

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

ТРАНСФОРМАЦИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОЛУВОЛН В ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЦЕПИ С РАЗНОРОДНЫМИ МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ПРОВОДНИКАМИ И ИМПУЛЬСНЫМ ТОКОМ БОЛЬШОЙ ПЛОТНОСТИ

Приведены результаты теоретического исследования изменения параметров электронных полуволн де Бройля в случае их распространения в одной электрической цепи вдоль металлических проводников с различными длинами и поперечными сечениями. Показано, что подобная трансформация параметров дебройлевских электронных полуволн касается как их длины, так и ширины «горячих» продольных участков разнородных проводников.

Ключевые слова: электрическая цепь, металлический проводник, дрейфующие электроны, импульсный ток проводимости, электронные полуволны, характеристики продольного волнового распределения свободных электронов.

Введение. Протекание в электрической цепи тока проводимости $i_0(t)$ тех или иных видов (постоянного, переменного и импульсного) различной плотности δ_0 по твердым металлическим проводникам длиной l_0 и поперечным сечением S_0 , как известно, сопровождается распространением в их кристаллической структуре квантованных электронных полуволн де Бройля [1–3]. Причем, применительно к круглым проводникам электрической цепи с током различных амплитудно-временных параметров (АВП) данные дебройлевские полуволны будут распространяться как в их продольном, так и радиальном направлениях [4]. Кроме того, наложение (суперпозиция) этих полуволн будет вызывать появление в структуре указанных проводников волновых электронных пакетов (ВЭП), образующих в проводящем материале проводников макроскопические периодические как продольные, так и радиальные структуры [5]. Характерной особенностью данных волновых структур проводника будет являться наличие в них относительно «горячих» и «холодных» продольных и радиальных участков, температура материала которых может существенно отличаться друг от друга [6]. Физической причиной тому является различная плотность (концентрация) дрейфующих свободных электронов на «горячих» и «холодных» участках проводника с током $i_0(t)$. На «горячих» участках проводника она больше, а на его «холодных» участках она меньше первоначальной усредненной плотности n_{e0} свободных электронов в материале проводника без тока [7]. Вот поэтому в проводящей структуре проводника с током $i_0(t)$ становится возможным формирование неоднородного периодического продольного (радиального) температурного поля, ширина наиболее нагретых зон которого и соответственно ширина «горячих» участков

© М.И. Баранов, 2014

проводника будет определяться величиной плотности тока δ_0 в проводнике [3, 4]. Представленные в [1–7] теоретические и экспериментальные результаты исследований продольного волнового распределения дрейфующих электронов и теплового поля в металлических проводниках с током проводимости различных АВП были получены для однородных проводников, имеющих одинаковые длины l_0 и поперечные сечения S_0 . А каковы будут рассматриваемые электронные распределения для слабо- и сильноточной электрической цепи, содержащей параллельно или последовательно соединенные между собой металлические проводники различной длины и различного поперечного сечения? Прямого ответа на данный электротехнический вопрос электрофизической направленности в ранее опубликованных работах [1–7] не содержится. Именно определенному рассмотрению этой проблемной задачи и посвящена предлагаемая статья.

1. Постановка задачи исследования. Рассмотрим линейную электрическую цепь, содержащую последовательно соединенные между собой два прямолинейных металлических проводника, один из которых имеет длину l_1 и поперечное сечение S_1 , а другой – соответственно длину l_2 и поперечное сечение S_2 . Считаем, что твердый проводящий материал данных проводников обладает свойствами изотропности и линейности. Пусть по рассматриваемым проводникам протекает аксиальный импульсный ток $i_0(t)$, АВП которого удовлетворяют требованиям большого импульсного тока (БИТ) [8]. Принимаем, что с учетом протекания БИТ с заданными АВП по указанным проводникам усредненные величины плотностей токов $\delta_1 = i_0/S_1$ и $\delta_2 = i_0/S_2$ в них могут принимать численные значения до $(1-10)$ кА/мм². Данные значения δ_1 и δ_2 будут определять (вызывать) появление в зоне ВЭП исследуемых проводников таких длин (ширин) «горячих» продольных участков Δz_{z1} и Δz_{z2} в них, численные значения которых могут составлять до $(1-10)$ мм [4,8]. Требуется исследовать возможные изменения параметров квантованных дебройлевских электронных полувольт при их распространении вдоль рассматриваемых металлических проводников, включенных в одну электрическую цепь.

2. Случай последовательного соединения в электрической цепи металлических проводников различной длины и одинакового поперечного сечения. На рис. 1 в схематическом виде приведен рассматриваемый случай, характеризующийся наличием в одной электрической цепи с импульсным током $i_0(t)$ двух последовательно соединенных металлических проводников одинакового поперечного сечения $S_1 = S_2$ и различной длины $l_1 > l_2$. Известно, что квантованные длины $\lambda_{en1}/2$ и $\lambda_{en2}/2$ дебройлевских электронных полувольт в тех или иных металлах исследуемых проводников с током проводимости различных АВП будут выбираться из следующих соотношений [3,4]:

$$\lambda_{en1}/2 = l_1/n; \quad (1)$$

$$\lambda_{en2}/2 = l_2 / n, \quad (2)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots, n_m$ – целочисленное значение квантового числа n , имеющего максимальное значение $n_m = 2 n_k^2$; n_k – главное квантовое число, равное числу электронных оболочек в изолированном атоме металла проводника и соответственно номеру периода в периодической системе химических элементов Д.И. Менделеева, которому этот металл нашего проводника принадлежит [9].

Из (1) и (2) видно, что на длинах l_1 и l_2 исследуемых проводников с импульсным током проводимости $i_0(t)$ будет всегда укладываться целое квантованное число электронных полувольт де Бройля. Численное значение квантового числа n для них будет определяться энергетическим состоянием свободных электронов в момент приложения к рассматриваемой электрической цепи разности электрических потенциалов (напряжения источника питания).

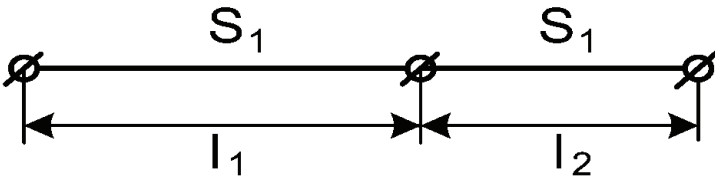


Рисунок 1 – Схематическое изображение последовательного соединения в цепи исследуемых металлических проводников 1 и 2 одинакового поперечного сечения $S_1 = S_2$ и различной длины $l_1 > l_2$ с импульсным аксиальным током $i_0(t)$ большой плотности

В [4] было показано, что усредненное значение \bar{n} для целого квантового числа n можно определять из следующего приближенного соотношения:

$$\bar{n} = (n_m - 1) / (\ln n_m). \quad (3)$$

Для рассматриваемого нами **случая I** возможны два варианта реализации проводников 1 и 2 одинакового сечения $S_1 = S_2$ и различной длины $l_1 > l_2$.

Первый вариант – электропроводящий материал проводников идентичен.

Тогда для усредненных длин $\lambda_{en1}^*/2$ и $\lambda_{en2}^*/2$ продольных электронных полувольт в исследуемых проводниках можно записать следующее соотношение:

$$\lambda_{en1}^*/2 = \lambda_{en2}^*/2 = (l_1 + l_2) / \bar{n}. \quad (4)$$

Из (4) видно, что для этого варианта случая I трансформации (преобразования) дебройлевских электронных полувольт (волн) при их прохождении в исследуемых проводниках происходить не будет. Эти проводники будут вести себя как единый металлический проводник эквивалентной длины $(l_1 + l_2)$.

Второй вариант случая I предусматривает использование в проводниках 1 и 2 различных электропроводящих материалов. Для данного варианта реализации изучаемых проводников 1 и 2 будут справедливы следующие

расчетные формулы для электронных полувольт (волн) де Бройля в их материалах:

$$\lambda_{en1}^*/2 = l_1 / \bar{n}_1; \quad (5)$$

$$\lambda_{en2}^*/2 = l_2 / \bar{n}_2, \quad (6)$$

где \bar{n}_1, \bar{n}_2 – соответственно усредненные значения целого квантового числа n для проводников 1 и 2 рассматриваемой линейной электрической цепи.

В результате из выражений (3), (5) и (6) для отношения усредненных квантованных длин λ_{en1}^* и λ_{en2}^* электронных волн или полувольт де Бройля в исследуемых разнородных проводниках, выполненных из различных электропроводящих материалов, для одной и той же цепи с током $i_0(t)$ находим:

$$\lambda_{en1}^* / \lambda_{en2}^* = l_1 \bar{n}_2 / (l_2 \bar{n}_1). \quad (7)$$

Воспользовавшись соотношением неопределенностей Гейзенберга [8,9] применительно к локализующимся на «горячих» продольных участках рассматриваемых проводников дрейфующим свободным электронам, для усредненных значений ширин (длин) Δz_{z1}^* и Δz_{z2}^* их «горячих» продольных участков, соответствующих макроскопическим зонам ВЭП металлических проводников с импульсным аксиальным током $i_0(t)$ различных АВП, получаем:

$$\Delta z_{z1}^* = l_1 / (2\pi \bar{n}_1); \quad (8)$$

$$\Delta z_{z2}^* = l_2 / (2\pi \bar{n}_2). \quad (9)$$

Результаты экспериментов по обнаружению и исследованию ВЭП, «горячих» и «холодных» продольных участков в одиночном круглом оцинкованном стальном проводе ($n_k = 4; n_m = 32; \bar{n} = 9$) длиной $l_0 = 320$ мм и диаметром 1,6 мм ($S_0 = 2,01$ мм²), включенном в разрядную цепь мощной высоковольтной конденсаторной батареи генератора ГИТ-С (зарядное напряжение батареи $U_{3r} = 3,7$ кВ; запасаемая энергия батареи $W_r = 310$ кДж) и испытывающей воздействию аperiodического импульса аксиального тока $i_0(t)$ временной формы 9 мс/576 мс амплитудой $I_{0m} = 745$ А (при амплитуде плотности тока в проводе $\delta_{0m} = I_{0m} / S_0 = 0,37$ кА/мм²) [4,8], подтверждают достоверность расчетных соотношений (8) и (9). Так, в ходе указанных экспериментальных исследований было установлено, что в оцинкованном стальном проводе с используемым в опытах импульсным током большой плотности усредненная ширина (длина) Δz_z^* «горячих» продольных участков составляла около 7 мм [4,8]. Расчетная оценка по соотношениям (8) и (9) численных значений усредненной ширины $\Delta z_z^* = \Delta z_{z1}^* = \Delta z_{z2}^*$ «горячих» продольных участков для указанного стального провода ($l_0 = l_1 = l_2 = 320$ мм; $\bar{n} = \bar{n}_1 = \bar{n}_2 = 9$) с принятым импульсным аксиальным током показывает, что она составляет

около 5,7 мм.

Тогда из (8) и (9) для отношения квантованных ширин «горячих» продольных участков на исследуемых проводниках с принятым током следует:

$$\Delta z_{z1}^* / \Delta z_{z2}^* = l_1 \bar{n}_2 / (l_2 \bar{n}_1). \quad (10)$$

Из (7) и (10) следует, что для второго варианта случая I (применение различных проводящих материалов в проводниках 1 и 2) отношения усредненных длин λ_{en1}^* и λ_{en2}^* дебройлевских электронных волн (полувольт) и усредненных ширин (длин) Δz_{z1}^* и Δz_{z2}^* «горячих» продольных участков в проводниках 1 и 2 оказываются равными одной и той же величине $l_1 \bar{n}_2 / (l_2 \bar{n}_1)$.

Из (7) и (10) вытекает, что в линейной электрической цепи, содержащей последовательно соединенные между собой металлические проводники одинакового поперечного сечения $S_1 = S_2$ из различного электропроводящего материала при их различной длине $l_1 > l_2$, в случае протекания в ней импульсного аксиального тока $i_0(t)$ различных АВП будет наблюдаться определенная трансформация распространяющихся вдоль нее дебройлевских электронных полувольт (волн). Данная трансформация или деформация будет проявляться в виде изменения как длин λ_{en1} (или λ_{en1}^*) и λ_{en2} (или λ_{en2}^*) рассматриваемых электронных волн (полувольт), так и соответственно ширин (длин) Δz_{z1}^* и Δz_{z2}^* «горячих» продольных участков при переходе электромагнитного возбуждения от кристаллической структуры одного из проводников к другому. Причем, эти изменения будут прямо пропорциональны отношению длин l_1/l_2 используемых металлических проводников. В исследуемом проводнике 1 с большей длиной (в нашем случае с длиной $l_1 > l_2$) большими будут и длины $\lambda_{en1} > \lambda_{en2}$ (или $\lambda_{en1}^* > \lambda_{en2}^*$) электронных волн (полувольт) де Бройля, распространяющихся в его кристаллической структуре. При этом в металлическом проводнике 1 с большей длиной $l_1 > l_2$ большими оказываются и ширины $\Delta z_{z1}^* > \Delta z_{z2}^*$ «горячих» продольных участков, периодически возникающих вдоль него во всех зонах его ВЭП макроскопических размеров. Этот теоретический результат имеет важное практическое значение при реализации электровзрывной технологии получения мелкодисперсных проводящих материалов с входящими в их состав микро- и наночастицами, основанной на быстром электрическом взрыве (ЭВ) в газовой или конденсированной средах тонких металлических проводников [10–12]. Данный результат будет способствовать обоснованному выбору для указанной электротехнологии значений длин тонких проводников из различных металлов, используемых при их ЭВ.

3. Случай последовательного соединения в электрической цепи металлических проводников различного поперечного сечения и одинаковой длины. В схематическом виде этот электротехнический случай представлен на рис. 2. Для лучшего понимания применяемого автором методологического подхода при исследовании здесь новых особенностей в волновых распределениях дрейфующих свободных электронов в металлических проводниках необходимо отметить, что используемые нами простейшие соединения рассматриваемых проводников в одной и той же линейной электрической цепи с импульсным током $i_0(t)$ позволяют однозначным и ясным образом выяснить влияние, прежде всего, геометрических параметров этих однородных проводников на характер распределения в них дебройлевских электронных полувольт (волн). Для **случая II** также возможны два варианта реализации применяемых в цепи проводников: **первый вариант** предусматривает использование в проводниках 1 и 2 одинаковых проводящих материалов, а **второй вариант** – различных проводящих материалов. Начнем исследование с первого варианта.

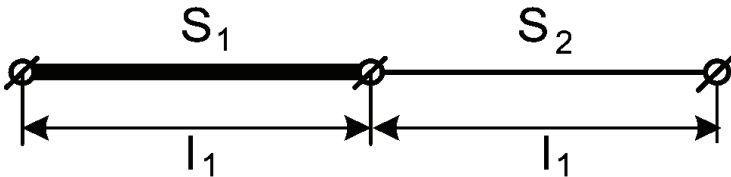


Рисунок 2 – Схематическое изображение последовательного соединения в цепи исследуемых металлических проводников 1 и 2 различного поперечного сечения $S_1 > S_2$ и одинаковой длины $l_1 = l_2$ с импульсным аксиальным током $i_0(t)$ большой плотности

Используя фундаментальное волновое соотношение де Бройля, запишем выражения для усредненных длин $\lambda_{en1}^*/2$ и $\lambda_{en2}^*/2$ продольных электронных полувольт в рассматриваемых разнородных проводниках из идентичного материала одной и той же линейной электрической цепи, приведенной на рис. 2:

$$\lambda_{en1}^*/2 = h/(2m_e v_{en1}^*); \quad (11)$$

$$\lambda_{en2}^*/2 = h/(2m_e v_{en2}^*); \quad (12)$$

где $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка [9]; $m_e = 9,108 \cdot 10^{-31}$ кг – масса покоя электрона [9]; v_{en1}^* , v_{en2}^* – соответственно усредненные значения квантованных скоростей дрейфа свободных электронов в последовательно соединенных между собой проводниках 1 и 2 различного поперечного сечения.

Известно, что для величин усредненных скоростей v_{en1}^* и v_{en2}^* дрейфа

свободных электронов в изучаемых проводниках 1 и 2 можно записать [8,9]:

$$v_{en1}^* = \delta_{01} / (e_0 n_{e1}); \quad (13)$$

$$v_{en2}^* = \delta_{02} / (e_0 n_{e2}), \quad (14)$$

где δ_{01} , δ_{02} – соответственно плотности импульсного аксиального тока в исследуемых проводниках линейной цепи; $e_0 = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл – модуль электрического заряда электрона; n_{e1} , n_{e2} – соответственно плотности (концентрации) дрейфующих свободных электронов в металлических проводниках.

Так как для рассматриваемого первого варианта случая II $n_{e1} = n_{e2} = n_{e0}$, а $\delta_{01} = i_0 / S_1$ и $\delta_{02} = i_0 / S_2$, то с учетом выражений (11)–(14) для величин минимальных длин $\lambda_{en1}^* / 2$ и $\lambda_{en2}^* / 2$ электронных полувольт де Бройля в металлических проводниках 1 и 2 получаем следующие расчетные соотношения:

$$\lambda_{en1}^* / 2 = e_0 n_{e0} S_1 h / (2 m_e I_{0m}); \quad (15)$$

$$\lambda_{en2}^* / 2 = e_0 n_{e0} S_2 h / (2 m_e I_{0m}). \quad (16)$$

Тогда из (15) и (16) для отношения усредненных длин $\lambda_{en1}^* / 2$ и $\lambda_{en2}^* / 2$ дебройлевских электронных полувольт (волн) в исследуемых разнородных проводниках 1 и 2 одинаковой длины $l_1 = l_2$ и различного сечения $S_1 > S_2$, выполненных из идентичного электропроводящего материала, для одной и той же линейной электрической цепи с импульсным током $i_0(t)$ находим:

$$\lambda_{en1}^* / \lambda_{en2}^* = S_1 / S_2. \quad (17)$$

Для первого варианта случая II (применение одинаковых проводящих материалов в проводниках 1 и 2 различного сечения) на основе применения соотношения неопределенностей Гейзенберга к дрейфующим в проводниках 1 и 2 свободным электронам минимальные усредненные ширины (длины) Δz_{z1}^* и Δz_{z2}^* их «горячих» продольных участков будут описываться выражениями:

$$\Delta z_{z1}^* = e_0 n_{e0} S_1 h / (4 \pi m_e I_{0m}); \quad (18)$$

$$\Delta z_{z2}^* = e_0 n_{e0} S_2 h / (4 \pi m_e I_{0m}). \quad (19)$$

Из (18) и (19) следует, что отношение минимальных усредненных ширин или длин Δz_{z1}^* и Δz_{z2}^* «горячих» продольных участков исследуемых проводников 1 и 2 в рассматриваемом электротехническом случае будет равным:

$$\Delta z_{z1}^* / \Delta z_{z2}^* = S_1 / S_2. \quad (20)$$

Что касается второго варианта случая II (применение различных металлов в проводниках 1 и 2 различного сечения), то аналогично (15) и (16) величины минимальных усредненных длин дебройлевских электронных полувольт

в кристаллических структурах рассматриваемых проводников 1 и 2 будут описываться следующими приближенными расчетными соотношениями:

$$\lambda_{en1}^*/2 = e_0 n_{e1} S_1 h / (2m_e I_{0m}); \quad (21)$$

$$\lambda_{en2}^*/2 = e_0 n_{e2} S_2 h / (2m_e I_{0m}). \quad (22)$$

С учетом (21) и (22) для отношения усредненных длин $\lambda_{en1}^*/2$ и $\lambda_{en2}^*/2$ электронных полуволн де Бройля в проводниках 1 и 2 из различных проводящих материалов и различного поперечного сечения $S_1 > S_2$ получаем:

$$\lambda_{en1}^* / \lambda_{en2}^* = S_1 n_{e1} / (S_2 n_{e2}). \quad (23)$$

Для этого варианта выполнения металлических токонесущих частей исследуемых проводов с учетом (18) и (19) отношение минимальных усредненных ширин (длин) Δz_{z1}^* и Δz_{z2}^* для «горячих» продольных участков в используемых нами проводниках 1 и 2 в электрической цепи примет следующий вид:

$$\Delta z_{z1}^* / \Delta z_{z2}^* = S_1 n_{e1} / (S_2 n_{e2}). \quad (24)$$

Из (23) и (24) видно, что отношения $\lambda_{en1}^* / \lambda_{en2}^*$ и $\Delta z_{z1}^* / \Delta z_{z2}^*$ для рассматриваемых проводников 1 и 2 применительно ко второму варианту случая II их практической реализации описываются одинаковыми соотношениями, равными $S_1 n_{e1} / (S_2 n_{e2})$. В этой связи можно заключить, что при использовании в цепи с током последовательного соединения проводников различного сечения $S_1 > S_2$ будет наблюдаться также определенная трансформация распространяющихся в них электронных полуволн. При этом будут изменяться как их длины $\lambda_{en1}^*/2$ и $\lambda_{en2}^*/2$, так и ширины Δz_{z1}^* и Δz_{z2}^* «горячих» продольных участков проводников 1 и 2. Эти изменения будут прямо пропорциональны отношению сечений S_1 / S_2 проводников. Тем больше сечение проводника в цепи, тем будут большими значения длин $\lambda_{en1}^*/2$ (или $\lambda_{en2}^*/2$) его электронных полуволн и ширин Δz_{z1}^* (или Δz_{z2}^*) его «горячих» участков. Данный результат может найти практическое применение в электровзрывной технологии получения мелкодисперсных проводящих материалов [10–12].

Выводы. Приведенные на основе классической и квантовой электродинамики приближенные расчетные результаты указывают на возможность трансформации (изменения) длин электронных полуволн де Бройля и ширин «горячих» продольных участков в последовательно соединенных разнородных проводниках одной электрической цепи с импульсным током различных АВП.

Список литературы: 1. Баранов М.И. Волновое распределение свободных электронов в про-

воднике с электрическим током проводимости // Электротехника. – 2005. – № 7. – С. 25–33. **2.** Баранов М.И. Энергетический и частотный спектры свободных электронов проводника с электрическим током проводимости // Электротехника. – 2006. – № 7. – С. 29–34. **3.** Баранов М.И. Новые физические подходы и механизмы при изучении процессов формирования и распределения электрического тока проводимости в проводнике // Технічна електродинаміка. – 2007. – № 1. – С. 13–19. **4.** Баранов М.И., Рудаков С.В. Усредненные характеристики волнового распределения дрейфующих электронов в металлическом проводнике с импульсным током проводимости большой плотности // Вісник НТУ «ХПІ». Зб. наук. праць. Серія: «Техніка та електрофізика високих напруг». – Х.: НТУ «ХПІ», 2013. – № 60 (1033). – С. 12–20. **5.** Баранов М.И. Волновой электронный пакет проводника с электрическим током проводимости // Электротехніка і електромеханіка. – 2006. – № 3. – С. 49–53. **6.** Баранов М.И. Квантовомеханический подход при расчете температуры нагрева проводника электрическим током проводимости // Технічна електродинаміка. – 2007. – № 5. – С. 14–19. **7.** Баранов М.И. Основные характеристики вероятностного распределения свободных электронов в проводнике с электрическим током проводимости // Технічна електродинаміка. – 2008. – № 1. – С. 8–12. **8.** Баранов М.И. Избранные вопросы электрофизики. Том 2, Кн. 1: Теория электрофизических эффектов и задач. – Х.: НТУ «ХПІ», 2009. – 384 с. **9.** Кузьмичев В.Е. Законы и формулы физики / Отв. ред. В.К. Тартаковскій. – К.: Наукова думка, 1989. – 864 с. **10.** Столович Н.Н. Электровзрывные преобразователи энергии / Под ред. В.Н. Карношшина. – Минск: Наука и техника, 1983. – 151 с. **11.** Гулый Г.А. Научные основы разрядно-импульсных технологий. – К.: Наукова думка, 1990. – 208 с. **12.** Баранов М.И. Получение дисперсных материалов с микронными, субмикронными и наноструктурными частицами вещества при электрическом взрыве тонких металлических проводников // Электротехніка і електромеханіка. – 2012. – № 4. – С. 45–49.

Bibliography (transliterated): **1.** Baranov M.I. Volnovoe raspredelenie svobodnyh jelektronov v provodnike s jelektricheskim tokom provodimosti Jeлектrotehnika. – 2005. – № 7. – 25–33. **2.** Baranov M.I. Jenergeticheskiy i chastotnyj spektry svobodnyh jelektronov provodnika s jelektricheskim tokom provodimosti Jeлектrotehnika. – 2006. – № 7. – 29–34. **3.** Baranov M.I. Novye fizicheskie podhody i mehanizmy pri izuchenii processov formirovanija i raspredelenija jelektricheskogo toka provodimosti v provodnike Tehnichna elektrodinamika. – 2007. – № 1. – 13–19. **4.** Baranov M.I., Rudakov S.V. Usrednennye harakteristiki volnovoogo raspredelenija drejffujushhih jelektronov v metallicheskom provodnike s impul'snym tokom provodimosti bol'shoj plotnosti Visnyk NTU «HPІ». Zbirnik naukovih prac'. Serija: «Tehnika ta elektrofizika visokih naprug». – H.: NTU «HPІ», 2013. – № 60 (1033). – 12–20. **5.** Baranov M.I. Volnovoj jelektronnyj paket provodnika s jelektricheskim tokom provodimosti Jeлектrotehnika i elektromehaniка. – 2006. – № 3. – 49–53. **6.** Baranov M.I. Kvantovomehachicheskiy podhod pri raschete temperatury nagreva provodnika jelektricheskim tokom provodimosti Tehnichna elektrodinamika. – 2007. – № 5. – 14–19. **7.** Baranov M.I. Osnovnye harakteristiki verojatnostnogo raspredelenija svobodnyh jelektronov v provodnike s jelektricheskim tokom provodimosti Tehnichna elektrodinamika. – 2008. – № 1. – 8–12. **8.** Baranov M.I. Izbrannye voprosy jelektrofiziki. Tom 2, Kn. 1: Teorija jelektrofizicheskikh jeffektov i zadach. – H.: NTU «HPІ», 2009. – 384. **9.** Kuz'michev V.E. Zakony i formuly fiziki Otv. red. V.K. Tartakovskij. – K.: Naukova dumka, 1989. – 864. **10.** Stolovich N.N. Jelektrovzryvnye preobrazovateli jenerгии Pod red. V.N. Karnjushina. – Minsk: Nauka i tehniка, 1983. – 151. **11.** Gulyj G.A. Nauchnye osnovy razrjadno-impul'snyh tehnologij. – K.: Naukova dumka, 1990. – 208. **12.** Baranov M.I. Poluchenie dispersnyh materialov s mikronnymi, submikronnymi i nanostrukturnymi chasticami veshhestva pri jelektricheskom vzryve tonkih metallicheskih provodnikov Jeлектrotehnika i elektromehaniка. – 2012. – № 4. – 45–49.

Надійшла (received) 25.03.2014