

ЭНЦИКЛОПЕДИЯ РУССКОЙ МЫСЛИ

ТОМ 19

**ДОКЛАДЫ
РУССКОМУ
ФИЗИЧЕСКОМУ
ОБЩЕСТВУ,
2013**

(Сборник научных работ)



**Москва
«Общественная польза»
2013**

КИНЕТИКА МАГНЕТИЗМА ТОКА

(идя к истокам)

(Впервые публикуется полностью. – Редакция)

Заев Н. Е.

Магнитное поле – производное магнитных моментов μ_i частиц. Ориентация μ_i обусловлена внешними воздействиями; наблюдаемое поле суть "полимерная" сумма μ_i , ориентированных – или в виде нитей (H_{\parallel}), или колец и спиралей (H_{\perp}). Приводится объяснение известных и новых эффектов магнетизма тока.

* * *

Электродинамика исходит из постулата: магнитное поле создаётся вследствие движения потока или отдельных зарядов. Более "совершенные" её варианты отрицают наличие магнитного поля как физической категории. В Берклиевском курсе физики, в разделе "Электричество и магнетизм" [1] Э. Парселл полагает явления, по традиции называемые "магнитными", в реальности лишь проявлениями кулоновских сил. Они не более чем результат электрического релятивистского взаимодействия между движущимися зарядами. Магнитного поля нет; о нём не забывают лишь ради удобств при объяснении явлений электродинамики. Однако, в [1, стр. 181] оговариваются, что это справедливо, если верны постулаты теории относительности, если заряд инвариантен и если верен закон Кулона.

Более категорично и более аргументировано те же взгляды отстаивает Г. В. Николаев в своей монографии [2]. По его мнению, учение об электромагнетизме и, в частности, электродинамика, – в тенетах заблуждений и противоречий*.

*) Будучи чрезвычайно обеспокоен критическим положением в электродинамике как частным проявлением кризиса фундаментальной науки, Г. В. Николаев в ноябре 1998 г. разослал своеобразный рескрипт "Научный вакуум. Кризис в фундаментальной физике. Есть ли выход?" с призывом радикального пересмотра всех основ знаний. Настоящая статья и следует этому призыву.

И в [2] автор обосновывает возможности построения непротиворечивой электродинамики. Однако строит её – оставаясь в рамках исторически сложившихся образов тока и магнетизма, – признаваясь в процессе построения, что и "новая" электродинамика не снимает всех противоречий. Перечень несоответствий в электродинамике занял 30 стр. в [2]. В дополнение к ним Николаев Г. В. приводит 49 экспериментов, объяснение которых (по его мнению) невозможно на уровне современных представлений об электромагнетизме. И, тем не менее, в «Непротиворечивой электродинамике» не появилось ничего кардинально нового, кроме образа продольного магнитного поля H_{\parallel} , и не отвергнуто ничего отжившего из арсенала классической электродинамики. Более того, не приняты во внимание глубокие исследования Иосифьяна А. Г., давно обратившего внимание на несовершенства электродинамики [3, 4]. На протяжении всей своей деятельности он, отстаивая взгляды Фарадея и Максвелла на природу электромагнетизма, достиг немало в деле органичного введения в их учение тех новых физических образов, что появились впоследствии (электрон, квант, флюксонид). При этом он существенно дополнил работы своих предшественников по сопряжению дискретных образов с классическим электромагнетизмом (Дирака, Лоренца, Миткевича). Полагаю, Г. В. Николаев существенно облегчил бы свою задачу, включив в свой круг интересов исследования А. Г. Иосифьяна, давно обозначившего контуры новой электродинамики.

Destruam et aedificabo

Непонятно почему при обсуждении основ диа-, пара-, ферро-, ферримагнетизмов, то есть магнетизма веществ, – с предельной строгостью учитываются орбитальные μ_i и спиновые μ_s магнитные моменты электронов, атомов, частиц, но при описании магнетизма токов в проводниках (веществах), в вакууме (!), вклад μ_s (μ_i) обходится вниманием. Фундаментальным, исходным образом наших представлений об электромагнетизме, со времён Эрстеда, служит скромная на вид зависимость для прямого тока:

$$H_{\perp} = \frac{i}{2\pi \cdot R} \quad (\text{в принятых обозначениях}) \quad (1)$$

Тут всё ясно: ток – поток зарядов. Коль они движутся (а это несомненно*), значит своим движением и создают поле H_{\perp} .

Post hoc, ergo propter hoc. И потому уверенно пишут:

$$H_{\perp} = \frac{i}{2\pi \cdot R} = \frac{N \cdot e \cdot V}{2\pi \cdot R} = \frac{n \cdot e \cdot V \cdot S}{2\pi \cdot R}, \quad (2)$$

где: e – заряд, N – число зарядов, n – объёмная их концентрация, S – сечение проводника (потока), V – его скорость. Вклад μ_s в итоговое H_{\perp} игнорируется; лишь в [1, с. 372] указывается на нереальность учёта μ_s в H_{\perp} . Для дальнейшего поясним: H_{\perp} означает поперечное току магнитное поле, H_{\parallel} – параллельное току; H_{\perp} возникает при $\mu_s \perp i$, H_{\parallel} – при $\mu_s \parallel i$. Обратим внимание и на какое-то умолчание (умышленное или вследствие недосмотра) в понимании « n » – объёмной концентрации зарядов e : n есть концентрация всех имеющихся зарядов, свободных, или это лишь концентрация «активных», участвующих в процессе зарядов?

Для вещества, по которому протекает ток, –

$$n_0 = \frac{A_0}{V_m} = \frac{\text{число} \text{ _ Авогадро}}{\text{объём} \text{ _ 1кг / моля}} = \text{const}, \quad (2)$$

а по (2) очевидно, что $n = \frac{H_{\perp} \cdot 2\pi \cdot R}{e \cdot V \cdot S}$, то есть не имеет ничего

общего с физически действительной концентрацией свободных зарядов в проводнике (в предположении 1 электрон на 1 атом). В самом деле, – в металлах [6] концентрация свободных электронов $n_0 \sim 10^{28} \text{ м}^{-3}$; при токе 10 А/мм^2 , $S = 1 \text{ мм}^2 = 1 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$, средняя (дрейфовая) скорость $V \sim 10^{-2} \text{ м·сек}^{-1}$, при 300^0 К . При $R = 1 \text{ см} = 1 \cdot 10^{-2} \text{ м}$ имеем по (1):

*). Р.В. Поль считает: «...В высшей степени правдоподобно, что носители заряда в металлах... электроны»; но это не даёт оснований для отказа от новых опытов (с. 425). «Под электроном часто полезно понимать не больше чем заряд... независимо от его возможного разделения и локализации...» (с. 418) [5].

$$H_{\perp} = \frac{10}{6,28 \cdot 10^{-2}} = 1,592 \cdot 10^2 \text{ А/м.}$$

Следовательно, –

$$n = \frac{1,592 \cdot 10^2 \cdot 6,28 \cdot 10^{-2}}{1,6 \cdot 10^{-16} \cdot 10^{-2} \cdot 1 \cdot 10^{-6}} = 6,248 \cdot 10^{24},$$

то есть реальная n_0 на четыре порядка превосходит « n ». Следовательно, фигурирующая в (2) « n » – не более как подгоночный параметр, имеющий целью обеспечить видимость проникновения в тайны проводимости металлов.

Современная электродинамика построена на определяющей роли заряда электрона при полном пренебрежении к его магнитному полю. Это и обусловило её нынешнее тревожное состояние.

Связь H_{\perp} с « i » объяснима и без допущения: «движение « e » порождает H ». Более содержательно такое положение: ориентация μ_s при движении и создаёт H , движение « e » создаёт лишь i . Приложение к веществу поля E создаёт ориентацию N_s эквивалентных единиц $\bar{\mu}_s \perp E$; возникает поле $H \perp E$; E обуславливает движение N_e единиц зарядов e , ($N_e > N_s$) параллельно E , у которых ориентации $\mu \parallel E$ и $\mu \perp E$ могут быть или взаимно компенсированы, и тогда поле $H_{\parallel} = 0$, или хотя бы локально не скомпенсированы, и тогда вдоль тока могут существовать зоны с $\vec{H}_{\parallel} > 0$ или $\vec{H}_{\parallel} < 0$. Для дальнейшего правомерно положить, что N_e движущихся зарядов, будучи частично ориентированы $\perp E$, создают H_{\perp} . Причём, число эффективных μ_s , создающих H_{\perp} :

$$N_s = N_e \cdot \sin \alpha; \quad (\alpha \text{ есть угол } \vec{E} \wedge \bar{\mu}_s), \text{ а способных создавать}$$

$$\vec{H}_{\parallel} = N_e \cdot \cos \alpha, \text{ так что степень «полимеризации» } \gamma = \frac{N_s}{\vec{H}_{\parallel}} = \operatorname{tg} \alpha;$$

и она зависит от плотности тока, состояния среды, в которой он течёт, температуры её и т.п.; джоулево тепло создают $e N_{\parallel}$.

В нормальных условиях $\alpha = \text{const}$.

Незаслуженно обходится вниманием факт наличия магнитного момента у нейтрона, не имеющего электрического заряда:

$$\mu_n = 1,9131 \cdot \mu_{\text{яд}}, (\mu_{\text{яд}} = 5,05038 \cdot 10^{-24} \text{ эр} \cdot \Gamma \cdot \text{с}^{-1} = 5,05038 \cdot 10^{-26} \frac{\text{Дж}}{\text{Тл}}).$$

Является ли μ_n следствием движения каких-либо субэлементарных зарядов – неизвестно. Распад нейтрона на протон, электрон, фотон вовсе не свидетельствует об их наличии в цельном нейтроне. О происхождении μ_s электрона считается неприемлемым говорить как о вращающемся заряженном волчке (спин). Более прилично объяснять μ_s его квантовым происхождением, хотя даже в специальной монографии [6] оно не приводится (μ_s вытекает из релятивистского уравнения Дирака. (Физ. энци. М., 1994. Том 4. С. 631.)).

Из факта $\mu_n > 0$ у нейтрона, не имеющего заряда, ничто не мешает признать магнитное поле частиц не следствием спина (некоего виртуального вращения – движения заряда), а имманентным свойством их. Признать магнитное поле самостоятельной физической категорией, а не удобным термином для мечущихся зарядов.

Наличие магнитного поля у тока смещения – постулированное Максвеллом – является показателем того, что магнитное поле – особое состояние вакуума, сопутствующее $\frac{dE}{dt}$. Но в [1]

отрицается физическая реализация – и самих токов смещения, и магнитного поля их. В своё время обнаружению магнитного поля у токов смещения было посвящено много работ американских, английских, русских учёных. Убедительных свидетельств не нашлось (Заев Н. Е. Свойства токов смещения. – М., 1977. 306 с. Рукопись). И только в 1982 г. нами было дано обоснование этому [8, с. 62]. Причина: поле H_{\perp} тока смещения подавляется H_{\perp} тока поляризации; остаётся только H_{\perp} вакуумной компоненты тока смещения.

Обратись Ампер к изучению магнетизма до открытия Эрстедом магнитного поля тока, – он бы, наверное, объяснил его как $\sum \mu_s$, то есть возникающее H_{\perp} как сумму электронных

магнетиков, как когда-то он объяснил поле постоянных магнитов суммой магнетизмов молекулярных токов.

И тогда и он, и все последующие поколения пользовались бы не (1), а писали бы:

$$H_{\perp} = \frac{N_s \cdot \bar{\mu}_s}{2\pi \cdot R^3 \mu_0}.$$

И тогда бы вся электродинамика имела иной вид.

Все те по-истине несчётные зависимости, закономерности, уравнения Максвелла, сила Лоренца и т.д. имели бы более простой вид, имели бы меньше противоречий, привнесённых ещё и релятивизмом.

И заряд был бы лишь зарядом, движется он или покоится.

Магнитное поле – только сумма μ_s .

И оно в μ_s само есть магнитная сущность. – Сама по себе.

Несмотря на то, что e и μ_s – разные категории, – они, видимо, равны, будучи выражены в неких единицах, неизвестных сегодня.

В веществе электронный газ, в отсутствии внешних воздействий находясь под действием фактора kT (k – постоянная Больцмана, T – °K), имеет хаотичную ориентацию μ_s , становясь во внешнем поле H парамагнетиком.

По [1] выстраивание (полимеризация) μ_s далеко от совершенства. Тепловые колебания создают хаотичное распределение направлений μ_s . И не все вещества парамагнетики, потому что обычно в атомах и молекулах μ_s сгруппированы попарно, причём μ_s направлены противоположно; и $\bar{\mu}_s$ уничтожает $\bar{\mu}_s$.

Продолжая это представление для тока зарядов, следует допустить спаривания μ_s в общем потоке как самое распространённое, а эффективную ориентацию μ_s – создающих H_{\perp} или H_{\parallel} – как находящихся лишь в определённом (γ) отношении к общему числу зарядов, зависящих к тому же от температуры и других внешних условий. Это спаривание, в высшей степени неустойчивое ввиду $T \gg T_k$, – по существу предшествует куперовским парам. Они устойчивы при $T < T_k$; их энергия связи – $3,5 \cdot kT_k$. И они создают

элементы потока $\Phi_0 = \frac{h \cdot c}{2e}$.

Следует отметить, что оператор энергии системы спинов (выражающий взаимодействия через μ_s и так называемую обменную энергию) был разработан, но только для нескольких частных явлений, а не был распространён как всеобъемлющий (эффект Зеемана, спин-орбитальное взаимодействие).

Излагаемая концепция требует особого внимания на ориентацию и движение μ_s под действием всевозможных сил.

$$F_1 = e \cdot E;$$

$$F_2 = m \cdot \omega^2 \cdot R \quad (\omega - \text{угловая скорость, } R - \text{радиус вращения});$$

$$F_3 = m \cdot g \quad (g - \text{ускорение свободного падения});$$

$$F_4 - \text{под действием эффекта Магнуса};$$

$$F_5 - \text{сила Кориолиса, равная } 2m \cdot \left[\overline{V} \times \overline{\omega} \right],$$

$$F_6 = \mu_s \cdot \text{grad } B.$$

Процессы установления ориентации, сил взаимодействия меж моментами μ_s становления линейных или кольцевых образований и распада их – с мига приложения F_i – протекают во времени, по каким-то законам магнитной кинетики. Они сложны; и разработку их предстоит взять на себя будущим исследователям.

В теориях сверхпроводимости роли подобных нитей, вихрей, колец придаётся решающее значение. Так называемая двумерная решётка вихрей Абрикосова разработана детально. И её следует считать той законченной их формой, наблюдаемой в сечении проводника, которую предлагаемые трёхмерные вихри, нити обретают в ходе понижения температуры, по мере уменьшения разрушающей роли фактора kT .

Нет ни возможности, ни нужды давать исчерпывающее обоснование очевидной ориентации μ_s этими силами, действующими совместно или порознь. Качественное же описание есть смысл привести.

1. Под действием поля E заряд e движется ускоренно, и $\overline{\mu}_s$ устанавливается $\perp \overline{E}$, ибо $\parallel \mu_s$ ориентация неустойчива ввиду высоковероятного возникновения (из-за тепловых колебаний) момента, относительно μ_s от воздействия \overline{E} на периферийные зоны электрона вращающихся "зарядов" (вокруг $\overline{\mu}_s$).

2. Под действием центробежной силы ($m \cdot \omega^2 \cdot R \cdot \bar{\mu}_s$) устанавливаются \parallel оси вращения (эффект Барнетта).

3. Сила тяжести ориентирует $\bar{\mu}_s \perp \bar{g}$ (эффект Колли; H_{\perp} не ожидалась, потому и не измеряли).

4. Эффект Магнуса проявляется на электронах, у которых $\bar{\mu}_s \perp \bar{E}$: они "отодвигаются" ими к периферии тока, ибо в экваториальной области μ_s поле \bar{E} действует так, что или ускоряет, или тормозит вращение (так возникает "сила Лоренца" в физической действительности).

5. Сила Кориолиса ориентирует $\bar{\mu}_s \parallel$ оси вращения. В поле \vec{H} μ_s ориентируется соответственно как $\bar{\mu}_s$ или $\bar{\mu}_s$ потому, что силовая линия в себе имеет признак, для образности: $\vec{\omega}$ или $\bar{\omega}$. Этот образ вращения силовой линии вокруг своей продольной оси упоминается В. Ф. Миткевичем [7] как вихревые трубки Томсона. Очевидно, благодаря им, при наличии \bar{V} , поступательной скорости у электрона, – эффект Магнуса обусловит его движения так, как будто действует "сила Лоренца".

6. Сила ($\bar{\mu} \cdot \text{grad } B$) ориентирует $\bar{\mu}_s \parallel \text{grad } B$. Она обычно исчезающе мала. Такие силы действуют во всех перечисленных выше ситуациях; и они исключают полную равновероятность ориентации $\bar{\mu}_s$ и $\bar{\mu}_s$ по \bar{F}_i .

Ориентирующее действие этих сил может приводить к виртуальному спариванию двух $\bar{\mu}_i$ и $\bar{\mu}_i$ при $T > T_k$, отчего в веществе могут странствовать эти пары как кванты магнитного потока

$\Phi_0 = \frac{h \cdot c}{e + e}$, произвольно ориентированные. Оно же обусловли-

вает при обычных (комнатных) условиях появление и исчезновение (виртуальных) нитей и колец (спиралей). То есть – и H_{\parallel} вовне, и

H_{\perp} . Для оценок: энергия взаимодействия μ_s при взаимодействии R :

$$A_s = \frac{\mu_s^2}{R^3}; \quad kT \sim 4,14 \cdot 10^{-2} \text{ Дж при } T = 300 \text{ }^\circ\text{K}.$$

Следовательно, уже на отстоянии R диполи в состоянии «полимеризоваться», взаимодействуя с силой притяжения, обеспечивающей энергию связи $A_s \geq kT_k$, когда R при $300 \text{ }^\circ\text{K}$:

$$R_k = \sqrt[3]{\frac{\mu_s^2}{4,14 \cdot 10^{-21}}} = 2,73 \cdot 10^{-9} \text{ м},$$

то есть на расстоянии, в миллион раз превосходящем радиус электрона ($2,81 \cdot 10^{-15} \text{ м}$), примерно в 10 раз превосходящем длину свободного пробега в металле ($\sim 30 \cdot 10^{-10} \text{ м}$).

Сближению μ_s должны противодействовать кулоновские силы отталкивания одноименных зарядов e (с μ_s); принято считать, однако, что они нейтрализуются полями атомов вещества. Ведь куперовские пары, видимо, – реальность и основа теорий сверхпроводимости.

Общеизвестно свойство ферромагнитных веществ терять свои выдающиеся магнитные свойства при нагревании, причём у каждого из них есть своя температура T_c (температура Кюри): Co – 1150°C ; Fe – 770°C ; Ni – 360°C ; Gd – 17°C . Очевидно, при T_c энергия взаимодействия меж μ_s , обеспечивающая их полимеризацию, образование упорядоченных структур, $A < kT_c$. Естественно, это происходит и при прохождении тока: $H_\perp \rightarrow 0$, когда $T \rightarrow T^\circ$, если T° – температура, когда в данном материале проводника $A \ll kT^\circ$. T° , надо полагать, зависит от плотности тока. Обнаружить это явление деградации магнетизма тока сравнительно просто. Индуктивность на кварцевом цилиндре имеет две обмотки с числом витков w_1 и w_2 . Они намотаны так, что витки расположены рядом ($w_1 = w_2$). Индуктивность помещается в керамический сосуд, заполняется песком и обогревается газовыми горелками. Первичная обмотка подключается к источнику униполярных импульсов тока, такого, чтобы плотность его была минимальной, лишь надёжно измеряемой по ЭДС индукции с w_2 . Постепенно повышая температуру песка (индуктивности), наблюдают за ЭДС на w_2 – она будет снижаться с ростом температуры и при T° исчезнет.

Другим радикальным шагом в наших представлениях стали перемены в описании классического электрона. Особенно неприемлемым было то, что экваториальная скорость его вращения (для обеспечения μ_s) была в 300 раз выше скорости света. В нашей работе "Полиморфизм классического электрона" [8] обосновано многообразие форм и размеров электрона (вместо сферы – диск, цилиндр или эллипсоид вращения), вместо $m = \text{const}$ – переменная масса, переменная частота вращения – при постоянстве заряда, μ_s механического момента. И тут же подчёркивается, что в контролируемых, согласованных, то есть "стандартных" условиях эксперимента всегда будут воспроизведены справочные значения « m ». И всё это при экваториальной скорости \leq скорости света.

В свете этой работы, использование $m = \text{const}$, V в (2) – представляется анахронизмом, впрочем, как и скорости света $c_0 = \text{const}$.

Потому, далее, пора усомниться в классическом постулате: «электроны неразличимы». Согласно [8] распределение масс электронов по величине (как и их скоростей) вполне правомерно считать по любой статистике, соответствующей опыту. Массу – как аккумулятор энергии – следует равноправно представить в дифференциалах кинетической энергии и импульса:

$$d\left(\frac{m \cdot V^2}{2}\right) = \frac{1}{2} \cdot V^2 \cdot dm + mV \cdot dV,$$

$$d mV = m \cdot dV + V \cdot dm.$$

Эта запись в механике принята ещё в прошлом веке. К такой неклассической трактовке образа электрона с середины XX века настойчиво вынуждает вся совокупность наших знаний физики магнетизма и твёрдого тела (эффективная масса электрона, анизотропная, циклотронная, даже отрицательная...).

Альтернативен неразличимости электронов постулат:

электроны различимы, электроны индивидуальны, может быть, – далеко за запятой.

Принятие этого постулата только расширит теоретические и экспериментальные возможности электромагнетизма. В потоке электронов с энергией $A = \text{const}$ содержатся индивиды с m_i и V_i при

постоянстве A . Именно, $m_i = \frac{2A}{V_i^2}$.

Разумеется, в эксперименте можно разделять их – как по V_i , так и по m_i , при $A \sim \text{const}$. Такую задачу, естественно, экспериментаторам пока не ставили.

В настоящее время как о данности пишут о сверхсветовой скорости применительно к материальным средам [9]. И фундаментальные уравнения Максвелла, уже столетие служащие практике, как выяснилось недавно, совершенно неприменимы для коротких и ультракоротких импульсов (впрочем, Максвелл сам предупреждал об их неприменимости к незамкнутым токам). К ним неприменим – и интеграл Дюамеля, и ступенчатые функции Хевисайда [10].

Как видим, исходных сведений для обоснования отступления или отказа от устоявшихся образов магнетизма вполне достаточно.

* * *

Nil admirari

Выражение (1) для кругового тока – Ампер, наверное, записал бы так:

$$H_s = \frac{N_s \cdot \mu_s}{2\pi \cdot \mu_0 \cdot R^3}, \quad (3)$$

μ_0 – магнитная постоянная. Разумеется, в его времена ещё не был открыт электрон e , но феноменологию взаимодействия токов многие в XIX веке записали так: сила от элементов тока:

$$dF = \frac{i_1 \cdot i_2}{c^2 \cdot R^2} \cdot [di_1 \times di_2 \times R].$$

Отсюда получают (1).

Современные теории ферромагнетизма объясняют постоянные магниты – в поле их применимости – как континуум ориентированных μ_s , а не орбитальных (где электроны предположительно обращаются по круговым орбитам); полимеризованные μ_s , по видимому, находятся в некотором тепловом движении, своеобразном "дрожжании", сохраняя, однако, преимущественно одинаковую ориентацию, будучи связаны один с другим силами,

называемыми обменными. В итоге создаётся H_{\perp} постоянного магнита без поступательного движения зарядов, только благодаря согласной ориентации их магнитных полей. Очевидной иллюстрацией справедливости этого служит существование гейслеровых сплавов, постоянные магниты из которых не отличаются от обычных, хотя не содержат ферромагнитных элементов. Обычно эти сплавы состоят из Al, Cu, Mn, Sn, As, Sb.

Интересные выводы, может быть для будущего, о кинетике становления магнитного поля в индуктивности получаются из соотношения двух экспериментально надёжно установленных

величин: магнитной M и тепловой энергии Q в ней, если $x = \frac{t_i}{\tau}$,
 t_u – длительность импульса, $\tau = L/R$ – постоянная времени, R – сопротивление:

$$\eta = \frac{0,5 \cdot L \cdot i^2}{R \int_0^{t_i} i^2 \cdot dt} = \frac{0,5 \cdot 1 - e^{-x^2}}{x - 2 \cdot 1 - e^{-x} + 0,5 \cdot 1 - e^{-2x}}. \quad (4)$$

При $x = 0,05; 0,1, \eta = 14,88; 7,55$ соответственно (93,7%; 88,3%) и т.д.

Очевидно, при $x \rightarrow 0, \eta \rightarrow \infty$, что означает исчезновение джоулева тепла, иными словами – отсутствие сопротивления ($R \rightarrow 0$) или индуктивности, обуславливая, хотя бы на сотни фемтосекунд, состояние сверхпроводимости. Если определить значение x , при котором знаменатель в η обратится в нуль, то можно бы было и найти длительность этой сверхпроводимости, фантомом присутствующей при каждом включении индуктивности. Всё это справедливо в недоказанном ещё предположении, что (4) соблюдается при сколь угодно малых значениях « x ». Но следует усомниться в этом, судя по тезисам [10] и нашим результатам (экспериментальная работа автора "Импульсы в двоянной линии: индукции, скорости, энергии", 15 стр. рукописи, 9 рис., Москва, февраль 1999). При малых x законы Джоуля–Ленца и Ома могут иметь иной вид.

Как показано в [11], с момента приложения $U_0 = \text{const}$ к концам проводника (или при появлении $E, B/m$) в течение времени $t_0 > \frac{l}{c}$ (l – длина с проводника, c – скорость света) по его длине распространяется фронт поляризации атомов (они становятся диполями) без обнаружимого магнитного поля. Вслед идёт ориентация μ_s в электронном газе, становление волны поля $\perp H_s$.

И только потом электроны начинают движение (на данном участке) с возникновением сопутствующего джоулева тепла. Именно это и демонстрирует вышеприведённый анализ. Эксперименты с большими плотностями токов показали наличие t_0 ("короткой стадии"), в течение которой как бы нарушается закон Кирхгофа:

нет члена $L \cdot \frac{di}{dt}$ при наличии тока [12].

К моменту установления стационарного тока в любом сечении проводника есть плотность поверхностных связанных зарядов σ [$\text{Кл}/\text{м}^2$]; так что вследствие поляризации ϵ (диэлектрическая проницаемость) в металле достигает уровня $10^7 \div 10^8$ и $\epsilon \sim ch\omega t$, (в интервале $\infty \div 1$). Возможность этого обсуждалась Голицыным Б. Б., Флоренским П. А. [11].

Скорость фронта поляризации (см. работа автора «Импульсы в двоянной линии: индукции, скорости, энергии», 15 стр. рукописи, 9 рис. Москва, февраль 1999):

$$U_\phi = \frac{z}{\sqrt{L \cdot C}}; \quad z = e^{\frac{\Delta t}{R_c \cdot \Delta x^2}} \cdot \left(1 - e^{\frac{\Delta t \cdot R}{L}}\right)^{-2}, \quad (5)$$

где Δt – длительность фронта, Δx – его длина, L, C – погонные значения индуктивности и ёмкости. В зависимости от $z > < 1$ – $U_\phi > < C_0$ – скорости света. О суперсверхсветовых скоростях сообщает Н. Д. Колпаков [13].

Снова к (1), (3).

Для согласования с опытом следует приравнять сумму элементарных магнитных моментов полю прямо го тока:

$$H_e = H_s = \frac{N_s \cdot \mu_s}{2\pi \cdot \mu_0 \cdot R^3} = \frac{i}{2\pi \cdot R}. \quad (6)$$

Русское Физическое Общество

R – отстояние от оси тока, μ_0 – магнитная постоянная $1,256 \cdot 10^{-6}$ Гн/м, N_s – общее число "активных" частиц. Очевидно, ток i создаёт N_e частиц в единицу времени (сек⁻¹): $\frac{i}{e}$, e – заряд: у электрона $1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл. Относительно N_s нельзя сказать, что это их число в 1 сек: они могут обеспечить $H_s = H_e$, иногда оставаясь и неподвижными. Продуктивнее считать N_s лишь частью тока, движущейся со скоростью от 0 до V_e . Потому число эффективных μ_s , создающих H_s :

$${}_s N_s = \frac{i \cdot 2\pi \cdot R^3 \cdot \mu_0}{2\pi \cdot R \cdot \mu_s} = i \cdot R^2 \cdot \frac{1,256 \cdot 10^{-6}}{0,9283 \cdot 10^{-23}} = i \cdot R^2 \cdot 1,352 \cdot 10^{17}. \quad (7)$$

Но, с другой стороны, через любое сечение проводника за время свободного пробега $\tau = \frac{\bar{l}}{V}$ проходит зарядов $n_e = \frac{i}{e} \cdot \tau$, причём, очевидно, –

$$\begin{aligned} \tau &\sim \frac{\bar{l} \cdot 2 \cdot m \cdot V_T}{\bar{l} \cdot e \cdot E} = \frac{2 \cdot m \cdot V_T \cdot L}{e \cdot V_0} = \frac{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{31} \cdot 1 \cdot 10^5 \cdot L}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot V_0} = \\ &= 11,375 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{L}{V_0}, \end{aligned}$$

ибо $V_T \sim 1 \cdot 10^5$ [м·с⁻¹], то есть:

$$n_e = \frac{i \cdot 11,375 \cdot 10^{-7} \cdot L}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot V_0} = 7,1 \cdot 10^{12} \cdot \frac{i \cdot L}{V_0} \text{ электронов.}$$

В плоскости "толщиной" \bar{l} ($\perp i$), ${}_e H_{\perp} = \frac{7,1 \cdot 10^{12} \cdot i \cdot L}{U_0} = {}_s H_{\perp}$

должно содержаться тогда из (7):

$$\begin{aligned} n_s &= i \cdot R^2 \cdot 1,352 \cdot 10^{17} \cdot \frac{\tilde{l}}{L} = \frac{i \cdot R^2}{L} \cdot 1,352 \cdot 10^{17} \cdot 30 \cdot 10^{-10} = \\ &= 40,56 \cdot 10^7 \cdot \frac{i \cdot R^2}{L}. \end{aligned}$$

Отношение $\frac{n_e}{n_s}$ показывает, насколько бывшая "магнитосоздающая" способность движущихся электронов больше или меньше таковой у ориентированных:

$$\frac{n_e}{n_s} = \frac{\frac{7,1 \cdot 10^{12} \cdot i \cdot L}{V_0}}{\frac{4,056 \cdot 10^8 \cdot i \cdot R^2}{L}} = \frac{1,75 \cdot 10^4}{V_0 \cdot R^2}, \quad (8)$$

то есть, условно говоря, один μ_s создаёт магнитное поле такое, как $\frac{1,75 \cdot 10^4}{V_0 \cdot R^2}$ токообразующих электронов. Это соотношение количественно иллюстрирует степень эквивалентности (адекватности) истинного $\perp H_s$ традиционному $\perp H_e$.

Из такого представления следует парадоксальный вывод: при некотором значении тока i у него исчезает магнитное поле.

В самом деле, если в проводнике на участке $\tilde{l}_{n_s} = 1$, то:

$$n_e = \frac{1,75 \cdot 10^4}{V_0 \cdot R^2} \ll 7,1 \cdot 10^{12} \cdot \frac{i \cdot L}{V_0} \quad (9)$$

или:

$$i_k \leq \frac{1,75 \cdot 10^4 \cdot V_0}{V_0 \cdot R^2 \cdot 7,1 \cdot 10^{12} \cdot L} = \frac{2,46 \cdot 10^{-9}}{R^2 \cdot L} \quad (A). \quad (10)$$

(Здесь L – длина проводника). Это минимальный ток, измеримый электромагнитным прибором.

Можно пойти дальше.

При данном M (магнитная энергия) в (4) справедливо равенство: $\sqrt{2M} = 1 - e^{-x}$,. Или иначе: $(1 - \sqrt{2M}) = e^{-x}$. После разложения $x = \ln(1 - \sqrt{2M})$ получаем:

$$x = \sqrt{2M} + M + \frac{3}{2} \cdot M \cdot \sqrt{2M} + M^2 \dots$$

Русское Физическое Общество

Из $M_k = 0,5 \cdot L \cdot i_k^2$ следует её минимальное значение (если не подвергать сомнению i_k на участке \tilde{l}) в проводнике (L – индуктивность цепи):

$$M_k = \frac{L \cdot i_k^2}{2} = \frac{L}{2} \cdot \left[\frac{2,46 \cdot 10^{-9}}{R^2 \cdot L} \right]^2 = 3,025 \cdot 10^{-18} \cdot \frac{L}{R^4 \cdot L^2} \quad (11)$$

Так что для оценки $t_n = (x \cdot \tau)$ имеем:

$$x \sim M_k^2 = 9,155 \cdot 10^{-36} \cdot L^2 / R^8 \cdot L^4; \quad L = 2M_k / i^2; \quad R_0 = U_0 / i;$$

$$\tau = L / R_0 = (2 \cdot 3,025 \cdot 10^{-18} \cdot L \cdot R^2 \cdot L) / (R^4 \cdot L^2 \cdot V_0 \cdot 2,46 \cdot 10^{-9}).$$

$$\text{Отсюда: } 245 \cdot 10^{-9} \cdot L \cdot 9155 \cdot 10^{-36} \cdot L^2 \cdot 2251 \cdot 10^{-45} \cdot \tau \cdot \dots \quad (12)$$

и $R \cdot L \cdot V_0 \cdot R^8 \cdot L^4 \cdot R \cdot 10 \cdot \tau \cdot \dots$

О О

Если R – радиус проводника, $1 \text{ мм} = 1 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $V_0 = 10 \text{ В}$, L – длина, 1 м , то

$$22 \cdot 51 \cdot 10^{-45} \cdot \tau$$

$$\tau = 2251 \cdot 10^{-16} \text{ сек.}$$

Поскольку $L = 0,1 \text{ Гн}$, то и $1030 \cdot 10^{-16}$ сверхпроводящее состояние длится $t_n = 22,51 \cdot 10^{-19} \text{ с}$, а при 1 Гн $t_n = 2,25 \cdot 10^{-15} \text{ с}$, то есть несколько фемтосекунд. Чем выше L , индуктивность, тем дольше протекает ток сверхпроводимости.

АВ (2) концентрация зарядов n (м.3) неопределима. Поэтому далее $n \sim V_m A_0$

и число частиц $\sim V_n$ если V_n – объём проводника. Следовательно, если $\sim V_m$ магнитная восприимчивость,

2

$N \cdot 11 A_e \cdot S \cdot L \cdot V$:

$H - H - s \cdot t''' s \sim \dots$

$s - e - 21 t \cdot R_3 \sim - V \cdot 27 t R \cdot 2 m V \cdot L$

м т

(13)

Отсюда

$$A \cdot e \cdot S \cdot I \cdot v = R \cdot I \cdot S \cdot V = R \cdot I \cdot S \cdot v$$

$$N = 0.0 = 2737.10240(14)$$

$$s \cdot 2 \cdot U \cdot T \cdot U \cdot L \cdot \Pi \cdot V \cdot L$$

$$\dots \tau \dots s \dots$$

Положим, для численной привязки, в медном проводнике $L = 1 \text{ м}$, $U = 2 \text{ В}$, $S = 1 \text{ мм}^2 = 1 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$, $R = 1 \cdot 10^{-3} \text{ В} = 709 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3 \approx 9 \cdot 685 \cdot 10^{-6}$

($\approx 1 \cdot 081 \cdot 10^{-9} \text{ м}$, уд., плотность - 8960 кг/м^3). Тогда

$$2 \cdot 1 \cdot 1 \cdot 10^{-9} \cdot 9 \cdot 685 \cdot 10^{-6} \cdot 10^{-6}$$

$$N = 2737.1024 \cdot 1 = 7477.109$$

$$\dots 7 \cdot 09 \cdot 10^{-3} \cdot 1 \dots$$

Следовательно, по (13)

$$N = N = 74,77 \cdot 109,0,928 \cdot 10^{-23} = 114 \text{ А}$$

$$\text{се} 28 \cdot 1 \cdot 10^{-9} \cdot 9 \cdot 685 \cdot 10^{-6} \text{ м} \dots$$

Соответственно, ток $i = 11,4 \cdot 6,28 \cdot 10^3 = 71,6 \cdot 10^3 \text{ А}$. для тока, по (2), но с тем существенным отличием, что концентрация носителей истинная,

$$A \cdot e \cdot 2 \cdot I \cdot v = s \cdot 602 \cdot 1023 \cdot 256 \cdot 10^{-38} \cdot 30 \cdot 10^{-10} \cdot 2 \cdot 1 \cdot 10^{-6} \text{ А}$$

$$N = 0.0 = 114$$

$$e \cdot 4 \pi U \cdot R \cdot m \cdot V \cdot L \cdot 4 \cdot 3 \cdot 14 \cdot 709 \cdot 10^{-3} \cdot 1 \cdot 10^{-3} \cdot 91 \cdot 10^{-31} \cdot 105 \cdot 1 \cdot \text{ м}$$

$$\dots \tau \dots$$

полном соответствии с ИС. По-видимому, и впредь следует пользоваться истинной концентрацией частиц.

Рассмотрим физическую "подоплёку" индуктивности на примере двух равных $L_1 = L_2$

$$w; \cdot 82w; \cdot 81$$

$$L_2 = \sim 0 \cdot = \sim 0 \cdot \sim \cdot = L_1$$

$$c \cdot L_2 \cdot c \cdot L_1$$

$$(11)$$

здесь CL - длина соленоида. Их отношение

$$w; \cdot 82$$

$$c \cdot L_2$$

$$\sim = 2 \cdot w \cdot 1 \cdot 81$$

$$c \cdot L_1$$

$$_ w; \cdot S_2 \cdot c \cdot L_1 \cdot 2 \cdot$$

$$w_1 \cdot S_1 \cdot c \cdot L_2$$

Далее, полагая $82 = 21t.R2$, $R2$ - радиус соленоида 2, $R1$ - соленоида 1; если диаметр обмоточного провода $2r$, то длина провода всей обмотки $21t.R.w$ и объём её $V = 21t.R.w.l.t.i$, так что вес её $m = 21t.R.w.l.t.i.d$, $d - \kappa z/m^3$. Тогда имеем

$$w .21t-R _x.[2 .1t.R2. L .w 11 _2222 c12$$

,... -22

W - 2

$$п. R . x . r . x . R . L . w 1111c21$$

$$m2 . R;'cL1 . w2 m1. R;'cL2' w1$$

$$m2.R;-w2 m1 .R; ,w1$$

$$\text{если } cL1 = cL2$$

(12)

Если же и $R2 = R1$, то

$$m2 ,w2$$

$$/l= m1,w1$$

То есть при равных индуктивностях и размерах отношение произведения массы провода и числа витков вакуумной индуктивности к такому же произведению индуктивности с магнетиком равно его проницаемости. Этот вывод звучит как теорема и свидетельствует об определяющей роли не только числа μ_s в объёме обмоточного провода, но и того, как этот объём реализован обмотками, из-за взаимовлияния витков. По аналогии с расчётом намагничённости некоего объёма по Ланжевену [14], когда его магнитный момент $M. = /l. . N . (ctha - \sim ' \text{определим } H_{\parallel}$, для чего вместо $a = o kT \cdot (H - \text{внешнее магнитное поле})$, запишем энергию как

$$/l .H/l$$

Е. е. $1 = v . e$, V - микроскопическая разность потенциалов на участке 1.

$$- V.l$$

$$L$$

Очевидно, усреднённое значение $V = !.-$, где L - длина проводника. Тогда:

$$a = \frac{e \cdot V_0 \cdot \bar{l}}{3kT \cdot L}. \text{ При } 300^0K, a \ll 1, \text{ вследствие чего функция}$$

Ланжевена $L(a) = ctha - \frac{1}{a} \cong \frac{a}{3}$, и потому момент:

$$M_s = \frac{N \cdot \mu_s \cdot e \cdot V_0 \cdot \bar{l}}{3kT \cdot L}, \text{ намагничённость:}$$

$$I = \frac{M_s}{V_n} = \frac{N \cdot \mu_s \cdot e \cdot V_0 \cdot \bar{l}}{3V_n \cdot kT \cdot L}. \quad (13)$$

V_n – объём. Потому внутри проводника напряжённость $H_{\parallel} = \frac{I}{\aleph}$.

$$H_{\parallel} = \frac{N \cdot \mu_s \cdot e \cdot V_0 \cdot \bar{l}}{3V_n \cdot kT \cdot L \cdot \aleph} \frac{A}{m}. \quad (14)$$

Численные оценки дают крайне малое значение H_{\parallel} .
Например, для вышеприведённых $N_s = 74,77 \cdot 10^9$

$$H_{\parallel} = \frac{74,77 \cdot 10^9 \cdot 0,928 \cdot 10^{-23} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 2 \cdot 30 \cdot 10^{-10}}{3 \cdot 1 \cdot 1 \cdot 10^{-6} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 3 \cdot 10^2 \cdot 9,685 \cdot 10^{-6}} =$$

$$= \frac{6661,1 \cdot 10^{-43}}{120,287 \cdot 10^{-33}} = 55,37 \cdot 10^{-10} \frac{A}{m}.$$

Обычным предметом трудностей в определении сил взаимодействия взаимодействующих зарядов является нахождение полей, создаваемых движением. Но если магнитные поля не создаются, а лишь сопровождают движение зарядов и взаимодействие определяется ещё взаимоориентацией полей, то в таком представлении решения могут оказаться однозначными.

В Вакууме $\bar{H}_s = \frac{\bar{\mu}_s}{2\pi R^3 \mu_0}$: поле одиночного электрона в покое.

Каноническое поле у движущегося электрона $\vec{H}_e = \frac{e \cdot \vec{V}}{4\pi R^2}$.

Их отношение $\frac{H_s}{H_e} = \frac{\mu_s}{0,5 \cdot R \cdot \vec{V} \cdot e \cdot \mu_0} = \frac{92,39}{R \cdot \vec{V}}$.

Они равны только при условии выполнения инварианта $R \cdot \vec{V} = 92,39$. Физический смысл его – в количественном определении условия равенства истинного ${}_s H_{\perp}$ и иллюзорного ${}_e H_{\perp}$ полей.

Всё вышеизложенное иллюстрирует дееспособность концепции с чётким кредо:

Наблюдаемое магнитное поле проводника создаётся магнитными моментами частиц, ориентирующихся (полимеризующихся) под действием сил F_i в среднем по одной из каждых $\frac{1,75 \cdot 10^4}{V_0 \cdot R^2}$, движущихся в потоке (R – отстояние от оси тока).

Движение N_e зарядов e обуславливает токовые явления (джоулево тепло, электролиз) и сопровождается N_s при токе $i > i_K$ только от N_s эффективных, ориентированных частиц.

Магнитные линии – суть вихревые трубки Томсона – непрерывны.

Отсюда следуют объяснения всех известных явлений электродинамики и открывается возможность трактовки непонятных и описания новых эффектов.

Sapere ande

1. Опыт с амперметром (электродинамической или электромагнитной системы), у которого обмотки из сверхпроводника (Рб, свинец). Прибор включён в цепь, находящуюся в комнатных условиях, по которой течёт ток $I < I_{кр}$ для свинца ($T_K = 7,2^0K$, $H_c = 803,4 \text{ Э} = 6,3950 \cdot 10^4 \text{ А/м}$). Затем только амперметр

охлаждается – без прерывания тока – до $T < T_k$, вследствие чего он переходит в состояние сверхпроводимости. Показания его при этом остаются неизменными. Затем цепь размыкают, ток прекращается. Но показания амперметра останутся неизменными: $H_{\perp} = const$, ибо все сориентированные μ_s "примёрзли".

Как вариант (1): весь контур при $T < T_k$ запитан током сверхпроводимости, затем его размыкают; поле H_{\perp} существует и после размыкания. В какой-то мере это и проделывают, когда вставляют поперёк сверхпроводника так называемые контакты Джозефсона (тонкие изоляционные прокладки). Величина тока сквозь эти прокладки зависит от типа их. Толщина $\sim (10 \div 20) \overset{\circ}{A} \sim (10 \div 20) \cdot 10^{-10} \text{ м}$.

Обратим внимание на то, что электрическая прочность гелия $1,8 \text{ кВ/м}$, в 16,6 раза ниже таковой воздуха. Выше было подчеркнуто, что на торцах щели в проводе с током расположены заряды с плотностью $\pm \sigma \text{ Кл/м}^2$. В итоге совокупность сверхпроводника с упомянутыми контактами (обкладками ёмкости) становится колебательным контуром. Щель пробьётся при $U_{кр} \sim 1,8 \cdot 10^3 \cdot 20 \cdot 10^{-8} \text{ м} \sim 36 \cdot 10^{-5} \text{ В}$. Пока ток мал, щель сверхпроводяща, напряжение на ней $U \sim 0$; при некотором токе I_c возникает U такое,

что $2 \cdot e \cdot U \text{ [Дж]} = \frac{h}{2\pi} \frac{d\varphi}{dt}$. (φ – фаза тока), причём на уровне

пробивного при токе $1 \div 2 \text{ mA}$. На это обстоятельство ещё не обращали внимания. Прямого опыта по наблюдению остаточного поля H_{\perp} у сверхпроводящего контура (1 рода) после разрыва мною в печати не обнаружено.

2. По проводнику круглого сечения диаметром, например, 20 мм , из стали, предварительно размагниченного, пропускают в продольном направлении импульс тока ($\sim 200 \text{ А/мм}^2$, $t_u \sim 1 \cdot 10^{-4} \text{ с}$). В нём заранее фрезой сделан продольный канал глубиной до оси, шириной $1 \div 2 \text{ мм}$. После импульса тока в этом зазоре будет магнитное поле H_{\perp} . Этот **циркулярный постоянный магнит (ЦПМ)** в магнитном поле будет себя вести так, как будто по нему течёт продольный ток. Он – магнитный аналог элемента тока.

Первый опыт проведён со стальной спицей, от велосипеда, длиной 20 см, диаметром 1 мм. Пропускали ток от ёмкости 9400 $\mu\Phi$ (+50, -20%), заряженной до 150 В. Плотность тока ~ 191 А/мм², энергия ~ 101 Дж, $H_{\perp} \sim 50 \cdot 10^3$ А/м на поверхности проводника. Отмечено, что сразу после импульса этот ЦПМ еле заметно взаимодействовал со стрелкой компаса (длиной 100 мм). Такая же спица – но немагнитная – очень сильно взаимодействовала с компасом. Но ЦПМ довольно скоро, через 3÷5 минут, сильно ослабевал. Проводник следует делать из высококоэрцитивного материала. Свеженамагнитная спица взаимодействовала с перпендикулярным магнитным полем по-разному: она почти не втягивалась, если была расположена АБ+, но заметно втягивалась, если была расположена +БА ("+" соединён с "+" конденсатора, то есть ток электронов от А к Б).

Таким образом, опыт подтвердил вывод: ЦМП суть магнитный аналог проводника с током. И тороидальный магнит суть ЦМП. Будет ли он способен к самодвижению во внешнем поле H_{\perp} – ответ за опытом.

3. Такой же, как в 2, стержень длиной 1 м бросают вертикально с большой высоты (в направляющей) так, чтобы он ударился своим торцом (в слое воды). В продольном разрезе будет обнаруживаться магнитное поле; на торцах могут ПОЯВИТЬСЯ слабо выраженные полюса H_{\perp} . Этот опыт нельзя заменить ударом в торец; при падении μ_s освобождены от всех сил, при остановке все μ_s ориентируются под действием сил инерции, создавая ЦПМ.

4. Эффект Мейснера – очевидное свидетельство и следствие кольцевой полимеризации μ_s . Потому всё поле – вне проводника (μ_s сверхтончайшим слоем $10^{-7} \cdot 10^{-8}$ м покрывают изнутри поверхность проводника). Наличие H_{\perp} – единственное "свидетельство" тока в нём. И потому явно ошибочно существующее представление, что весь ток и течёт в этом тончайшем слое: тока просто нет, но есть H_{\perp} . Поскольку почти все μ_s заполимеризованы, "заморожены", естественно магнитная проницаемость равна нулю. В металлах несверхпроводниках при $T \rightarrow 0$ электронный газ переохлаждён. И чтобы их сделать "сверхпроводниками" надо чем-либо инициировать полимеризацию μ_s –

давлением ли, механическим импульсом, введением центров "кристаллизации".

5. Эффекты Роуланда. Рентгена, Вильсона, Эйхенвальда, Барнета, Холла, Колли качественно объяснимы очевидной ориентацией μ_s . С количественной стороны опыт Роуланда – один из фундаментальных для основ электродинамики заслуживает более детального рассмотрения [American Journal of Science, [3], XV, 30–38, 1878].

В этом опыте эквивалентный ток проводимости I_s (дающий такое же ${}_0H_{\perp}$, что и наблюдающееся при вращении заряда q) измеряли и сопоставляли с ${}_vH_{\perp}$ при вращении, когда конвекционный ток $I_K = q \cdot \frac{V}{l}$, где V – линейная окружная скорость заряда q , $l = 2\pi \cdot r$, радиус r . По [1] вращение со скоростью 61 об/сек; диск позолочен с обеих сторон и имеет диаметр 21,1 см. И только Р. В. Поль [5] с немецкой обстоятельностью уточняет, что на вращающемся диске из эбонита позолота имела вид кольца с радиальным разрезом. Это уточнение принципиально важно для обеспечения вращения заряда q . Представляются неубедительными трактовки $I_K = I_s$ при ${}_vH_{\perp} = {}_0H_{\perp}$, ибо очевидно, что интенсивность ориентации $N_e = \frac{q}{e}$ пропорциональна ускорению $\omega^2 \cdot r$. Следует иметь ряд значений ${}_vH_{\perp}$ при 5÷10 значениях ω . Эта серия измерений даст парадоксальный (для принятой ныне аксиоматики) результат:

$I_s(\omega^n)$, именно

$$I_s = q \cdot \left(\frac{V}{l} \right)^n \quad (15)$$

$n > 1$, ибо $\gamma \neq \text{const}$. Более того: и для наблюдателя, вращающегося с q (на диске), есть поле ${}_vH_{\perp}$.

6. Сила Лоренца возникает как эффект Магнуса, если учесть осевое вращение магнитной линии. Правильнее её было бы называть силой Магнуса, ибо количественно совпадая с силой Лоренца, она имеет совершенно иную природу, не ту, которую ей приписал Лоренц.

7. Электромагнитная индукция также очевидно происходит с определяющим влиянием эффекта Магнуса. В современном понимании – ток индукции течёт под действием силы Лоренца. На самом же деле, в присутствии H покоящиеся μ_s ориентируются по \vec{H} , у которых соответственно угловые скорости $\vec{\omega}$ или $\vec{\bar{\omega}}$. При движении же $\vec{\mu}$ поперёк \vec{H} со скоростью $\vec{u} \perp \vec{H}$ экваториальные противоположные участки $\vec{\mu}$ оказываются под действием разности окружных скоростей – и тогда возникает сила Магнуса ("Лоренца") F , $\perp H$ и $\perp \vec{u}$.

8. В монографии [2] настойчиво приводится видимо справедливый тезис о том, что Максвелл, сделав очевидно необоснованное допущение о применимости теоремы Остроградского-Гаусса и для движущихся зарядов, тем самым обосновал существование только поля H_{\perp} и "закрыв" поле H_{\parallel} . Приводимые в [2] многочисленные опыты разных авторов должны прямо или косвенно свидетельствовать о существовании H_{\parallel} . Рассмотрение их показывает, что не все они соответствуют цели, не все так загадочны, будучи просто объяснимы как с "привычной" точки зрения, так и с излагаемой нами полимерного, кинетического магнетизма.

8.1. На стр. 70 [2] приведены выражения для обоих полей:

$$H_{\perp} = \frac{1}{c} \frac{e \cdot V}{R^2} \cdot \sin \varphi, \quad H_{\parallel} = \frac{1}{c} \frac{e \cdot V}{R^2} \cdot \cos \varphi \quad (16)$$

φ – угол $\vec{V} \wedge \vec{H}$. В тексте не пояснено, на какой поверхности S_{δ} – ограничивающей радиальный ток смещения $j_{\perp cm}$ – определяется H_{\parallel} . Само по себе наличие у постоянного тока постоянного

же радиального тока смещения – несмотря на убедительность свидетельств его существования – вызывает настороженность.

С точки зрения полимеризации μ_s возникновение H_{\parallel} не исключается, когда μ_s выстраиваются параллельно \vec{i} в виде нитей ("голова к хвосту"). Однако, вероятность выстраивания в противоположном направлении ("хвост к голове") такая же.

И потому наблюдение H_{\parallel} представляется маловероятным. О том же свидетельствует приведённый выше расчёт (см. (14)).

8.2. Опыт 31 (стр. 45). Притяжение двух полых магнитомягких цилиндров, когда по их оси проводник с током, элементарно объясним тем, что в момент роста тока или его спада концентрические магнитные линии пересекают цилиндры, индуцируя в них токи, тоже концентрические; магнитные поля этих токов параллельны току в проводе. Они создают магнитные полюса на торцах цилиндров. Цилиндры притягиваются. Следовательно, H_{\parallel} возникает не на проводнике, а в прилегающем проводящем веществе.

8.3. Опыт 41. Провода в пазах электромашин не нагружены потому, что – выражаясь по-старому – на них действует сила Лоренца

$$F = e \cdot [V \cdot B] = e \cdot V \cdot \mu_0 \cdot \mu \cdot H. \quad (17)$$

В проводнике и пазу $\mu = 1$. Величина F в μ раз меньше той, что действует в прилегающем объёме магнитопровода. Будь провод изготовлен с μ , равной μ магнитопровода, F возросла бы, однако не в μ раз ввиду неустраняемого зазора между стенкой паза и проводом.

8.4. Опыт 36, стр. 48. Речь идёт о том, что зона тлеющего разряда в высоковольтной трубке становится выше или ниже, если менять направление магнитного потока тороидального магнита, в полость которого вертикально, по оси, помещена трубка.

Объяснение смещения таково: в одном случае направление линий тока обмотки в полости с трубкой совпадает с направлением электрического тока в трубке, в другом случае они противоположны. Взаимодействуют электрические поля этих токов.

8.5. Опыт 40. Ток в трубке из магнитного материала, находясь во внешнем перпендикулярном магнитном поле, так же создаёт силу Магнуса (Лоренца), как и без неё. Ибо очевидно, что с одной стороны цилиндра-трубки направление внешнего поля совпадает с полем внутри железа трубки тока, с другой оно противоположное. Естественно появляется $F_m > 0$.

8.6. Опыт 49, стр. 51. Опыт заключается в том, что к замагниченному тору с магнитным сердечником приближают или удаляют такой же сердечник без обмотки. Колебания тока в цепи обмотки тора при этих движениях считаются доказательством существования изменений векторного потенциала в торе с обмоткой вследствие перемещения другого тора. Объяснением является изменение индуктивности тора. Дело в том, что ошибочно распространённое представление об абсолютной магнитной нейтральности обмотки тора: её витки на поверхности наружного диаметра имеют своё поле тока, конечно, "откликающееся" на появление или исчезновение во-вне магнитного материала. В этом легко убедиться, измерив индуктивность обмотки без второго тора, а потом с ним, на расстоянии $\sim 1/5$ его длины. Окажется, что в последнем случае индуктивность станет выше.

9. Рассмотрим ситуацию, не представляющую никакого интереса с классических позиций. Именно: проводящий цилиндр, находящийся в гомогенном, аксиально ориентированном магнитном поле H . В статическом состоянии все его μ_s ориентированы по H . Окружные скорости вращения магнитных линий V_l равны окружной скорости вращения спина V_c и направлены согласно. На торцах цилиндра – полюса N и S как концы полимерных магнитных линий. Заставим проводник двигаться со скоростью $V_o \perp H$ и оси цилиндра. Очевидно, сразу появится разность $(V_l \pm V_d) - V_c$, тотчас же вызывающая эффект Магнуса. И с предлагаемой, и со стандартной точки зрения вследствие этого возникнет зарядание поверхности цилиндра. Максимум плотности зарядов будет на концах диаметра цилиндра, перпендикулярного \vec{V}_d . Реализация такой ситуации возможна следующим образом. Соленоид с большим числом витков подключается к осциллографу. По оси соленоида про пускают импульсы тока, причём обратная часть цепи этого тока достаточно удалена, чтобы можно было пренебречь её влиянием. В такой постановке осциллограф не должен показать

никаких импульсов, ибо магнитные силовые линии возникают и спадают (согласно классике) в плоскости витков соленоида. Усилить последствия первичных импульсов можно, обмотав соленоид поперечной обмоткой (1), пропуская витки её через полость соленоида \parallel его оси. Ток в I создаёт силовые линии, вызывающие ориентацию μ_s в них по длине витков II и спадающую после выключения тока в I. Возникающие возмущения в состоянии μ_s в обмотке II могут вызвать импульсы тока в II, особенно, если представить появление от тока в I H_{\parallel} : тогда в II наведётся ЭДС классического происхождения, так как $H_{\parallel} \perp$ виткам II. Проведены опыты с этой идеологией в разных оформлениях.

9.1. Длинный медный провод диаметром 1,5 мм по длине 35 см (обмотка I) обмотан медным эмальпроводом диаметром 0,5 мм (350 витков); обмотка II. По обмотке I пропускали униполярные импульсы тока до 3,5 А, длительностью $(2 \div 10) \cdot 10^{-6}$ с. Импульсы с II – на осциллографе СИ-96 (двухлучевой), с ёмкостью на входе 25 пФ, $R = 1$ МОм, по кабелю с ёмкостью $\sim 1 \cdot 10^{-9}$ Ф. Максимальная амплитуда в II $\sim 0,45$ В. Затем эту систему согнули вдвое – получили бифиляр (Cu). При том же токе и той же длительности амплитуда стала 0,18 В. В прямом проводе I падение напряжения было 0,8 В, в бифиляре же – 0,28 В. Видимо, сказалось индуктивное сопротивление. Импульсы в II скорее всего объяснимы обычной индукцией.

9.2. Алюминиевый эмальпровод (Al) диаметром 1,5 мм согнут вдвое и обмотан медным эмальпроводом диаметром 0,5 мм так, что один Al-проводник обводится по часовой стрелке, другой – против, так что, глядя в торец Al-бифиляра, витки имеют вид восьмёрки. Всего витков 130 на длине 170 мм. При импульсах тока до 5 А, длительностью $1 \cdot 10^{-6}$ с, амплитуда в витках (II) исчезающе мала, не более 50 мВ в течение роста или спада импульса тока, и плохо различима на фоне помех.

9.3. Катушка пускового реле с числом витков ~ 3000 , 130 Ом, эмальпровод, диаметром 0,1 мм. Поверх неё, поперёк обмотки II через полость обмотки 12×13 мм намотана 1 обмотка: 41 виток, медный эмальпровод диаметром 0,5 мм, 0,5 Ом. При длительности импульса $5 \cdot 10^{-6}$ с и токе 0,825 А, 1,2 А, 2 А амплитуда затухающего колебания в II соответственно 0,15 В, 0,2 В, 0,35 В на нагрузке 2,4 кОм ($\pm 10\%$) и частоте следования импульсов 1 кГц. Наблюдаемые

амплитуды суть начало затухающего колебательного процесса в виде импульса с частотой 100 кГц . Импульс возникает во время переднего фронта тока. Если это не следствие наводок от $\frac{d\Phi_{\perp}}{dt}$, то

они наводятся $\frac{d\Phi_{\parallel}}{dt}$.

9.4. Была изготовлена ещё одна поперечная система индуктивностей из обмотки поляризованного реле Р-35 (изг. VII.1970), 6300 Ом , намотана медным проводом: расчётная индуктивность $231 \cdot 10^{-5} \text{ Гн}$; первичная (I) из 41 витка медного эмальпровода диаметром $0,5 \text{ мм}$, $0,6 \text{ Ом}$. Она намотана поперёк II через полость её, $4 \times 4 \text{ мм}^2$, $C_{I-II} = 36 \cdot 10^{-12} \text{ Ф}$. Проведено множество измерений амплитуд импульсов в II затухающих колебаний при:

а) $t_u = 6 \cdot 10^{-6} \text{ с}$, $f = 2,5 \text{ кГц}$, токи $1,38 \text{ А}$, $2,75 \text{ А}$, $5,5 \text{ А}$, начальная амплитуда (на $2,4 \text{ кОм}$) соответственно $0,2 \text{ В}$, $0,4 \text{ В}$, $0,7 \text{ В}$. Колебания затухают за $400 \cdot 10^{-6} \text{ с}$, частота 500 кГц . Если $t_u = 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ с}$, то амплитуда $0,4 \text{ В}$ (ток $0,5 \text{ А}$), частота 100 и 400 кГц вместе;

б) $t_u = 100 \cdot 10^{-6} \text{ с}$, $f = 2,5 \text{ кГц}$, токи $0,91 \text{ А}$, $2,75 \text{ А}$, $5,5 \text{ А}$, амплитуды соответственно 8 В , 20 В , 55 В при подаче сигнала с II на вход осциллографа ($C \sim 1 \cdot 10^{-9} \text{ Ф}$, $R = 1 \cdot 10^6 \text{ Ом}$), полное затухание импульса за $1200 \cdot 10^{-6} \text{ с}$, частота $6,66 \text{ кГц}$. Отношение энергии импульса II к энергии импульса тока в I составляло $\sim 10^{-3}$.

9.5. Из тезиса: постоянный ток порождает постоянное магнитное поле H_{\perp} , — следует, из соображения симметрии, антитезис: постоянный магнит порождает постоянный ток. И это подтверждается представлением вихревой природы продольной магнитной линии. И тогда система вихрей в перпендикулярном им неподвижном проводнике должна как бы гнать заряды вдоль проводника. Внимательное рассмотрение ситуации приводит к тому, что эту ожидаемую ЭДС следует наблюдать в обмотке II тора с магнитопроводом, пропуская постоянный ток в I обмотке. Так и было сделано в кольцевой индуктивности на 79 НМ с двумя обмотками по 60 витков. При постоянном токе в одной до $3,3 \text{ А}$, во второй если и был ток, то меньше, чем $1 \cdot 10^{-9} \text{ А}$, то есть в $3,3 \cdot 10^9$ раз меньше первичного. Затем подавали ток в I бифиляра (Cu) и (Al) — в II в обоих случаях не было тока $> 1 \cdot 10^{-9} \text{ А}$.

9.6. Развиваемая концепция предполагает, что $\gamma = \frac{N_e}{N_s} \neq$

const, а зависит от внешних факторов, в том числе и от температуры проводника. При $T \rightarrow 0$, $\gamma \rightarrow 0$, все μ_s сориентированы, при $T \gg 300^0 K$, $\gamma \rightarrow 0$, То есть поле H_{\perp} исчезает. Следовательно, у проводника с током $i = \text{const}$ по мере роста его температуры H_{\perp} будет ослабевать и при некотором её критическом значении $H_{\perp} = 0$; это и будет T^0 . Эксперименты, по-видимому, не ставились ввиду всеобщей уверенности в безграничной справедливости (1). При проведении опытов ток предпочтительно измерять электролизом. Поле H_{\perp} – датчиком Холла, измерительным генератором.

Впрочем, выше уже описана методика проведения этого *experimentum crucis*. Значимость его в том, что (1) применяют без хотя бы малейшего сомнения в безграничности его справедливости. В частности, в теории плазмы, в опытах с термоядерной энергией, в электромагнитных процессах космических масштабов.

10. На сегодня в электродинамике не различают по их магнитному проявлению следующие три вида тока зарядов:

- ток проводимости в веществах,
- ток смещения,
- ток конвекции (переноса), –

и полагают вправе измерять силу тока электромагнитными приборами.

Истинную же силу тока можно измерить только электролизом. Измерение тока термоэлектрическим преобразователем таит в себе немало источников ошибок [15]. Несомненно, это относится и к определению "Ампера" в СИ через силу взаимодействия двух проводников. Выше уже было указано, что поле H_{\perp} тока проводимости зависит от $N_s = N_e \cdot \sin \varphi$, а $\sin \varphi$, очевидно, производное от вида внешнего воздействия, вызывающего ток N_e , то есть от вида F_i , перечисленных в начале изложения. В самом деле – измеряя обычным амперметром силу тока в цепи, охлаждаемой с какой-то скоростью, мы отмечаем, что показания прибора растут. Отсюда вывод: сопротивление падает. Но если измерять ток электролизом, ток может остаться прежним, но состав тока N_e изменится:

${}_1N_s = N_e \cdot \sin \varphi_1$ станет ${}_2N_s = N_e \cdot \sin \varphi_2$. Станет больше электронов ориентированных и меньше – "греющих", То есть изменится «фракционный» состав тока... Само по себе наличие H_{\perp} у сверхпроводящего (первого рода) кольца не однозначное свидетельство наличия тока в нём: все μ_s в нём "заморожены". Но это ведь крайнее состояние. А на пути к нему отмечают "спад" сопротивления. Повидимому, этот алогизм не замечают – и из него рождаются всё более усложняющиеся химеры теории явлений, простых в своей природной среде. Можно отметить, что академи-ческие теории проводимости – постоянно в арьергарде событий: неожиданно была открыта в эксперименте сверхпроводимость I рода, также неожиданно, вопреки запрету теории I рода, открыли сверхпроводимость II рода. А далее, вообще за пределами обеих теорий, оксидные сверхпроводники, начиная с типичного, расхожего в промышленной практике диэлектрика SrTiO_3 ($\sim 0,4^\circ\text{K}$) до $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ($\sim 95^\circ\text{K}$) и 120°K у $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$. Усложняет теорию этого явления то, что у многих образцов дырочная проводимость; о куперовских парах тут надо забыть. Настала пора ещё раз осмотреть методы измерения тока, полей H_{\perp} , проконтролировать их на электролизе.

11. О магнитном поле тока в электролитическом проводнике сведений не обнаружено. При электролизе электроны через электролит не движутся: они движутся во внешней цепи в обычном проводнике от анода к катоду. В самом электролите движутся анионы и катионы в противоположные стороны, создавая i_z . Но обладают ли эти носители заряда моментом и ориентируются ли они в "вязкой" среде растворителя – неизвестно. Но в одном случае (эффект Колли), именно когда катион движется под действием силы тяжести (в вертикальной трубке с электролитом) от верхнего электрода к нижнему, заряд не подвергается очевидному ориентирующему воздействию ("свободное падение") и потому, если μ_s есть, все μ_s ориентированы хаотично (сильно разбавленный электролит). Этот вывод будто подтверждается и чисто химическими соображениями. В известном фундаментальном курсе «Общей химии») Б. В. Некрасова (М., 1955 г.) на стр. 200 утверждается: *«Ток (поток электронов) через жидкость не проходит. Однако, число получаемых анодом электронов равно числу отдаваемых за это время катодом – потому во внешней цепи ток идёт».*

Нет тока – нет и магнитного поля?

Опыт поставлен так: расположили вертикально рядом полимерную трубку с электролитом (водный насыщенный раствор NaCl, проводимость (удельная) $0,22 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$) и медный проводник. Вплотную к ним поднесли магнитную стрелку компаса ($\sim 3\text{--}4 \text{ мм}$ от поверхности провода, трубки). При токе $0,25 \div 0,28 \text{ А}$ отклонение стрелки было одинаковым у медного проводника и у электролитического.

12. Обсуждавшаяся ранее температура T^0 , температура магнитной деградации, на сегодня не имеет теоретических предпосылок для предварительных оценок. Остаётся только экспериментальный путь. Даже качественное надёжное установление факта $H_{\perp} = f(i)_T$ имеет непреходящее значение для основ электродинамики и электротехники. Проведены опыты оценочного характера.

12.1. Нагревостойкий резистор на керамическом цилиндре внутренним диаметром 20 мм , наружным – 30 мм , длиной 65 мм , имеет обмотку 60 витков жаростойкого немагнитного провода, покрыт термостойким зелёным составом. Сопротивление обмотки 27 Ом (20^0С). Это индуктивность А. Внутрь вставлен резистор той же конструкции; его сопротивление 270 Ом (Б). По нему ток $0,5 \div 0,75 \text{ А}$, 50 Гц ; ЭДС индукции с А – на осциллографе. Амплитуда $U_A \sim 5 \text{ мВ}$ по мере нагрева Б до почти белого каления ($\sim 950^0\text{С}$) смещалась относительно "0" вниз на 5 мВ , то есть будто появлялась постоянная составляющая.

12.2. В (А) вставлена нагревающая немагнитная спираль мощностью 50 Вт (220 В , 50 Гц). В начале нагрева на А ЭДС самоиндукции – синусоида 20 мВ . При красном калении ($\sim 600^0\text{С}$), как и в 12.1 – колебания несимметричны относительно "0", то есть амплитуда 6 мВ и 10 мВ . Следовательно, H_{\perp} снизилась при одном направлении тока вдвое, а при другом – почти втрое.

12.3. "А" установлена над газовой горелкой; ток пост. 400 мА . Без нагрева, без тока $\alpha_0 = 95^0$, в начале тока – 65^0 . По мере нагрева до красного каления (локально) "А": $65^0 \rightarrow 70^0 \rightarrow 75^0 \rightarrow 80^0$. После охлаждения – вновь 95^0 .

Следовательно, ослабление H_{\perp} составляет $\frac{15^0}{30^0} = 50\%$, если не повлиял магнетизм нагретого кислорода воздуха.

Опыт был видоизменён: “А” подвешена и асбестовыми прокладками обеспечен более высокий нагрев и меньшее отстояние стрелки компаса от торца “А”. Множество предосторожностей позволили установить, что при токе 0,4 А поворот от исходного положения стрелки составляет 10° , в течение нагрева “А” пламенем горелки он уменьшается на 5° , То есть ослабление поля $\sim 50\%$ вследствие нагрева проводника до $\approx 450\text{--}550^\circ\text{C}$. Отстояние стрелки от “А” ~ 28 мм.

12.4. На керамическую основу электроплитки намотано 4 витка нагревающего немагнитного провода диаметром 0,4 мм: диаметр витка ~ 20 см. От центра витка до конца стрелки компаса ~ 8 см, так что там $H_{\perp} = 3,1$ А/м при токе 0,5 А. Много раз опыт повторяли: без тока – 90° , при токе – вначале 60° , при установившейся температуре 75° , то есть уменьшается на $\frac{15^\circ}{30^\circ} = 50\%$

12.5. Вертикально закреплены три проводника:

(а) – медный, эмалированный, диаметр 0,5 мм;

(б) – медный, эмалированный, диаметр 1,2 мм;

(в) – провод из копели, диаметр 0,3 мм.

Провод (б) служил для калибровки показаний компаса при токе 9 А – он не грелся; затем такой же ток подавали на (а) в предположении, что он будет греться. Нагрев его, видимо, был недостаточен: со временем прохождения тока H_{\perp} было неизменным и равным в (б). В проводе (в) ток 3 А нагревал его до $\sim 600^\circ\text{C}$ (красное свечение). Однако H_{\perp} было неизменным в (б) и (в) при 3 А. В (а) плотность тока ~ 48 А/мм², в (в) – 43 А/м. Из этого опыта следует, что проводник не следует греть «рабочим» током; он должен быть малой плотности, чтобы μ_s были «свободны». Нагрев следует вести пламенем.

Как видно из изложенного, более надёжно наблюдается магнитная деструкция в случае индуктивности, питаемой постоянным током малой плотности, и измерении её более чувствительным способом при косвенном нагреве с помощью классической магнитной стрелки на игле. При этом приняты все меры, исключаяющие влияние нагрева на стрелку. Можно предположить, что измерения H_{\perp} от тока в проводнике в функции температуры его станут задачей систематических исследований.

13. Для более углублённого видения связи полей и токов в проводниках рассмотрим моно(одно)- мольный проводник диаметром D из одного моля элемента – металла. Очевидно, его длина

$$l = \frac{V_m}{s} = \frac{A_6 \cdot 4}{d \cdot \pi \cdot D^2}; \quad V_m - \text{объём моля, } A_6 - \text{атомный вес, } d -$$

плотность. Отсюда его сопротивление $R = \frac{A_6 \cdot \rho \cdot 16}{d \cdot \pi^2 \cdot D^4}$ Ом, если ρ –

удельное сопротивление. Если в таких проводниках создать $E = \text{const}$ (B/m), то токи в них, магнитные поля и удельные мощности

тепловыделения относятся как $\frac{\rho_2}{\rho_1}$, то есть $\frac{{}_1H_{\perp}}{{}_2H_{\perp}} = \frac{{}_1I}{{}_2I} = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{w_1}{w_2}$,

или $I_1 \rho_1 = I_2 \rho_2$: в одномольных проводниках из любого проводящего элемента таблицы Менделеева величина $I \cdot \rho$ одинакова.

14. С позиций кинетического магнетизма тока (КМТ) поверхностный заряд плотностью σ Кл/м² может обладать магнитным полем и при $\sigma = \text{const}$ – при условии согласованной

ориентации хотя бы части зарядов $\frac{\sigma}{e}$. На плоской поверхности нет

преимущественного направления для этого. Но на поверхности, где есть $\text{grad } E$, возникает преимущественное направление и ориентация μ , становится возможной. Это поверхности второго порядка, – конус, овоид, параболоид и эллипсоиды вращения. При этом H_{\perp}

оси вращения пропорциональна σ . Оценим эту гипотетическую

возможность обнаружения H_{\perp} компасом с чувствительностью \sim

0,03 Эрстед ($\sim 2,4$ А/м). Она будет у самой поверхности провода $r =$

1 мм при токе $i = H \cdot 2\pi r = 7,5 \cdot 10^{-3}$ А; в нём, в плоскости сечения

имеется движущихся зарядов ($\tau = 30 \cdot 10^{-15}$ с) $n = \frac{1}{e} \cdot \tau = 1406$, то

есть $\sigma_m \sim \frac{1,406 \cdot 10^3 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{\pi \cdot r^2} = 7,3 \cdot 10^{-11}$ Кл·м⁻². На воздухе

пробивная прочность $E_{II} \sim 3 \cdot 10^6 \frac{В}{м}$, то есть:

$$\sigma_{II} = E_{II} \cdot \varepsilon_0 = 3 \cdot 10^6 \cdot 8,854 \cdot 10^{-12} = 26,56 \cdot 10^{-6} \frac{Кл}{м^2},$$

а σ_m соответствует
$$E_m = \frac{7,13 \cdot 10^{-11}}{8,854 \cdot 10^{-12}} = 0,8 \cdot 10^1 = 80 \frac{В}{м}$$

постоянного тока.

При отстоянии от поверхности с σ_m не менее 10 мм плотность заряда должна быть в 10 раз выше: $\sigma_n = 26,56 \cdot 10^{-5} \frac{Кл}{м^2}$, $E_m \sim 0,8 \text{ кВ}$. Ввиду отсутствия высокочувствительного магнетометра и источника высокого напряжения постоянного напряжения опыты не проведены.

15. Исходя из КМТ, многие головоломные задачи электродинамики или могут иметь новые решения, или лишаются содержания. Имеются в виду задачи происхождения магнитных полей у движущихся зарядов, взаимодействия их. В [1] десятки страниц посвящены обоснованию правомерности интерпретировать силы магнитные силами кулоновскими. И задача о том, что испытывает заряд, движущийся параллельно проводнику с током, имеет по КМТ очевидное решение: он будет испытывать радиальную силу, пропорциональную силе тока и скорости. В [1] к этому выводу приходят через изошрённые умозаключения, обходясь без образа магнитного поля, чем и доказывают отсутствие его как физической реальности. И не замечают, что кулоновские силы легко заэкранировать заземлённой фольгой, чего нельзя сделать с магнитными силами. И в исходе построения там нарушено требование инвариантности заряда. Кстати, если вдоль провода с током движется датчик Холла, в нём появится добавка к его показаниям и его (в отличие от заряда) нельзя заэкранировать заземлённой фольгой. Заметим, [1] всего лишь учебник; но множество исследователей провели обширнейшие изыскания в области электродинамики. Наиболее выпукло её проблемы, кроме [2] намного раньше поставлены Докучаевым Владиленом Ивановичем*.

* «Теоретическое исследование и интерпретация некоторых вопросов, связанных с движением электромагнитной энергии, на основе теории относительности». М., Московский областной педагогический институт им. Н. К Крупской, 1970. (Кандидатская диссертация В.И. Докучаева).

Мне довелось быть его постоянным оппонентом, представляя фарадеевские взгляды, в течение многих лет сотрудничества.

Полагаю, что если признать магнитное поле тока лишь спутником его, а не следствием движения зарядов, – весь гордиев узел проблем будет развязан: и униполярная индукция, и «избыточный заряд» на участках движущегося проводника, и «смысл» векторного потенциала A и т.д. т.п.

Одними «преобразованиями координат» его не разрубить.

Tertium non datur

В своё время (1958 г.) мне довелось, по поручению А. Г. Иосифьяна, повторять опыт Роуланда. Разумеется, магнитное поле конвекционного тока было обнаружено. Но получить безупречное совпадение расчётного I_3 с I_k по (15) оказалось затруднительно.

Я так и не узнал, почему А. Г. Иосифьян придавал этому опыту такое значение. Но хорошо помню неоднократно высказывавшееся его мнение, что развитие теории электричества после Фарадея и Масквелла ушло со столбовой дороги. По-видимому, А. Г. Иосифьян провидчески подозревал ограниченность (1). И потому следовало бы вернуться к истокам, к классикам электромагнетизма с тем, чтобы понять, где наследники вступили на тупиковые тропы.

Полагаю, предшествующее изложение позволяет сформулировать ряд выводов и взглядов нетрадиционного, кинетического электромагнетизма токов.

1. Все виды магнитных полей – производные магнитных моментов μ_i частиц вследствие их ориентации; наблюдаемое поле суть полимерная сумма $\sum \mu_i$, ориентированных в виде нитей (H_{\parallel}) или колец-спиралей (H_{\perp}).

2. Магнитное поле – физическая категория как локально структурированное состояние пространства.

3. Ориентация $\vec{\mu}_i$ происходит под действием любой силы, поддающейся определению.

4. Магнитные силовые линии суть вихревые трубки по Томсону, и они непрерываемы.

5. Магнитное поле тока зарядов создаётся ориентацией части N_s из N_e носителей заряда e ; $\gamma = \frac{N_s}{N_e} \ll 1$.

6. Магнитные поля токов – проводимости, смещения, конвекционного – идентичны по природе, различны по γ – по способности и степени полимеризации.

7. Опыт Роуланда необходимо, ввиду его фундаментального значения, повторить с целью выяснения зависимости I (эквивалентного тока) от скорости вращения. Ожидается, что обнаружится вместо (15) $I_s = q \cdot \left(\frac{V}{l}\right)^n$, где $n(V)$ от 1 до 2 по мере увеличения скорости вращения, исходя из того, что ускорение $a = \omega^2 \cdot r$. Эту зависимость не искали [16]. Следует суметь измерить $\sqrt{H_\perp}$ прибором на самом диске.

8. Ввиду зависимости γ от вида сил F строго измерять силу тока как количество частиц электричества в единицу времени следует только электролизом; амперметры электромагнитной или электродинамической системы могут давать неверные и невоспроизводимые показания.

9. При включении индуктивности под напряжение $U_0 = \text{const}$ в обмотке в течение фемтосекунд, возможно, протекает ток сверхпроводимости, ток без джоулева тепла.

10. В сверхпроводящем контуре I рода разрыв тока не должен приводить к одновременному исчезновению H_\perp : оно останется, будучи следствием "замороженности" всех μ_s .

11. Существование H_\parallel у проводников возможно, но маловероятно из-за равной вероятности полимеризации $\vec{\mu}_s - \vec{\mu}_s$ и $\vec{\mu}_s - \vec{\mu}_s$ параллельно току \vec{E} . Циркулярно намагниченный высокоэретивный проводник суть циркулярный постоянный магнит (ЦПМ) и есть магнитный аналог элемента тока.

12. Энергетический выход магнитной энергии индуктивности при её намагничивании от источника тока с $U_0 = \text{const}$ тем выше, по (4), чем меньше $x = \frac{t_H}{\tau}$, чем меньше длительность импульса относительно постоянной времени. При полном намагничивании, когда $i \sim \text{const}$ ($t_u = 5\tau$, КПД $\sim 12,5\%$), но при $t_H = \frac{1}{20} \cdot \tau$ КПД – 94,7%.

13. В двух равных по размеру и величине индуктивностях произведение массы провода на число витков вакуумной индуктивности относится к такому же произведению индуктивности с магнетиком, как магнитная проницаемость магнетика.

14. Движение тока зарядов e возможно и без возникновения у него H_{\parallel} или H_{\perp} . В случае хаотической ориентации $\bar{\mu}_s$ в потоке.

15. Существование магнитного поля H_{\perp} или H_{\parallel} возможно и при покоящихся зарядах e в случае их высокой ориентации, и при $T \approx 0$ (постоянные магниты).

16. Возможно в токе проводимости нижнее значение его, когда исчезает работающее в измерительном приборе магнитное поле H_{\perp} : $i_K \sim 2,46 \cdot 10^{-9} (R^2, L; A; R - \text{расстояние от оси тока; } L - \text{длина проводника})$. Наряду с другими причинами – эта свидетельствует о высоко вероятных погрешностях измерения силы тока (в соответствии с п. 8).

17. Состояние сверхпроводимости – лишь финал процессов и явлений в токе зарядов, происходящих при нормальных температурах и приобретающих всё большую определённую при снижении температуры.

18. Прагматическая ценность сверхпроводимости кроме чисто академической – в устранении из процесса переноса зарядов действия или закона Ома, или закона Джоуля-Ленца, или обоих одновременно. Понижение температуры проводника – путь, лишь кажущийся единственным – имеет альтернативу: режим подачи зарядов (энергии) в проводник такой, при котором эти законы "не успевают" действовать.

19. Феноменология эффекта Магнуса и силы Лоренца существенно отличны, но количественно "сила Лоренца" равна итогу действия истинной силы от эффекта Магнуса в проводнике.

20. Поскольку $\gamma = \frac{N_s}{N_e} \neq \text{const}$ зависит от внешних факторов, в том числе и от температуры (при $T \rightarrow 0$ $\gamma \rightarrow 1$), то надо считать, что при $T \rightarrow \infty$ $\gamma \rightarrow 0$, то есть при T^0 у проводника с током $i = \text{const}$, $H_{\perp} = 0$, поле исчезает. Первые качественные опыты показали наличие спада H_{\perp} при нагреве проводника при $i = \text{const}$.

21. Трубка с электролитом – проводник, в нём движутся анионы и катионы, создавая итоговый ток, и он имеет магнитное поле.

22. Настала пора замены постулата "электроны неразличимы" на "электроны индивидуальны, различимы" – с целью расширения теоретических и экспериментальных возможностей физики.

23. Установлено, что в мономольных проводниках при одинаковом их диаметре и одинаковой напряжённости электрического поля произведение $I \cdot \rho$ у всех элементов одинаково (I – ток, ρ – удельное сопротивление).

24. Предполагается возможность существования магнитного поля вблизи высокозаряженных поверхностей конуса, овоида, параболоида вращения.

Надеюсь, что фрагментарность изложения не помешает восприятию идеологии кинетического магнетизма токов и она будет средством нового осмысления известных и описанных эффектов электродинамики, обусловленных свойствами интимной "жизни" электронов внутри проводников.

Литература

1. Парселл Э. Электричество и магнетизм. – М., Наука, 1975. Том II.
2. Николаев Г. В. Непротиворечивая электродинамика. – Томск, 1997.

3. Иосифьян А. Г. Эволюция физических основ электротехники и электродинамики. // Электричество, № 9, 1989. С. 16–26.
 4. Иосифьян А. Г. Эволюция физических основ электротехники и электродинамики. // Электричество, № 12, 1987. С. 18–29.
 5. Поль Р. В. Учение об электричестве. – М., Физматгиз, 1962.
 6. Беллюстин С. В. Классическая электронная теория. – М., Высшая школа, 1971.
 7. Миткевич В. Ф. Магнитный поток и его преобразования. – М., Л., АН СССР, 1945.
 8. Заев Н. Е. Новые грани физики. – М., Общественная польза, 1996. С. 3–8. / Энциклопедия Русской Мысли. Том VII.
 9. Ораевский А. Н. Сверхсветовые волны в усиливающих средах. // УФН, том 168, № 12, 1998. С. 1311–1321.
 10. Шварбург А. Б. Видеоимпульсы и непериодические волны в диспергирующих средах. // УФН, том 168, № 1, 1998. С. 85–103.
 11. Заев Н. Е., Авраменко С. В., Лисин В. Н. Измерения тока проводимости, возбуждаемого поляризационным током. // Журнал Русской Физической Мысли (ЖРФМ), № 2, 1991. С. 68–81.
 12. Бурцев В. А. и др. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. – М., Энергоатомиздат, 1990. С. 157.
 13. Колпаков Н. Д. Поляризационные волны – новый энергоинформационный носитель. // Радиоэлектроника и информатика, № 1, 1997. (Харьков).
 14. Преображенский А. А. Магнитные материалы и элементы. – М., Высшая школа, 1976.
 15. Заев Н. Е. Особенности измерения силы тока термоэлектрическим преобразователем. // Измерительная техника, № 2, 1999. С. 38–39.
 16. Дуков В. М. Электрон. – М., Просвещение, 1966.
- Москва – Салтыковка, 1986 – 1999 гг.
22 сентября 1999 г.

Заев Николай Емельянович (1925 – 2007), –кандидат технических наук, выдающийся учёный, экспериментатор в области электрических явлений, ученик профессора А.Г. Иосифьяна, ВНИИЭМ, Москва, действительный член учредитель Русского Физического Общества (1991), ведущий научный эксперт Русского

Русское Физическое Общество

Физического Общества (1991), лауреат Премии Русского Физического Общества (1992), автор журналов «ЖРФМ» и «Русская Мысль», автор сборника научных трудов «Новые грани физики. Теория и эксперимент» (1996), автор аналитической статьи "Бестопливная энергетика (проблемы, решения, прогнозы)", (2001), автор уникальных энергетических установок безтопливной энергетики (КЭССОР и др.), активный популяризатор новых идей и направлений в науке и технике. Безсмертный почётный член Русского Физического Общества.

Перевод эпитафий:

Destruam et aedificabo. – Разрушу и построю.

Ab ovo! – С самого начала.

Nil admirari. – Не удивляться.

Sapere ande. – Дерзай знать.

Tertium non datur. – Третьего не дано.

Примечания редакции ЖРФМ.

- Первая треть данной статьи была опубликована в ЖРФМ, 2005, № 1–12, стр. 35 – 69.
- К сожалению, два листа рукописи Заева Н.Е. утеряны, поэтому часть текста вместе с формулой (12) по тексту статьи (выделено коричневым цветом) трудно восстановить полностью, но мы не имеем права уничтожить даже эти (размытые) фрагменты драгоценных мыслей нашего выдающегося русского учёного.

