

Хмельник С. И.

Вторая структура постоянного тока

Аннотация

Рассматривается структура постоянного тока и потока электромагнитной энергии в проводе. Показывается, что ток распространяется **внутри** провода по спирали. При постоянной величине тока плотность спиральной траектории уменьшается по мере уменьшения оставшегося сопротивления нагрузки.

Оглавление

1. Введение
 2. Математическая модель
 3. Потoki энергии
 4. Обсуждение
- Приложение 1
Приложение 2
Литература

1. Введение

В [1-3] было показано, что постоянный ток в проводе имеет сложную структуру, а поток электромагнитной энергии распространяется **внутри** провода. При этом поток электромагнитной энергии

- направлен вдоль оси провода,
- распространяется вдоль оси провода,
- распространяется внутри провода,
- компенсирует тепловые потери осевой составляющей тока.

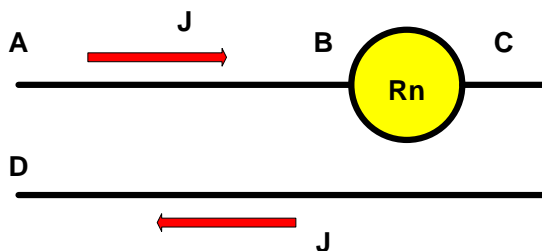


Рис. 1.

В [1-3] была предложена и рассматривалась математическая модель тока и потока, построенная исключительно на уравнениях Максвелла. Остался невыясненным следующий вопрос – см. рис. 1. Электрический \mathbf{J} ток и поток электромагнитной энергии \mathbf{S} распространяется внутри провода \mathbf{ABCD} и проходит через нагрузку \mathbf{Rn} . В этой нагрузке расходуется некоторая мощность \mathbf{P} . Следовательно, поток энергии на участке \mathbf{AB} должен быть больше потока энергии на участке \mathbf{CD} . Точнее, $\mathbf{Sab}=\mathbf{Scd}+\mathbf{P}$. Однако сила тока после прохождения нагрузки не изменилась. Как должна измениться структура тока, чтобы уменьшилась соответствующая ему электромагнитная энергия?

Ниже рассматривается более общая (по сравнению с [1-3]) математическая модель, позволяющая ответить и на этот вопрос. Эта математическая модель также построена исключительно на уравнениях Максвелла. В [4] описывается эксперимент, который был выполнен группой авторов в 2008 г. В [5] показано, что этот эксперимент может быть объяснен на основании нелинейной структуры постоянного тока в проводе и может служить экспериментальным доказательством существования такой структуры.

2. Математическая модель

При моделировании будем использовать цилиндрические координаты r , φ , z и рассматривать

- основной ток J_o ,
- дополнительные токи J_r , J_φ , J_z ,
- магнитные напряженности H_r , H_φ , H_z ,
- электрические напряженности E ,
- электросопротивление ρ .

Ток в проводе принято рассматривать как усредненный поток электронов. Механические взаимодействия электронов с атомами считаются эквивалентными электрическому сопротивлению. Очевидно,

$$E = \rho \cdot J. \quad (1)$$

Основной ток с плотностью J_o создает дополнительные токи с плотностями J_r , J_φ , J_z и магнитные поля с напряженностями H_r , H_φ , H_z . Они должны удовлетворять уравнениям Максвелла.

Эти уравнения для магнитных напряженностей и токов в стационарном магнитном поле имеют вид

$$\operatorname{div}(\mathbf{H}) = 0, \quad (2)$$

$$\operatorname{rot}(\mathbf{H}) = \mathbf{J}, \quad (3)$$

Кроме того, токи должны удовлетворять условию непрерывности

$$\operatorname{div}(\mathbf{J}) = 0. \quad (4)$$

Уравнения (2-4) для цилиндрических координат имеют вид:

$$\frac{H_r}{r} + \frac{\partial H_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = J_r, \quad (6)$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = J_\varphi, \quad (7)$$

$$\frac{H_\varphi}{r} + \frac{\partial H_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} = J_z, \quad (8)$$

$$\frac{J_r}{r} + \frac{\partial J_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial J_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial J_z}{\partial z} = 0. \quad (9)$$

Для сокращения записи в дальнейшем будем применять следующие обозначения:

$$co = -\cos(\alpha\varphi + \chi z), \quad (10)$$

$$si = \sin(\alpha\varphi + \chi z), \quad (11)$$

где α , χ – некоторые константы. В приложении 1 показано, что существует решение, имеющее следующий вид:

$$J_r = j_r(r)co, \quad (12)$$

$$J_\varphi = j_\varphi(r)si, \quad (13)$$

$$J_z = j_z(r)si, \quad (14)$$

$$H_r = h_r(r)co, \quad (15)$$

$$H_\varphi = h_\varphi(r)si, \quad (16)$$

$$H_z = h_z(r)si, \quad (17)$$

где $j(r)$, $h(r)$ - некоторые функции координаты r .

Можно полагать, что средняя скорость электрических зарядов не зависит от направления тока. В частности, при фиксированном радиусе путь, пройденный зарядом по окружности, и путь, пройденный им по вертикали будут равны. Следовательно, при фиксированном радиусе можно полагать, что $\Delta\varphi \equiv \Delta z$. На основе

этого предположения можно построить траекторию движения заряда в соответствии с функциями (10, 11).

На рис. 2 показаны три винтовые линии при $\Delta\varphi = \Delta z$, описываемые функциями (10, 11) тока: толстая линия при $\alpha = 2, \chi = 0.8$, средняя линия при $\alpha = 0.5, \chi = 2$ и тонкая линия при $\alpha = 2, \chi = 1.6$.

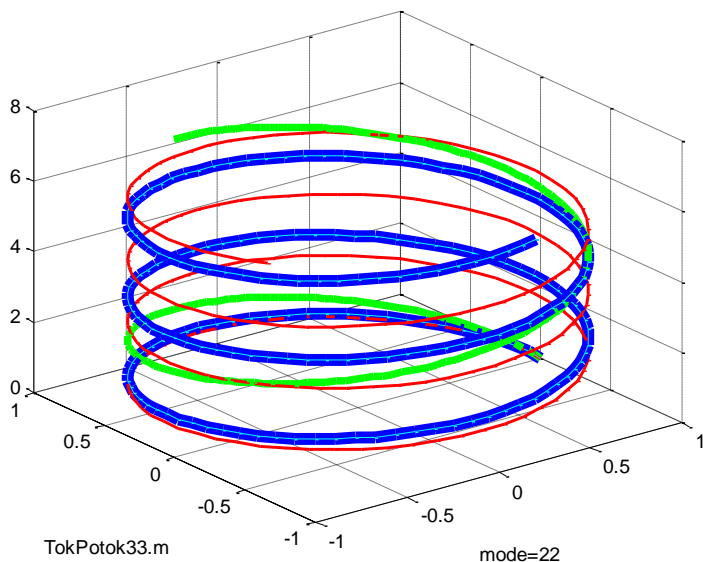


Рис. 2.

В приложении 1 показано, что функции удовлетворяют следующим уравнениям:

$$h_z(r) \equiv 0, \tag{20}$$

$$\frac{h_r(r)}{r} + h'_r(r) + \frac{h_\varphi(r)}{r} \alpha = 0, \tag{21}$$

$$-h_\varphi(r)\chi = j_r(r), \tag{22}$$

$$-h_r(r)\chi = j_\varphi(r), \tag{23}$$

$$\frac{h_\varphi(r)}{r} + h'_\varphi(r) + \frac{1}{r} \cdot h_r(r)\alpha = j_z(r). \tag{24}$$

Эта система уравнений недоопределена – имеется 4 уравнения (21-24) для 5 переменных $j_r, j_\varphi, j_z, h_r, h_\varphi$. Важно отметить, что $h_z(r) \equiv 0$. Если одна из переменных известна, то остальные

определяются дифференцированием этой системы уравнений. Например, при известной функции $h_\varphi(r)$ находим:

$$h'_r(r) = -\frac{h_r(r)}{r} - \frac{h_\varphi(r)}{r} \alpha, \quad (25)$$

$$j_r(r) = -h_\varphi(r) \chi, \quad (26)$$

$$j_\varphi(r) = -h_r(r) \chi, \quad (27)$$

$$j_z(r) = \frac{h_\varphi(r)}{r} + h'_\varphi(r) + \frac{1}{r} \cdot h_r(r) \alpha. \quad (28)$$

Пример 1. Пусть, например, $h_\varphi(r) = 10 \cdot (e^{11000r} - 1)$. На рис. 3 показаны графики функций $j_r(r)$, $j_\varphi(r)$, $j_z(r)$, $h_r(r)$, $h_\varphi(r)$, $h_z(r)$. Эти функции вычисляются при данных $\alpha = 0.1$, $\chi = -4 \cdot 10^{11}$, радиусе провода $R = 0.001$ и начальном условии $j_r(0) = 0$. В первой колонке показаны функции $j_r(r)$, $j_\varphi(r)$, $j_z(r)$, во второй колонке показаны функции $h_r(r)$, $h_\varphi(r)$, $h_z(r)$, а функции, показанные в третьей колонке, будут рассмотрены далее. Здесь и далее все числовые результаты представлены в системе СИ. На оси абсцисс показаны величины $(1000r)$.

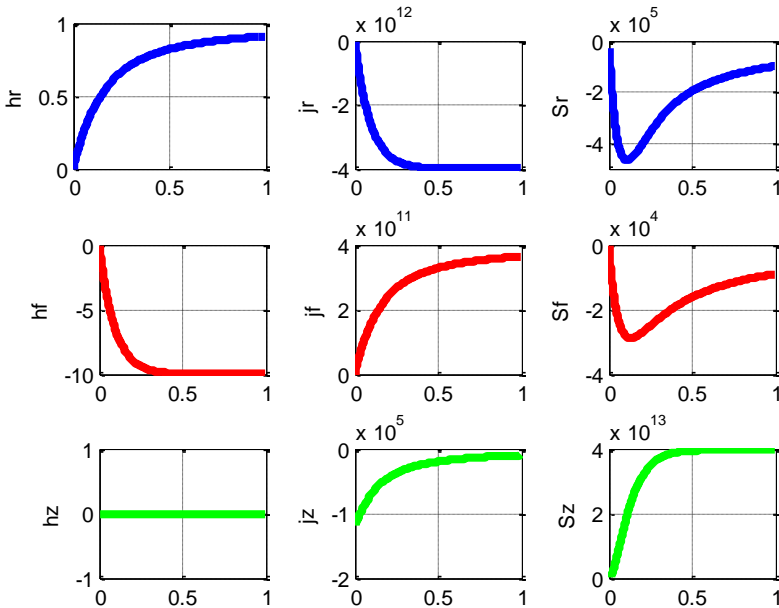


Fig.3. TokPotok33.m, mode=41

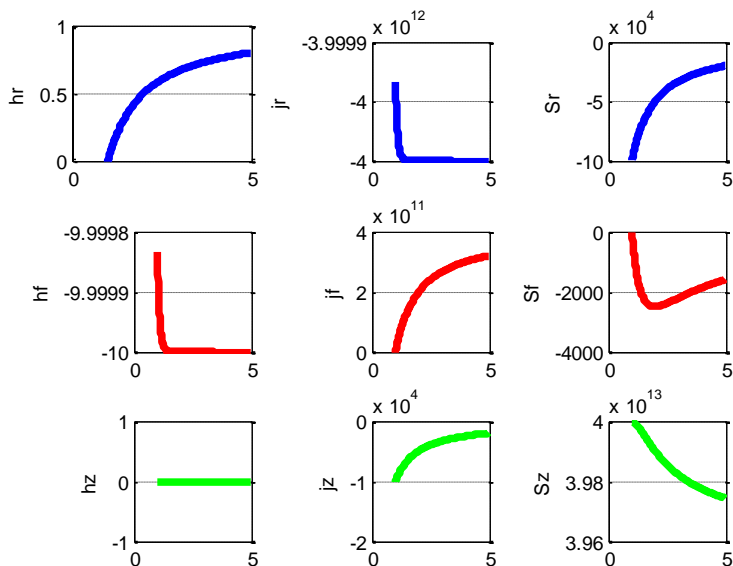


Fig.4. TokPotok33.m, mode=3

Пример 2. Кроме сплошного провода можно рассмотреть **трубчатый проводник**. В этом примере $h_\varphi(r) = 10 \cdot (e^{11000r} - 1)$. На рис. 4 показаны графики функций $j_r(r)$, $j_\varphi(r)$, $j_z(r)$, $h_r(r)$, $h_\varphi(r)$, $h_z(r)$. Эти функции вычисляются при $\alpha = 0.1$, $\chi = -4 \cdot 10^{11}$. Основное отличие состоит в том, что область интегрирования ограничена: $R_1 \leq r \leq R$, причем $R = 0.005$, $R_1 = 0.2 \cdot R$, и начальное условие $j_r(R_1) = 0$.

3. Потоки энергии

Плотность потока электромагнитной энергии – вектор Пойнтинга

$$S = E \times H. \tag{1}$$

Токам соответствуют одноименные электрические напряженности, т.е.

$$E = \rho \cdot J, \tag{2}$$

где ρ - электросопротивление. Совмещая (1, 2), получаем:

$$S = \rho J \times H. \tag{3}$$

В цилиндрических координатах r, φ, z плотность потока электромагнитной энергии имеет три компоненты S_r, S_φ, S_z ,

направленные вдоль радиуса, по окружности, вдоль оси соответственно. Они определяются по формуле

$$S = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix} = \rho(J \times H) = \rho \begin{bmatrix} J_\varphi H_z - J_z H_\varphi \\ J_z H_r - J_r H_z \\ J_r H_\varphi - J_\varphi H_r \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Из (2.12-2.17, 3.4) следует, что

$$S = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix} = \rho \iiint_{r,\varphi,z} \begin{bmatrix} (j_\varphi h_z - j_z h_\varphi) \cdot si^2 \\ (j_z h_r - j_r h_z) \cdot si \cdot co \\ (j_r h_\varphi - j_\varphi h_r) \cdot si \cdot co \end{bmatrix} dr \cdot d\varphi \cdot dz. \quad (5)$$

На рис. 3 и рис. 4 показаны функции

$$\bar{S}(r) = \begin{bmatrix} \bar{S}_r(r) \\ \bar{S}_\varphi(r) \\ \bar{S}_z(r) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (j_\varphi h_z - j_z h_\varphi) \\ (j_z h_r - j_r h_z) \\ (j_r h_\varphi - j_\varphi h_r) \end{bmatrix}. \quad (6)$$

Из (4), как показано в приложении 2, следует

$$S_z = \frac{\rho}{4\alpha} \cdot (1 - \cos(4\alpha\pi)) \int_r (\bar{S}_z(r) \cdot dr). \quad (7)$$

$$S_\varphi = \frac{\rho}{4\alpha} \cdot (1 - \cos(4\alpha\pi)) \int_r (\bar{S}_\varphi(r) \cdot dr), \quad (8)$$

$$S_r = \pi\rho \int_r (\bar{S}_r(r) \cdot dr). \quad (9)$$

Эти величины не зависят от φ , z и это соответствует закону сохранения энергии.

Полный поток энергии равен мощности P , передаваемой по проводу, т.е.

$$S_z = P, \quad (10)$$

где

$$P = R_H \int_r \left(\int_\varphi J_o^2 d\varphi \right) dr = 4\pi R^2 R_H J_o^2, \quad (11)$$

где R_H - сопротивление нагрузки.

Пример 3. При условиях примера 1 и удельном сопротивлении медного провода $\rho = 0.0175 \cdot 10^{-6}$ найдена величина потока энергии $\bar{S}_z \approx 1000$. Равная ему мощность $P \approx 1000$ потребляется в сопротивлении $R_H \approx 110$ при плотности основного

тока $J_o = 10^6$. Важно отметить, что поток энергии вдоль провода значительно превышает потоки энергии по радиусу и по окружности. В данном примере $\overline{S}_z = 1000$, $\overline{S}_r = -10^{-5}$, $\overline{S}_\phi = -5 \cdot 10^{-7}$.

Пример 4.

В условиях примера 3 будем изменять одну из величин α , χ , оставляя другую неизменной. В табл. 1 показаны значения величин α , χ и мощности P, а на рис. 5 показаны соответствующие графики

Таблица 1.

Вариант	$\alpha/0.1 \alpha$	$\chi/-4 \cdot 10^{11}$	P
41	1	1	1000
43	1	0.8	830
44	1	1.2	1240
45	1.5	1	1300
46	0.5	1	580

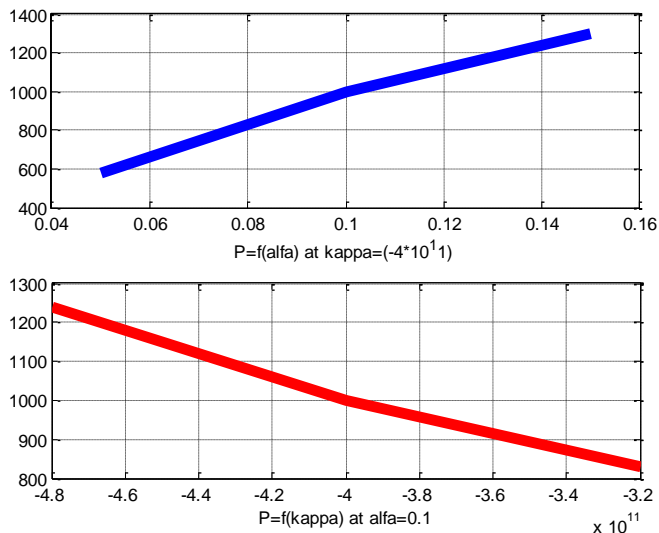


Рис. 5.

Обсуждение

Итак, поток энергии вдоль оси провода S_z создается токами и напряженностями, направленными по радиусу и окружности. Этот

поток энергии равен мощности, выделяемой в нагрузке R_H и в сопротивлении провода. Токи, текущие вдоль радиуса и окружности, также создают тепловые потери. Их мощность равна потокам энергии S_r , S_φ , направленным по радиусу и окружности.

Вопрос о том, каким образом поток электромагнитной энергии создает электрический ток, рассматривается в [8]. Там показано, что существует четвертая электромагнитная индукция, создаваемая изменением потока электромагнитной энергии. Затем находится зависимость э.д.с. этой индукции от плотности потока электромагнитной энергии и параметров провода.

Показано, что постоянный ток в проводе имеет сложную структуру и распространяется **внутри** провода по спирали. При постоянной величине тока плотность спиральной траектории уменьшается по мере уменьшения оставшегося сопротивления нагрузки. Имеется две составляющие тока. Плотность первой составляющей J_ϕ постоянна на всем сечении провода. Плотность второй составляющей изменяется по сечению провода таким образом, что ток распространяется по спирали. В цилиндрических координатах r , φ , z эта вторая плотность имеет три компоненты J_r , J_φ , J_z . Они могут быть найдены как решение уравнений Максвелла.

Известен эксперимент, который может служить экспериментальным доказательством существования указанной структуры постоянного тока.

При неизменной плотности основного тока в проводе передаваемая по нему мощность зависит от параметров структуры (α, χ) , которые влияют на плотность витков спиральной траектории тока. Таким образом, один и тот же ток в данном проводе может передавать различную мощность (зависящую от нагрузки).

Снова рассмотрим рис. 1. На участке **AB** по проводу передается энергия нагрузки **P**. Ей соответствует определенное значение параметров структуры (α, χ) и, как следствие, плотность витков спиральной траектории тока. На участке **CD** по проводу передается незначительная энергия. Ей соответствует малая плотность витков спиральной траектории тока.

Естественно, нагрузкой является и сопротивление самого провода. Следовательно, по мере прохождения тока по проводу спираль траектории тока выпрямляется.

Зависимость плотностей токов и напряженностей от переменной φ подробно рассмотрена в [2]. Вообще, предложенную в [2] математическую модель можно рассматривать как следствие данной модели при $\chi \rightarrow 0$.

Таким образом, показано, что существует такое решение уравнений Максвелла для провода с постоянным током, которому соответствует представление о

- законе сохранения энергии,
- спиральной траектории постоянного тока в проводе,
- передаче энергии вдоль и внутри провода,
- зависимости плотности спиральной траектории от передаваемой мощности.

Приложение 1.

Рассматривается решение уравнений (2.5-2.9) в виде функций (2.10-2.17). Далее производные по r будем обозначать штрихами. Перепишем уравнения (2.5-2.9) в виде

$$\frac{j_r(r)}{r} + j'_r(r) + \frac{j_\varphi(r)}{r} \alpha + \chi \cdot j_z(r) = 0, \tag{1}$$

$$\frac{h_r(r)}{r} + h'_r(r) + \frac{h_\varphi(r)}{r} \alpha + \chi \cdot h_z(r) = 0, \tag{2}$$

$$\frac{1}{r} \cdot h_z(r) \alpha - h_\varphi(r) \chi = j_r(r), \tag{3}$$

$$-h_r(r) \chi - h'_z(r) = j_\varphi(r), \tag{4}$$

$$\frac{h_\varphi(r)}{r} + h'_\varphi(r) + \frac{h_r(r)}{r} \cdot \alpha - j_z(r) = 0, \tag{5}$$

Умножим (5) на $(-\chi)$. Тогда получим:

$$-\frac{\chi \cdot h_\varphi(r)}{r} - \chi \cdot h'_\varphi(r) - \frac{\chi \cdot h_r(r)}{r} \cdot \alpha + \chi \cdot j_z(r) = 0, \tag{6}$$

Сравнивая (1) и (6), замечаем, что они совпадают, если

$$-h_\varphi(r) \chi = j_r(r), \tag{7}$$

$$-h_r(r) \chi = j_\varphi(r). \tag{8}$$

Важно отметить, что такое сравнение справедливо только при $j_z(r) \neq 0$. Уравнения (7), (8) совпадают с (3), (4) при $h_z(r) = 0$. Следовательно, при $j_z(r) \neq 0$ и $h_z(r) = 0$ уравнение (1) может быть исключено и система уравнений (1-5) упрощается и принимает вид

$$\frac{h_r(r)}{r} + h'_r(r) + \frac{h_\varphi(r)}{r} \alpha = 0, \quad (9)$$

$$-h_\varphi(r) \chi = j_r(r), \quad (10)$$

$$-h_r(r) \chi = j_\varphi(r), \quad (11)$$

$$\frac{h_\varphi(r)}{r} + h'_\varphi(r) + \frac{1}{r} \cdot h_r(r) \alpha = j_z(r). \quad (12)$$

Рассмотрим теперь случай, когда $j_z(r) = 0$. При этом исходная система примет вид:

$$\frac{j_r(r)}{r} + j'_r(r) + \frac{j_\varphi(r)}{r} \alpha = 0, \quad (13)$$

$$\frac{h_r(r)}{r} + h'_r(r) + \frac{h_\varphi(r)}{r} \alpha + \chi \cdot h_z(r) = 0, \quad (14)$$

$$\frac{1}{r} \cdot h_z(r) \alpha - h_\varphi(r) \chi = j_r(r), \quad (15)$$

$$-h_r(r) \chi - h'_z(r) = j_\varphi(r), \quad (16)$$

$$\frac{h_\varphi(r)}{r} + h'_\varphi(r) + \frac{1}{r} \cdot h_r(r) \alpha = 0. \quad (17)$$

Подставим (15, 16) в (13). Тогда получим:

$$\frac{1}{r^2} \cdot h_z(r) \alpha - \frac{1}{r} \cdot h_\varphi(r) \chi + \frac{1}{r} \cdot h'_z(r) \alpha - h'_\varphi(r) \chi - (h_r(r) \chi + h'_z(r)) \frac{\alpha}{r} = 0$$

или

$$\frac{1}{r^2} \cdot h_z(r) \alpha - \frac{1}{r} \cdot h_\varphi(r) \chi - h'_\varphi(r) \chi - h_r(r) \frac{\chi \alpha}{r} = 0 \quad (18)$$

При этом для вычисления трех напряженностей получим три уравнения (14, 17, 18). Исключим $h'_r(r)$ из (17, 18):

$$\frac{1}{r^2} \cdot h_z(r) \alpha - \frac{1}{r} \cdot h_\varphi(r) \chi + \left(\frac{1}{r} \cdot h_\varphi(r) + h_r(r) \frac{\alpha}{r} \right) \chi - h_r(r) \frac{\chi \alpha}{r} = 0$$

или

$$\frac{1}{r^2} \cdot h_z(r) \alpha = 0.$$

Таким образом, и при $j_z(r) = 0$ должно соблюдаться условие $h_z(r) = 0$. Итак, система уравнений (9-12) выполняется при любом $j_z(r)$.

Приложение 2.

В разделе 3 показано, что потоки энергии в сечении провода,

$$S = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix} = \rho \iiint_{r,\varphi,z} \begin{bmatrix} \overline{S}_r(r) \cdot si^2 \\ \overline{S}_\varphi(r) \cdot si \cdot co \\ \overline{S}_z(r) \cdot si \cdot co \end{bmatrix} dr \cdot d\varphi \cdot dz. \quad (1)$$

В точке $z=0$ оси OZ , учитывая (2.10, 2.11), имеем:

$$S = \begin{bmatrix} S_r \\ S_\varphi \\ S_z \end{bmatrix} = \rho \iint_{r,\varphi} \begin{bmatrix} \overline{S}_r(r) \cdot \sin^2(\alpha\varphi) \\ \overline{S}_\varphi(r) \cdot (-\sin(\alpha\varphi) \cdot \cos(\alpha\varphi)) \\ \overline{S}_z(r) \cdot (-\sin(\alpha\varphi) \cdot \cos(\alpha\varphi)) \end{bmatrix} dr \cdot d\varphi. \quad (2)$$

Рассмотрим вначале поток

$$S_z = \rho \iint_{r,\varphi} (\overline{S}_z(r) \cdot (-\sin(\alpha\varphi) \cdot \cos(\alpha\varphi))) dr \cdot d\varphi \quad (3)$$

или

$$S_z = -\frac{\rho}{2} \int_r \left(\overline{S}_z(r) \cdot \left(\int_\varphi \sin(2\alpha\varphi) \cdot d\varphi \right) dr \right) \quad (4)$$

или

$$S_z = \frac{\rho}{4\alpha} \cdot (1 - \cos(4\alpha\pi)) \int_r (\overline{S}_z(r) \cdot dr). \quad (5)$$

Аналогично,

$$S_\varphi = \frac{\rho}{4\alpha} \cdot (1 - \cos(4\alpha\pi)) \int_r (\overline{S}_\varphi(r) \cdot dr), \quad (6)$$

$$S_r = \pi\rho \int_r (\overline{S}_r(r) \cdot dr). \quad (7)$$

Очевидно, при любом выборе точки $z=0$ на оси OZ последнее соотношение сохраняется.

Литература

Примечание: **Vixra** – архив 'viXra Funding', <http://vixra.org/funding>,
DNA – "Доклады независимых авторов",
 ISSN 2225-6717, <http://dna.izdatelstwo.com/>

1. Хмельник С.И. Поток электромагнитной энергии в проводнике с постоянным током, DNA-32, ID16319679, 2015; ViXra, <http://vixra.org/abs/1503.0048>

2. Хмельник С.И. Структура постоянного тока, DNA-33, ID16537771, 2015; ViXra, <http://vixra.org/abs/1503.0241>
3. Хмельник С.И. Структура потока электромагнитной энергии в проводе с постоянным током, DNA-33, ID16537771, 2015; ViXra, <http://vixra.org/abs/1504.0061>
4. Торшин В.В., Бусыгин Б.П., Пащенко Ф. Ф., Круковский Л.Е. Эффект генерации постоянного электрического тока в неподвижном проводнике в постоянном магнитном поле. Институт проблем управления РАН им. В.А. Трапезникова. Альманах современной науки и образования, вып 12, 2008, <http://cyberleninka.ru/article/n/effekt-generatsii-postoyannogo-elektricheskogo-toka-v-nepodvizhnom-provodnike-v-postoyannom-magnitnom-pole>
5. Хмельник С.И. Эксперимент, подтверждающий существование четвертой электромагнитной индукции, этот сборник; архив 'viXra Funding', <http://vixra.org/abs/1601.0215>