

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ "ГОРЯЧИХ" И "ХОЛОДНЫХ" ПРОДОЛЬНЫХ УЧАСТКОВ В ТОНКОМ МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ПРОВОДЕ С ИМПУЛЬСНЫМ ТОКОМ БОЛЬШОЙ ПЛОТНОСТИ

Баранов М.И., д.т.н., с.н.с.

НИПКИ "Молния" Национального технического университета "Харьковский политехнический институт"
Украина, 61013, Харьков, ул. Шевченко, 47, НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ"
тел. (057) 707-68-41, факс (057) 707-61-33, E-mail: eft@kpi.kharkov.ua

Приведено результати експериментальних досліджень неоднорідного подовжнього періодичного температурного поля в тонкому оцинкованому сталевому проводі з імпульсним аперіодичним електричним струмом провідності великої щільності, що досягає на стадії випару матеріалу проводу амплітудного значення до 0,4 кА/мм².

Приведены результаты экспериментальных исследований неоднородного продольного периодического температурного поля в тонком оцинкованном стальном проводе с импульсным аперіодичным электрическим током провідності большой плотности, достигающей на стадии испарения материала провода амплітудного значения до 0,4 кА/мм².

ВВЕДЕНИЕ

В [1] российскими специалистами из научно-технической области плазменной техники и технологии в результате экспериментального изучения теплового состояния охлаждаемой водой тонкой оцинкованной (с толщиной покрытия 5 мкм) стальной проволоки радиусом $r_{\text{п}}=0,15$ мм и длиной $l_{\text{п}}=118$ мм при изменении в ней в течение нескольких десятых долей секунды плотности постоянного электрического тока провідності $\delta_{\text{п}}$ в диапазоне от нуля до $6,87 \cdot 10^8$ А/м² (при силе тока до 48,6 А) было показано, что указанная проволока нагревается в виде периодически повторяющихся вдоль ее продольной оси слоев относительно "горячего" и "холодного" металла. Причем, согласно работе [1] данная слоистая структура из "горячих" и "холодных" продольных участков сохраняла свою периодическую цепочку указанных слоев металла вплоть до наступления явления электрического взрыва (ЭВ) проволоки. В упомянутой нами работе авторы ограничились исследованием тепловых процессов в твердом металле, оставив без внимания развитие сложных электрофизических процессов в продуктах взрывообразного разрушения и мелкодисперсного распада перегретого металла проволоки. Здесь следует указать то, что согласно известным результатам экспериментальных исследований других авторов в области высокотемпературной электро- и теплофизики [2-4] продукты ЭВ металлических проволок также содержат слоистую стратообразную вдоль них структуру.

В [5-9] автором с привлечением аппарата квантовой физики были изложены некоторые результаты теоретических исследований процессов формирования и распределения постоянного или переменного (импульсного) электрического тока провідності в тонком однородном металлическом проводнике. Полученные в [5-9] данные позволили с квантовомеханических позиций в первом приближении объяснить протекающие в металле проводника с током провідності различных амплитудно-временных параметров (АВП) электрофизические микропроцессы, в том числе и образование в его проводящей структуре одновременно относительно "горячих" и "холодных"

продольных участков, периодически повторяющихся по длине металлического проводника и существенно отличающихся между собой уровнем температуры. Для большей достоверности этих расчетных результатов необходимы прямые экспериментальные данные, подтверждающие существование в металлическом проводнике с электрическим током провідності различных АВП указанных "горячих" и "холодных" продольных слоев (участков) металла. На взгляд автора, явно обнаружить (выявить) подобные слои (участки) в металлическом проводнике можно только путем пропускания по нему электрического тока большой плотности $\delta_{\text{п}}$. В противном случае, из-за продольного смещения во времени t волновых электронных пакетов (ВЭП) в металлическом проводнике, что особенно важно для постоянного тока, приводящего к определенному продольному выравниванию температуры слоев его металла, а также из-за возникающих технических трудностей, связанных с точной регистрацией высокоинерционных показателей температуры на рядом расположенных сравнительно небольших участках проводника с переменным (импульсным) током, находящимся под высоким электрическим напряжением, зафиксировать относительно "горячие" и "холодные" продольные слои в металле проводника представляется крайне проблематичным. Кроме того, относительно малые значения плотности электрического тока $\delta_{\text{п}}$ в металлическом проводе приводят согласно результатам работ автора [5-9] к заметному возрастанию неопределенности продольных координат свободных электронов в материале провода и как следствие этого – к существенному увеличению геометрических размеров формируемых ими ВЭП, содержащих эти "горячие" и "холодные" продольные участки провода. Это вызывает значительное увеличение продольных размеров указанных участков, что приводит к дополнительным трудностям в их обнаружении и идентификации, а также к заметному росту весогабаритных и энергетических показателей используемого для этих целей высоковольтного электрофизического оборудования.

Целью данной статьи является опытное обнару-

жение и элементарное экспериментальное исследование относительно "горячих" и "холодных" продольных участков в тонком металлическом проводе с импульсным электрическим током проводимости большой плотности, а также сравнение полученных опытных количественных данных для указанных продольных участков провода с расчетными оценками их геометрических характеристик.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ

Примем, что по тонкому сплошному круглому биметаллическому проводу (с толщиной проводящего покрытия $\Delta_{\text{п}}$) цилиндрической конфигурации внешним радиусом $r_{\text{п}}$ и длиной $l_{\text{п}}$ вдоль его продольной оси OZ протекает унipoлярный импульсный электрический ток проводимости $i_{\text{п}}(t)$ с произвольными АВП, равномерно распределенный с большой плотностью $\delta_{\text{п}}(t)$ по поперечному сечению $S_{\text{п}} = \pi r_{\text{п}}^2$ провода (рис. 1). Пусть выполняется условие $l_{\text{п}} \gg r_{\text{п}}$, а неподвижный провод размещен в изоляционной воздушной среде при комнатной температуре, равной $\theta_0 = 20^\circ\text{C}$. Считаем, что в исследуемом проводе (для большей конкретности нами был выбран оцинкованный стальной провод с параметрами: $r_{\text{п}} = 0,8$ мм; $l_{\text{п}} = 320$ мм; $\Delta_{\text{п}} = 5$ мкм) поведение в межатомном пространстве его материала свободных электронов, характеризующихся корпускулярно-волновым дуализмом, приближенно подчиняется одномерному временному волновому уравнению Шредингера и описывается на его основании соответствующими волновыми ψ – функциями – стоячими электронными полуволнами де Бройля [5, 9]. Данные волновые ψ – функции, как известно, определяют в металлическом проводе пространственно-временную эволюцию и закономерности продольного распределения дрейфующих свободных электронов и формируют ВЭП провода с электрическим током проводимости $i_{\text{п}}(t)$.

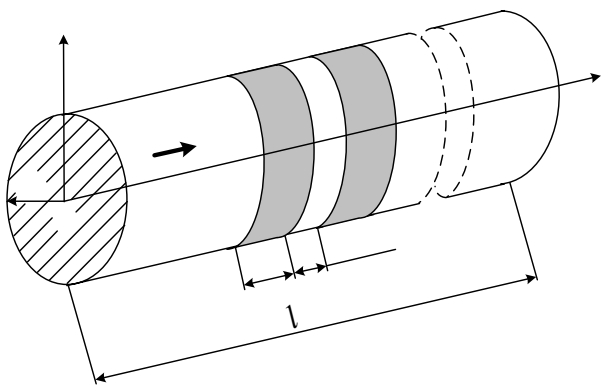


Рис. 1. Рассматриваемая упрощенная модель тонкого круглого металлического провода с импульсным электрическим током проводимости $i_{\text{п}}(t)$ большой плотности

Пусть ВЭП рассматриваемого провода или его квантованные дискретные наборы собственных волновых ψ – функций макроскопически распределяются вдоль продольной оси OZ провода в периодическую

структуру, шаг которой равен сумме ширин относительно "горячего" $\Delta z_{\text{Г}}$ и "холодного" $\Delta z_{\text{Х}}$ продольных участков провода [8, 9] (рис. 1). Экспериментально подтвержденные формулы для расчета величин $\Delta z_{\text{Г}}$ и $\Delta z_{\text{Х}}$ применительно к рассматриваемому биметаллическому проводу, но только с другими (большими) значениями плотности $\delta_{\text{п}}$ постоянного тока, нежели в проводимых нами экспериментах с мощными унipoлярными импульсами тока $i_{\text{п}}(t)$, автором были приведены в [8, 10]. Исходя из [5-10] и известных положений квантовой физики (механики) [11], считаем, что свободные электроны в межатомном пространстве материала исследуемого биметаллического провода распределяются в его продольном направлении в соответствии с числовой последовательностью изменения целого квантового числа $n_e = 1, 2, 3, \dots$ электронных полуволн де Бройля и подчиняются квантовой статистике Ферми – Дирака [12, 13]. Полагаем, что импульсный ток $i_{\text{п}}(t)$, воздействующий в описанных ниже опытах на выбранный оцинкованный стальной провод, создается за счет высоковольтного разряда на него емкостного накопителя энергии (ЕНЭ), входящего в состав мощного генератора импульсных токов на номинальное положительное (отрицательное) зарядное напряжение $U_3 = \pm 5$ кВ (ГИТ-5С), размещенного на экспериментальной базе НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ". В проводимых опытах ограничимся воздействием от генератора ГИТ-5С на исследуемый провод мощного аperiодического импульса тока $i_{\text{п}}(t)$ отрицательной полярности. Требуется после воздействия принятого мощного импульса тока на выбранный провод выявить и зафиксировать в нем относительно "горячие" и "холодные" продольные участки, а также исследовать их основные геометрические характеристики.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ В ОЦИНКОВАННОМ СТАЛЬНОМ ПРОВОДЕ

На рис. 2 показан общий вид жестко закрепленного в разрядной цепи ЕНЭ генератора ГИТ-5С исследуемого оцинкованного стального провода до электротеплового воздействия на него мощного аperiодического импульса тока $i_{\text{п}}(t)$ отрицательной полярности. Указанный генератор ГИТ-5С был собран по классической электрической RLC – схеме, обычно используемой в технике высоких напряжений и больших импульсных токов, и имел в своем разрядном контуре следующие основные электрические параметры: электрическую емкость $C_{\text{Г}} = 45,36$ мФ; собственную индуктивность $L_{\text{Г}} = 11,43$ мГн; активное сопротивление $R_{\text{Г}} = 4,74$ Ом; запасаемую энергию $W_{\text{Г}}$ до 567 кДж. Для уменьшения электрической эрозии электродов в сильноточном коммутаторе мощного генератора ГИТ-5С в их качестве были применены графитовые щетки от мощной электрической машины (накопленный нами опыт их эксплуатации в составе этого коммутатора генератора ГИТ-5С подтвердил

правильность такого технического решения).



Рис. 2. Общий вид исследуемого оцинкованного стального провода ($l_{\text{п}}=320$ мм; $r_{\text{п}}=0,8$ мм) до воздействия на него мощного аperiodического импульса тока $i_{\text{п}}(t)$

На рис. 3 приведена рабочая зона экспериментальной электрофизической установки с исследуемым оцинкованным стальным проводом после воздействия на него от генератора ГИТ-5С ($U_3=-3,7$ кВ; $W_{\Gamma}=310$ кДж) аperiodического импульса тока $i_{\text{п}}(t)$, осциллограммы которого показаны на рис. 4 и 5. Отметим, что данные осциллограммы для импульсного тока $i_{\text{п}}(t)$ были получены с помощью встроенного в разрядную цепь генератора ГИТ-5С со стальным проводом измерительного шунта типа ШК-300 с активным сопротивлением $0,185$ МОм и коэффициентом преобразования 5642 А/В (разработка НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ") и осциллографов типа Tektronix TDS 1012.



Рис. 3. Тепловое состояние исследуемого оцинкованного стального провода после интенсивного электротеплового воздействия на него мощного аperiodического импульса тока $i_{\text{п}}(t)$ большой плотности ($\delta_{\text{мп}}=0,37$ кА/мм²)

Согласно данным рис. 4 и 5 время нарастания для примененного мощного аperiodического импульса тока $i_{\text{п}}(t)$ при его амплитуде $I_{\text{mc}}=-745$ А составляет около $\tau_m=9,0$ мс, а его полная длительность оказывается равной $\tau_{\text{п}}=0,576$ с. С учетом принятых допущений амплитуда плотности тока $\delta_{\text{мп}}$ в проводе составляла численное значение, равное $\delta_{\text{мп}}=0,37$ кА/мм².

Из рис. 3 видно, что после воздействия указанного мощного униполярного импульсного тока $i_{\text{п}}(t)$ на рас-

сматриваемый провод на большей части его длины $l_{\text{п}}$ произошло расплавление и возможное испарение как его цинкового покрытия, так и стального основания. Края двух неразрушенных частей провода, симметрично расположенных по его длине $l_{\text{п}}$, были нагреты до белого цвета излучения, что согласно данным работы [1] примерно соответствует температуре $T_{\text{п}}$ материала провода, равной 1200 °С. Причем, эти части в соответствии с данными рис. 3, 6 и 7 представляли собой гантелеобразные элементы, содержащие посередине перегретое исходное цилиндрическое тело провода диаметром $1,6$ мм при его длине около 27 мм, а по своим краям практически две сферы примерно диаметром 7 мм из вскипевшего цинкового покрытия и стального основания провода. Образование по длине $l_{\text{п}}$ провода таких гантелеобразных элементов дает нам основание считать, что в зоне указанных вспученных металлических сфер диаметром около 7 мм температура джоулева нагрева материала провода значительно превышает температуру нагрева их среднего цилиндрического "перешейка" диаметром $1,6$ мм и длиной около 27 мм. Кстати, об этом свидетельствует и их разная светимость (металлические сферы были визуальнее более яркими по сравнению с цилиндрическими "перешейками" между ними, см. рис. 3).

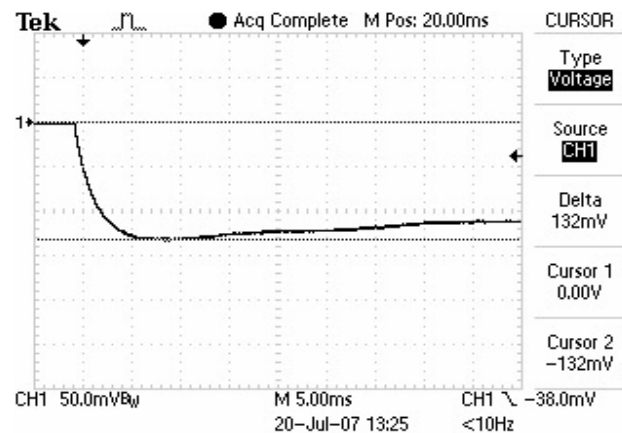


Рис. 4. Осциллограмма нарастающей части воздействующего на оцинкованный стальной провод мощного аperiodического импульса тока отрицательной полярности амплитудой

$$I_{\text{mc}}=-745 \text{ А } (\delta_{\text{мп}}=0,37 \text{ кА/мм}^2; \tau_m=9,0 \text{ мс})$$

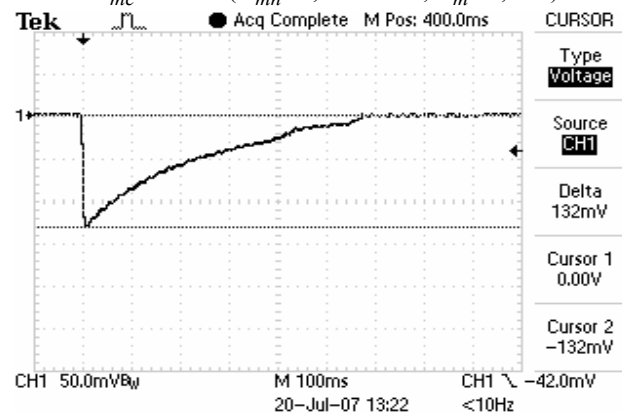


Рис. 5. Осциллограмма спадающей части воздействующего на оцинкованный стальной провод мощного аperiodического импульса тока отрицательной полярности амплитудой

$$I_{\text{mc}}=-745 \text{ А } (\delta_{\text{мп}}=0,37 \text{ кА/мм}^2; \tau_{\text{п}}=0,576 \text{ с})$$



Рис. 6. Гантелеобразные элементы исследуемого оцинкованного стального провода на стадии остывания после их интенсивного нагрева мощным апериодическим импульсом тока проводимости $i_n(t)$ большой плотности

В связи с этим можно заключить, что зона вспученных сфер диаметром 7 мм на теле исследуемого провода соответствует его "горячим" продольным участкам, а область цилиндрического "перешейка" между ними – его "холодным" продольным участкам.



Рис. 7. Общий вид гантелеобразных элементов исследуемого оцинкованного стального провода, размещенных на теплоизолирующей асбестовой подложке, после их остывания на открытом воздухе

На рис. 8 для сравнения в реальном масштабе изображены исходные металлические элементы рассматриваемого нами оцинкованного стального провода диаметром 1,6 мм и длиной 320 мм (вверху) и полученные из них гантелеобразные металлические элементы общей длиной около 41 мм (внизу) после воздействия на исследуемый сплошной металлический провод мощного отрицательного униполярного импульса тока примерно временной формы 9мс/576мс с амплитудой $I_{mc} = -745$ А.



Рис. 8. Общий вид элементов исследуемого оцинкованного стального провода до (вверху) и после (внизу) воздействия на них мощного апериодического импульса тока проводимости $i_n(t)$ большой плотности ($\delta_{мп} = 0,37$ кА/мм²)

При пропускании с помощью мощного генератора ГИТ-5С через новый образец исследуемого провода апериодического импульса тока $i_n(t)$ аналогичной временной формы с амплитудой $I_{mc} = -805$ А ($U_3 = -4,0$ кВ; $\delta_{mn} = 4,0 \cdot 10^8$ А/м²; $W_r = 363$ кДж) наблюдалась полная сублимация его цинкового покрытия и

стального основания на всей длине l_n биметаллического провода. Поэтому, наверное, амплитудное численное значение плотности тока $\delta_{mn} = 3,7 \cdot 10^8$ А/м² для рассматриваемого провода и указанной временной формы тока $i_n(t)$ можно принять за критическое, при котором начинается испарение и разрушение его металлической структуры, приводящее к потере проводом металлической проводимости.

3. РАСЧЕТНАЯ ОЦЕНКА ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК "ГОРЯЧИХ" И "ХОЛОДНЫХ" ПРОДОЛЬНЫХ УЧАСТКОВ ОЦИНКОВАННОГО СТАЛЬНОГО ПРОВОДА

Подход 1. Используя результаты расчета максимального числа электронных полувольт де Бройля в металлическом проводнике с постоянным или переменным электрическим током проводимости, представленные в [10], выражение, определяющее число $n_e = 1, 2, 3, \dots$ мод в дискретном наборе волновых ψ – функций ВЭП для рассматриваемого оцинкованного стального провода с амплитудой плотности тока $\delta_{мп}$ (А/м²), с учетом экспериментальных данных из [1] принимает следующий приближенный вид:

$$n_e = 2 n^2 \left[\delta_{мп} / (6,87 \cdot 10^8) \right]^2, \quad (1)$$

где n – главное квантовое число для атомов материала металлического провода, соответствующее номеру периода в периодической системе химических элементов Менделеева, которому принадлежит металл рассматриваемого провода.

Отметим, что в любом атоме вещества совокупность связанных электронов, обладающих одинаковым главным квантовым числом n , образует электронный слой или электронную оболочку атома [13]. Поэтому главное квантовое число n равно числу электронных слоев (оболочек) в атоме материала исследуемого металлического провода.

Из (1) следует, что при $\delta_{мп} = 6,87 \cdot 10^8$ А/м² число n_e оказывается равным $2 n^2$ (в этом случае при $n = 4$ для цинкового покрытия и стального основания исследуемого провода величина n_e будет составлять 32, что хорошо согласуется с известными экспериментальными данными по периодическому изменению температуры вдоль аналогичного провода только диаметром 0,3 мм и длиной $l_n = 118$ мм с постоянным током большой плотности [1, 8]).

Так как в нашем случае $\delta_{мп} = 3,7 \cdot 10^8$ А/м², то согласно (1) для выбранного нами провода целое число n_e (число стоячих электронных полувольт де Бройля на длине l_n провода) будет примерно составлять 10. Тогда, в соответствии с [10] расчетный шаг периодической структуры $\Delta z_{ВЭП}$ неоднородного продольного температурного поля исследуемого провода ($l_n = 320$ мм; $r_n = 0,8$ мм) будет примерно равен:

$$\Delta z_{ВЭП} = \Delta z_r + \Delta z_x = l_n / n_e = 32 \text{ мм}. \quad (2)$$

Усредненная ширина "горячего" продольного участка Δz_r в рассматриваемом проводе с плотно-

стью тока $\delta_{мп}$ с использованием известного из квантовой физики соотношения неопределенностей Гейзенберга [11] может быть найдена из следующего расчетного соотношения [5, 9]:

$$\Delta z_{\Gamma} \geq e_0 n_{e0} h / 4\pi m_e \delta_{мп}, \quad (3)$$

где $e_0 = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл – элементарный электрический заряд электрона; n_{e0} – усредненная плотность свободных электронов в металле провода до воздействия на него импульса тока $i_{п}(t)$; $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка; $m_e = 9,108 \cdot 10^{-31}$ кг – масса покоя свободного электрона металла провода.

Усредненная плотность n_{e0} свободных электронов в металлическом проводе равна концентрации его атомов N_0 (м^{-3}), умноженной на валентность материала провода, определяемую числом неспаренных электронов на внешних валентных энергетических уровнях его атомов (например, для цинкового покрытия или стального провода валентность равна двум [14]). Для расчетной оценки концентрации атомов N_0 в металлическом проводе с плотностью его материала $d_{п}$ ($\text{кг}/\text{м}^3$) следует воспользоваться следующим известным соотношением [15]:

$$N_0 = d_{п} (M_a \cdot 1,6606 \cdot 10^{-27})^{-1}, \quad (4)$$

где M_a – атомная масса материала провода (например, для стального провода можно считать, что $M_a = 55,85$), практически равная массовому числу A ядра атома металлического провода, определяемому в соответствии с периодической системой химических элементов Менделеева (одна атомная единица массы равна $1/12$ массы атома изотопа углерода $^{12}_6\text{C}$, численно составляющей $1,6606 \cdot 10^{-27}$ кг).

Тогда, с учетом (4) для нашего стального провода ($d_{п} = 7820 \text{ кг}/\text{м}^3$) с тонким цинковым покрытием толщиной $\Delta_{п} = 5$ мкм имеем, что $N_0 = 8,43 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$, а $n_{e0} = 16,86 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$. В результате из выражения (3) при $\delta_{мп} = 3,7 \cdot 10^8 \text{ А}/\text{м}^2$ получаем, что $\Delta z_{\Gamma} \geq 4,2$ мм. Используя данное расчетное численное значение Δz_{Γ} , для усредненной ширины "холодного" продольного участка Δz_{χ} в исследуемом проводе их (2) находим, что она в случае первого подхода составляет величину, примерно равную 27,8 мм.

Подход 2. Для определения усредненной величины стоячей электронной полуволны де Бройля $\lambda_e/2$ в ВЭП металла провода, на которой умещается один "горячий" шириной Δz_{Γ} и один "холодный" шириной Δz_{χ} продольный участок, воспользуемся известной формулой де Бройля для длины волны свободного электрона, дрейфующего в материале провода под действием приложенного к нему электрического напряжения $U_{п}(t)$ [5, 15]:

$$\lambda_e = h / m_e v_{eD}, \quad (5)$$

где v_{eD} – средняя скорость дрейфа свободного электрона в металле рассматриваемого провода.

Известно, что средняя дрейфовая скорость v_{eD} свободного электрона в исследуемом металлическом

проводе будет равна [16, 17]:

$$v_{eD} = \delta_{п}(t) / e_0 \cdot n_{e0}. \quad (6)$$

Принимая в соотношении (6) приближение вида $\delta_{п}(t) = \delta_{мп} = 3,7 \cdot 10^8 \text{ А}/\text{м}^2$, для наибольшей величины скорости дрейфа свободного электрона v_{eD} в металле провода при $n_{e0} = 16,86 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$ получаем численное значение, примерно равное 0,014 м/с. Из (5) тогда находим, что в нашем случае усредненная величина стоячей электронной полуволны де Бройля в исследуемом проводе будет численно составлять $\lambda_e/2 = 25,9$ мм. Видно, что размеры усредненной даже электронной полуволны де Бройля в металле рассматриваемого провода принимают макроскопические значения, превышающие его толщину $2r_{п}$ или выше оцененную нами длину (ширину) его "горячего" участка $\Delta z_{\Gamma} = 4,2$ мм и соизмеримые с длиной (шириной) его ранее оцененного "холодного" участка $\Delta z_{\chi} = 27,8$ мм.

Этот результат в соответствии с современными квантовомеханическими представлениями [11, 13, 18] однозначно говорит о том, что при изучении в исследуемом проводе микроэлектрофизических процессов, связанных с распределением в его материале свободных электронов, в случае протекания по нему выбранного нами мощного импульсного аперриодического тока $i_{п}(t)$ с большой плотностью ($\delta_{мп} = 3,7 \cdot 10^8 \text{ А}/\text{м}^2$) необходимо использовать законы не классической, а квантовой физики. При $\delta_{мп} < 3,7 \cdot 10^8 \text{ А}/\text{м}^2$ это утверждение еще более усиливается и становится просто обязательным условием для электрофизиков (электротехников) при корректном и отражающем основные вероятностные закономерности микромира кристаллической структуры металла изучении рассматриваемых здесь сложных электрофизических микропроцессов в биметаллическом проводнике с электрическим током проводимости различных АВП.

Итак, при $\lambda_e/2 = \Delta z_{\Gamma} + \Delta z_{\chi} = 25,9$ мм и использовании (3), согласно которому оценка ширины Δz_{Γ} относительно "горячего" продольного участка провода показала, что при $\delta_{мп} = 3,7 \cdot 10^8 \text{ А}/\text{м}^2$ величина $\Delta z_{\Gamma} \geq 4,2$ мм, в исследуемом случае для ширины Δz_{χ} относительно "холодного" продольного участка нашего биметаллического провода при втором расчетном подходе получаем численное значение, равное около 21,7 мм. Расчетное число n_e стоячих электронных полуволн де Бройля на всей длине $l_{п}$ исследуемого оцинкованного стального провода при этом будет примерно равным $n_e = 2l_{п} / \lambda_e = 640/51,8 = 12$.

4. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ ОПЫТНЫХ И РАСЧЕТНЫХ ДАННЫХ ДЛЯ "ГОРЯЧИХ" И "ХОЛОДНЫХ" ПРОДОЛЬНЫХ УЧАСТКОВ ОЦИНКОВАННОГО СТАЛЬНОГО ПРОВОДА

Положение 1. В ходе описанных выше экспериментальных исследований было установлено, что при воздействии на оцинкованный стальной сплошной провод ($r_{п} = 0,8$ мм; $l_{п} = 320$ мм; $\Delta_{п} = 5$ мкм) мощного отрицательного аперриодического импульса тока при-

мерно временной формы $9\text{мс}/576\text{мс}$ с амплитудой $I_{mc} = -745\text{ А}$ и большой плотностью тока в его проводящем материале ($\delta_{мп} = 3,7 \cdot 10^8\text{ А/м}^2$) в этом проводе из-за возникновения макроскопических ВЭП в его металле явно наблюдаются относительно "горячие" и "холодные" продольные участки, периодически расположенные с шагом $\Delta z_{ВЭП}$ по всей длине $l_{п}$ биметаллического провода. Более высокие температуры из-за неравномерного продольного джоулева нагрева на "горячих" участках провода, по сравнению с температурой нагрева его "холодных" участков, вызывают на "горячих" участках провода более раннее вскипание его цинкового покрытия и расплавление стального основания. Данный электротепловой эффект при наличии мощного ГИТ сравнительно легко и четко может быть опытным путем обнаружен и зафиксирован. Ширина "горячих" продольных участков в исследованном проводе составляет около 7 мм, а "холодных" – примерно 27 мм. Число таких слоев металла, в каждый из которых входит один "горячий" и один "холодный" участок, на всей длине $l_{п}$ провода в нашем случае составляет не менее девяти.

Положение 2. Расчетная квантовомеханическая оценка геометрических характеристик "горячих" и "холодных" продольных участков провода на основании подходов 1 и 2 показывает, что в рассматриваемом случае ширина $\Delta z_{Г}$ "горячего" слоя металла оказывается равной более 4,2 мм, а ширина $\Delta z_{Х}$ "холодного" слоя металла – в среднем примерно равной $(27,8+21,7)/2=24,8$ мм. Общее число n_e таких периодически повторяющихся слоев металла вдоль длины $l_{п}$ оцинкованного стального провода может в среднем составлять величину, примерно численно равную $(10+12)/2=11$. Видно, что расчетные данные, касающиеся геометрических размеров указанных "горячих" и "холодных" продольных участков в исследованном биметаллическом проводе, удовлетворительно согласуются с полученными нами соответствующими экспериментальными результатами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Экспериментальным путем удалось впервые в отечественной высоковольтной импульсной технике и электротехнике переменного тока большой плотности обнаружить и зафиксировать квантовомеханические распределения свободных электронов металла в виде макроскопических ВЭП в тонком круглом оцинкованном стальном проводе с мощным аperiodическим импульсом тока отрицательной полярности, вызывающие появление в металле провода относительно "горячих" и относительно "холодных" продольных участков, периодически расположенных вдоль всей длины $l_{п}$ исследованного биметаллического провода.

2. Обнаруженный квантовый эффект в биметаллическом проводе с импульсным током проводимости большой плотности требует своего дальнейшего теоретического и опытного изучения.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Марахтанов М.К., Марахтанов А.М. Периодические изменения температуры по длине стальной проволоки, вызванные электрическим током// Вестник МГТУ им. Баумана. Серия: Машиностроение. – 2003. – №1. – С. 37-47.
- [2] Абрамова К.Б., Златин Н.А., Перегуд Б.П. МГД-неустойчивости жидких и твердых проводников. Разрушение проводников электрическим током// Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1975. – Т.69. – Вып. 6(12). – С. 2007-2021.
- [3] Валуев А.А., Дихтер И.Я., Зейгарник В.А. Страты при электрическом взрыве цезиевых проволок при критических давлениях// Журнал технической физики. – 1978. – Т.48. – Вып. 10. – С. 2088-2096.
- [4] Лебедев С.В., Савватимский А.И. Металлы в процессе быстрого нагревания электрическим током большой плотности// Успехи физических наук. – 1984. – Т.144. – Вып. 2. – С. 215-250.
- [5] Баранов М.И. Волновое распределение свободных электронов в проводнике с электрическим током проводимости// Электротехника. – 2005. – №7. – С. 25-33.
- [6] Баранов М.И. Волновой электронный пакет проводника с электрическим током проводимости// Электротехника і електромеханіка. – 2006. – №3. – С. 49-53.
- [7] Баранов М.И. Квантовомеханическая модель быстрого нагрева проводника электрическим током проводимости большой плотности// Электротехника. – 2006. – №4. – С. 38-44.
- [8] Баранов М.И. Энергетический и частотный спектры свободных электронов проводника с электрическим током проводимости// Электротехника. – 2006. – №7. – С. 29-34.
- [9] Баранов М.И. Новые физические подходы и механизмы при изучении процессов формирования и распределения электрического тока проводимости в проводнике// Технічна електродинаміка. – 2007. – №1. – С. 13-19.
- [10] Баранов М.И. Эвристическое определение максимального числа электронных полувольт де Бройля в металлическом проводнике с электрическим током проводимости// Электротехніка і електромеханіка. – 2007. – №6. – С. 69-73.
- [11] Дирак П.А.М. Принципы квантовой механики/ Пер. с англ. под ред. акад. В.А. Фока. – М.: Наука, 1979. – 480 с.
- [12] Баранов М.И. Энрико Ферми – один из основоположников квантовой статистики, электродинамики и ядерной энергетики// Электротехніка і електромеханіка. – 2007. – №2. – С. 5-12; 2007. – №3. – С. 5-11.
- [13] Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике.- М.: Наука, 1990. – 624 с.
- [14] Астафуров В.И., Бусев А.И. Строение вещества. – М.: Просвещение, 1977. – 160 с.
- [15] Кузьмичев В.Е. Законы и формулы физики/ Отв. ред. В.К. Тартаковский. – Киев: Наукова думка, 1989. – 864 с.
- [16] Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. – М.: Мир, 1972. – 391 с.
- [17] Баранов М.И. Упрощенная математическая модель микропроцессов в проводнике с электрическим током проводимости// Электротехніка і електромеханіка. – 2006. – №2. – С. 66-70.
- [18] Займан Дж. М. Современная квантовая теория/ Пер. с англ. под ред. В.Л. Бонч-Бруевича. – М.: Мир, 1971. – 288 с.

Поступила 27.07.2007