $\Delta_0 = 5$ мкм; $S_0 = 2,01$ мм²) после протекания по нему аperiodического импульса тока $i_0(t)$ временной формы 9 мс/576 мс большой плотности ($I_{0m} = -745$ А; $|\delta_{0m}| = 0,37$ кА/мм²; $n = 1$) [11]

На рис. 4 представлены результаты протекания по исследуемому оцинкованному стальному проводу ($r_0 = 0,8$ мм; $l_0 = 320$ мм; $\Delta_0 = 5$ мкм; $S_0 = 2,01$ мм²) формируемого в разрядной цепи генератора ГИТ-5С того же униполярного импульса тока отрицательной полярности временной формы $t_m / \tau_p = 9$ мс/576 мс ($I_{0m} = -745$ А; $|\delta_{0m}| = 0,37$ кА/мм²). Видно, что в этом случае вдоль провода (для его покрытия $n_{e0} = 2N_0 = 13,08 \cdot 10^{28}$ м⁻³ [5]) размещаются уже три ВЭП ($n = 3$) и соответственно три «горячих» продольных сферообразных участка также шириной, равной $\Delta z_{nz} = 7$ мм. Такое опытное значение величины Δz_{nz} указывает на работоспособность для нее расчетного квантовомеханического соотношения (4). Число «холодных» продольных участков в проводе при этом составляет уже четыре ($n + 1$), левый крайний из которых подвергся полной сублимации. Причем, оба крайних «холодных» участка на рис. 4, прилегающих к болтовым соединениям жесткого закрепления стального провода в разрядной цепи генератора ГИТ-5С, имеют опытную длину, равную около $\Delta z_{nx} = 50$ мм (при их расчетной длине по (3) и (5) в 50,5 мм). Два внутренних «холодных» участка, размещенных между соседними «горячими» продольными участками, характеризуются опытной длиной около $\Delta z_{nx} = 100$ мм (при их расчетной длине по (3) и (5) в 101 мм). Выявленное в ходе проведенных нами в условиях высоковольтной лаборатории на мощном сильноточном электрофизическом оборудовании высокотемпературных экспериментов отличие опытных длин двух крайних и двух внутренних «холодных» продольных участков оцинкованного стального провода ровно в два раза, а также наличие нечетного количества «горячих» участков вдоль этого провода (см. рис. 3 и 4) может свидетельствовать о наличии в его металличе-

ской микроструктуре не электронных волн де Бройля, а именно дебройлевских электронных полуволин.

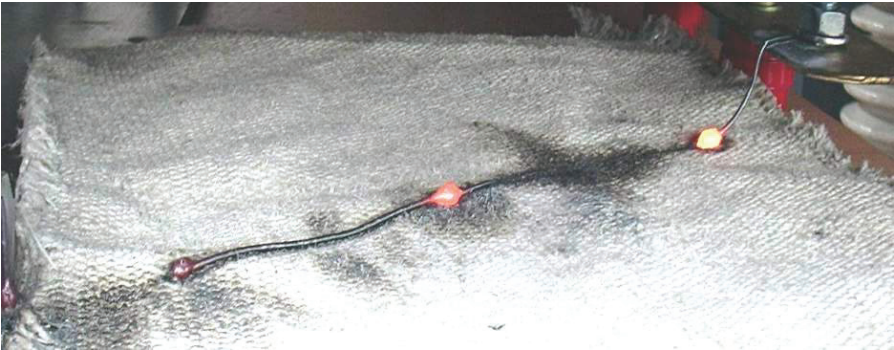


Рисунок 4 – Опытное распределение вдоль круглого оцинкованного стального провода ($r_0 = 0,8$ мм; $l_0 = 320$ мм; $\Delta_0 = 5$ мкм; $S_0 = 2,01$ мм²) остывающих на воздухе и теплозащитном асбестовом полотне макроскопических трех «горячих» (высокотемпературных зон ВЭП провода шириной $\Delta z_{nc} = 7$ мм) и четырех «холодных» (двух крайних шириной $\Delta z_{nc} = 50$ мм при полной сублимации одного из них и двух внутренних шириной $\Delta z_{nc} = 100$ мм) продольных участков после протекания по нему аperiодического импульса аксиального тока $i_0(t)$ временной формы 9 мс/576 мс большой плотности ($I_{0m} = -745$ А; $|\delta_{0m}| = 0,37$ кА/мм²; $n = 3$) [11]

Выводы

1. Приведены основные квантовофизические интегральные соотношения, приближенно описывающие продольное волновое распределение дрейфующих свободных электронов в кристаллической однородной (гомогенной) микроструктуре круглых металлических проводников с импульсным аксиальным током проводимости большой ($\delta_{0m} \gg 0,1$ кА/мм²) или небольшой ($\delta_{0m} \ll 0,1$ кА/мм²) плотности. Показано, что именно данное волновое распределение указанных носителей электричества и приводит к формированию в проводящей структуре металлических проводников с электрическим током различного вида (постоянного, переменного и импульсного) ВЭП – волновых электронных пакетов макроскопических размеров и соответственно к возникновению в ней (в этой металлической макроструктуре) относительно «горячих» и относительно «холодных» продольных участков, вызывающих формирование вдоль них (данных проводников) периодического неоднородного температурного поля с существенно различающимися уровнями температуры импульсного джоулева нагрева на указанных «горячих» и «холодных» продольных участках подобных проводников с током проводимости различных АВП.

2. Выполненные в НИПКИ «Молния» НТУ «ХПИ» на мощном высоковольтном генераторе импульсных токов [10] эксперименты, связанные с воздействием на проводящую макроструктуру тонкого оцинкованного стального

провода ($r_0 = 0,8$ мм; $l_0 = 320$ мм; $\Delta_0 = 5$ мкм; $S_0 = 2,01$ мм²) апериодического импульса аксиального тока временной формы 9 мс/576 мс большой усредненной плотности тока ($|\delta_{0m}| = 0,37$ кА/мм²), с учетом представленных автором результатов приближенного квантовомеханического расчета в нем (данном проводе) продольного волнового распределения дрейфующих свободных электронов позволили однозначно установить интересный и важный для фундаментальных основ теории электричества и ее прикладных приложений в области сильноточной электроники, электротехники, промышленной электроэнергетики, техники и электрофизики высоких напряжений и больших импульсных токов электрофизический факт, заключающийся в том, что в металлических проводниках с электрическим аксиальным током различных АВП распространяются квантованные продольные электронные полуволны де Бройля, заполняющие всю их внутреннюю кристаллическую микроструктуру.

Список литературы: 1. Баранов М.И. Волновое распределение свободных электронов в проводнике с электрическим током проводимости // Электротехника. – М.: 2005. – № 7. – С. 25–33. 2. Баранов М.И. Энергетический и частотный спектры свободных электронов проводника с электрическим током проводимости // Электротехника. – М.: 2006. – № 7. – С. 29–34. 3. Баранов М.И. Новые физические подходы и механизмы при изучении процессов формирования и распределения электрического тока проводимости в проводнике // Технічна електродинаміка. – К.: 2007. – № 1. – С. 13–19. 4. Баранов М.И. Волновой электронный пакет проводника с электрическим током проводимости // Электротехніка і електромеханіка. – Х.: 2006. – № 3. – С. 49–53. 5. Кузьмичев В.Е. Законы и формулы физики / Отв. ред. В.К. Тартаковский. – К.: Наукова думка, 1989. – 864 с. 6. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. – М.: Наука, 1990. – 624 с. 7. Баранов М.И. Волновое радиальное распределение свободных электронов в цилиндрическом проводнике с переменным электрическим током // Технічна електродинаміка. – К.: 2009. – № 1. – С. 6–11. 8. Баранов М.И. Избранные вопросы электрофизики. Том 2, Кн. 1: Теория электрофизических эффектов и задач. – Х.: НТУ «ХПИ», 2009. – 384 с. 9. Столович Н.Н. Электровзрывные преобразователи энергии / Под ред. В.Н. Карнюшина. – Минск: Наука и техника, 1983. – 151 с. 10. Баранов М.И., Колушко Г.М., Кравченко В.И. и др. Генератор тока искусственной молнии для натуральных испытаний технических объектов // Приборы и техника эксперимента (Москва). – 2008. – № 3. – С. 81–85. 11. Баранов М.И. Исследование стохастического распределения электронных полуволн де Бройля и волновых пакетов в проводнике с импульсным током проводимости большой плотности // Электротехніка і електромеханіка. – Х.: 2008. – № 5. – С. 44–49. 12. Баранов М.И. Основные характеристики вероятностного распределения свободных электронов в проводнике с электрическим током проводимости // Технічна електродинаміка. – К.: 2008. – № 1. – С. 8–12. 13. Баранов М.И., Игнатенко Н.Н., Колобовский А.К. Экспериментально-аналитическое определение удельной энергии электротеплового разрушения медных проводников под воздействием больших импульсных токов // Электротехніка і електромеханіка. – Х.: 2004. – № 2. – С. 70–73. 14. Баранов М.И. Эвристическое определение максимального числа электронных полуволн де Бройля в металлическом проводнике с электрическим током проводимости // Электротехніка і електромеханіка. – Х.: 2007. – № 6. – С. 59–62. 15. Электрические кабели, провода и шнуры: Справочник / Н.И. Белоруссов, А.Е. Саакян, А.И. Яковлева; Под ред. Н.И. Белоруссова. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 536 с.

Поступила в редколлегию 17.09.2013

УДК 621.3.022:537.311.8:621.7.044.7

Расчетно-экспериментальное обоснование существования дебройлевских электронных полуволн в металлическом проводнике с импульсным током большой плотности /

Представлені розрахунково-експериментальні результати подовжнього хвильового розподілу вільних електронів, що дрейфують, в круглому металевому провіднику з імпульсним аксіальним струмом великої щільності, які вказують на існування в його внутрішній провідній мікроструктурі електронних півхвиль де Бройля.

Ключові слова: металевий провідник, дрейфуючі вільні електрони, імпульсний струм, хвильовий розподіл електронів, електронні півхвилі.

The calculation-experimental results of the longitudinal wave distributing of drifting lone electrons are presented in a round metallic explorer with the impulsive axial-flow current of high-slay, indicative on existence in his internal conducting microstructure of electronic semiwaves de Broilya.

Key words: metallic explorer, drifting lone electrons, impulsive current, wave distributing of electrons, electronic semiwaves.

УДК 621.3.022:537.311.8:621.7.044.7

М. И. БАРАНОВ, д-р техн. наук, главн. науч. сотр., НТУ «ХПИ»;
С. В. РУДАКОВ, канд. техн. наук, доцент, УНГЗУ

УСРЕДНЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛНОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДРЕЙФУЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ В МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ПРОВОДНИКЕ С ИМПУЛЬСНЫМ ТОКОМ ПРОВОДИМОСТИ БОЛЬШОЙ ПЛОТНОСТИ

Представлены некоторые результаты теоретического и экспериментального исследования основных геометрических характеристик волнового продольного и радиального распределения дрейфующих свободных электронов в однородном цилиндрическом металлическом проводнике с импульсным аксиальным током большой плотности.

Ключевые слова: проводник, свободные электроны, импульсный ток, электронные волны, характеристики продольного и радиального распределения электронов.

Введение. Известно, что протекание электрического тока проводимости различных видов (постоянного, переменного и импульсного) и плотностей по металлическим проводникам сопровождается распространением в их внутренней кристаллической структуре квантованных стоячих электронных полуволн де Бройля [1–4]. Суперпозиция данных дебройлевских электронных полуволн приводит к возникновению в металле проводников с током указанных видов волновых электронных пакетов (ВЭП), образующих вдоль проводящего материала проводника макроскопическую периодическую структуру

© М. И. Баранов, 2013