

дичного. Як показано, періодичний режим розряду може бути розраховано з високою точністю за допомогою аналітичних виразів при більших значеннях k , ніж аперіодичний режим. Такий результат підтверджено серією розрахунків при різних параметрах кола R, L, C і q_0 .

Висновки. На прикладі коливального кола з нелінійною індуктивністю шляхом порівняння аналітичних розрахунків з чисельними доведено ефективність аналітичного методу, описаного в [5]. Результати чисельних розрахунків при різних параметрах і початкових умовах електричного кола, а також порівняльний аналіз з аналітичними розрахунками показали, що запропонований аналітичний метод може застосовуватися для вивчення аперіодичного і періодичного розрядного процесів у випадку, коли відношення нелінійної частини до лінійної складової у виразі для індуктивності не перевищує 0,01 для аперіодичного розряду і 0,1 — для періодичного. При цьому відносна похибка результатів чисельного і аналітичного розрахунків складає менше 1—1,5% для аперіодичного режиму

і не більше 0,9% — для періодичного розрядного процесу.

1. Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. Асимптотические методы теории нелинейных колебаний. — М.: Наука, 1974. — 504 с.
2. Калиткин Н.Н. Численные методы. — М.: Наука, 1978. — 512 с.
3. Кузьмин И.В., Кедров В.А. Основы теории информации и кодирования. — К.: Вища школа, 1977. — 280 с.
4. Михлин С.Г. Некоторые вопросы теории погрешностей. — Л.: Изд-во ЛГУ, 1988. — 334 с.
5. Шидловська Н.А., Кравченко О.П., Самойленко В.Г., Потороча В.В. Новый алгоритм дослідження процесів в нелінійних розрядних колах // Техн. електродинаміка. — 2007. — № 5. — С. 3—6.
6. Шидловська Н.А., Кравченко О.П., Кучерява І. М., Самойленко В.Г. Застосування методу усереднення Боголюбова до аналізу процесів в нелінійних коливальних колах з втратами // Техн. електродинаміка. Тем. вип. "Проблеми сучасної електротехніки" — 2006. — Ч. 2. — С. 3—6.
7. Hildebrand F.B. Introduction to numerical analysis / Second Edition. — New York: McGraw-Hill, 1974. — 669 p.
8. <http://www.ptc.com/products/mathcad/>

Надійшла 30.10.08

УДК 621.3:537.3

М.И.БАРАНОВ, докт.техн.наук (НИПКИ "Молния" Нац. техн. ун-та "ХПИ", Харьков)

Волновое радиальное распределение свободных электронов в цилиндрическом проводнике с переменным электрическим током

На основе положений волновой механики проведена расчетная квантовомеханическая оценка радиального распределения в круглом металлическом проводнике свободных электронов, дрейфующих в продольном направлении проводника с электрическим током проводимости различных амплитудно-временных параметров. Показано, что в поперечном сечении исследуемого проводника на его внешнем радиусе укладывается целое квантованное число электронных полувольт де Бройля с убывающей от центра к периферии проводника амплитудой.

На основі положень хвильової механіки виконано розрахункову квантовомеханічну оцінку радіального розподілу у круглому металевому провіднику вільних електронів, що дрейфують у подовжньому напрямку провідника з електричним струмом провідності різних амплітудно-часових параметрів. Показано, що в поперечному перерізі досліджуваного провідника на його зовнішньому радіусі укладається ціле квантоване число електронних напівхвиль де Бройля зі спадаючою від центра до периферії провідника амплітудою.

Введение. В работах [3—7] автором с использованием известных принципов квантовой механики при определенных допущениях были проведены теоретические исследования одномерного волно-

вого продольного распределения дрейфующих свободных электронов в тонком однородном металлическом проводнике с постоянным или переменным (импульсным) электрическим током прово-

© Баранов М.И., 2009

димости различных амплитудно-временных параметров (АВП). Полученные в [3—7] результаты позволили с квантовомеханических позиций объяснить одновременное образование в металлической структуре указанного проводника относительно "горячих" и "холодных" продольных участков, периодически повторяющихся по длине проводника и существенно отличающихся между собой плотностью дрейфующих свободных электронов и уровнем температуры. Заметим, что о возникновении в тонком круглом металлическом проводнике с постоянным электрическим током большой плотности (порядка 10^9 А/м^2) подобных продольных участков свидетельствуют результаты экспериментальных исследований, представленные в [15]. По-видимому, при электрическом взрыве (ЭВ) тонких металлических проводников с импульсным аperiodическим или затухающим по синусоиде электрическим током проводимости большой плотности (порядка $10^9 - 10^{11} \text{ А/м}^2$) наличие в них "горячих" и "холодных" продольных участков приводит к перегреву и испарению, прежде всего, их "горячих" участков и дальнейшему распаду из-за этого на стадии грубого диспергирования расплавленного и испаряющегося проводника по длине на отдельные короткие участки (страты), достоверно обнаруженные рядом исследователей явления ЭВ проводников опытным путем с помощью его сверхскоростной съемки камерой типа СФР-2 (частота съемки — $2 \cdot 10^6$ кадров/с) [14,16,18]. Хорошее согласие геометрических размеров "горячих" и "холодных" продольных участков в металлических проводниках с электрическим током различных АВП и больших плотностей, вычисленных по расчетным формулам из [3,5—7], с экспериментально установленными в [14—16,18] продольными размерами страт при ЭВ стальных и медных круглых проводников указывает на работоспособность предложенного автором возможного нового физического механизма продольного разрушения электрически взрывающегося проводника (ЭВП). Следует отметить, что ранее в физике и технике ЭВ и высоких плотностей энергии причинами подобного продольного дробления ЭВП считали [1,14,18]: а) исходные механические неоднородности твердого материала проводников; б) капиллярные силы в расплавах проводников; в) продольные неоднородности сжатия жидкого материала проводников; г) магнитогидродинамические неустойчивости, сопровождающие процесс ЭВ проводников. В теории и практике ЭВ металлических проводников под действием импульсного электрического тока большой плотности указывается на их неоднородное по радиусу интенсивное нагревание и радиальное расслоение на стадии вскипания и тонкого диспергирования материала ЭВП [9,18]. Выдвинутые рядом авторов и приведенные в [9,18] возможные механизмы этого эффекта, базирующиеся исключительно на закономерностях классической физики, не имеют строгого физико-математического обоснования, экс-

периментального подтверждения и в большинстве случаев носят гипотетичный характер. В этой связи несомненный научный интерес могут представлять новые физические подходы по объяснению неоднородного радиального распределения дрейфующих свободных электронов в металлических проводниках с позиций квантовой физики, соответственно неоднородного интенсивного радиального нагрева их материала электрическим током большой плотности и связанного с этим радиального расслоения проводников при их электро-взрывном разрушении.

Целью данной работы является установление приближенных квантовомеханических зависимостей радиального распределения дрейфующих в продольном направлении свободных электронов в круглом металлическом проводнике цилиндрической конфигурации с аксиальным электрическим током проводимости различных АВП.

Постановка задачи исследования. Положим, что по сплошному круглому металлическому проводнику цилиндрической формы с внешним радиусом $r_{\text{пр}}$ и длиной $l_{\text{пр}}$ вдоль его продольной оси OZ протекает во времени t переменный электрический ток проводимости $i_{\text{пр}}(t)$ с произвольными АВП, распределенный с плотностью $\delta_{\text{пр}}(r, t)$ по поперечному сечению $S_{\text{пр}} = \pi r_{\text{пр}}^2$ проводника (рис. 1). Примем, что выполняется условие $l_{\text{пр}} \gg r_{\text{пр}}$, а неподвижный проводник размещен в изоляционной воздушной среде при комнатной температуре $\Theta_0 = 20^0 \text{ С}$. Полагаем, что в исследуемом проводнике для фиксированных значений текущего радиуса r поведение в межатомном пространстве свободных электронов металла, характеризующихся корпускулярно-волновым дуализмом, приближенно подчиняется одномерному по продольной координате z волновому уравнению Шредингера и описывается в цилиндрической системе координат продольными волновыми $\psi(z, t)$ -функциями или стоячими электронными полуволнами де Бройля [6,10]. Как известно, данные волновые $\psi(z, t)$ -функции определяют в металлическом проводнике пространственно-временные закономерности продольного распределения дрейфующих свободных электронов и формируют вдоль него волновой электронный пакет (ВЭП) проводника с электрическим током проводимости $i_{\text{пр}}(t)$ [8]. Пусть ВЭП или квантованные дискретные наборы собственных продольных волновых $\psi(z, t)$ -функций рассматриваемого проводника представляют собой периодическую макроскопическую структуру, шаг которой равен сумме ширин относительно "горячего" Δz_r и "холодного" Δz_x продольных участков проводника [5—7] (рис. 1).

Исходя из известных положений квантовой физики, считаем, что свободные электроны в металле исследуемого проводника тождественны, не

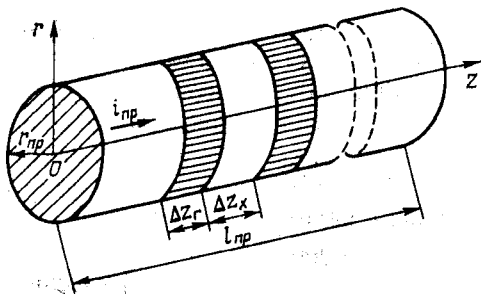


Рис. 1

различимы друг от друга и подчиняются квантовой статистике Ферми-Дирака [20]. Кроме того, при решении данной квантовомеханической задачи принимаем, что взаимодействие свободных электронов с ионами кристаллической решетки металла рассматриваемого проводника отсутствует (модель Хартри-Фока), а потенциальная энергия электронного газа металлического проводника равна нулю [17]. Полагаем, что продольное движение свободных электронов в металле проводника связано с их дрейфом за счет приложенного к его концам переменного электрического напряжения $u_{пр}(t)$ [13], а их радиальное движение — из-за вероятностного перемещения свободных электронов к наружной поверхности проводника, вызванного, например, возможным получением ими (электронами) за счет их осциллирующих в соответствии с законом изменения переменного электрического напряжения $u_{пр}(t)$ продольных колебаний дополнительной квантованной энергии W_{ek_e} , где $k_e = 0, 1, 2, \dots$

— квантовые числа для электронного осциллятора [6, 20], величина которой может принимать дискретные численные значения, соизмеримые с работой выхода электронов W_B из потенциальной ямы металла проводника [19]. Далее ограничимся приближенной моделью, справедливой для потенциальной ямы металлического проводника с идеально отражающими электроны стенками [17].

Используя указанные выше допущения, рассмотрим простейший случай, когда потенциал поля V_e , в котором движутся вдоль текущей радиальной координаты r свободные электроны металла исследуемого проводника, равен нулю ($V_e = 0$).

Основные уравнения и расчетные соотношения. Для рассматриваемой квантовомеханической задачи одномерное волновое уравнение Шредингера, определяющее радиальное распределение свободных электронов в металле проводника, в цилиндрической системе координат имеет следующий вид [13, 17]:

$$i \frac{\hbar}{2\pi} \frac{\partial \psi(r, t)}{\partial t} = - \frac{\hbar^2}{8\pi^2 m_e} \Delta \psi(r, t), \quad (1)$$

где $\psi(r, t)$ — одномерная волновая функция, описывающая во времени t радиальное распределение

свободных электронов проводника; Δ — оператор Лапласа; $m_e = 9,108 \cdot 10^{-31}$ кг — масса покоя электрона; $\hbar = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с — постоянная Планка; $i = \sqrt{-1}$ — мнимая единица.

При решении уравнения (1) воспользуемся методом разделения переменных [12]. Тогда решение уравнения (1) можно представить в виде

$$\psi(r, t) = \varphi(r) \cdot q(t), \quad (2)$$

где $\varphi(r)$, $q(t)$ — соответственно пространственная и временная функции.

После подстановки (2) в (1), деления левой и правой частей исходного выражения на величину $\varphi(r) \cdot q(t)$ получаем два обыкновенных дифференциальных уравнения

$$\frac{dq(t)}{dt} + i \frac{2\pi W_e}{\hbar} q(t) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{d^2 \varphi(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\varphi(r)}{dr} + \frac{8\pi^2 m_e W_e}{\hbar^2} \varphi(r) = 0, \quad (4)$$

где $W_e = \frac{\hbar^2 k^2}{8\pi^2 m_e}$ — кинетическая энергия свободного электрона; k — волновое число.

Видно, что уравнение (3) описывает временную составляющую $q(t)$, а уравнение (4) — пространственную составляющую $\varphi(r)$ искомой функции. В рассматриваемом случае для стационарного уравнения (4) будут справедливы следующие приближенные граничные условия:

$$\varphi(0) = 0, \quad (5)$$

$$\varphi(r_{пр}) = 0, \quad (6)$$

которые вытекают из принятого допущения о том, что потенциальная яма металлического проводника с идеально отражающими стенками характеризуется потенциальным барьером бесконечной величины, преодолеть который свободный электрон не в состоянии. Анализ уравнений (3) и (4) показывает, что они имеют решения только при определенных квантованных значениях энергии свободных электронов W_{en} , где $n = k_e + 1 = 1, 2, 3, \dots$ — целое квантовое число. Собственным дискретным значениям энергии свободных электронов W_{en} соответствуют собственные квантованные волновые функции $\psi_n(r, t) = \varphi_n(r) \cdot q_n(t)$, являющиеся решением волнового уравнения Шредингера (1), и соответственно квантованные волновые числа k_n . С учетом этого квантованное решение уравнения (3) запишем в виде [10]

$$q_n(t) = \exp(-i\omega_{en} t), \quad (7)$$

где $\omega_{en} = 2\pi W_{en} / h$ — квантованная круговая частота изменения радиальной электронной волны в металле проводника ($n = 1, 2, 3, \dots$).

Общий интеграл уравнения (4), являющегося дифференциальным уравнением Бесселя, может быть найден в виде следующей суммы частных решений [2]:

$$\varphi_n(r) = A_\varphi J_0(k_n r) + B_\varphi N_0(k_n r), \quad (8)$$

где $J_0(k_n r)$, $N_0(k_n r)$ — соответственно функции Бесселя первого и второго рода нулевого порядка; $k_n = 2\pi(2m_e W_{en})^{0,5} / h = 2\pi / \lambda_{en}$; $\lambda_{en} = h / m_e v_{en}$ — квантованная длина волны свободного электрона (волны де Бройля) в радиальном направлении проводника; v_{en} — квантованная радиальная скорость свободного электрона проводника; A_φ, B_φ — произвольные постоянные интегрирования.

Для физической наглядности решения исходного волнового уравнения (1) и упрощения математических операций при определении постоянных A_φ и B_φ в (8) используем асимптотические выражения для бесселевых функций $J_0(k_n r)$ и $N_0(k_n r)$ [2]:

$$J_0(k_n r) = \left[2 / (\pi k_n r) \right]^{0,5} \cdot \cos(k_n r - \pi/4); \quad (9)$$

$$N_0(k_n r) = \left[2 / (\pi k_n r) \right]^{0,5} \cdot \sin(k_n r - \pi/4). \quad (10)$$

После подстановки в (8) выражений (9) и (10), свидетельствующих о математической аналогии между рассматриваемыми бесселевыми (при $k_n r > \pi/2$ [2]) и круговыми тригонометрическими функциями, квантованное решение уравнения Бесселя (4) принимает следующий вид:

$$\varphi_n(r) = \left[1 / (\pi k_n r) \right]^{0,5} \left[(A_\varphi - B_\varphi) \cos(k_n r) + (A_\varphi + B_\varphi) \sin(k_n r) \right]. \quad (11)$$

Из граничного условия (5) и выражения (11) вытекает, что $A_\varphi = B_\varphi$. В результате из (2), (7) и (11) следует, что искомое решение уравнения (1) для квантованной волновой функции $\psi_n(r, t)$ может быть записано в следующем виде:

$$\psi_n(r, t) = 2A_\varphi \left[1 / (\pi k_n r) \right]^{0,5} \cdot \sin(k_n r) \cdot \exp(-i\omega_{en} t). \quad (12)$$

Для нахождения в (12) постоянной A_φ используем условие нормировки для квантованной волновой функции $\psi_n(r, t)$ [3, 15]:

$$2\pi l_{np} \int_0^{r_{np}} |\psi_n(r, t)|^2 r dr = 1, \quad (13)$$

где $|\psi_n(r, t)|$ — модуль квантованной волновой функции $\psi_n(r, t)$, равный согласно выражению (12) величине $2A_\varphi \left[1 / (\pi k_n r) \right]^{0,5} \cdot \sin(k_n r)$.

Из (13) после интегрирования находим

$$A_\varphi = 0,5 \left[k_n / (l_{np} r_{np}) \right]^{0,5}. \quad (14)$$

Тогда в окончательном виде решение уравнения Шредингера (1) можно представить в виде

$$\psi_n(r, t) = \left[1 / (\pi l_{np} r_{np} r) \right]^{0,5} \cdot \sin(k_n r) \cdot \exp(-i\omega_{en} t). \quad (15)$$

Из граничного условия (6) и решения (11) с учетом (14), а также из (15) следует важное для физической интерпретации решения уравнения Шредингера (1) и нахождения для электронного газа металла квантованных значений волнового числа k_n , энергии W_{en} , круговой частоты ω_{en} , радиальной скорости v_{en} и длины электронной волны λ_{en} расчетное соотношение

$$\left[1 / (\pi l_{np} r_{np}^2) \right]^{0,5} \cdot \sin(k_n r_{np}) = 0. \quad (16)$$

Из (16) получаем, что квантованные волновые числа k_n , определяемые целыми квантовыми числами $n = 1, 2, 3, \dots$, могут принимать ряд дискретных значений, соответствующих условию

$$k_n = n\pi / r_{np}. \quad (17)$$

Тогда с учетом условия (17) энергетические уровни перемещающихся по радиусу проводника свободных электронов W_{en} , которые задаются квантовым числом n и образуют энергетический спектр электронов, могут быть рассчитаны по формуле

$$W_{en} = n^2 h^2 / (8m_e r_{np}^2). \quad (18)$$

На основании (7) и (18) для квантованной круговой частоты ω_{en} получаем

$$\omega_{en} = \pi n^2 h / (4m_e r_{np}^2). \quad (19)$$

Из (18) для квантованной радиальной скорости свободного электрона v_{en} в исследуемом проводнике находим

$$v_{en} = n h / (2m_e r_{np}). \quad (20)$$

Для длины электронной полуволны де Бройля $\lambda_{en} / 2$ с учетом (17) получаем:

$$\lambda_{en}/2 = r_{\text{пр}}/n. \quad (21)$$

Анализ и физическая интерпретация полученных результатов. Проанализируем полученное решение (15) для n -моды радиальной волновой функции $\psi(r, t)$ в начальный момент времени $t=0$. После использования заданного фиксированного момента времени ($t=0$) и соответствующего преобразования в (15) представим рассматриваемое решение волнового уравнения Шредингера (1) для стационарного случая в безразмерном виде

$$\psi_n^*(r^*, 0) = \sin(n\pi r^*) \cdot (r^*)^{-0,5}, \quad (22)$$

где $\psi_n^*(r^*, 0) = \psi_n(r^*, 0) \cdot [l_{\text{пр}} S_{\text{пр}}]^{0,5}$; $S_{\text{пр}} = \pi r_{\text{пр}}^2$; $r^* = r/r_{\text{пр}}$; $n=1, 2, 3, \dots$

На рис. 2 показаны графические зависимости, иллюстрирующие согласно (22) распределение безразмерной радиальной волновой функции $\psi_n^*(r^*, 0)$ в круглом проводнике. Кривая 1 соответствует квантовому числу 1, кривая 2 — $n=2$, а кривая 3 — $n=3$. Данные рис. 2 и расчетное соотношение (21) свидетельствуют о том, что в рассматриваемом проводнике независимо от АВП протекающего по нему электрического тока проводимости в его поперечном сечении $S_{\text{пр}}$ на внешнем радиусе $r_{\text{пр}}$ проводника укладывается целое квантованное число $n=1, 2, 3, \dots$ электронных полувольт де Бройля длиной $\lambda_{en}/2 = r_{\text{пр}}/n$. Причем, амплитуда этих электронных полувольт убывает от центра к периферии поперечного сечения $S_{\text{пр}}$ проводника по закону, определяемому выражением (22). В связи с этим плотность вероятности $\rho_{wn} = |\psi_n^*(r^*, 0)|^2$ нахождения свободных электронов в радиальных слоях исследуемого проводника будет характеризоваться функциональной зависимостью от безразмерной радиальной координаты r^* . В соответствии с (22) значения ρ_{wn} будут максимальны там, где максимальны квадраты модуля волновой функции $\psi_n^*(r^*, 0)$. Поэтому применительно к рассматриваемому стационарному случаю максимальные значения ρ_{wn} будут соответствовать радиальной зоне поперечного сечения $S_{\text{пр}}$ проводника, примыкающей к его центральной части ($0 < r^* < 0,5$), а минимальные значения ρ_{wn} , не считая ее нулевых значений, — радиальной зоне, прилегающей к наружной поверхности проводника ($r^* = 1$). В связи с чем плотность n_{er} дрейфующих свободных электронов в радиальных слоях металлического проводника будет прямо пропорциональна значениям ρ_{wn} . По этой причине различной по радиусу проводника можно ожидать и плотность энергии рассеяния w_{er} дебройлевских электронных полувольт на узлах (ионах) кристаллической решетки металла проводника, что приводит к выводу о том, что и текущая (мгновенная) температура θ_{er} различных ра-

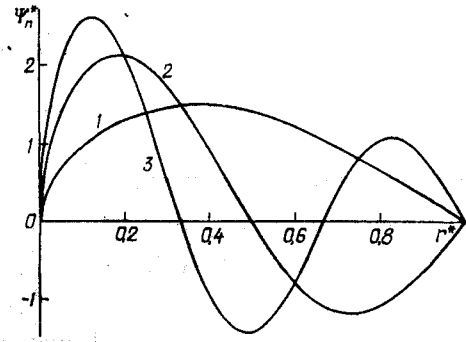


Рис. 2

диальных слоев в поперечном сечении $S_{\text{пр}}$ проводника с аксиальным электрическим током проводимости оказывается также разной. Это может приводить при ЭВ рассматриваемого проводника к его радиальному расслоению.

Экспериментально эту квантовофизическую особенность в радиальном распределении свободных электронов и неоднородном радиальном электронагреве металлического проводника можно, наверное, выявить с помощью сверхскоростного фоторегистратора (камеры) типа СФР-2 только путем пропускания через проводник аксиального электрического тока большой плотности, при которой из-за быстрого и практически адиабатического процесса выделения больших значений удельной энергии w_{er} и последующем ЭВ проводника в нем не происходит радиального выравнивания температуры. Можно также сделать вывод о том, что температура θ_{er} в его центральной радиальной части ($0 < r^* < 0,5$) будет, как минимум, в несколько раз выше, чем в его периферийной радиальной части, расположенной вблизи внешней поверхности проводника ($r^* = 1$). Расчетным подтверждением этого эффекта может служить численное соотношение наибольших и наименьших значений затухающих амплитуд дебройлевских электронных полувольт, представленных кривыми 2 и 3 на рис. 2. Косвенным качественным подтверждением этого эффекта являются экспериментальные данные работы [11], согласно которым на заключительной стадии ЭВ металлических проводников как в воздухе, так и в воде, яркостная температура среды на оси взрывающихся проводников не менее чем в 2 раза превышает температуру среды на их периферии.

Выводы. Приближенное аналитическое решение одномерного по радиусу уравнения Шредингера для круглого проводника с аксиальным электрическим током проводимости произвольных АВП позволило определить квантованную радиальную волновую функцию $\psi_n(r, t)$, квантованные значения для радиально перемещающихся свободных электронов волнового числа k_n , энергетических уровней W_{en} , круговой частоты ω_{en} , скорости v_{en} , длины дебройлевской электронной волны λ_{en} и показать, что на внешнем радиусе $r_{\text{пр}}$ проводника укладывается целое квантованное число $n=1, 2, 3, \dots$

радиально распространяющихся электронных по-
луволн де Бройля дискретной длиной $\lambda_{en}/2$.

На основе изучения в стационарном случае пространственного изменения квантованной радиальной волновой функции $\psi_n(r, 0)$ установлен неоднородный характер радиального распределения дрейфующих в продольном направлении исследуемого проводника свободных электронов, свидетельствующий о том, что амплитуда радиальных электронных полуволн де Бройля и плотность вероятности $\rho_{вп}$ нахождения свободных электронов в радиальных слоях убывает от центра к периферии поперечного сечения проводника. Эти выявленные особенности квантовомеханического поведения в металле проводника элементарных носителей электричества могут приводить к неравномерному радиальному распределению плотности n_{er} и плотности энергии рассеяния w_{er} свободных электронов, а также текущей температуры θ_{er} в материале проводника. Такой неоднородный радиальный нагрев металла проводника при его ЭВ может вызывать его радиальное расслоение, что иногда наблюдается экспериментально.

1. Абрамова К.Б., Златин Н.А., Перегуд Б.П. МГД-устойчивости жидких и твердых проводников. Разрушение проводников электрическим током // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 1975. — Т.69. — Вып. 6(12). — С. 2007—2021.

2. Анго А. Математика для электро- и радиоинженеров / Пер. с франц. под ред. К.С. Шифрина. — М.: Наука, 1965. — 780 с.

3. Баранов М.И. Волновое распределение свободных электронов в проводнике с электрическим током проводимости // Электротехника. — 2005. — №7. — С. 25—33.

4. Баранов М.И. Квантовомеханическая модель быстрого нагрева проводника электрическим током проводимости большой плотности // Электротехника. — 2006. — №4. — С. 38—44.

5. Баранов М.И. Энергетический и частотный спектры свободных электронов проводника с электрическим током проводимости // Электротехника. — 2006. — №7. — С. 29—34.

6. Баранов М.И. Новые физические подходы и механизмы при изучении процессов формирования и распределения

электрического тока проводимости в проводнике // Техн. электродинамика. — 2007. — №1. — С. 13—19.

7. Баранов М.И. Квантовомеханический подход при расчете температуры нагрева проводника электрическим током проводимости // Техн. электродинамика. — 2007. — №5. — С. 14—19.

8. Баранов М.И. Волновой электронный пакет проводника с электрическим током проводимости // Электротехника и электромеханика. — 2006. — №3. — С. 49—53.

9. Бурицев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. — М.: Энергоатомиздат, 1990. — 288 с.

10. Выгодский М.Я. Справочник по высшей математике. — М.: 1965. — 872 с.

11. Гулий Г.А. Научные основы разрядно-импульсных технологий. — Киев: Наукова думка, 1990. — 208 с.

12. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. — М.: Наука, 1974. — 832 с.

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

14. 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.

15. Марахтанов М.К., Марахтанов А.М. Периодические изменения температуры по длине стальной проволоки, вызванные электрическим током // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Серия: Машиностроение. — 2003. — №1. — С. 37—47.

16. Соболев Н.Н. Исследование электрического взрыва тонких проволочек // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 1947. — Т.17. — №11. — С. 986—997.

17. Солимар Л., Уолш Д. Лекции по электрическим свойствам материалов / Пер. с англ. под ред. С.И. Баскакова. — М.: Мир, 1991. — 504 с.

18. Столович Н.Н. Электровзрывные преобразователи энергии / Под ред. В.Н. Карнюшина. — Минск: Наука и техника, 1983. — 151 с.

19. Фоменко В.С. Эмиссионные свойства материалов. Справочник. — Киев: Наукова думка, 1981. — 339 с.

20. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. — М.: Наука, 1990. — 624 с.

Надійшла 17.10.2007