

ПРИРОДА МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А.П.Саврухин

E-mail: savrukhin@ya.ru

Сайт: <http://savrukhin.narod.ru/links.html>

Содержание.

1. Вакуум.
2. Свойства электрона.
3. Свободные заряды.
4. Электрические токи.
5. Электрическое поле. Токи смещения.
6. Магнитное поле. Амперовы токи.
7. Сверхпроводимость. Сверхпроводящие токи.
8. О передаче электрической энергии.
9. Выводы.
10. Библиография.

1. Вакуум.

Автор придерживается следующей концепции вакуума [1]. Вакуум это среда, которая организует пространство. Известные физические поля не представляют собой особую сущность, а есть эффект изменения состояния вакуума как результат взаимодействия частиц. Пара фундаментальных частиц, протон и электрон, возникают из вакуума в связанном состоянии, как атом водорода. Вакуум это основа, на которой вытканы элементарные частицы и всё, что они своими сочетаниями образуют. Частицы есть объёмные объекты с неопределёнными границами, охватывающие области возмущенного вакуума. Тела это вакуум с ничтожными по объёму вкраплениями частиц.

Возмущения распространяются в вакууме с уменьшением интенсивности на соседние области, что воспринимается как наличие какого либо физического поля. Типы возмущений определяют вид поля и характер фарадеевских "натяжений и давлений" [2], возникающих в деформируемых средах (используются для вычисления пондеромоторных сил). То обстоятельство, что тела, частицы, фотоны перемещаются, а свет распространяется в вакууме без затухания, позволяет заключить, что обмен энергией с ним не происходит, т.е. деформации вакуума абсолютно упругие. Из того, что скорость света в вакууме ограничена, следует квазидискретность, а параметры ячеек вакуума примем равными планковским единицам [3-5]. Комптоновские размеры частиц на 20 порядков больше размеров ячейки, поэтому вакуум практически изотропен.

2. Свойства электрона.

Нас окружает множество разнообразных вещей, а атмосферу пронизывают всевозможные виды излучений и потоки частиц. Мельчайшие из доступных наблюдению частиц, коих разновидностей насчитывают несколько сотен, называются элементарными. Все частицы распадаются, в конечном счёте, на две стабильные обладающие массой покоя, электрическим зарядом и магнитным моментом частицы: электрон и протон. Поскольку протон сравнительно мало участвует в рассматриваемых здесь электрических и магнитных явлениях, речь будет идти только об электроне.

Согласно атомной теории, атомы любого вещества состоят из электронов, протонов и нейтронов. Нейтроны вне атома существуют около 16 минут и распадаются на протон, электрон и антинейтрино, и как фундаментальные здесь не рассматриваются. Электроны образуют, как говорят, подобную облаку оболочку вокруг ядра атома, поэтому они прежде всего участвуют в процессах взаимодействия атомов.

Электрические заряды протона и электрона равны по величине, а масса и магнитная энергия протона много больше, чем у электрона. Поэтому именно заряд электрона является квантом заряда и потока электрической индукции, а его магнитный поток - квантом потока магнитной индукции.

Примем обозначения: c - скорость света в вакууме, h - постоянная Планка (квант действия), e - заряд электрона, $\alpha = e^2/2\varepsilon_0hc = 1/137.036\dots$ - постоянная тонкой структуры (отношение интенсивностей электромагнитного и сильного взаимодействий), ε_0 - электрическая постоянная, μ_0 - магнитная постоянная, m_e - масса электрона, μ_e - магнитный момент электрона, μ_B - магнетон Бора, $\Phi_0 = h/2e$ - известен как квант магнитного потока, Φ_m - магнитный поток электрона, Φ_e - электрический поток электрона.

В результате реакции аннигиляции электрона и позитрона появляются два фотона, причём энергии электрона W с его комптоновской длиной волны λ равна энергии фотона с длиной волны также λ . Это значит, что электрон изначально является полевым объектом. Поскольку, в отличие от фотона, он обладает свойствами сохранять состояние покоя, находясь вне внешнего воздействия, его массу (как и любой другой элементарной частицы) следует трактовать только как меру инертности и меру полной энергии [1]. На ускорение этого объекта требуется затратить энергию, поскольку при этом соответственно изменяется соотношение компонент его собственной энергии, ибо изменение скорости ведёт к деформации, изменению его конфигурации.

Поскольку у нас нет данных об изменениях характеристик электрона при его пространственных эволюциях, примем, что он имеет форму сферы радиуса $r = \lambda/2\pi$. Запишем и преобразуем уравнение для энергии электрона:

$W = hc/\lambda = 2\varepsilon_0hc/4\pi\varepsilon_0r$, где $2\varepsilon_0hc = e^2/\alpha = q^2$ есть квадрат обобщённого заряда q , полное поле которого составляет все поля электрона, а энергия полного поля и есть энергия электрона, записываемая в виде $m_e c^2$.

Энергия электрического поля электрона как сферы равна [6]

$W_e = e^2/4\pi\varepsilon_0 2r$, и, с учётом предыдущего, $W_e = W\alpha/2$. Электрический поток, как известно, равен электрическому заряду $\Phi_e = e$.

Приравняем μ_e магнетону Бора $\mu_B = eh/4\pi m_e$, тогда $\mu_e = eh/4\pi m_e$, что эквивалентно магнитному моменту i с витка площадью $s = \lambda^2/4\pi$ и током i . Отсюда, подставив $\lambda = h/m_e c$ найдём $i = \mu_e/s = eW/h = W/2\Phi_0$. Магнитный поток витка равен $\Phi_m = iL$, индуктивность L примем равной $L = \mu_0\lambda/2$, тогда

$\Phi_m = eW\mu_0\lambda/2h = e/2\varepsilon_0c = e\mu_0c/2 = 2\alpha\Phi_0$. Так как $\Phi_m \ll \Phi_0$, его и нужно считать естественным квантом, наименьшим по величине магнитным потоком.

Энергия магнитного поля электрона равна

$W_m = Li^2/2 = \mu_0 h e^2 W^2 / 4 m_e c h^2 = W\alpha/2$, примерно 1.9 кэВ. В целом энергии двух полей дают значение $W_e + W_m = W\alpha$, откуда следует, что оставшаяся часть энергии приходится на сильное взаимодействие, причём и величина, и соотношение энергий этих трёх полей изменяются при всяком воздействии на электрон. Примем, что *электрон и протон являются единственными источниками и электрического, и магнитного полей.*

Известно, что векторы электрического и магнитного полей ортогональны. Но как это проявляется в строении электрона, истинного источника этих полей? Ни у кого не вызывает сомнений в том, что его электрическое поле центрально, а эквипотенциальные поверхности сфероподобны. Следовательно, силовые линии магнитного поля нужно расположить на сфере подобно меридианам, тогда фигура электрона становится осесимметричной и приобретает на полюсах особенности. В движении электрона положение оси относительно направления движения не может быть произвольным. Доказательство возможности существования незамкнутых

силовых линий магнитного поля приведено в работе [7], а в [8] оно снабжено пояснением, что "...в таком случае мы будем иметь дело с реальным магнитным полюсом".

3. Свободные заряды.

Убедительных доказательств существования "электронного газа" известные опыты не принесли [9-12]. В работе [12] показано, что результаты Толмена и Стюарта [13] не только не доказывают наличие свободных электронов в металлах, но свидетельствуют об обратном. Добавим, что, поскольку теплоёмкость металлов, как и у диэлектрических кристаллов, подчиняется закону Дюлонга и Пти при температурах выше дебаевской (315 К у меди), свободные электроны в металлах не дают заметного вклада в теплоёмкость [14]; а с понижением температуры теплоёмкость линейно падает. В работе [2], например, утверждается, в согласии с зонной теорией, что при обмене энергией с кристаллической решёткой электрон может получить добавочную кинетическую энергию порядка $kT=8.6 \cdot 10^{-5}$ эВ/К, достаточную для перевода электрона из валентной зоны в зону проводимости. На самом деле даже при температуре 300 К это составит всего 1/300 от параметра ионизации.

Например, в меди, с учётом зависимости теплоёмкости от температуры, плотность энергии при нагреве от 0 К до 300 К составит около $6.14 \cdot 10^2$ Дж/см³. При энергии ионизации атома меди 7.72 эВ и плотности атомов $8.5 \cdot 10^{22}$ 1/см³, потребуется энергия с плотностью $1.05 \cdot 10^5$ Дж/см³, т.е. в 170 раз большая (температура $5.1 \cdot 10^4$ К). С другой стороны, энергии 7.72 эВ соответствует температура $8.9 \cdot 10^4$ К, характерная для плазмы. Делаем заключение: при нормальных условиях, тем более при температурах сверхпроводимости, свободных электронов нет, как нет и тока переноса зарядов.

4. Электрические токи.

По определению, электрический ток это направленное движение электрических зарядов. Примеры: поток ускоренных электронов в вакууме, фототок, термоэмиссионный ток, ток в электролитах, конвекционный ток при движении заряженного тела. Действие тока выражается в переносе зарядов, нагреве проводника и порождении магнитного поля. Всем трём критериям не отвечают так называемые токи смещения, амперовы токи и сверхпроводящие токи, о чём будет сказано ниже.

5. Электрическое поле. Токи смещения.

Предположим, что электрон образует область повышенного давления. На принудительное сближение двух электронов затрачивается работа, поскольку давление в среде между ними при этом повышается. Это и называют работой против сил электрического поля. Если протону соответствует область пониженного давления, то электрон будет смещаться в его сторону. Как показано в [1], слияния этой пары частиц в атоме водорода не происходит из-за противодействия сил иной природы.

Обозначим разность потенциалов между точками, называемую электрическим напряжением, через $U = \varphi_1 - \varphi_2$, а напряжённость поля численно определится как $E = dU/dr$, т.е. изменение потенциала на единице пути.

На рис. 1 приведена схема, состоящая из источника напряжения U , ключа K , соединительных проводов и конденсатора, состоящего из двух плоских параллельных проводящих пластин, между которыми размещён диэлектрик.

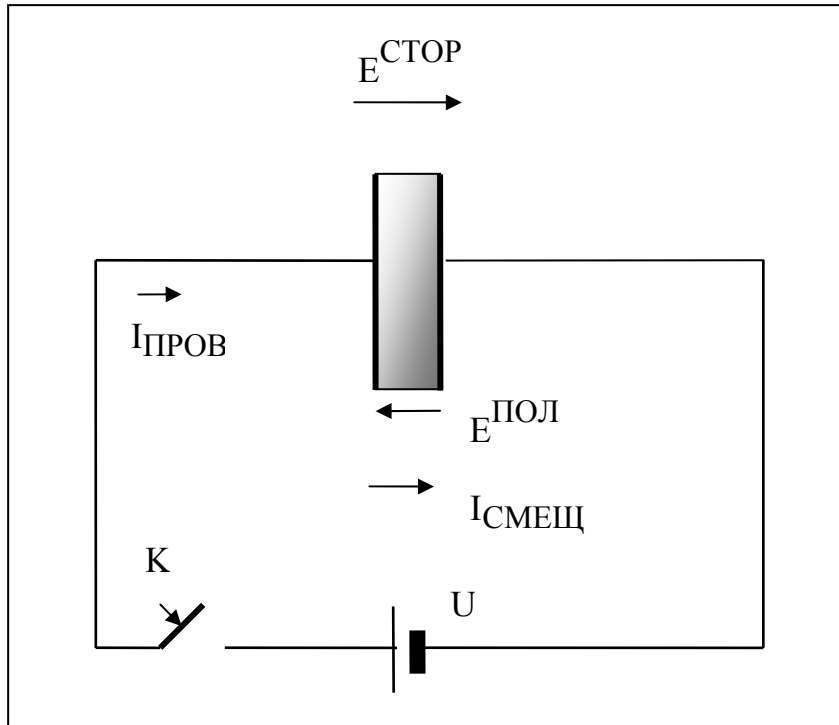


Рис. 1. Схема включения конденсатора.

В исходном состоянии, когда ток отсутствует, практически всё напряжение приложено к ключу K , как к конденсатору очень малой ёмкости. После замыкания ключа K напряжения будут распределяться между участками цепи со скоростью, определяемой индуктивностью и сопротивлением проводников. Это приводит к росту в промежутке между пластинами напряжённости стороннего (вызванного источником, преобразующим энергию химических реакций в электрическую энергию) поля $E^{\text{СТОП}}$ и к поляризации диэлектрика [2, 15]: молекула деформируется так, что, сохраняя в целом электронейтральность, она уподобляется диполю, отрицательный полюс которого отклоняется влево, к положительно заряженной обкладке, а положительный полюс – вправо. Поля диполей создают встречное поляризационное поле напряжённостью $E^{\text{ПОЛ}}$, частично компенсирующее внешнее.

Поляризация атомов имеет место и в подводящих проводниках, но она менее инерционна и сопровождается появлением магнитного поля благодаря однонаправленной ориентации магнитных моментов электронов в металлах под действием электрического поля.

Импульсный процесс зарядки конденсатора заканчивается тогда, когда напряжение на обкладках конденсатора станет равным напряжению источника питания U . Если теперь вернуть ключ K в исходное состояние, напряжение на конденсаторе сохранится, а полученная энергия составит величину $W_C = 0.5CU^2$, где C – ёмкость конденсатора в вакууме (определяемая геометрией), умноженная на относительную диэлектрическую проницаемость ϵ диэлектрика. Заметим, что здесь не учтена часть электрического потока, проходящая в обход обкладок (краевой эффект). Энергия запасается в электрическом поле диэлектрика, что проявляется в механических напряжениях. Верно и обратное: механические воздействия ведут к появлению полей (пьезоэлектрики).

Когда диэлектрик отсутствует, а пластины помещены в вакуум, суть процесса зарядки состоит в поляризации вакуума, который есть не что иное, как особая среда с относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon=1$. Заряды на одной обкладке ничего не знают о зарядах на другой обкладке; они реагируют на состояние

пространства в их окрестности. А именно, заряды влияют на состояние вакуума, и это изменение распространяется по среде, подобно тому, как давление на резину в точке распространяется на весь её объём. Такое изменённое состояние называют *электрическим полем*. Внесение диэлектрика лишь повышает ёмкость, поскольку, как считается, в нём образуются целые области (домены) с высокой поляризацией. Так, сегнетоэлектрик цирконат титанат свинца имеет $\epsilon > 1000$.

Повороты молекул создают компоненты скорости, направленные для электронов влево, а ядер вправо, и такие местные перемещения зарядов трактуются как отрезки тока, условно называемого *током смещения* $I_{\text{смещ}}$ или током связанных зарядов.

На самом деле, переноса зарядов нет, иначе не происходило бы их накопления. Когда заряженный конденсатор подключён к омической нагрузке, в ней создаётся электрическое поле, а замыкание цепи осуществляет *обратный ток смещения* за счёт возврата молекул (доменов) в исходное состояние при условии упругих деформаций в диэлектрике; подобное происходит и в вакууме. Поскольку переноса зарядов в конденсаторе нет, то нет его и в цепи: напряжение конденсатора уравнивается поляризацией всех элементов цепи.

Почему же размыкание ключа не приводит автоматически к возврату молекул (доменов) в исходное состояние? Дело в том, что промежуток между клеммами ключа есть не что иное, как конденсатор1 весьма малой ёмкости. В момент размыкания оба конденсатора включаются параллельно, а протекающий через них ток зарядит конденсатор1. Общая ёмкость возрастает, а напряжение незначительно снизится.

Отметим, что для увеличения ёмкости нужно уменьшать толщину диэлектрика, границей будет предельная напряжённость поля, при которой ещё не происходит пробоя диэлектрика, заключающегося в лавинной ионизации и, соответственно, появлении токов проводимости.

В рассмотренном примере напряжение на конденсаторе запаздывает относительно тока, поскольку ток источника ограничен. Это приводит к тому, что напряжение на конденсаторе отстаёт от тока на переменном токе на 90 градусов ($\pi/2$). Если не учитывать неизбежные потери в диэлектрике как следствие периодической переполаризации, рассчитываемая мощность называется чисто реактивной. В практике накопленную в конденсаторе энергию вычисляют, используя легко измеряемые параметры $W_C = 0.5C \cdot U^2$, но физически корректнее её определять через параметр E поля (определяет плотность энергии), объём диэлектрика V и его параметр ϵ : $W_C = 0.5\epsilon\epsilon_0 V \cdot E^2$.

6. Магнитное поле. Амперовы токи.

Как отмечено выше, между двумя электронами действуют кулоновские силы расталкивания как между областями повышенного давления, поэтому в потоке электронов невысокой интенсивности наблюдается расхождение пучка, но при высокой интенсивности – стягивание [16]. В самом деле, поскольку $W_m \cong W_e$, магнитное взаимодействие должно привести к повороту обеих частиц, а затем и сближению, поскольку имеющий магнитный момент электрон по форме магнитного поля подобен постоянному магниту.

Постоянный магнит, как известно, теряет намагниченность при нагреве, ударах и даже потряхивании. Наоборот, образцы намагничивают просто проводя по их поверхности магнитом или приведя их во вращение. Потеря намагниченности есть нарушение "замороженного" состояния солидарной направленности в одну сторону магнитных моментов электронов. Разумеется, никаких амперовых токов тут нет. Нужно добавить, однако, что гипотеза о "незатухающих токах" как то увязывается с моделью электрона.

Считается, что магнитное поле вокруг проводника порождается током. Так ли это? Когда источник питания подключают к проводнику, в нём создаётся

электрическое поле напряжённостью E . Как и в диэлектрике, электроны разворачиваются так, что их магнитные моменты установятся перпендикулярно к направлению силовых линий поля E и образуют цепочку (рис. 2). Стрелками показаны направления силовых линий магнитного поля с индукцией B . Например, если проводник прямой и имеет в сечении круг, то замкнутая цепочка расположится по окружности вблизи поверхности в плоскости, перпендикулярной проводнику.

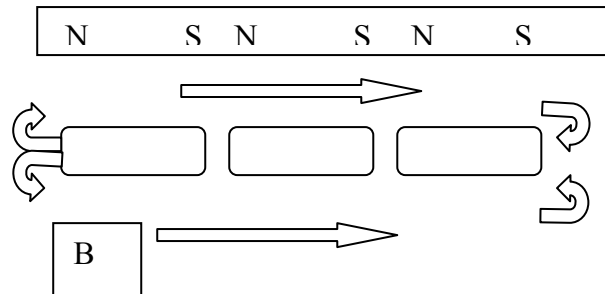


Рис. 2. Отрезок цепочки из магнитных моментов.

На переменном токе в хорошем проводнике с низким удельным сопротивлением на не слишком высоких частотах ω основным будет реактивное сопротивление проводника ωL , где L - индуктивность проводника, определяемая его геометрией. Ток будет отставать от напряжения на 90 градусов, мощность будет чисто реактивной. Процесс нарастания тока в индуктивности заканчивается, и в случае постоянного тока I накопленная в ней энергия дальше не изменяется. Потрачена эта энергия $W_L = 0.5LI^2$ на организацию магнитных моментов электронов, а запасается вне проводника, как утверждает в работе [8] со ссылкой на Д.Г. Пойнтинга "...который показал, в развитие теории Максвелла, что электромагнитную энергию мы должны считать передающейся не внутри проводов, а вдоль проводов через диэлектрик, окружающий эти провода, играющие лишь роль направляющих (axis of power, по Фарадею). Д.Г. Пойнтинг показал, что джоулево тепло, выделяющееся в объеме некоторого участка проводника, образуется в нем не за счет энергии, притекающей через ограничивающие этот объем сечения проводника, а за счет проникающей через его боковую поверхность части электромагнитной энергии, передаваемой вдоль проводника через пространство, его окружающее." В последующий период энергия расходуется в проводнике только на стабилизацию достигнутого положения магнитных моментов путём компенсации тепловых потерь.

Альтернативой постоянному магниту представляется сверхпроводимость, также не расходующая энергию, но зачастую более удобная в применении.

7. Сверхпроводимость. Сверхпроводящие токи.

При понижении температуры сопротивление проводников уменьшается, что объясняют уменьшением амплитуд возмущающих воздействий. В обычных сверхпроводниках при температуре ниже критической T_K и слабых токах наблюдается резкое падение разности потенциалов U (вплоть до исчезающе малого), замеряемое у мест контактов на стороне сверхпроводника с токоподводами, выполненными из обычного металла. Очевидно, что напряжённость электрического поля в сверхпроводнике ничтожно мала $E \cong 0$. Когда вещество состоит из целых атомов, оно находится в диэлектрическом состоянии. Происходит это вследствие полной компенсации внешнего поля дипольными моментами атомов и снижения напряжённости E ниже порога достаточности для ионизации атома в квантовом представлении.

По существу, сверхпроводник подобен листу намагниченного ферромагнетика, свернутого в трубку так, что полюса N и S сближены. И не обязательно их стыковать, поскольку и сверхпроводящее кольцо сохраняет намагниченность будучи разрезанным поперёк (обнаружено Камерлинг-Оннесом [17]).

Как показано на рис. 3, между находящимся в сверхпроводящей фазе элементом СП и находящимися в обычной фазе элементами НМ имеется зоны смешанного состояния 1 и 2, в которых наблюдается так называемый эффект близости или Хольма-Мейсснера эффект [18, 19]. Он состоит в том, что в области контакта сверхпроводника с не сверхпроводником наблюдается расширение сверхпроводящей зоны за пределы сверхпроводника, причём существенно превышающее лондоновское проникновение, а в нанотрубках обнаружен гигантский эффект близости [20]. Из теорий, объясняющих явление сверхпроводимости, упомянем Андреевское отражение — процесс отражения электрона, падающего из нормального металла на границу со сверхпроводником, при котором электрон превращается в дырку с той же энергией возбуждения [21]. Так как заряд дырки противоположен заряду электрона, то заряд, равный удвоенной величине заряда электрона, переносится в сверхпроводник, образуя там куперовскую пару. Имеются экспериментальные данные, свидетельствующие в пользу этой модели, во всяком случае, для ВТСП.

По нашей модели, процесс протекает следующим образом.

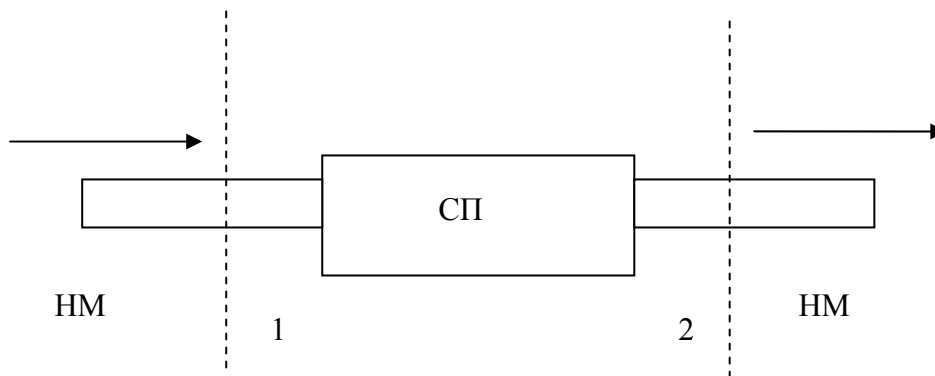


Рис. 3. Зоны: сверхпроводящая СП, нормальный металл НМ, переходные 1 и 2. Стрелками показано направление электрического поля и тока.

При подключении источника питания во всех участках замкнутой электрической цепи появляется электрическое поле. На участках НМ сверхпроводимость отсутствует, поэтому, как следствие поляризации, на них появляется магнитное поле, а напряжённость электрического поля падает, но не до нуля, поскольку наличествуют тепловые потери. На сверхпроводящем СП участке напряжённость электрического поля падает до нуля, поскольку стороннее поле полностью компенсируется полем поляризации; также появляется магнитное поле. Зоны 1 и 2 являются смешанными.

Итак, основные энергозатраты на поляризацию и создание магнитного поля имеют место только на стадии переходного процесса. В дальнейшем поток электромагнитной энергии компенсирует потери от возмущающих воздействий. Таковые отсутствуют в СП при температурах ниже критических, когда действие возмущений не превышает величину кванта действия \hbar . На переменном токе вплоть до частот 10^{11} Гц рассмотренные процессы протекают со сменой полярности.

8. О передаче электрической энергии.

Таблица 1

Параметры металлов

Поскольку, по разным источникам, величины параметров металлов различаются, что объясняется различиями материалов по чистоте, технологии получения и т.п., приведём в таблице 1 использованные здесь параметры исследуемых металлов. В столбцах дано: 1 – атомный номер, 2 – название элемента, 3 – атомный вес, 4 – плотность $g, 10^3 \text{ кг/м}^3$, 5 – удельное электрическое сопротивление $\rho, 10^{-8} \text{ Ом.м}$, 6 – удельная магнитная восприимчивость $\chi, 10^{-9} \text{ м}^3/\text{кг}$.

1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6
3	Li	6.94	0.53	9.29		43	Tc	99	11.5	20	
4	Be	9	1.84	4.1		44	Ru	101	12	7.5	
11	Na	23	0.97	5.3		45	Rh	103	12.4	4.5	
12	Mg	24.3	1.74	4.4		46	Pd	106.4	12.2	10.54	+5.8
13	Al	27	2.7	2.7		47	Ag	108	10	1.587	-0.192
19	K	39	0.85	6.7		48	Cd	112.4	8.7	7.5	-0.175
20	Ca	40.1	1.55	3.6		49	In	114.8	7.3	8.37	
21	Sc	45	2.54	57		50	Sn	118.6	7.2	12.4	
22	Ti	47.9	4.5	43		51	Sb	121.7	6.6	42	
23	V	51	6	22		55	Cs	132.9	1.9	22	
24	Cr	52	7	13.4		56	Ba	137.3	3.8	34	
25	Mn	55	7.3	144		72	Hf	178.4	13.3	30	
26	Fe	55.84	7.9	9.9		73	Ta	181	16.6	13	
27	Co	59	8.7	6.35		74	W	184	18.8	5.27	
28	Ni	58.7	6.93	7	-80	75	Re	186	21	19.3	
29	Cu	63.5	8.9	1.678	-0.086	76	Os	190.2	22.5	8.6	
30	Zn	65.4	6.9	5.90	-0.14	77	Ir	192	22.4	4.7	
31	Ga	69.7	5.9	27		78	Pt	195	21.4	10.6	+0.972
37	Rb	85.47	1.5	13.8		79	Au	197	19	2.21	-0.143
38	Sr	87.62	2.5	13.2	+1.38	80	Hg	200.5	13.5	96	-0.167
39	Y	88.9	3.8	59.6	+2.1	81	Tl	204.3	11.9	17	
40	Zr	91.22	6.4	42		82	Pb	207.2	11.3	22.8	
41	Nb	92.9	8.4	16		83	Bi	209	9.7	117	-1.34
42	Mo	96	9	5.34							

В таблице 2 приведена часть Периодической системы элементов, содержащая упоминаемые металлы.

Таблица 2.

Перечень исследованных металлов

Li	Be													
Na	Mg	Al												
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga		
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb
Cs	Ba		Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi

На рис.4 дана сравнительная характеристика 47 металлов. Наблюдается некоторая корреляция проводимости и плотности на единицу атомного веса. Выделяются элементы Cu, Ag, Au с высокой проводимостью σ и Y, Hg, Bi - с низкой.

На рис. 5 изображена зависимость удельного электрического сопротивления ρ от валентности. Среднее геометрическое для всех металлов 10.478 , для одно-, двух- и более валентных 6.72 , 13.075 , $13.393 \cdot 10^{-8}$ Ом·м соответственно. В пределах 15 номеров различие одно- и двухвалентных металлов невелико.

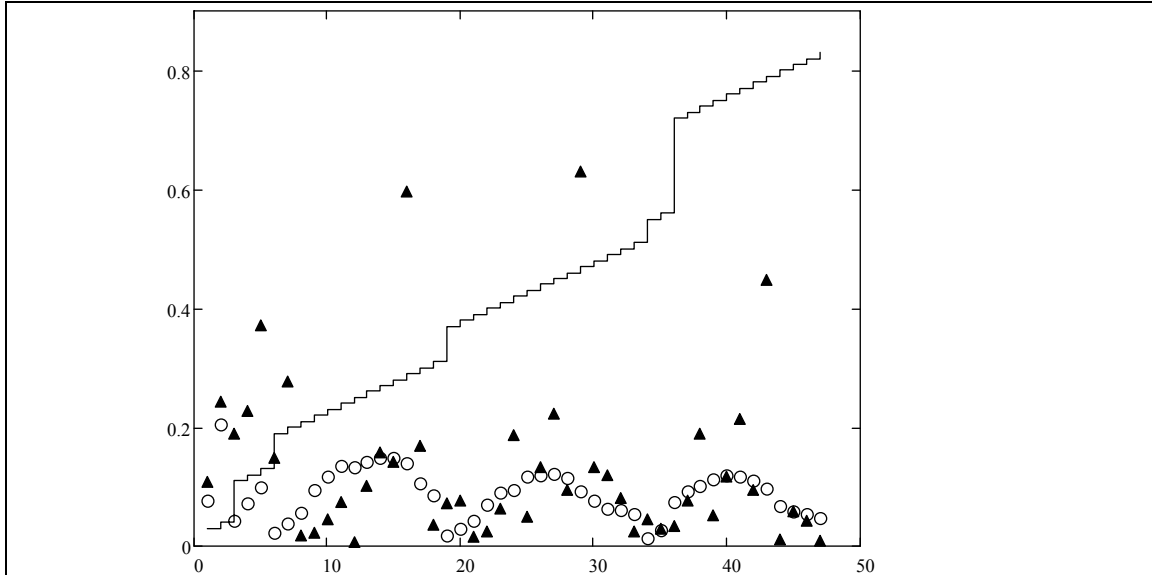


Рис. 4. Проводимость металлов и отношение плотности к атомному весу.

Трассы: 1 – Проводимость металла σ , $10^8 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$; 2 – положение элемента по периодам 2 – 6 периодической системы; 3 – отношение плотности к атомному весу г/М , $10^3 \text{ кг/м}^3 \cdot \text{а.е.м}$

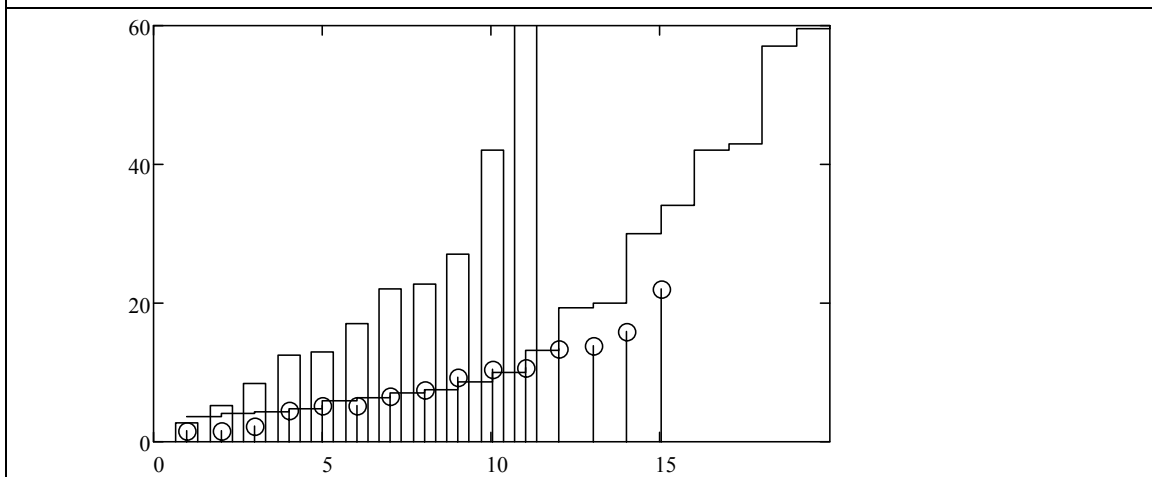


Рис. 5. Зависимость удельного электрического сопротивления ρ , $10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ от валентности.

По горизонтали – атомный номер, по вертикали - ρ . Кружки – одновалентные, ступеньки - двухвалентные, столбики – валентностью 3, 4, 5.

В таблице 3 приведены данные для металлов с высокой проводимостью и их соседей по таблице элементов справа и слева. Также элементы с наименьшей проводимостью Y и Bi.

Таблица 3

Параметры выбранных элементов

	элементы	отношение проводимости к магнитной восприимчивости $\sigma \cdot \chi^{-1}, 10^{12} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$	электронные конфигурации
1	Ni никель	$-2.053 \cdot 10^{-4}$	$4s^2 3d^8$
2	Cu медь	-0.778	$4s^1 3d^{10}$
3	Zn цинк	-0.175	$4s^2 3d^{10}$
4	Y иттрий	$2.103 \cdot 10^{-3}$	$5s^2 4d^1$
5	Pd палладий	$1.341 \cdot 10^{-3}$	$4d^{10}$
6	Ag серебро	-0.328	$5s^1 4d^{10}$
7	Cd кадмий	-0.088	$5s^2 4d^{10}$
8	Pt платина	$4.535 \cdot 10^{-3}$	$6s^1 5d^9 4f^{14}$
9	Au золото	-0.165	$6s^1 5d^{10} 4f^{14}$
10	Hg ртуть	$-4.62 \cdot 10^{-3}$	$6s^2 5d^{10} 4f^{14}$
11	Bi висмут	$-6.576 \cdot 10^{-4}$	$6s^2 6p^{10} 5d^{10} 4f^{14}$

По данным таблицы 3 построен график (рис. 6)

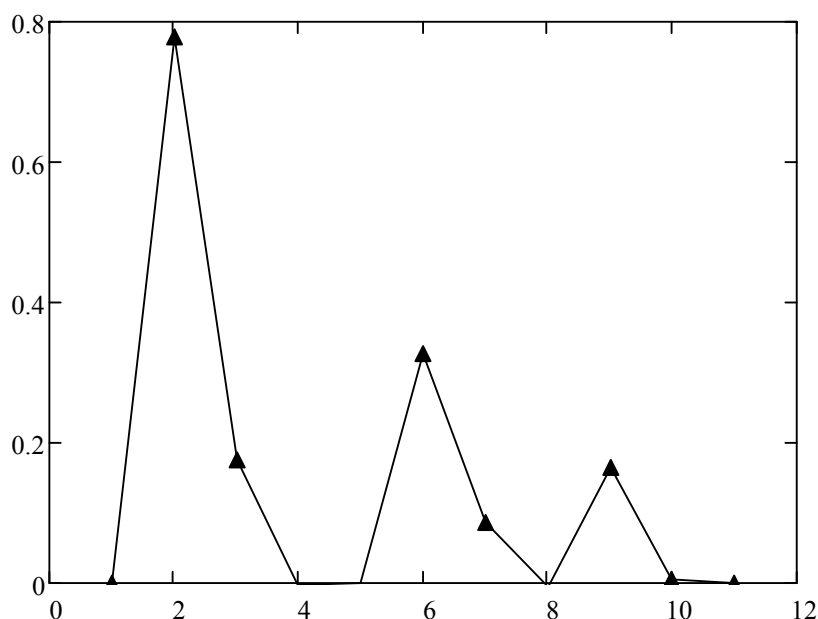


Рис. 6. Отношение проводимости к магнитной восприимчивости $\sigma \cdot \chi^{-1}, 10^{12} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ (по вертикали) в зависимости от номера элемента.

Суть не в проводимости, а в способности поляризоваться и создавать тем самым магнитное поле H при меньших значениях напряжённости E электрического поля. Поэтому сверхпроводники запитывают через резисторы, то есть в режиме генератора тока. Диамагнетики Ag, Cu, Au легко поляризуются, имеют квантовый порог возмущения ниже h , поэтому не впадают в состояние сверхпроводимости. По степени

компенсации внешнего электрического поля они намного превышают способности обычных диэлектриков.

Поляризуемость металла определяется величиной его эффективной диэлектрической проницаемостью ϵ , которая лежит в пределах $1 \ll \epsilon \ll \infty$ [22]. В сверхпроводниках она на верхнем пределе, поскольку разность потенциалов на их концах равна нулю. Соответственно, имеется аналогия между электрическим полем постоянного тока в проводнике и электростатическим полем в диэлектрике. Так, аналогом вектора плотности тока проводимости δ является вектор электрического смещения D , аналогом удельной проводимости γ - абсолютная диэлектрическая проницаемость, аналогом тока I - поток вектора электрического смещения; аналогом заряда в электростатическом поле являются стоки сторонних электрических токов [23]. Поэтому в линиях электропередачи стремятся повышать напряжение, а не ток; увеличивать поток за счёт напряжённости электрического, а не магнитного поля.

Таблица 4

Сравнение металлов по общим свойствам

Ag, Cu, Au	
1	1 Группа Валентность 1
2	Периоды 4, 5, 6 - правая половина
3	Сразу после переходных металлов
4	Высокая проводимость
5	Слабо активные
6	Не Сверхпроводящие
7	Объёмная плотность выше средней
8	Диамагнетики
Y, Bi, Hg	
1	Низкая проводимость
2	Сверхпроводящие
3	Валентность 2, 2, 5
4	Объёмная плотность ниже средней

Если проводник подключить к источнику, со скоростью света в нём возникнет продольное электрическое поле напряжённостью E . Не имеющее свободных зарядов вещество проводника поляризуется так, что магнитные моменты атомов образуют поперечное магнитное поле H . В этом отличие от диэлектриков. Вектор Умова-Пойнтинга $P=E*H$ направится внутрь проводника, и это та энергия, что нагревает проводник по всей длине одновременно. Если сначала в разрыв вставить сверхпроводник и подключить к источнику, процесс повторится. Теперь понизим температуру ниже критической. В сверхпроводнике поле H останется замороженным, а $E=0$, поэтому в этом отрезке цепи нет теплового потока. А именно, энергия переносится электромагнитным полем

по вакууму, а проводник есть направляющая. Тока нет, но магнитное поле возникает как эффект поляризации. В сверхпроводнике в принципе нет тока, и, поскольку $E=0$, поток энергии обходит место его расположения, не греет его.

Пример. Рассмотрим цепь, состоящую из источника электрической энергии с разностью потенциалов U , нагрузки с сопротивлением R и соединяющей их линии передачи. Воздушная линия (кабель) представляет собой два тонкостенных коаксиально расположенных цилиндра с радиусами r_1 и r_2 , причём, с целью упрощения расчётов, примем $r_2 > r_1$ и $r_2 - r_1 < r_1$. Также будем пренебрегать омическим сопротивлением линии. Мощность в нагрузке равна $P_n = UI = U^2/R$, а мощность, передаваемая линией $P_l = EHS$, где $E = U / \ln(r_2/r_1)r$, $H = I/2\pi r$, r - расстояние от оси линии, E - напряжённость электрического поля, H - напряжённость магнитного поля, $S = \pi(r_2^2 - r_1^2)$ - площадь кольца поперечного сечения линии, $I = U/R$ - прямой ток внешнего и

обратный ток внутреннего цилиндра. После преобразований приближённо получим средние $E_c = 2Ur_1/(r_2^2 - r_1^2)$, $H = U/\pi R(r_1 + r_2)$. Тогда $R_L = R_H 2r_1/(r_1 + r_2)$, что при принятых приближениях означает практическое равенство мощностей в линии и в нагрузке.

Электрическое поле в коаксиальном кабеле имеет две компоненты: продольную и поперечную. Например, шины сверхпроводящего кабеля эквипотенциальны, а нагрузка – нет. Поэтому силовые линии E , идущие от шины, изгибаются в направлении разнопотенциальных точек нагрузки. Соответственно, имеется поток вдоль нагрузки. Тепловой поток вовне создаёт «тягу», поддерживая поток, создаваемый источником [7].

Изложенная здесь гипотеза косвенно подтверждается экспериментами.

Диэлектрическая проницаемость в металле при переменном токе - величина не постоянная, а динамическая с эффективной величиной $\epsilon \sim 10^8$. Возникновение поляризационного тока вызвано процессом образования диполей [22].

"Диэлектрическую постоянную металлов мы можем принимать равную бесконечности. Дело в том, что и в металлах вполне возможна диэлектрическая поляризация, которая появляется в момент возбуждения электрического поля..." [24].

Достигнуты значения δ на материале La_{0,67}Ca_{0,33}MnO_y: $\delta_H = 127000\%$ при температуре 77 К и $\delta_H = 1300\%$ при комнатной температуре [25].

Эффект магнитосопротивления (или гальваномагнитный эффект) – это относительное изменение электросопротивления δ при включении магнитного поля. В классических ферромагнетиках (Fe, Co, Ni и их сплавах) достигнуто максимальное значение $\delta = 1,5\%$ в поле $H = 10$ кЭ. Впервые гигантское магнитосопротивление было обнаружено в искусственно созданной магнитной сверхрешетке Fe/Cr в 1988 г. (*Baibich M.N., Broto J.M., Fert A. et al. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices // Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 61. P. 2472–2476.*). Величина δ при $T = 4,2$ К в поле $H = 20$ кЭ превышала здесь 90% [26].

Опытным путём доказано намагничивание вращающегося ферромагнетика [27].

Опытным путём доказывает отсутствие как магнитного поля тока смещения в вакууме, так и самого тока смещения [28].

Новый сверхпроводниковый материал должен быть сжат под высоким давлением. Из него в перспективе можно будет изготавливать провода, которые будут работать при комнатной температуре [29].

Магнетизм способствует или даже отвечает за сверхпроводимость в сверхпроводниках на основе железа [30].

У ВТСП кристаллов $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ (это исходно диэлектрик) магнитные характеристики сохраняются и после перехода в сверхпроводящее состояние. Это может указывать на существование двух типов электронов: одни частицы свободно перемещаются в объеме вещества, а другие — локализованные — отвечают за сохранение магнитных свойств [31].

Синтетическое соединение $HgBa_2Ca_2Cu_3O_x$, созданное научной группой под руководством Евгения Антипова из МГУ, переходит в сверхпроводящее состояние при 135 К, а при сильном всестороннем сжатии — почти при 160 К [32].

В соединениях с магнетизмом локализованных электронов магнитные моменты составляют несколько магнетонов Бора на атом (ион). Первый механизм осуществляется через магнитное поле, которое индуцируется магнитными моментами и сверхпроводящими ... [33].

Автор наблюдал передачу электрической энергии мощностью 1 кВт с частотой несколько кГц по тонкому одиночному проводу на расстояние 8 м. В этом случае проводник выполняет роль направляющего и концентратора. [34]. Эффект явно повторяет опыты Тесла по беспроводной передаче энергии на большие расстояния.

Пусть источник с напряжением U через двухпроводную линию подключён к нагрузке с сопротивлением R . Увеличим и напряжение и сопротивление в 10 раз так, что ток в проводах не изменится. В проводе величины электрического и магнитного полей не изменятся, поэтому сохранится и электромагнитный поток вдоль них. Однако поток в нагрузку вырос в 10 раз. Понятно, что энергия передаётся не по проводнику, а по вакууму непосредственно в нагрузку.

9. Выводы.

1. Именно заряд электрона является квантом заряда и потока электрической индукции, а его магнитный поток - квантом потока магнитной индукции. Подобно тому, как вводится электрическое поле через заряды, должно вводиться магнитное поле через магнитные моменты элементарных частиц.

2. Обобщённым критическим параметром сверхпроводника является напряжённость электрического поля E в проводнике, при котором ещё не происходит ионизация.

3. Сверхпроводящее состояние достигается путём поляризации атомов проводника в отсутствие ионизации при соответствующих условиях, когда любые виды возмущений не превышают значения кванта действия h .

4. Чем больше переходных зон смешанного состояния, тем больше объём сверхпроводящих зон, что полезно при нанесении плёнок сверхпроводников на поверхность металла. Поэтому примесные, интерметаллические и спечённые из керамики ВТСП (так как особенностью ВТСП является очень низкая концентрация носителей заряда [20]) сверхпроводники имеют самые высокие критические параметры по сравнению с чистыми металлами. Перспективно также использование полупроводников вследствие наличия в них низкой плотности носителей заряда.

10. Библиография.

1. Саврухин А.П. Природа элементарных частиц и золотое сечение. Монография. М. МГУЛ. 2004, 204 с.

Примечание. В МЛТИ (теперь МГУЛ) проводились исследования в рамках госпрограммы по ВТСП с 1987 года в кооперации с МГУ (Кулаков А.Б. и Тескер А.М.) и МЭИ (Жгун С.А.). Автор статьи - ответственный исполнитель. Отчёт №01870004629 за 1987 г. и далее. Получены 3 авторских свидетельства. Одна из статей: Бесконтактный тестирующий метод для измерения параметров сверхпроводников. Науч. Тр. МЛТИ. М.: 1991. Вып. 238. С. 151-153.

2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т.3, -М.: ФИЗМАТЛИТ; Изд. МИФИ, 2002.

3. Томилин К.А. Фундаментальные постоянные и модели эволюции физики // Исследования по истории физики и механики. 2000. М.: Наука, 2001, с. 183-206.

4. Окунь Л.Б. Фундаментальные константы физики // УФН. 1991. Т. 161, № 8. С. 177-194.

5. Planck M. Über irreversible Strahlungsvorgänge // Ann. Phys. 4(1), S.69-122, 1900; *Planck M. Physikalische Abhandlungen und Vorträge. Band I-III. F. Vieweg u. Sohn, Braunschweig, 1958, V.I, S.614-667.*

6. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Т.5. Изд. «МИР». М., 1977

7. Тамм И.Е. Основы теории электричества. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003.

8. "Академик В. Ф. Миткевич. Избранные труды". Москва – Ленинград: Издательство АН СССР, 1956 г.

9. Федюкин В.К. НЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА, А СВЕРХНАМАГНИЧИВАЕМОСТЬ МАТЕРИАЛОВ – СПб.: СПбГИЭУ, 2008. –112 с.

10. Федюкин В.К. «СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСТВА» КАК ПОНЯТИЕ О СВЕРХЪЕСТЕСТВЕННОМ ЯВЛЕНИИ, ТОГДА КАК В ДЕЙСТВИТЕЛЬНОСТИ, ОНО ЕСТЬ МЕТАСТАБИЛЬНОЕ СВЕРХДИАМАГНИЧИВАНИЕ ВЕЩЕСТВ. Санкт-Петербург- 2009 СПбГИЭУ, 2009
11. Vasiliev B.V. Superconductivity as a consequence of an ordering of the electron gas zero-point oscillations // Physica C. — 2011. — Vol. 471. — С. 277—284.
12. Гришаев А.А. МЕТАЛЛЫ: НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ХИМИЧЕСКИЕ СВЯЗИ И ДВА МЕХАНИЗМА ПЕРЕНОСА ЭЛЕКТРИЧЕСТВА. <http://newfiz.narod.ru/metals.htm>
13. R.C.Tolman, T.D.Stewart. Phys.Rev., 8 (1916) 97
14. Р.В.Поль. Учение об электричестве. «Физматгиз», М., 1962.
15. Калашников С.Г. Электричество. - М.: Наука, 2004.
16. Молоковский С. И., Сушков А. Д., Интенсивные электронные и ионные пучки, 2 изд., М., 1991
17. Френкель Я.И. Сверхпроводимость. – М.-Л.: ОНТИ, 1936. –19 с.
18. Боголюбов Н. Н., Толмачев В. В., Ширков Д. В. Новый метод в теории сверхпроводимости. — М.: Изд-во АН СССР, 1958.
19. Гинзбург В. Л., Андрюшин Е. А.. Сверхпроводимость. — М.: Альфа-М, 2006.
20. Morpurgo A.F.et al., Science, 1999, **286**, p.263
21. Андреев А. Ф. // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. — М.: 1964. — Т. 46. — С. 1823. .
22. Заев Н.Е., Авраменко С.В., Лисин В.Н. Измерение тока проводимости, возбуждаемого поляризационным током //ЖРФМ.- 1991.- № 2. -С. 68-81. (<http://www.rusphysics.ru/dissertation/269>)
23. Шмелев В.Е., Сбитнев С.А. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОТЕХНИКИ.. Теория электромагнитного поля: Учеб. пособие. - Владим. гос. ун-т. Владимир; 2003, 145 с. ISBN. (<http://matlab.exponenta.ru/pde/book6/3.php>)
24. Голицын Б.Б. Исследования по математической физике (фрагмент о диэлектрической поляризации металлов. 1893 г.)// ЖРФМ.- 1991.- № 2.- С. 66-67. Сетевой ресурс.<http://spbs.rusphysics.ru/dissertation/273/>
25. Нагаев Э. Л. Манганиты лантана и другие магнитные проводники с гигантским магнитосопротивлением // Успехи физических наук. — 1996. — Т. 166. - № 8. - С. 833
26. Никитин С. А. Гигантское магнитосопротивление // Соросовский обзорный журнал. — 2004. — Т. 8. — № 2. — С. 92—98.
27. Барнетт С. ГИРОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ И ЭФФЕКТЫ ИНЕРЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ.// Успехи физических наук.- 1937 г.- Т.18.- Вып.3. (<http://ufn.ru/ru/articles/1937/7/d/>)
28. Задорожный В.Н. Ток смещения и его магнитное поле.// Электрик.- 2003.-№2. (<http://www.ra-publish.com.ua>)
29. Сетевой ресурс. <http://solar.org.ua/interesting/1206459549>.
30. Сетевой ресурс. <http://innovanews.ru/info/news/hightech/9206/>
31. Сетевой ресурс. <http://science.compulenta.ru/446738/?ml12&ml13>
32. Левин А. «Популярная механика» №4, 2012
33. Сверхпроводимость в тройных соединениях, пер. с англ., т. 1-2, М., 1985.
34. Саврухин А.П. Электромагнитное поле как компонента поля заряда. Материалы VI Международной конф. «Проблемы современной электротехники-2000». Ж. «Техническая электродинамика». Ч. 7. Киев –2000. С. 3-6.