

## СООТНОШЕНИЯ ГАРМОНИИ ДЛЯ ВНУТРЕННИХ И ВНЕШНИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ, СОЗДАВАЕМЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ТОКОМ В ПРОВОДНИКАХ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

В статье, исходя из того, что при прохождении однородного по сечению цилиндрического проводника радиуса  $R$  тока величина магнитного поля внутри проводника  $\vec{H}_i$  монотонно растёт с ростом расстояния  $r_i$  от оси цилиндра, а вне проводника  $\vec{H}_e$  уменьшается обратно пропорционально расстоянию  $r_e$  от оси, показано, что равенство модулей поля возможно при расстояниях  $r_i/R = \phi = (-1 + \sqrt{5})/2$ ,  $r_e/R = \Phi = (1 + \sqrt{5})/2$ , где  $\phi \approx 0,618\,034$ ,  $\Phi \approx 1,618\,034$  - константы золотого сечения. При этом найдены функции сумм внутренних и внешних векторных потенциалов  $\vec{A}_i + \vec{A}_e$ , задающих величины магнитного поля  $\vec{H}_i = \text{rot}\vec{A}_i$ ,  $\vec{H}_e = \text{rot}\vec{A}_e$ , для которых при  $r_i/R = \phi$ ,  $r_e/R = \Phi$  либо сумма потенциалов минимальна, либо 2-я производная от этой суммы равна нулю.

Подчеркнём, что этот принципиальный результат - нахождение функций (в частности, потенциалов), имеющих экстремумы при значениях параметров, при которых в данной системе появляются константы  $\phi$ ,  $\Phi$ , не является случайным и был обнаружен в работе автора статьи [1] для напряжённостей и потенциалов гравитационных полей однородных тел, имеющих шарообразную форму.

Дело в том что для однородных тел с плотностью  $\rho = \text{const}$ , имеющих форму шара радиуса  $R$  и массу  $M$ , ускорения свободного падения  $g$  и потенциалы  $\psi$  внутри шара  $g_i, \psi_i$  ( $r_i \leq R$ ) и вне шара  $g_e, \psi_e$  ( $r_e \geq R$ ) определяются выражениями:

$$g_i(r_i/R) = g_0 r_i / R, \quad \psi_i(r_i/R) = \psi_0 \cdot [3 - (r_i/R)^2] / 2 \quad (1),$$

$$g_e(r_e/R) = g_0 / (r_e/R)^2, \quad \psi_e(r_e/R) = \psi_0 / (r_e/R) \quad (2),$$

$$g_0 = GM/R^2 = 4\pi\rho GR/3, \quad \psi_0 = -G \cdot M/R = -4\pi\rho GR^2/3 \quad (3)$$

где  $G$  - гравитационная постоянная, а выражения для потенциалов выбраны так, чтобы потенциал на бесконечности ( $r = \infty$ ) был равен нулю.

Будем теперь отсчитывать ускорения и потенциалы от поверхности шара в единицах  $R$ :  $x_i = (R - r_i) / R$  и  $x_e = (r_e - R) / R$ . Тогда в единицах  $g_0, \Psi_0$

$$g_i(x_i) = 1 - x_i, \quad \psi_i(x_i) = -[3 - (1 - x_i)^2] / 2 \quad (4),$$

$$g_e(x_e) = 1 / (1 + x_e)^2, \quad \psi_e(x_e) = -1 / (1 + x_e) \quad (5)$$

Зависимости ускорений и потенциалов от  $x = x_i = x_e$  показаны на рис. 1-4.

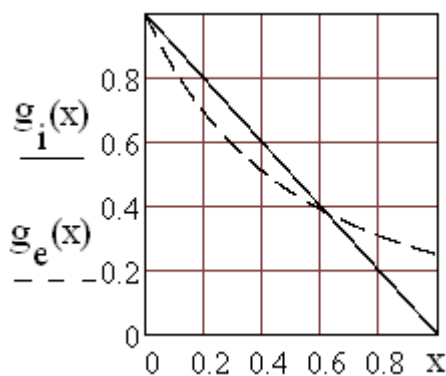


Рис. 1

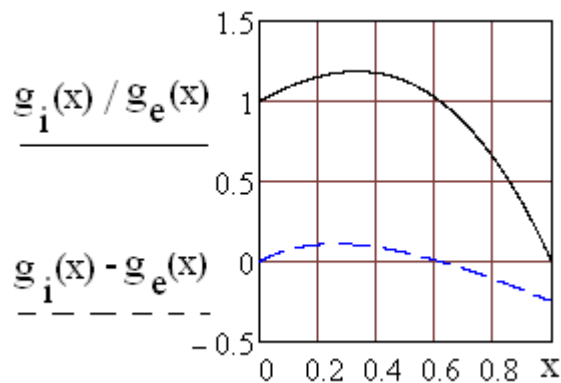


Рис. 2

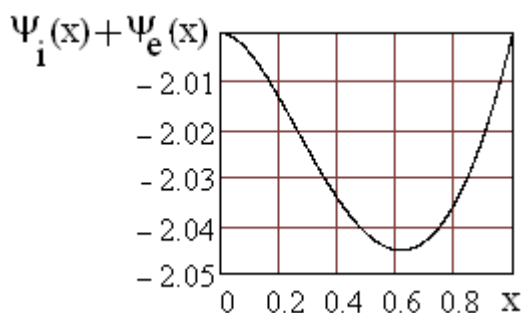


Рис. 3

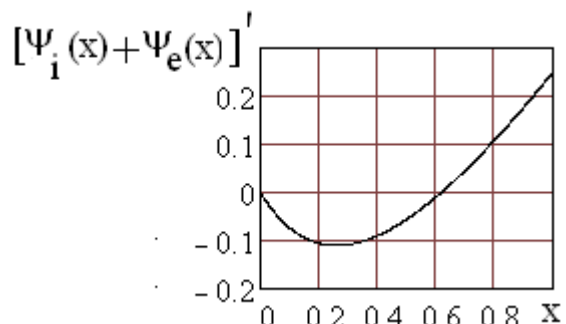


Рис. 4

Прежде всего, укажем, что  $g_i(x) = g_e(x) = \phi^2$  при  $x = \phi$ , т.е. ускорения равны на расстояниях от поверхности шара  $R - r_i = r_e - R = R \cdot \phi$ ! При этом сумма потенциалов (их среднее арифметическое)  $\psi_i(x) + \psi_e(x) = \Sigma_{\min} = -(1 + 5\phi) / 2$ !

Разность ускорений  $g_i(x) - g_e(x)$  имеет максимум, равный  $2 - 2^{1/3} - 2^{-2/3}$ , при  $x = \sqrt[3]{2} - 1$ , и для этого  $x$  имеет минимум функция  $d[\psi_i(x) + \psi_e(x)] / dx$ .

В то же время, так как любое целое число можно *точно* выразить через константы ЗС  $\phi, \Phi$  ( $1 = \Phi - \phi$ ,  $2 = \phi^2 + \Phi^1$ ,  $3 = \phi^2 + \Phi^2$ ,  $5 = (\phi + \phi)^2$  и т. д.)

получаем, что и максимальная разность ускорений точно выражается через константы  $\phi, \Phi$ .

Рассмотрим теперь параметры магнитного поля  $\vec{H}$ , создаваемого в цилиндрическом проводнике радиуса  $R$  при прохождении через него однородного постоянного тока плотностью  $\vec{j}$ . Расчёты будем проводить в абсолютной системе единиц Гаусса (СГС) [2], основу которой составляют механические единицы - сантиметр, грамм, секунда и единичный заряд, определяемый из закона Кулона, записываемого в виде  $\vec{F}_{1,2} = q_1 q_2 \vec{r} / \epsilon r^3$ ,  $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ . При этом диэлектрическая  $\epsilon$  и магнитная  $\mu$  проницаемости в СГС безразмерные величины, магнитная индукция  $\vec{B} = \mu \vec{H}$  и для вакуума  $\epsilon = 1$ ,  $\mu = 1$ . Для металлов парамагнетиков  $\mu \geq 1$ , напр., для алюминия  $\mu \approx 1,000022$ .

Так как распределение тока и поля обладает цилиндрической симметрией, для нахождения параметров поля используем теорему о циркуляции магнитного поля:  $\oint \vec{H} d\vec{l} = 4\pi \vec{J} / c$ ,  $c$  - скорость света. Внутри цилиндра на расстоянии  $r_i \leq R$  от его оси поле  $\vec{H}_i$  направлено вдоль касательной к окружности радиуса  $r_i$ , поэтому

$$\oint \vec{H}_i d\vec{l} = H_i \oint d\vec{l} = 2\pi r_i H_i, \quad J = \int \vec{j} d\vec{S} = \pi r_i^2 j \quad (6)$$

$$H_i = H_{i\phi} = 2\pi r_i j / c, \quad \vec{H}_{ir} = 0, \quad \vec{H}_{iz} = 0 \quad (7)$$

Вне цилиндрического проводника  $r_e > R$  магнитное поле  $H_e$  находится аналогично и поэтому

$$H_e = H_{e\phi} = 2\pi R^2 j / cr_e, \quad \vec{H}_{er} = 0, \quad \vec{H}_{ez} = 0 \quad (8)$$

Поскольку цилиндрический проводник аксиально симметричен, векторный потенциал магнитного поля имеет такие компоненты:  $A_r = A_\phi = 0$ ,  $A_z = A_z(r)$ .

Поэтому соотношение  $\vec{H} = \text{rot} \vec{A}$  внутри и вне цилиндра записывается в виде:

$$dA_{iz} / dr = -2\pi j r_i / c \quad \text{при} \quad r_i \leq R \quad (9)$$

$$dA_{ez} / dr = -2\pi R^2 j / cr_e \quad \text{при } r_e \geq R \quad (10)$$

Интегрируя дифференциальные уравнения (9), (10) и полагая при этом, что на поверхности цилиндра  $A_{iz}(R) = A_{ez}(R) = 0$ , получим, что:

$$A_{iz}(R) = \pi j (R^2 - r_i^2) / c \quad \text{при } r_i \leq R \quad (11),$$

$$A_{ez}(R) = 2\pi j R^2 \ln(R / r_e) / c \quad \text{при } r_e \geq R \quad (12)$$

Приравнивая величины магнитного поля (6),(7) внутри и вне цилиндра, получим, что их равенство имеет место при

$$r_i = R^2 / r_e \quad \text{или} \quad r_i = 1 / r_e \quad \text{при } R = 1 \quad (13)$$

Полагая единицу длины равной  $R = 1$ , получим, что (13), записанное в виде  $1 - x = 1 / (1 + x)$  выполняется при  $x = 0$ , т.е. на поверхности цилиндра. В то же время при неравных расстояниях точек от поверхности цилиндра (13) выполняется для бесконечного числа точек, в частности, при  $r_i = \phi$ ,  $r_e = \Phi$ .

Таким образом, в отличие от случая гравитационного поля однородных сферических объектов с обратной квадратичной зависимостью ускорения вне шара от расстояния до центра шара (см. соотношения (4)  $g_i(x_i) = 1 - x_i$  и (5)  $g_e(x_e) = 1 / (1 + x_e)^2$ ,  $g_i(x_i) = g_e(x_e)$  при  $x_i = x_e = \phi$ ) равенство напряжённостей внутренних и внешних магнитных полей для цилиндра невозможно при равных расстояниях  $x \neq 0$  от поверхности цилиндра.

Зависимости относительных величин внутренних и внешних магнитных полей  $h_i(r_i) = H_i / (2\pi j / c) = r_i$  и  $h_e(r_e) = H_e / (2\pi j / c) = 1 / r_e$  при  $R = 1$  показаны на рис. 5.

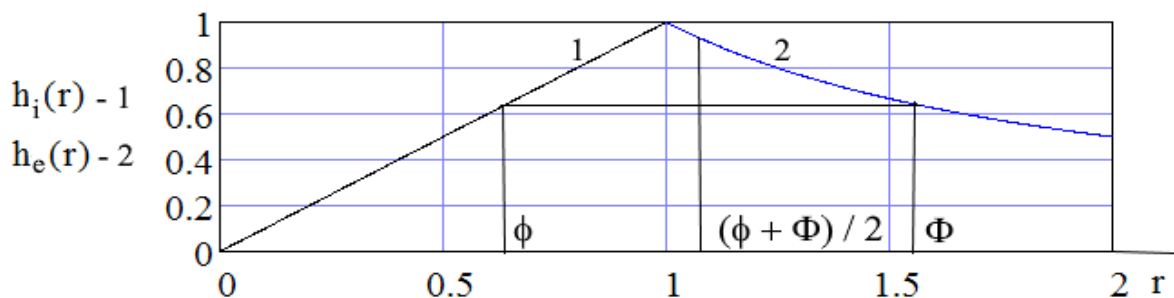


Рис. 5

Относительные величины векторных потенциалов внутри и вне цилиндра

$a_i(r) = A_{iz} / (\pi j / c) = 1 - r_i^2$ ,  $a_e(r) = A_{ez} / (\pi j / c) = \ln(1 / r_e)^2$  показаны на рис. 6.

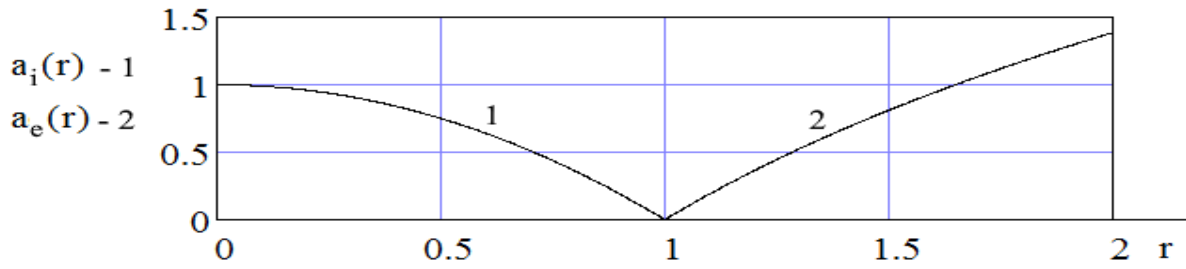


Рис. 6.

Из рис. 6 следует, что сумма модулей векторных потенциалов  $a_i(r) + a_e(r)$  минимальна на поверхности цилиндра при  $r_i = r_e = R = 1$ . При этом единицу можно представить как следующие две комбинации констант ЗС:  $1 = \phi\Phi = \Phi - \phi$ .

Экстремумы же сумм потенциалов, соответствующие магнитным полям  $h_i(r = \phi) = \phi$  и  $h_e(r = \Phi) = \phi$  (см. рис. 5), были найдены нами для 2-х функций.

1. Суммы величин потенциалов вычислялись в точках, симметричных к средней точке  $r = (\phi + \Phi) / 2 = \phi + 0.5$ , при их движении к точкам  $r_i = \phi$  и  $r_e = \Phi$

$$a_{is}(x) = 1 - (\phi + 0.5 - x)^2, \quad a_{es}(x) = \ln(\phi + 0.5 + x)^{-2} \quad (14),$$

$$a_s(x) = a_{is}(x) + a_{es}(x) \quad (15)$$

Соответствующие зависимости  $a_{is}(x)$ ,  $a_{es}(x)$ ,  $a_s(x)$  и  $da_s(x)/dx$  (кривые 1-4) показаны на рис. 7.

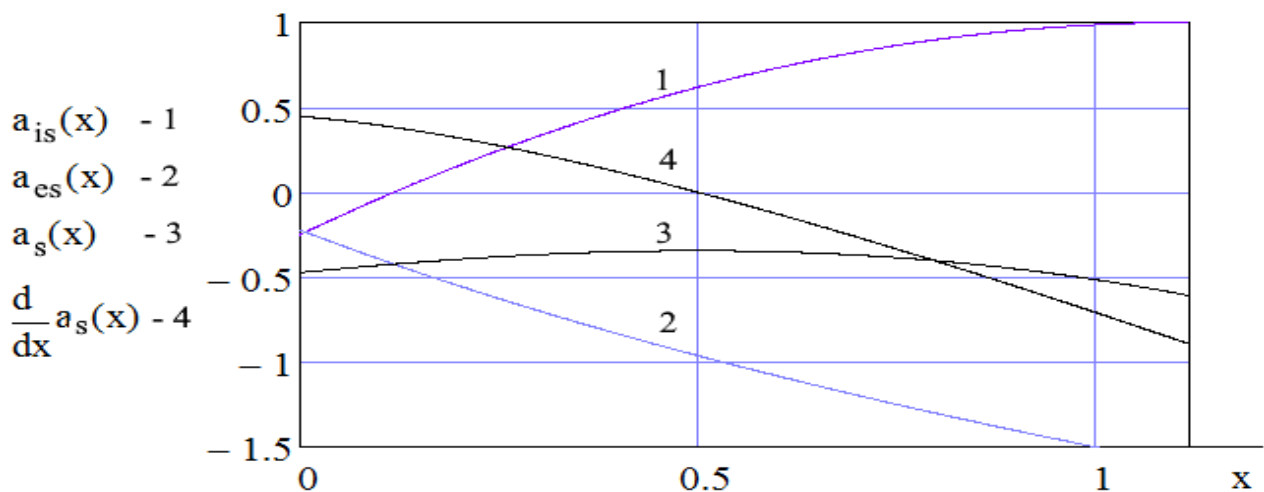


Рис. 7.

Из рис. 7 следует, что при  $x=0.5$  суммарная величина потенциалов  $a_s(0.5) = a_i(\phi) + a_e(\Phi)$  минимальна по модулю, что, казалось бы, подчёркивает особое значение точек ЗС  $r_i = \phi$  и  $r_e = \Phi$  по сравнению с другими точками по радиусу цилиндрического проводника.

Однако расчёты показали, что и в других точках, симметричных относительно средней точки  $r = (r_i + r_e) / 2 = (r_i + 1 / r_i) / 2$ , также имеет место минимум суммы векторных потенциалов.

2. Во втором случае векторные потенциалы вычислялись в точках, движущихся по радиусу от поверхности цилиндра  $r_i = r_e = R = 1$  к точкам  $r_i = \phi$  и  $r_e = \Phi$ . Однако в этом случае движение точек происходит с различной скоростью, поскольку  $1 - \phi = \phi^2$ , а  $\Phi - 1 = \phi$ .

Таким образом, на экстремум исследовались следующие функции

$$a_{i1}(x) = 1 - (1 - x)^2, \quad a_{e1}(x) = \ln(1 + \Phi x)^{-2} \quad (16),$$

$$a_1(x) = a_{i1}(x) + a_{e1}(x) \quad (17)$$

Соответствующие зависимости функций  $a_{i1}(x)$ ,  $a_{e1}(x)$ ,  $a_1(x)$ ,  $da_1(x)/dx$  (кривые 1-4) показаны на рис. 8.

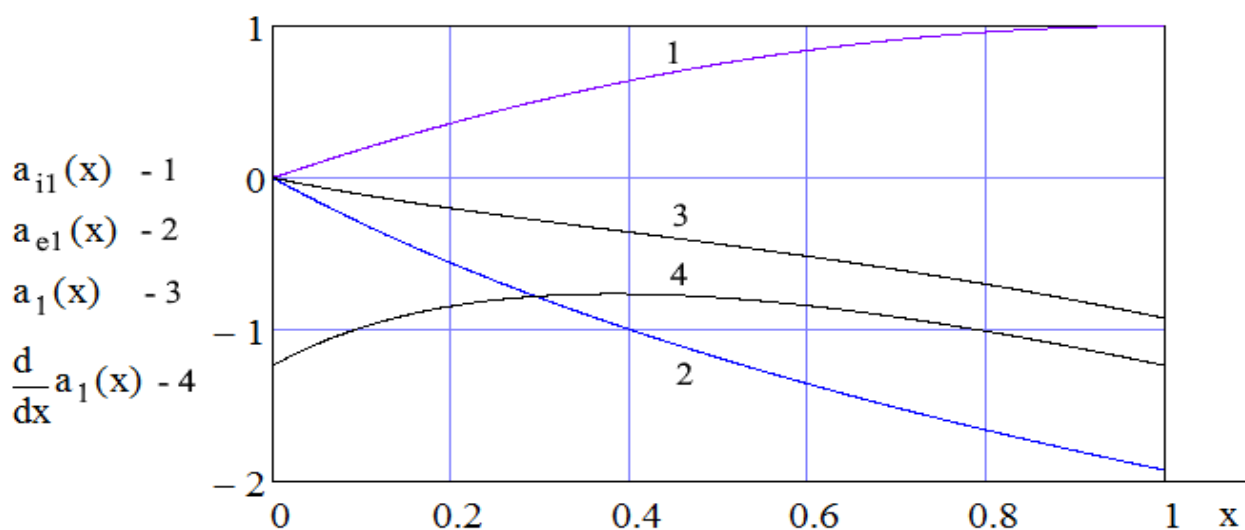


Рис. 8

Существенной особенностью введённой функции  $a_1(x)$  является то, что она

имеет точку перегиба при  $x = \phi^2$ , когда  $r_i = \phi$ ,  $r_t = \Phi$ , и при том 1-я производная  $da_1(x)/dx$  (кривая 4) имеет максимум, а 2-я производная обращается в ноль.

В этой связи отметим, что в [3,4] автором статьи установлено, что геометрические параметры Великих пирамид Гизы таковы, что они как бы «настроены» на ноль 2-й производной функций собственных гравитационных полей, как аддитивных - напряжённостей и потенциалов, так и неаддитивной функции – гравитационной энергии пирамиды.

В заключение укажем, что в классической электродинамике векторный потенциал  $\vec{A}$  обычно рассматривается как вспомогательная величина, используемая в вычислениях, но не имеющая особого физического смысла.

В квантовой же теории физический смысл векторного потенциала состоит в его влиянии на фазу волновой функции движущейся в магнитном поле частицы  $\Delta\varphi_H = (e / \hbar c) \int \vec{A} d\vec{l}$  [5,6].

Более того, эксперименты показали, что векторный потенциал может влиять на квантовую частицу даже тогда, когда напряженность магнитного поля в областях нахождения частицы всюду равна нулю, как это имеет место в эффекте Ааронова-Бома [7].

Аналогично тому, как скалярный электрический потенциал  $\Psi$  связан с понятием энергии  $E = T + U = mc^2 / \sqrt{1 - (v/c)^2} + q\Psi$ , векторный магнитный потенциал непосредственно связан с импульсом  $\vec{P} = m\vec{v} / \sqrt{1 - (v/c)^2} + q\vec{A}$ . Размерность векторного потенциала определяется отношением импульса к единице заряда, и в случае быстрого отключения магнитного поля частица, находившаяся в этом поле, получает дополнительный импульс  $q\vec{A}$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *А.Н.Шелаев*. Соотношения гармонии для внутренних и внешних гравитационных полей однородных тел и экстремумы функций средних значений

для потенциалов и ускорений. Актуальные проблемы современной науки, 2011, №2. - С.115-118.

2. *Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц.* Теория поля. Наука, 1973. – 502 С.

3. *А.Н. Шелаев.* К раскрытию геометрических и физических тайн Великих пирамид и их возможных аналогов. Академия тринитаризма. М., Эл., 77-6567, 2016, № 21783. – С. 1-17.

4. *А.Н. Шелаев.* К установлению причин различия геометрических и физических параметров Великих пирамид. Академия тринитаризма, М., Эл., 77-6567, 2016, № 21962. – С.1-14.

5. *Р.Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс.* Фейнмановские лекции по физике. М., Мир, 1966, т. 6, Электродинамика. - 343 С.

6. *Р. Фейнман, А. Хиббс.* Квантовая механика и интегралы по траекториям. М., Мир, 1968. – 382 С.

7. *Y. Aharonov, D. Bohm.* Significance of electromagnetic potentials in quantum theory. Phys. Rev., 1959, v. 115. - P.485-489.