

НАУЧНЫЙ ЖУРНАЛ
РУССКОГО ФИЗИЧЕСКОГО ОБЩЕСТВА

ЖУРНАЛ РУССКОЙ ФИЗИЧЕСКОЙ МЫСЛИ

**ЖРФМ, 2012, № 1-12
(ЖРФХО, Т. 84, вып. № 1)**

**Продолжение научного журнала ЖРФХО
РУССКОГО ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКОГО ОБЩЕСТВА,
возобновивших свою общественную, научную
и издательскую деятельность в России
16 апреля 1991 г.**

Публикует:

- наиболее актуальные, полезные, оригинальные работы соотечественников в области естествознания;
- письма читателей и научные статьи, программы и методики, рекламу и технические предложения, анализ, обзор, прогноз;
- энергетика, экология, охрана здоровья, сельское хозяйство, промышленность, техника, технология, экономика, наука.

*Не чины и звания, ни возраст и профессия авторов,
а степень общественной пользы и оригинальность их мысли –
единственный критерий отбора работ для публикации*

Приоритетная защита всех публикуемых материалов. Предназначен для всех, кому не безразличны современные земные проблемы, кто ищет конкретное поле деятельности для эффективного приложения своих интеллектуальных способностей.

ДЕВИЗ ЖУРНАЛА:

« EXPERIMENTIA EST OPTIMA RERUM MAGISTRA »

« Практика – замечательной мысли наставница »

да Винчи

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ БЕЗВИХРЕВЫХ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ

Ю.Н. Кузнецов

1. Двойственность свойств магнитного поля

Электрический заряд и его шарообразное поле инвариантны к повороту относительно двух взаимно ортогональных осей. Участок тока электрических зарядов и его цилиндрическое магнитное поле неизменны при повороте относительно одной их общей оси. Симметричная согласованность между источником и полем в электро- и магнитостатике обусловлена тем, что в природных явлениях поворотные симметрии причины и следствия не могут различаться.

Одноосная магнитостатика с роторным магнитным полем на один ранг менее симметрична, чем электростатика с потенциальным. Переход в магнитостатике к двухосному источнику поля накладывает запрет на одноосное роторное свойство, поэтому эквивалентным магнитной энергии становится потенциальное. Двойственность магнитостатики отвечает концепции симметрично-физических переходов. Суть её в том, что в природном явлении геометрия и физика неразрывно связаны, поэтому замена поворотной симметрии неизбежно сопровождается переменами в физическом содержании [1].

В конце 2009 года несколькими исследовательскими группами, пытавшимися обнаружить в охлаждённом спиновом льде монополь Дирака, были зарегистрированы [2] вкрапления потенциального магнитного поля (ППП). Их малость не позволяла утверждать об открытии ожидаемого магнитного заряда, поэтому появилась идея, замещающая дираковскую. В соседних ячейках магнитные микромоменты расположены крестообразно с парами векторов вовнутрь и

вовне (Рис.1). Под воздействием теплового движения общий микромомент переворачивается на 180° . В результате в каждой ячейке образуется избыток магнитных полюсов какого-либо знака в отношении трёх к одному (Рис.2). Их то и предполагают магнитными псевдозарядами.

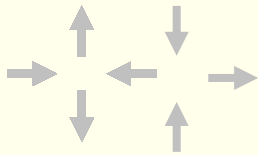


Рис.1

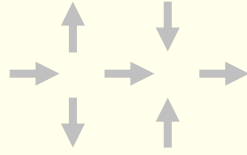


Рис.2

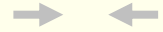


Рис.3



Фото 1

По мнению автора статьи – магнитные полюсы не являются материальными образованиями, а лишь названиями сторон соленоида с входящими и выходящими замкнутыми силовыми линиями. Для объяснения превращения роторного магнитного поля в потенциальное привлечём концепцию симметрично-физических переходов.

Уединённый микромомент и его роторное магнитное поле обладают одноосной симметрией. Они инвариантны к повороту только относительно общей оси. Для перехода к магнитостатике с двухосным ПМП нужен двухосный источник. Таким является аксиально-симметричная пара микромоментов (Рис. 3), инвариантная к повороту относительно общей оси и к её перевороту на 180° . С целью подтверждения способности этой пары создавать между одноимёнными полюсами ПМП, осуществлялось её моделирование парой постоянных магнитов (Фото 1). Увеличение на много порядков числа участвующих в эксперименте микромомен-

тов преумножило меру магнитного превращения, что позволило однозначно зарегистрировать ПМП.

Магнитное превращение в спиновом льде раскроем с учётом положительных результатов эксперимента.

Изначально в каждой из соседних ячеек расположены по две аксиально–симметричных пары микромоментов, которые будем называть магнитными псевдозарядами.

Положительным предлагается считать пару с расходящимися векторами, а отрицательным – со сходящимися. При близком расположении псевдозарядов противоположного знака разомкнутые силовые линии ПМП накоротко замыкаются. После переворота общего микромомента в каждой ячейке остаётся по одному псевдозаряду. Его силовые линии распрямляются, что делает возможным регистрацию ПМП.

2. Условия магнитного превращения около электротокового источника

Требуется выполнение двух условий. Исходное роторное свойство (не само магнитное поле) должно быть удалено из локальных областей (1), а для его замены потенциальным необходим положительный баланс магнитных энергий (2)

$$\sum \bar{H} = 0, \quad (1) \qquad \sum \omega > 0. \quad (2)$$

Поскольку двухосными являются системы равных и противоположно направленных токов зарядов, то условие (1) обеспечивается действием принципа суперпозиции, согласно которому роторные свойства у равных встречных магнитных полей взаимно компенсируются во всём внешнем пространстве. Понимание реализуемости второго условия нуждается в обращении к связи полевых свойств с энергетическими характеристиками.

В каждой локальной области пространства около двух токов зарядов общее магнитное поле определяется результа-

том геометрического суммирования векторов напряжённости (3). Возведём сумму векторов в квадрат (4), (5). Посредством равенства (6) перейдём к скалярной форме записи перекрёстного члена

$$\Sigma \bar{H} = \bar{H}_1 + \bar{H}_2, \quad (3) \quad \Sigma \bar{H}^2 = (\bar{H}_1 + \bar{H}_2)^2, \quad (4)$$

$$\Sigma \bar{H}^2 = H_1^2 + H_2^2 + 2\bar{H}_1 \bar{H}_2, \quad (5)$$

$$2\bar{H}_1 \bar{H}_2 = 2H_1H_2 \cos H_1H_2. \quad (6)$$

Умножив равенство (5) на $\frac{1}{2} \mu_0$ получаем формулу локального баланса магнитных энергий

$$\Sigma \omega = \omega_1 + \omega_2 \pm \omega_{12}. \quad (7)$$

Два первых члена составляют сумму положительных магнитных энергий токовых полей ($\Sigma \omega_T$). Перекрёстный член учитывает положительную потенциальную энергию магнитного притягивания между токами ($\Sigma \omega_{\Pi}$) и отрицательную – отталкивания ($\Sigma \omega_O$). Требуемый условием (2) положительный баланс магнитных энергий возможен в случае преобладания суммы энергий токовых полей над суммой энергий притягивающих и отталкивающих взаимно-действий между токами

$$\Sigma \omega_T > \Sigma \omega_{\Pi} - \Sigma \omega_O. \quad (8)$$

Реализуемость (8) покажем на примере магнитных полей системы из трёх токов (Рис.4),

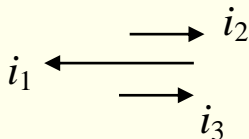


Рис.4

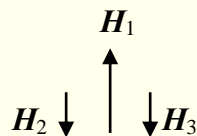


Рис.5

со следующими отношениями:

$$i_2 + i_3 = i_1, \quad (9) \quad \sum i = 0, \quad (10)$$

$$\overline{H}_2 + \overline{H}_3 = \overline{H}_1, \quad (11) \quad \sum \overline{H} = 0. \quad (12)$$

Особенностью токовой системы является совмещение в ней однонаправленных притягивающихся (i_2 i_3) и противонаправленных отталкивающихся ($i_1 i_2$, $i_1 i_3$) пар токов.

Запишем баланс магнитных энергий для локальных областей:

$$\sum \omega = \omega_1 + \omega_2 + \omega_{23} - \omega_{12} - \omega_{13}. \quad (13)$$

С учётом равенства (11) и равенств

$$H_2 = H_3 = \frac{1}{2} H_1, \quad (14) \quad \cos H_1 H_2 = \cos H_1 H_3 = -1, \quad (15)$$

$$\cos H_2 H_3 = +1, \quad (16)$$

раскроем содержание составляющих в (13)

$$\begin{aligned} \sum \omega = & \frac{1}{2} \mu_0 H_1^2 + \frac{1}{2} \mu_0 H_{2+3}^2 + \frac{1}{2} \mu_0 2 \frac{1}{2} H_1 \frac{1}{2} H_1 (+1) + \\ & + \frac{1}{2} \mu_0 2 H_1 \frac{1}{2} H_1 (-1) + \frac{1}{2} \mu_0 2 H_1 \frac{1}{2} H_1 (-1) = \frac{1}{2} \mu_0 \frac{1}{2} H_1^2. \quad (17) \end{aligned}$$

Используя равенство (17) – вычислим напряжённость потенциального магнитного поля

$$\omega_{\Pi} = \frac{1}{2} \mu_0 H_{\Pi}^2 = \frac{1}{2} \mu_0 \frac{1}{2} H_1^2, \quad (18)$$

$$H_{\Pi} = \sqrt{\frac{1}{2} H_1} \approx 0,7 H_1. \quad (19)$$

Образование ПМП противотоками в трёхжильном проводе подтверждено экспериментально.

Возвращаясь к магнитному превращению в спиновом льде, отметим местное выполнение условия (1). Около одноимённых полюсов аксиально-симметричной пары микро-

моментов у встречных магнитных полей роторные свойства в определённой мере взаимно компенсируются. Что касается условия (2), то налицо только магнитное отталкивание между одноимёнными полюсами. Либо сумма положительных полевых энергий преобладает над отрицательной энергией магнитного отталкивания. Либо магнитное притягивание имеется внутри каждого микромомента.

Электротоковое ПМП имеет явно релятивистскую природу. По мнению автора статьи магнитные зарядов нет.

Поскольку ПМП фактически есть и оно может быть переменным, то неизбежно существование немаквелловских двухосных электродинамических явлений.

3. Двойственность электродинамических явлений

В максвелловской локальной электродинамике причины образования поля описываются одноосными векторами плотности тока электрических зарядов (\bar{J}) и векторами напряжённости индуктирующих полей,

$$\left(\frac{\partial \bar{D}}{\partial \tau}\right), \left(\frac{\partial \bar{B}}{\partial \tau}\right).$$

Одноосны и следствия. Для перехода к описанию двухосных электродинамических явлений используем ранговое преобразование, переводящее одноосное векторное уравнение в двухосное скалярное

$$\left[\square A^{\nu} = -\mu_0 j^{\nu} \right]_{g_{\nu}} = \left[\square A^{\nu}_{\nu} = -\mu_0 j^{\nu}_{\nu} \right]. \quad (20)$$

В (20) двумя уравнениями с тензорами первого и нулевого рангов описываются разные по своей поворотной симметрии и по физическим свойствам участников причинно-следственные связи.

Сведём к нулю в правом уравнении производную по времени. В итоге получаем дифференциальную форму записи

теоремы Гаусса для двухосной электростатики (21) и уравнение для двухосной магнитостатики (22) с ПМП. Равенство (23) описывает двухосный токовый источник

$$\nabla\nabla\varphi = -\frac{1}{\varepsilon_0}\rho, \quad (21) \quad \nabla\nabla|\bar{A}| = -\mu_0|\bar{j}|, \quad (22) \quad |\bar{j}| = \rho|\bar{V}|. \quad (23)$$

Приравнявая нулю источники поля в левой и правой частях равенства (20), получаем описание симметрично-физического перехода в поле электромагнитной волны (ЭМВ), распространяющейся в свободном пространстве

$$[\square A^\nu = 0] \cdot g_\nu = [\square A^\nu{}_\nu = 0]. \quad (24)$$

4. Математическая модель двухосных электродинамических явлений

В равенстве (20) поле представлено потенциалами. Для перехода к напряжённости нужна соответствующая связь.

Вначале воспроизведём схему связей потенциалов и напряжённости в максвелловской электродинамике. При умножении обеих компонент одноосного 4-векторного потенциала

$$A^\nu = \left(\frac{1}{c}\varphi; \bar{A} \right) \quad (25)$$

на пространственную (∇) и временную ($\frac{\partial}{\partial\tau}$) производные в итоге получаем пять математически возможных результатов

$$\left(grad\varphi, rot\bar{A}, div\bar{A}, \frac{\partial\varphi}{\partial\tau}, \frac{\partial\bar{A}}{\partial\tau} \right). \quad (26)$$

Неоднозначность потенциалов позволяет для двух результатов сделать следующий выбор

$$\operatorname{div} \bar{A} = 0, \quad (27) \quad \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} = 0, \quad (28) \quad \operatorname{div} \bar{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} = 0. \quad (29)$$

Остающиеся связи между потенциалами и напряжённостями

$$\bar{E} = -\operatorname{grad} \varphi - \frac{\partial \bar{A}}{\partial \tau}, \quad (30) \quad \bar{B} = \operatorname{rot} \bar{A} \quad (31)$$

входят в 4–мерную максвелловскую математическую модель одноосных электродинамических явлений в виде равенства

$$F^{\nu\mu} = \frac{\partial A^\mu}{\partial x_\nu} - \frac{\partial A^\nu}{\partial x_\mu}. \quad (32)$$

По такой же схеме создадим связи в двухосном поле. Вначале одноосный 4–векторный потенциал (25) посредством математической операции рангового преобразования (33) переведём в двухосный 4–скалярный

$$[A^\nu] \cdot g_\nu = [A^\nu{}_\nu], \quad (33) \quad A^\nu{}_\nu = \left(\frac{1}{c} \varphi; |\bar{A}| \right). \quad (34)$$

Умножим обе компоненты 4–векторного потенциала (34) на пространственную и временную производные

$$\bar{E} = -\operatorname{grad} \varphi, \quad (35) \quad |\bar{E}| = -\frac{\partial |\bar{A}|}{\partial \tau}, \quad (36)$$

$$\bar{B} = -\operatorname{grad} |\bar{A}|, \quad (37) \quad |\bar{B}| = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \varphi}{\partial \tau}. \quad (38)$$

Сделав необходимые математические построения, сведём равенства (35) – (38) в 4–мерную формулу (39), подробности о которой имеются в первом верхнем ряду таблицы 1

$$K^\nu = \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial A^\nu{}_\nu}{\partial x_\nu}. \quad (39)$$

Таблица 1

$K^\nu = \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial A_\nu^\nu}{\partial x_\nu}$ $A_\nu^\nu = \left(\frac{1}{c} \varphi; \bar{A} \right)$ $A_\nu^\nu = \left(\frac{1}{c} \varphi; - \bar{A} \right)$ $K^\nu = c \varepsilon_0 E^\nu + H_\nu$	$H_\nu = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial \bar{A} }{\partial x_\nu}$ $H^\nu = (c \bar{D} ; \bar{H})$	$ \bar{D} = -\varepsilon_0 \frac{\partial \bar{A} }{\partial \tau}$ $\bar{H} = -\frac{1}{\mu_0} \text{grad} \bar{A} $
$E^\nu = \frac{\partial \varphi}{\partial x_\nu}$ $E^\nu = (c \bar{B} ; \bar{E})$	$ \bar{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \varphi}{\partial \tau}$ $\bar{E} = -\text{grad} \varphi$	
$\frac{\partial K^\nu}{\partial x^\nu} = j_\nu^\nu$ $j_\nu^\nu = \left(\rho; \bar{j} \right)$ $j_\nu^\nu = \left(\rho; - \bar{j} \right)$	$\frac{\partial H_\nu}{\partial x^\nu} = - \bar{j} $	$\text{div} \bar{H} = \bar{j} + \frac{\partial \bar{D} }{\partial \tau}$
	$\frac{\partial E^\nu}{\partial x^\nu} = \frac{1}{\varepsilon_0} \rho$	$\text{div} \bar{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} \rho - \frac{\partial \bar{B} }{\partial \tau}$
$\square K^\nu = -\frac{\partial j_\nu^\nu}{\partial x_\nu}$	$\square H_\nu = \frac{\partial \bar{j} }{\partial x_\nu}$	$\square \bar{D} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \bar{j} }{\partial \tau}$ $\square \bar{H} = \text{grad} \bar{j} $
	$\square E^\nu = -\frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\partial \rho}{\partial x_\nu}$	$\square \bar{B} = -\mu_0 \frac{\partial \rho}{\partial \tau}$ $\square \bar{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} \text{grad} \rho$
$\square A_\nu^\nu = -\mu_0 j_\nu^\nu$		$\square \varphi = -\frac{1}{\varepsilon_0} \rho$ $\square \bar{A} = -\mu_0 \bar{j} $

По аналогии с магнитным потенциалом (33), (34) преобразуем одноосный токовый источник в двухосный (40), (41)

$$[J^{\nu}] \cdot g_{\nu} = [J^{\nu}_{\nu}], \quad (40) \quad J^{\nu}_{\nu} = (cp; \mathbf{J}). \quad (41)$$

Посредством умножения (39) на оператор $\frac{\partial}{\partial x^{\nu}}$ с минусовым знаком перейдём к равномерно переменным напряжённости в двухосном ЭМП. Максвеллоподобные уравнения

$$\frac{\partial K^{\nu}}{\partial x^{\nu}} = j^{\nu}_{\nu} \quad (42)$$

размещены во втором ряду таблицы 1.

Для одновременного учёта скоростного и ускоренного изменений в ЭМП равенство (39) умножим на оператор Даламбера

$$\square K^{\nu} = -\frac{\partial j^{\nu}_{\nu}}{\partial x_{\nu}}. \quad (43)$$

Подробности о равенстве (43) в третьем ряду таблицы 1.

В последнем ряду находится уравнение Даламбера для потенциалов, которое получается посредством подстановки (39) в (42)

$$\square A^{\nu}_{\nu} = -\mu_0 j^{\nu}_{\nu}. \quad (44)$$

Скоростной составляющей переменного ЭМП соответствуют записи двух индукционных явлений из второго ряда таблицы 1

$$\operatorname{div} \bar{E} = -\frac{\partial |\bar{B}|}{\partial \tau}, \quad (45) \quad \operatorname{div} \bar{H} = \frac{\partial |\bar{D}|}{\partial \tau}. \quad (46)$$

В ускоренно изменяющемся ЭМП следствия из (45), (46) переменны. Они, в свою очередь, становятся причинами второго порядка, обуславливающими два других индукционных явления

$$\operatorname{grad}|\overline{E}| = \frac{\partial \overline{B}}{\partial \tau}, \quad (47) \quad \operatorname{grad}|\overline{H}| = -\frac{\partial \overline{D}}{\partial \tau}. \quad (48)$$

Для выявления их места в математической модели умножим (45) и (46) на $\epsilon_0 \frac{\partial}{\partial \tau}$ и $\mu_0 \frac{\partial}{\partial \tau}$.

В итоге имеем:

$$\operatorname{div} \frac{\partial \overline{D}}{\partial \tau} = -\epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 |\overline{H}|}{\partial \tau^2}, \quad (49) \quad \operatorname{div} \frac{\partial \overline{B}}{\partial \tau} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 |\overline{E}|}{\partial \tau^2}. \quad (50)$$

Чтобы получить волновые уравнения,

$$\Delta |\overline{E}| = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 |\overline{E}|}{\partial \tau^2}, \quad (51) \quad \Delta |\overline{H}| = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 |\overline{H}|}{\partial \tau^2}, \quad (52)$$

нужно первые производные по времени в (49), (50) заменить первыми пространственными производными. Эта цель достигается подстановкой равенств (47), (48).

Для получения электромеханической связи выполняются те же действия, что и в максвелловской электродинамике. Но вместо двух уравнений привлекаются четыре. Делать это не будем, а запишем лишь конечный результат:

$$\overline{S} = \overline{E}|\overline{H}| + \overline{H}|\overline{E}|. \quad (53)$$

Лучеподобные векторы \overline{S} свидетельствуют о продольной ориентации полевых векторов. Поперечная плоская ЭМВ занимает в 4-мерном пространстве две взаимно ортогональные пространственные координаты (Y, Z). Свободными остаются пространственная (X) и временная (скалярная – ст) координаты, которые продольно–скалярная ЭМВ и занимает двумя векторами и двумя скалярами в виде модулей векторов.

5. Практический аспект

ПМП может быть использовано в научных исследованиях, в различных технологиях, в медицине, в вооружениях.

Обнаружено намагничивание электропроводника потенциальной магнитной компонентой излучения солёной воды комнатной температуры. Корпус действующей подводной лодки, находящийся в морской воде, несомненно, намагничён ПМП. Пока нет оснований полагать эту намагниченность демаскирующим фактором. Ответ зависит от достижимой чувствительности соответствующего магнитометра.

Нуждается в исследовании возможность использования продольно-скалярных ЭМВ в радиосвязи и в радиолокации. Продольно-скалярная ЭМВ образуется при противофазном наложении полей поперечных ЭМВ (Рис.6). Например, в суммирующем волноводе (Рис.7).

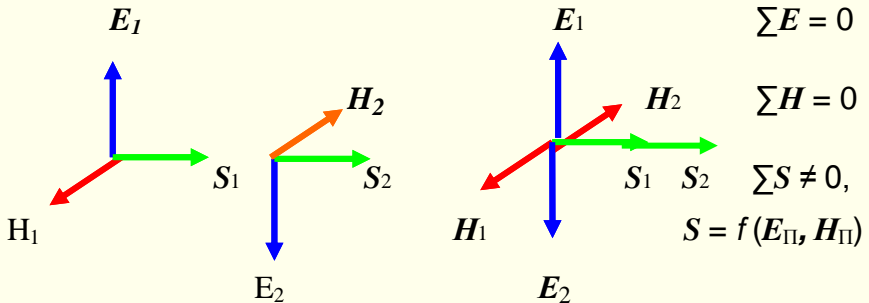


Рис.6

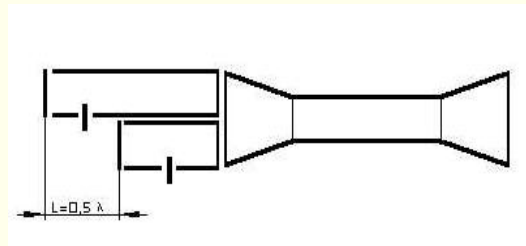


Рис.7

Для реализации перехода полевых свойств выполняются оба необходимых условия (1), (2). Роторные свойства встречных электрических и магнитных полей взаимно компенсируются ($\sum \bar{E} = 0$, $\sum \bar{H} = 0$). Электромагнитная энергия для замены исчезнувших роторных свойств потенциальными (\bar{E}_Π , \bar{H}_Π) имеется. Это видно из рисунка, где векторы потока плотности электромагнитной энергии геометрически суммируются ($\sum \bar{S} \neq 0$). Потерь положительной полевой энергии нет, поскольку оба поля ЭМВ со своими токовыми источниками не связаны. Потенциальные энергии электрических и магнитных взаимодействий в соответствующих балансах отсутствуют.

Целесообразно применение комбинированных продольно-поперечных ЭМВ, позволяющее использовать весь спектр наклонных поляризаций между поперечной и продольной. В частности, своевременно изменяя поляризацию электрической компоненты, можно отвести в сторону ракету уничтожения радара ПВО.

В корпорации «Интел» создано устройство, способное противозапно суммировать два одинаковых лазерных луча поперечного света.

Продольный свет не воспринимается глазом и фотодиодами. Предстоит создание чувствительных к нему элементов. Полупроводниковые матрицы, воспринимающие широкий диапазон частот продольного света, даст возможность астрофизикам фотографировать объекты Вселенной в продольном свете.

Одной из областей применения лазерного луча продольного света является оптоинформатика.

Литература

1. Кузнецов Ю.Н. Экспериментальное обнаружение продольной ЭМВ и продольного света // ЖРФМ, 2010, № 1-12, с. 53 - 67.

<http://www.rusphysics.ru/files/Kuznenchov.Experimentalynoe.pdf>

2. S.T.Bramwell et al., Nature 461, 956 (2009).

3. Кузнецов Ю.Н. Продольные ЭМВ как следствие симметрично-физической распространяющейся электромагнитной энергии двойственности // Электродинамика и техника СВЧ, КВЧ и оптических частот. 2007 - Т.15, N 2(44). - С.177-181. - Библиогр.: 7 назв.

Кузнецов Юрий Николаевич, – инженер-физик, научный эксперт Русского Физического Общества, kun3461@yandex.ru

