

*М.И. Баранов, д.т.н., с.н.с., гл. научн. сотр., НТУ «ХПИ»,
С.В. Рудаков, к.т.н., доцент, НУГЗУ*

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ЯВЛЕНИЙ НА НАГРЕВ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ПРОВОДНИКА ИМПУЛЬСНЫМ ТОКОМ

(представлено д.т.н. Чубом И.А.)

Приводятся результаты расчетно-экспериментальных исследований неравномерного периодического продольного интенсивного джоулева нагрева оголенного круглого сплошного металлического проводника с импульсным аксиальным током большой плотности δ_0 . Показано, что из-за образования в его электропроводящей структуре квантованных продольных волновых электронных пакетов (ВЭП) вдоль исследуемого проводника возникают квантованные с квантовым числом $n=1,2,3,\dots$ “горячие” шириной Δz_{nh} , “холодные” внутренние шириной Δz_{nci} и “холодные” крайние шириной $\Delta z_{nce} = \Delta z_{nci}/2$ продольные участки, образующие в нем периодический шаг шириной $(\Delta z_{nh} + \Delta z_{nci})$ неравномерного продольного температурного поля. Опытным путем установлено, что при протекании в стальном оцинкованном проводнике радиусом $r_0=0,8$ мм и длиной $l_0=320$ мм аperiodического импульса тока временной формы $t_m / \tau_p \approx 9$ мс/160 мс с амплитудой его плотности $\delta_{0m} \approx 0,37$ кА/мм² в нем возникают квантованные продольные ВЭП, имеющие один ($n=1$), три ($n=3$) и девять ($n=9$) “горячих” продольных участков одинаковой шириной $\Delta z_{nh} \approx 7$ мм. Полученные экспериментальные результаты для неравномерного периодического продольного температурного поля металлического проводника с импульсным током хорошо коррелируют с известными расчетными квантовомеханическими оценками распределения квантованных продольных ВЭП и электронных полуволин де Бройля в исследуемом проводнике.

Ключевые слова: пожарная безопасность, металлический проводник, импульсный ток большой плотности, электронная полуволна де Бройля, волновой электронный пакет, неравномерное периодическое продольное температурное поле проводника.

Постановка проблемы. Электрические изделия являются одними из наиболее пожароопасных видов продукции. По видам электротехнической продукции первое место по числу пожаров с большим опережением занимают изделия кабельной промышленности – провода и кабели. Объекты, которые чаще всего подвергаются пожарам от воздействия молний, от электроустановок, в частности, от загорания электропроводок – жилые дома, склады, базы, здания с массовым нахождением людей. Например, в 2016 году число пожаров от электрических изделий в жилом секторе составило почти 71,5 %, что почти на порядок превышает число пожаров, как на транспорте, так и на промышленных предприятиях, и в 2,7 раза – на всех других объектах, вместе взятых. Возникновение пожаров из-за неисправности электропроводки или неправильной эксплуатации электросети

объясняется следующим. При прохождении тока по проводнику выделяется теплота. В обычных условиях она рассеивается в окружающую среду быстрее, чем успевает нагреться проводник. Поэтому для каждой электрической нагрузки подбирается проводник определённого сечения. Если сечение проводника меньше, чем положено по расчёту, то выделяющаяся теплота не успевает рассеяться и проводник перегревается. Одной из причин пожаров являются короткие замыкания при соединении двух проводников без изоляции накоротко друг с другом. Из-за этого происходит резкое возрастание силы тока в сети, мгновенный нагрев проводов до температуры плавления металлических жил и интенсивное выделение искр и большого количества теплоты.

Поэтому, проблемы изучения особенностей теплофизического состояния металлических проводников при воздействии на них импульсных токов большой плотности являются актуальными в области пожарной безопасности и теплофизики токопроводящих изделий.

Анализ последних исследований и публикаций. В [1-4] расчетным путем было показано, что в тонком круглом немагнитном металлическом проводнике с импульсным током $i_0(t)$ могут периодическим образом возникать относительно “горячие” и “холодные” квантованные (с квантовым числом $n=1,2,3,\dots$) продольные участки макроскопических размеров. Причем, при этом ширины Δz_{nh} “горячих” продольных участков проводника длиной l_0 определяются максимальным значением объемной плотности δ_{0m} импульсного тока в его кристаллической структуре, а ширины Δz_{nc} “холодных” продольных участков – квантовым соотношением l_0/n [1-4]. Возникновение указанных чередующихся между собой квантованных “горячих” и “холодных” продольных участков может приводить к появлению вдоль металлического проводника с импульсным током $i_0(t)$ неравномерного периодического температурного поля. Прикладной интерес в области электроэнергетики [4] и современных электротехнологий [5] представляет теплофизическая задача по изучению особенностей интенсивного джоулева нагрева токонесущих частей силовых цепей как током промышленной частоты, так и импульсным током $i_0(t)$ с заданными амплитудно-временными параметрами (АВП) в нормальных и аварийных режимах их работы (например, при токовых перегрузках, воздействии мощных гроздовых разрядов и коротком замыкании). Такие тяжелые в электротепловом отношении режимы работы внутриобъектных промышленных электросетей могут заканчиваться возникновением в них локальных очагов пожара и дальнейшим возгоранием их кабельно-проводниковой продукции [6]. Несомненно, это касается и использования явления электрического взрыва (ЭВ) тонких металлических проволочек в цепях мощных электрофизических установок при решении ряда задач из области экспериментальной физики [7] и применения ЭВ тонких проводников в технологиях получения проводящих наноматериалов [8]. Кроме того, на сегодня малоисследованными задачами в электрофизике остаются те, которые связаны с изучением пространственного распределения волновых электронных пакетов (ВЭП) и электронных

волн де Бройля [9] в металлических проводниках с постоянным, переменным и импульсным током различных АВП. А ведь именно указанные электронные пакеты и волны определяют не только фундаментальные основы теории электричества для проводящих сред, но и теплофизику процессов, протекающих в кристаллической микроструктуре металлических проводников с электрическим током. В подтверждение этого положения отметим, что именно рассеяние электронных волн де Бройля на ионах кристаллической решетки металла проводника с током и вызывает выделение в нем джоулева тепла [9]. Данные из [10] свидетельствуют о том, что наглядно выявить в лабораторных условиях теплофизические проявления ВЭП и электронных волн де Бройля в металлическом проводнике с током можно только в случае протекания по его поперечному сечению S_0 больших плотностей δ_0 тока (порядка 10^8 А/м² и более). Поэтому задачи, углубляющие наши физические представления о формировании ВЭП и распространении электронных волн де Бройля в проводящих средах, являются актуальными задачами в области пожарной безопасности и теплофизики.

Постановка задачи и ее решение. Рассмотрим особенности нагрева металлического проводника импульсным током большой плотности. В воздухе размещен прямолинейный круглый сплошной цилиндрический металлический проводник без изоляции радиусом r_0 и длиной $l_0 \gg r_0$. Пусть параметры воздушной среды соответствуют нормальным атмосферным условиям (давление воздуха составляет $1,013 \cdot 10^5$ Па, а его температура T_0 равна 0 °С [9]). Считаем, что по исследуемому проводнику поперечным сечением $S_0 = \pi r_0^2$ вдоль его продольной оси протекает униполярный импульсный ток проводимости $i_0(t)$ амплитудой I_{0m} , характеризующийся максимальной усредненной объемной плотностью $\delta_{0m} \approx I_{0m}/S_0$. В этой связи ограничимся рассмотрением случая, когда толщина Δ_0 токового скин-слоя в материале проводника больше его радиуса r_0 ($\Delta_0/r_0 \approx 2r_0^{-1} [t_m / (\pi\mu_0\mu_r\gamma_0)]^{1/2} > 1$ [10], где t_m – время, соответствующее амплитуде I_{0m} тока; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная; μ_r – относительная магнитная проницаемость материала проводника; γ_0 – удельная электропроводность материала проводника при температуре T_0 окружающего воздуха). Например, для стального проводника радиусом $r_0 = 0,8$ мм при $t_m = 9$ мс, $\mu_r = 100$ и $\gamma_0 = 8 \cdot 10^6$ (Ом·м)⁻¹ [9] соотношение Δ_0/r_0 будет численно составлять не менее 4,2. Видно, что в приведенном выше случае импульсный ток $i_0(t)$ будет заполнять все поперечное сечение S_0 рассматриваемого проводника с практически одинаковой максимальной усредненной плотностью δ_{0m} . Кроме того, при этом время установления импульсного тока $i_0(t)$, электромагнитного и температурного полей по поперечному сечению S_0 стального проводника, равное по порядку величины постоянной магнитной диффузии $t_d \approx \mu_0\mu_r\gamma_0 r_0^2$ [9], не будет при принятых исходных численных данных для его параметров r_0 , μ_r и γ_0 превышать значения 0,64 мс. При-

веденные расчетные оценки позволяют сформулировать следующие ограничения для используемых в рассматриваемом теплофизическом исследовании основных параметров импульсного тока $i_0(t)$ и металлического проводника: $\Delta_0/r_0 > 1$ и $t_m > t_d$. При выполнении соответствующих приближенных расчетов квантовомеханических оценок для волновых электронных явлений воспользуемся известным одноэлектронным приближением. Полагая, что продольные волновые распределения дрейфующих свободных электронов в исследуемом проводнике подчиняются временным волновым уравнениям Шрёдингера и соответственно их собственным квантованным решениям [9, 10]. Требуется на основе высокотемпературных экспериментов в сильноточной разрядной цепи высоковольтного генератора импульсного тока (ГИТ) выявить основные особенности неравномерного периодического продольного интенсивного джоулева нагрева исследуемого металлического проводника указанным током $i_0(t)$ большой плотности δ_0 и необходимо подтвердить достоверность полученных опытных данных по возникновению в его проводящей структуре неравномерного периодического продольного температурного поля.

В качестве испытываемых образцов (ИО) металлического проводника, напрямую включаемых в сильноточную разрядную цепь высоковольтного ГИТ, были использованы короткие прямолинейные участки промышленно выпускаемого круглого сплошного стального провода с толщиной Δ_c наружного оцинкованного покрытия ($r_0=0,8$ мм; $l_0=320$ мм; $\Delta_c=5$ мкм; $S_0=2,01$ мм²) [11]. Наличие в таких ИО сравнительно легкоплавкого тонкого цинкового покрытия и тугоплавкого массивного стального основания провода обеспечивает при его интенсивном локальном джоулевом нагреве (до температур около $T \approx 1500$ °С) аperiodическим импульсом разрядного тока $i_0(t)$ в сильноточной цепи ГИТ непосредственное наблюдение в нем неравномерного периодического продольного температурного поля и опосредованное обнаружение за счет сферообразного вспучивания покрытия на “горячих” продольных участках провода квантованных продольных ВЭП и соответственно электронных полувольт де Бройля, образующих в проводе подобные ВЭП [10]. Мощный ГИТ имел следующие собственные электрические параметры [12, 13]: $R_C \approx 4,74$ Ом; $L_C \approx 11,43$ мГн; $C_C \approx 45,36$ мФ. После подачи от генератора высоковольтных поджигающих импульсов (ГВПИ) управляющего микросекундного импульса напряжения амплитудой ± 100 кВ на электроды высоковольтных воздушных искровых коммутаторов через ИО указанного стального провода протекал униполярный импульс тока $i_0(t)$ временной формы $t_m / \tau_p \approx 9$ мс/160 мс, где τ_p – длительность импульса тока на уровне $0,5 \cdot I_{0m}$. Измерение АВП протекающих через ИО провода импульсов тока $i_0(t)$ выполнялось при помощи цифрового запоминающего осциллографа Tektronix TDS 1012 и измерительного коаксиального шунта (ШК) [12, 13].

ИО провода из-за своего интенсивного джоулева нагрева и наступающего локального электротермического разрушения кристаллической

структуры теряет свою металлическую проводимость. По данной теплофизической причине полная длительность протекания по ИО исследуемого провода аperiodического импульса тока $i_0(t)$ временной формы $t_m/\tau_p \approx 9$ мс/160 мс в проводимых экспериментах не превышала $t_0 \approx 576$ мс. Следует указать, что токовая осциллограмма на рис. 3 ($I_{0m} \approx -745$ А; $U_{CC} \approx -3,7$ кВ; $W_C \approx 310$ кДж) является характерной для всех выполненных на ГИТ высокотемпературных экспериментов по интенсивному джоулевому нагреву ИО указанного оцинкованного стального провода, вызванному слабым рассеянием на атомах кристаллической решетки его металла электронных полувольт де Бройля [3,9]. При этом амплитуда усредненной плотности импульса тока $i_0(t)$ временной формы $t_m/\tau_p \approx 9$ мс/160 мс в ИО провода численно не превышала $\delta_{0m} \approx I_{0m}/S_0 \approx 0,37$ кА/мм². Проведенные эксперименты на ГИТ показали, что при $\delta_{0m} > 0,37$ кА/мм² наступают явления сублимации и ЭВ [7, 9] электропроводящих структур ИО стального провода, исключаяющие какие-либо визуальные наблюдения в нем “горячих” и “холодных” продольных участков и соответственно опосредованных проявлений в этих структурах ВЭП и электронных полувольт де Бройля макроскопических размеров.

На рис. 1-3 показаны общие виды теплофизических состояний ИО исследуемого оцинкованного стального провода после однократного воздействия на них в сильноточной разрядной цепи высоковольтного ГИТ одиночного аperiodического импульса аксиального тока $i_0(t)$ отрицательной полярности с АВП ($I_{0m} \approx -745$ А; $U_{CC} \approx -3,7$ кВ; $\delta_{0m} \approx 0,37$ кА/мм²; $t_m \approx 9$ мс; $\tau_p \approx 160$ мс).

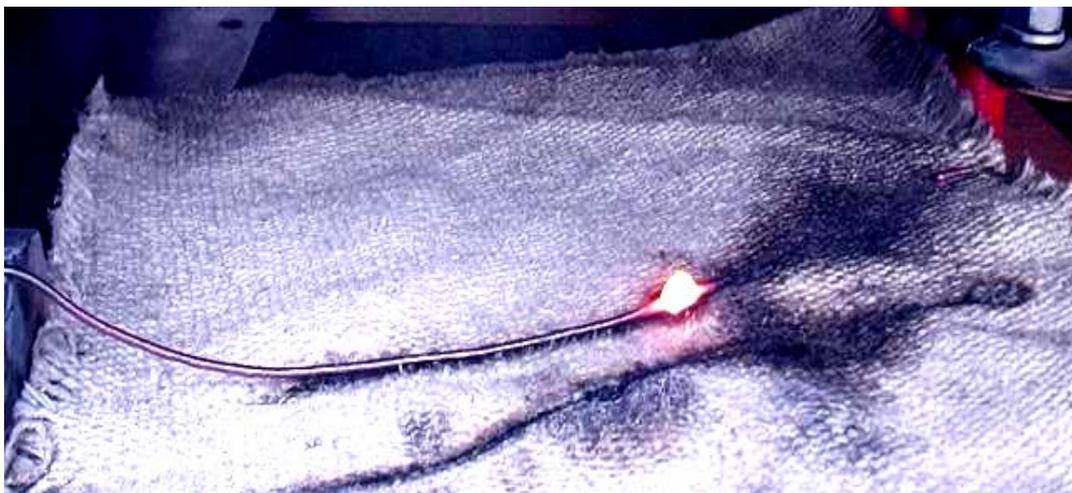


Рис. 1. Продольные распределения в оцинкованном стальном проводе ($r_0 = 0,8$ мм; $l_0 = 320$ мм; $\Delta_c = 5$ мкм; $S_0 = 2,01$ мм²) остывающих на воздухе и теплозащитном асбестовом полотне макроскопических одного “горячего” (высокотемпературной зоны ВЭП шириной $\Delta z_{nh} \approx 7$ мм посередине провода) и двух крайних “холодных” (шириной $\Delta z_{nce} \approx 156,5$ мм при частичной сублимации одного из них) продольных участков после протекания по нему аperiodического импульса аксиального тока $i_0(t)$ с параметрами ($I_{0m} \approx -745$ А; $\delta_{0m} \approx 0,37$ кА/мм²; $n = 1$; $t_0 \approx 576$ мс)

Теплофизические состояния остывающих на воздухе и теплозащитном асбестовом полотне толщиной 3 мм, изготовленном из хризотил-асбеста (температура его плавления составляет около 1500 °С [14]), ИО исследуемого провода указывают на частичную сублимацию их электропроводящей структуры (для цинкового покрытия температура плавления составляет около 419 °С, а кипения – 907 °С [9]; для стального основания эти температуры равны соответственно примерно 1535 и 2735 °С [9]) и наличие в них стохастическим образом возникающих вдоль оцинкованного стального провода от одного воздействия импульса тока к другому вспученных ярко светящихся сфероподобных квантованных “образований” одинаковой во всех случаях ширины $\Delta z_{nh} \approx 7$ мм.



Рис. 2. Продольные распределения в оцинкованном стальном проводе ($r_0=0,8$ мм; $l_0=320$ мм; $\Delta_c=5$ мкм; $S_0=2,01$ мм²) остывающих на воздухе и теплозащитном асбестовом полотне макроскопических трех “горячих” (высокотемпературных зон ВЭП провода шириной $\Delta z_{nh} \approx 7$ мм) и четырех “холодных” (двух крайних шириной $\Delta z_{nce} \approx 50$ мм при полной сублимации одного из них и двух внутренних шириной $\Delta z_{nci} \approx 100$ мм) продольных участков после протекания по нему аperiodического импульса аксиального тока $i_0(t)$ отрицательной полярности временной формы $t_m/\tau_p \approx 9$ мс/160 мс большой плотности ($I_{0m} \approx -745$ А; $\delta_{0m} \approx 0,37$ кА/мм²; $n=3$; $t_0 \approx 576$ мс)

Причем, число этих периодических “образований” в проводе согласно рис. 1-3 соответствует квантовому числу $n=1,3,9$. Между данными сфероподобными “образованиями”, имеющими белый цвет каления стали и соответственно температуру не менее 1200 °С [14, 15], расположены цилиндрические “перешейки” диаметром $2r_0=1,6$ мм и переменной квантованной шириной Δz_{nci} с визуально неповрежденным из-за импульсного нагрева на них тонким цинковым покрытием. Из-за интенсивного нагрева “перешейки” ИО вместе с их уцелевшим цинковым покрытием приобретали темный цвет. Металлографическое обследование на оптическом микроскопе типа МБС-9 остывших и аккуратно очищенных мягкой тканью цилиндрических “перешейков” ИО исследуемого провода показало,

что они содержат однородное, блестящее и плотно прилегающее к стальному основанию провода цинковое покрытие [4,10]. Полученные опытные данные указывают на то, что максимальная температура нагрева на цилиндрических “перешейках” ИО стального провода в проведенных экспериментах не превышала температуры плавления их цинкового покрытия (не более 419 °С) [9].



Рис. 3. Продольные распределения в оцинкованном стальном проводе ($r_0=0,8$ мм; $l_0=320$ мм; $\Delta_c=5$ мкм; $S_0=2,01$ мм²) остывающих на воздухе и теплозащитном асбестовом полотне макроскопических четырех “горячих” (высокотемпературных зон ВЭП провода шириной $\Delta z_{nh} \approx 7$ мм) и двух “холодных” внутренних шириной $\Delta z_{nci} \approx 27$ мм продольных участков после протекания по нему аperiodического импульса аксиального тока $i_0(t)$ ($I_{0m} \approx -745$ А; $\delta_{0m} \approx 0,37$ кА/мм²; $n=9$; $t_0 \approx 576$ мс; остальные пять “горячих” и восемь “холодных” продольных участков провода подверглись сублимации)

Экспериментальные исследования на оптическом микроскопе типа МБС-9 остывших сфероподобных “образований” ИО исследуемого провода (рис. 4) показали, что внутри они содержали затвердевшие фракции вскипевшего цинкового покрытия и расплавленного стального основания провода [4, 10]. В этой связи можно говорить о том, что максимальная температура нагрева на сфероподобных “образованиях” ИО провода составляла не менее температуры плавления его стального основания (≥ 1535 °С [9]). В пользу такого вывода свидетельствует и то, что под всеми естественно остывшими на воздухе сфероподобными “образованиями” ИО стального провода имело место сквозное проплавление теплозащитного полотна, выполненного из хризотил-асбеста с температурой плавления не менее 1500 °С [14]. Приведенные выше теплофизические результаты выполненных с помощью высоковольтного ГИТ и ИО оцинкованного стального провода высокотемпературных экспериментов указывают на то, что квантованные сфероподобные “образования” в ИО исследуемого провода соответствуют “горячим” продольным участкам его квантованных периодических продольных ВЭП, а цилиндрические “перешейки” в нем – “холодным” продольным участкам указанных ВЭП.

Причем, перепад температур между “горячими” и “холодными” продольными участками ИО провода составляет не менее 1000 °С.



Рис. 4. Внешний вид фрагмента исходного (вверху) ИО стального оцинкованного провода ($r_0=0,8$ мм; $l_0=320$ мм; $\Delta_c=5$ мкм; $S_0=2,01$ мм²) и его двух ($T_0=0$ °С) и теплоизолирующем асбестовом полотне гантелеобразных элементов (внизу), образовавшихся от электротермического действия на провод аперидического импульса аксиального тока временной формы $t_m/\tau_p \approx 9$ мс/160 мс большой плотности ($\delta_{0m} \approx 0,37$ кА/мм²) и содержащих по своим краям вспученные сфероподобные “образования” шириной $\Delta z_{nh} \approx 7$ мм (“горячие” продольные участки при их расчетной ширине $\Delta z_{nh} \approx 5,7$ мм) и посередине цилиндрические перешейки шириной $\Delta z_{nci} \approx 27$ мм (“холодные” продольные участки при их расчетной ширине $\Delta z_{nci} \approx 21$ мм)

Для приближенной расчетной оценки наименьшей ширины Δz_{nh} “горячего” продольного участка в ИО исследуемого провода с импульсным разрядным током $i_0(t)$ высоковольтного ГИТ можно воспользоваться следующим квантовомеханическим соотношением [10]

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

где $e_0=1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл – модуль заряда электрона [9]; $m_e=9,109 \cdot 10^{-31}$ кг – масса покоя электрона [9]; n_{e0} – усредненная плотность свободных электронов в металле провода до воздействия на него импульса аксиального тока; $h=6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка [9].

Заметим, что усредненная плотность n_{e0} дрейфующих свободных электронов в ИО исследуемого провода равна произведению концентрации атомов металла провода на его валентность [9]. В свою очередь, валентность металла провода определяется числом неспаренных связанных электронов на внешних орбиталях оболочки его атомов (например, для цинка и железа валентность, как правило, численно составляет 2 [9]). Тогда из (1) при $n_{e0}=16,82 \cdot 10^{28}$ м⁻³ [9] и $\delta_{0m}=3,7 \cdot 10^8$ А/м² получаем, что расчетная ширина “горячего” продольного участка ВЭП в исследуемом проводе будет составлять примерно $\Delta z_{nh} \approx 5,7$ мм. Видно, что данное расчетное значение наименьшей ширины “горячего” продольного участка ВЭП провода от ее опытного значения в проведенных экспериментах, равного около $\Delta z_{nh} \approx 7$ мм, отличается примерно на 18 %.

Для опытного случая, когда $n=1$ (рис. 1), квантованная ширина Δz_{nce} каждого из двух крайних “холодных” продольных участков ВЭП, правый из которых подвергся частичной сублимации, в проведенных экспериментах оказалась равной около 156,5 мм. Ширины этих “холодных” продольных участков ВЭП совместно с шириной $\Delta z_{nh} \approx 7$ мм одного “горячего” продольного участка ВЭП, расположенного посередине ИО провода, согласно приведенным в [1, 10] закономерностям для квантованных ВЭП в металлическом проводнике с электрическим током проводимости образуют для случая $n=1$ квантованную длину $\lambda_{enz}/2$ одной электронной полуволны де Бройля, численно равную $\lambda_{enz}/2 \approx 2\Delta z_{nce} + \Delta z_{nh} \approx 320$ мм. Причем, амплитуда этой электронной полуволны де Бройля будет соответствовать середине ширины Δz_{nh} “горячего” продольного участка ВЭП. Для расчетной оценки ширины Δz_{nce} крайнего “холодного” продольного участка квантованного ВЭП в ИО исследуемого стального провода с учетом волнового соотношения $\lambda_{enz}/2 = l_0/n$ используем следующее квантовомеханическое выражение [10]

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

Из (2) при $n=1$, $n_{e0} = 16,82 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$ и $\delta_{0m} = 3,7 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$ находим, что $\Delta z_{nce} \approx 157,1$ мм. Из сравнения для квантового случая $n=1$ расчетного и опытного численных значений ширины Δz_{nce} “холодных” крайних продольных участков ВЭП следует, что они отличаются в пределах 1 %. В результате для расчетной длины $\lambda_{enz}/2 \approx 2\Delta z_{nce} + \Delta z_{nh}$ электронной полуволны де Бройля в рассматриваемом квантовом случае ($n=1$) получаем, что $\lambda_{enz}/2 \approx 2 \cdot 157,1 \text{ мм} + 5,7 \text{ мм} \approx 319,9$ мм. Видно, что результаты выполненных с помощью высоковольтного ГИТ высокотемпературных экспериментов для квантового случая $n=1$ полностью соответствуют данным расчетной квантовомеханической оценки параметров ВЭП в ИО оцинкованного стального провода.

Из данных рис. 2 для квантового случая при $n=3$ следует, что опытная квантованная ширина Δz_{nce} каждого из двух крайних “холодных” продольных участков продольного ВЭП, левый из которых подвергся полной сублимации, численно составляет примерно 50 мм. Расчетное же значение указанной ширины Δz_{nce} по (2) для данного случая оказывается численно равным около 50,5 мм, что всего на 1 % отличается от соответствующего опытного значения Δz_{nce} . Два внутренних “холодных” продольных участка ВЭП, размещенных в этом случае между соседними “горячими” продольными участками ВЭП шириной $\Delta z_{nh} \approx 7$ мм, имели квантованную ширину $\Delta z_{nci} \approx 100$ мм. Видно, что опытная ширина Δz_{nci} внутренних “холодных” продольных участков ВЭП в два раза превышает опытную ширину Δz_{nce} крайних “холодных” продольных участков ВЭП для ИО стального провода. Поэтому для квантового случая $n=3$ опытная квантованная длина $\lambda_{enz}/2$ электронной полуволны де Бройля в ИО стального провода будет численно составлять $\lambda_{enz}/2 \approx \Delta z_{nci} + \Delta z_{nh} \approx 107$ мм.

Согласно (1) для квантового случая $n=3$ расчетное значение ширины Δz_{nh} “горячего” продольного участка ВЭП в ИО стального провода при $n_{e0}=16,82 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$ и $\delta_{0m}=3,7 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$ остается как и для $n=1$ равным около 5,7 мм. Значение ширины Δz_{nci} для внутреннего “холодного” продольного участка ВЭП в ИО провода находится по следующему квантовомеханическому соотношению [10]

$$\Delta z_{nci} \approx l_0 / n - e_0 n_{e0} h (m_e \delta_{0m})^{-1} [8 + (\pi - 2)^2]^{-1}. \quad (3)$$

Из (3) при $n=3$, $n_{e0}=16,82 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$ и $\delta_{0m}=3,7 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2$ получаем, что $\Delta z_{nci} \approx 101 \text{ мм}$. В результате для расчетного значения длины $\lambda_{enz}/2 \approx \Delta z_{nci} + \Delta z_{nh}$ электронной полуволны де Бройля применительно к квантовому случаю $n=3$ находим, что $\lambda_{enz}/2 \approx 101 \text{ мм} + 5,7 \text{ мм} \approx 106,7 \text{ мм}$. Видно, что в квантовом случае $n=3$ расхождение между опытными и расчетными данными для величины $\lambda_{enz}/2$ применительно к когерентным электронным полуволнам де Бройля в металле ИО исследуемого провода составляет менее 1 %. Следует отметить, что в соответствии с известными положениями теории волновых электронных процессов в исследуемом проводе с импульсным аксиальным током $i_0(t)$ для когерентных квантованных электронных полуолн де Бройля должно выполняться квантовомеханическое соотношение $\lambda_{enz}/2 = l_0 / n$ [4, 10]. Численная оценка по данному расчетному соотношению величины $\lambda_{enz}/2$ для рассматриваемого квантового случая ($n=3$; $l_0=320 \text{ мм}$) показывает, что она должна принимать значение, равное примерно 106,7 мм. Это количественное значение для $\lambda_{enz}/2$ полностью соответствует ранее приведенному для $n=3$ и рассчитанному с использованием выражений (1) и (3) значению длины электронной полуволны де Бройля.

Для опытного квантового случая при $n=9$ (рис. 3 и 4) уцелевшие “горячие” продольные участки квантованных ВЭП также имели ширину $\Delta z_{nh} \approx 7 \text{ мм}$ (при их расчетной ширине по (1) в 5,7 мм). Квантованная ширина Δz_{nci} внутренних “холодных” продольных участков ВЭП в ИО исследуемого провода при этом составляла около 27 мм (при их расчетной ширине по (3) в 29,8 мм). Как видно, расхождение между опытными и расчетными значениями для квантованных ширин Δz_{nci} в этом случае не превышает 10 %. В этой связи опытная квантованная длина $\lambda_{enz}/2$ электронной полуволны де Бройля в ИО оцинкованного стального провода для квантового случая $n=9$ будет составлять примерно $\lambda_{enz}/2 \approx \Delta z_{nci} + \Delta z_{nh} \approx 34 \text{ мм}$. Квантованная ширина Δz_{nce} крайних “холодных” продольных участков ВЭП в ИО стального провода принимала численное значение $\Delta z_{nce} \approx \Delta z_{nci}/2 \approx 13,5 \text{ мм}$.

Таким образом, можно обоснованно констатировать, что результаты выполненных экспериментов на высоковольтном ГИТ по опосредованному обнаружению в ИО оцинкованного стального провода квантованных продольных ВЭП и когерентных электронных полуолн де Бройля для квантовых случаев $n=1,3,9$ хорошо коррелируют с соответствующими расчетными ква-

нгомеханическими оценочными данными. Эти результаты однозначно указывают на возникновение вдоль ИО стального провода с апериодическим импульсом аксиального тока $i_0(t)$ временной формы $t_m / \tau_p \approx 9$ мс/160 мс большой плотности ($\delta_{0m} \approx 0,37$ кА/мм²) неравномерного периодического температурного поля с продольным градиентом температуры порядка $\Delta T / \Delta z \approx 1000^\circ\text{C}/\text{мм}$ в зоне разграничения “горячих” и “холодных” продольных участков ВЭП исследуемого провода. Шаг продольной квантованной периодизации этого температурного поля в исследуемом металлическом проводе составляет $\lambda_{enz} / 2 \approx 2 \Delta z_{nce} + \Delta z_{nh} \approx \Delta z_{nci} + \Delta z_{nh} \approx l_0 / n$.

Выводы. Расчетно-экспериментальным путем установлено, что в круглом металлическом проводнике с импульсным током большой плотности из-за протекания в его проводящей структуре квантованных волновых электронных процессов возникают квантованные (с квантовым числом $n=1,2,3,\dots$) чередующиеся между собой “горячие” и “холодные” продольные участки, образующие квантованные периодические продольные ВЭП макроскопических размеров, которые могут стать очагом возгорания. Данные ВЭП вызывают появление в указанном металлическом проводнике неравномерного периодического продольного температурного поля. В результате однократного воздействия на ИО оцинкованного стального провода радиусом $r_0=0,8$ мм и длиной $l_0=320$ мм, апериодического импульса тока временной формы $t_m / \tau_p \approx 9$ мс/160 мс с плотностью $\delta_{0m}=3,7 \cdot 10^8$ А/м² показано, что в металле исследуемого провода могут формироваться продольные ВЭП с квантовыми числами $n=1,3,9$. При этом в зоне квантованных “горячих” продольных участков одинаковой шириной $\Delta z_{nh} \approx 7$ мм возникают вспученные сфероподобные “образования” с температурой не менее температуры плавления массивного стального основания провода, а в зоне квантованных “холодных” крайних шириной $\Delta z_{nce} \approx 0,5(l_0 / n - \Delta z_{nh})$ и внутренних шириной $\Delta z_{nci} \approx (l_0 / n - \Delta z_{nh})$ продольных участков – цилиндрические “перешейки” с температурой не более температуры плавления тонкого цинкового покрытия провода. В этой связи перепад температур между “горячими” и “холодными” продольными участками стального провода составлял порядка 1000°C , что приведет к увеличению пожарной нагрузки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баранов М.И. Волновое распределение свободных электронов в проводнике с электрическим током проводимости // Электротехника. – Москва, 2005. – №7. – С. 25-33.
2. Баранов М.И. Энергетический и частотный спектры свободных электронов проводника с электрическим током проводимости // Электротехника. – Москва, 2006. – №7. – С. 29-34.
3. Баранов М.И. Квантовомеханический подход при расчете температуры нагрева проводника электрическим током проводимости // Технічна електродинаміка. – Киев, 2007. – №5. – С. 14-19.

4. Baranov M.I. Local heating of electrical pathways of power electrical equipment under emergency conditions and overcurrents // Russian Electrical Engineering. – Moscow, 2014. – Vol. 85. – No. 6. – P. 354-357.

5. Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника / Г.А. Месяц. – Москва: Наука, 2004. – 704 с.

6. Баранов М.І. Виникнення локальних осередків пожежі кабельної продукції при дії на неї надструмів / М.І. Баранов, С.В. Рудаков // Проблеми пожарной безопасности. – Харьков, 2015. – Вып. 37. – С. 20-26. – Режим доступа: http://nuczu.edu.ua/sciencearchive/ProblemsOfFireSafety/vol37/Ppb_2015_37_6.pdf.

7. Бурцев В.А. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках / В.А. Бурцев, Н.В. Калинин, А.В. Лучинский // – Москва: Энергоатомиздат, 1990. – 288 с.

8. Лернер М.И. Образование наноразмерной фазы при электрическом взрыве проводников // Известия ВУЗов. Физика. – Томск, 2006. – Том 49. – №6. – С. 91-95.

9. Кузьмичев В.Е. Законы и формулы физики / Отв. ред. В.К. Тартаковский. – Киев: Наукова думка, 1989. – 864 с.

10. Баранов М.И. Основные характеристики волнового распределения свободных электронов в тонком металлическом проводнике с импульсным током большой плотности // Электричество. – Москва, 2015. – №10. – С. 20-32.

11. Белоруссов Н.И., Саакян А.Е., Яковлева А.И. Электрические кабели, провода и шнуры: Справочник / Под ред. Н.И. Белоруссова. Москва: Энергоатомиздат, 1988. – 536 с.

12. Baranov M.I. A current generator of the artificial lightning for full-scale tests of engineering objects / M.I. Baranov, G.M. Koliushko, V.I. Kravchenko, O.S. Nedzel'skii, V.N. Dnyshchenko // Instruments and Experimental Techniques. – Moscow, 2008. – Vol. 51. – № 3. – P. 401-405.

13. Baranov M.I., Nosenko M.A. Influence of the thermal action of artificially-initiated lightning current on specimens of the metal skin of an aircraft // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. – Minsk, 2009. – Vol. 82. – No. 5. – P. 972–980. doi:10.1007/S10891-009-0272-z.

14. Кухлинг Х. Справочник по физике / Пер. с нем. под ред. Е.М. Лейкина. Москва: Мир, 1982. – 520 с.

15. Марахтанов М.К. Периодические изменения температуры по длине стальной проволоки, вызванные электрическим током / М.К. Марахтанов, А.М. Марахтанов // Вестник Московского государственного технического университета (МГТУ) им. Н.Э. Баумана. Серия: Машиностроение. – 2003. – №1. – С. 37-47.

Получено редколлегией 15.03.2017

М.І. Баранов, С.В. Рудаков

Вплив електронних явищ на нагрів металевого провідника імпульсним струмом

Наводяться результати розрахунково-експериментальних досліджень нерівномірного періодичного поздовжнього інтенсивного джоульова нагріву оголе-

ного круглого суцільного металевого провідника з імпульсним аксіальним струмом великої щільності. Показано, що із-за утворення в його електропровідній структурі квантованих поздовжніх електронних хвильових пакетів (ХЕП) уздовж досліджуваного провідника виникають квантовані з квантовим числом $n=1,2,3,\dots$ "гарячі" шириною Δz_{nh} , "холодні" внутрішні шириною Δz_{nci} і "холодні" крайні шириною $\Delta z_{nce} = \Delta z_{nci}/2$ поздовжні ділянки, що утворюють в ньому періодичний крок шириною $(\Delta z_{nh} + \Delta z_{nci})$ нерівномірного поздовжнього температурного поля. Дослідним шляхом встановлено, що при протіканні в сталевому оцинкованому провіднику радіусом $r_0=0,8$ мм і довжиною $l_0=320$ мм аперіодического імпульсу струму тимчасової форми $t_m / \tau_p \approx 9$ мс/160 мс з амплітудою його щільності $\delta_{0m} \approx 0,37$ кА/мм² в ньому виникають квантовані поздовжні ХЕП, що мають один ($n=1$), три ($n=3$) та дев'ять ($n=9$) "гарячих" поздовжніх ділянок однаковою шириною $\Delta z_{nh} \approx 7$ мм. Отримані експериментальні результати для нерівномірного періодичного поздовжнього температурного поля металевого провідника з імпульсним струмом добре корелюють з відомими розрахунковими квантовомеханичними оцінками розподілу квантованих поздовжніх ХЕП та електронних півхвиль де Бройля в досліджуваному провіднику.

Ключові слова: пожежна безпека, металевий провідник, імпульсний струм великої щільності, електронна полухвиля де Бройля, хвильовий електронний пакет, нерівномірне періодичне температурне коло провідника.

M. Baranov, S. Rudakov

The influence of electronic phenomena at metal heat conductor pulse current

Results over of calculation-experimental researches of the uneven periodic longitudinal intensive joule heating of a bare round continuous metallic explorer are brought with the impulsive axial-flow current of high-slay δ_0 . It is rotined that from education in his electro-conducting structure of the quantized longitudinal electronic wavepackages (EWP) along the probed explorer there are quantized with a quantum number $n=1,2,3,\dots$ "hot" breadthways Δz_{nh} , "cold" internal breadthways Δz_{nci} and "cold" extreme breadthways $\Delta z_{nce} = \Delta z_{nci}/2$ longitudinal areas, formative in him a periodic step by the width $(\Delta z_{nh} + \Delta z_{nci})$ of the uneven longitudinal temperature field. Experimental a way it is set that at flowing in the steel zincked explorer a radius $r_0=0,8$ mm and long $l_0=320$ mm of aperiodic impulse of current of temporal form $t_m / \tau_p \approx 9$ ms/160 ms with amplitude of his closeness of $\delta_{0m} \approx 0,37$ kA/mm² in him by stochastic appearance from one case of action of the indicated current to other there are quantized longitudinal EWP, having one ($n=1$), three ($n=3$) and nine ($n=9$) "hot" longitudinal areas by the identical width of $\Delta z_{nh} \approx 7$ mm. Experimental information of researches specify on that the places of location of middles of "hot" longitudinal areas of EWP of explorer correspond amplitudes of spreading along him coherent electronic semiwaves de Broglie, characterized in the conducted experiments a quantum number $n=1,3,9$ and by the quantized length of these semiwaves of $\lambda_{enz}/2 \approx l_0/n$, equal according to 320, 107 and 34 mm. The got experimental results for the uneven periodic longitudinal temperature field of metallic explorer with an impulsive current well correlate with the known calculation quantum mechanical estimations of distributing quantized longitudinal EWP and electronic semiwaves de Broglie in the probd explorer.

Keywords: fire safety, metallic explorer, impulsive current of high-slay, electronic semiwave de Broglie, electronic wavepackage, uneven periodic longitudinal temperature field of explorer.