

УДК 537.812+537.312.62+621.372.834+533.9

Физическая природа силы Лоренца и униполярная индукция.

Ф. Ф. Менде

Харьков, Украина, mende_fedor@mail.ru.

До настоящего времени в классической электродинамике отсутствует понимание физической природы силы Лоренца и это понятие вводится аксиоматическим способом. Непонятны также физические принципы работы ряда модификаций униполярного генератора. В работе показано, что указанные проблемы могут быть решены путём введения зависимости скалярного потенциала заряда от его относительной скорости.

PACS 41.20.Jb+52.35.Hr

Ключевые слова: Электродинамика, скалярный потенциал, сила Лоренца, униполярная индукция, униполярный генератор.

1. Введение.

Униполярная индукция была открыта ещё Фарадеем почти 200 лет тому назад, но в классической электродинамике окончательного ответа на то, как и почему работают некоторые модификации униполярного генератора, нет до настоящего времени [1]. Особо непонятен случай, когда имеется вращающийся намагниченный в осевом направлении проводящий диск, при вращении которого между неподвижными контактами, подключёнными к его оси и образующей диска, возникает э.д.с. Ещё более непонятен случай, когда вместе с намагниченным диском вращается проводящий диск, не имеющий контакта с ним, а неподвижные контакты подключены к оси такого диска и его образующей. Такое положение дел связано с тем, что физическая природа магнитной части силы Лоренца пока не ясна, а вводится эта сила аксиоматическим путём.

В уравнениях Максвелла не содержатся указания на то, что является причиной силового взаимодействия токонесущих систем, поэтому вводиться экспериментальный постулат о силе, действующей на движущийся заряд в магнитном поле. Это так называемая магнитная часть силы Лоренца

$$\vec{F}_L = e \left[\vec{v} \times \mu_0 \vec{H} \right]. \quad (1.1)$$

Однако у такой аксиоматики есть существенный недостаток. Если на движущийся заряд действует сила, то в соответствии с третьим законом Ньютона должна иметь место сила реакции, уравновешивающая силу, действующую на заряд, и нам должно быть известно место приложения этой силы. В данном случае магнитное поле выступает в качестве некоторой самостоятельной субстанции, будучи посредником между движущимися зарядами и системой, создающей магнитное поле. Другими словами, у нас нет закона прямого действия, который бы давал сразу ответ на поставленный вопрос, минуя рассмотренную процедуру, т.е. мы не можем дать ответ на вопрос, где находятся силы, уравновешивающие действие магнитного поля на заряд.

Соотношение (1.1) с физической точки зрения вызывает недоумение. Силы, действующие на тело в отсутствии диссипативных потерь, должны быть связаны или с его ускорением, если тело осуществляет поступательное движение, или с центробежными силами, если оно осуществляет вращательное движение. Наконец, статические силы возникают в том случае, когда имеется градиент скалярного потенциала потенциального поля, в котором находится тело. Но в соотношении (1.1) ничего этого нет. Обычное прямолинейное движение вызывает силу, которая нормальна к направлению движения. Что это, какой-то новый закон природы? На этот вопрос ответа тоже пока нет.

В работе будет показано, что конкретные ответы на все эти вопросы могут быть получены в рамках концепции зависимости скалярного потенциала заряда от его относительной скорости. Мы рассмотрим несколько вариантов униполярных генераторов и их работу с точки зрения этой концепции.

2. Динамические потенциалы и поля движущихся зарядов.

Тот путь, который будет продемонстрирован в этой статье, связан с записью уравнений индукции в полных производных в рамках преобразований Галилея.

Находясь в заданной ИСО, нас интересуют те поля, которые создаются в ней движущимися зарядами. Такие поля будем называть динамическими. Примером динамического поля может служить магнитное поле, которое возникает вокруг движущихся зарядов в процессе их движения.

В классической электродинамике отсутствуют правила преобразования полей при переходе из одной инерциальной системы в другую. Этот недостаток устраняет СТО, основой которой являются ковариантные преобразования Лоренца. При всей математической обоснованности такого подхода физическая сущность таких преобразований до настоящего времени остаётся не выясненной [2].

В данной статье будет сделана попытка найти физически обоснованные причины силового взаимодействия токонесущих систем, а также понять принципы работы униполярных генераторов. Первый шаг, продемонстрированный в работах [3-7], был сделан в этом направлении путём записи законов индукции в полных производных и введения симметричных законов магнитоэлектрической и электромагнитной индукции. В этом случае эти законы записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} \oint \vec{E}' dl' &= - \int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{s} + \oint [\vec{v} \times \vec{B}] dl' \\ \oint \vec{H}' dl' &= \int \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} d\vec{s} - \oint [\vec{v} \times \vec{D}] dl' \end{aligned}, \quad (2.1)$$

или

$$\begin{aligned} rot \vec{E}' &= - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + rot [\vec{v} \times \vec{B}] \\ rot \vec{H}' &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} - rot [\vec{v} \times \vec{D}] \end{aligned}. \quad (2.2)$$

Для постоянных полей эти соотношения имеют вид:

$$\begin{aligned} \vec{E}' &= [\vec{v} \times \vec{B}] \\ \vec{H}' &= -[\vec{v} \times \vec{D}] \end{aligned}. \quad (2.3)$$

В соотношениях (2.1-2.3), предполагающих справедливость преобразований Галилея, штрихованные и не штрихованные величины представляют поля и элементы в движущейся и неподвижной ИСО соответственно. Следует заметить, что преобразования (2.3) ранее можно было получить только из преобразований Лоренца.

Соотношения (2.1), представляющие законы индукции, не дают информации о том, каким образом возникли поля в исходной неподвижной ИСО. Они описывают только закономерности преобразования полей в случае движения по отношению к уже существующим полям.

Соотношения (2.3) свидетельствуют о том, что в случае относительного движения систем отсчета, между полями \vec{E} и \vec{H} существует перекрестная связь, т.е. движение в полях \vec{H} приводит к появлению полей \vec{E} и наоборот. Из этих соотношений вытекают дополнительные следствия, которые впервые были рассмотрены в работе [3].

Электрическое поле $E = \frac{g}{2\pi\epsilon r}$ за пределами длинного заряженного стержня, на единицу

длины которого приходится заряд g , убывает по закону $\frac{1}{r}$, где r - расстояние от центральной оси стержня до точки наблюдения.

Если параллельно оси такого стержня в поле E начать со скоростью Δv двигать другую ИСО, то в ней появится дополнительное магнитное поле $\Delta H = (\Delta v)\epsilon E$. Если теперь по отношению к уже движущейся ИСО начать двигать третью систему отсчета со скоростью Δv , то уже за счет движения в поле ΔH появится добавка к электрическому полю $\Delta E = (\Delta v)^2 \mu \epsilon E$. Данный процесс можно продолжать и далее, в результате чего может быть получен ряд, дающий величину электрического поля $E'_v(r)$ в движущейся ИСО при достижении скорости $v = n\Delta v$, когда $\Delta v \rightarrow 0$, а $n \rightarrow \infty$. В конечном итоге в движущейся ИСО величина динамического электрического поля окажется больше, чем в исходной и определиться соотношением:

$$E'(r, v_\perp) = \frac{gch \frac{v_\perp}{c}}{2\pi\epsilon r} = Ech \frac{v_\perp}{c}.$$

Если речь идет об электрическом поле движущегося одиночного заряда e , то его электрическое поле будет определяться соотношением:

$$E'(r, v_\perp) = \frac{ech \frac{v_\perp}{c}}{4\pi\epsilon r^2},$$

где v_\perp - нормальная составляющая скорости заряда к вектору, соединяющему движущийся заряд и точку наблюдения.

Выражение для скалярного потенциала, создаваемого движущимся зарядом, для этого случая запишется следующим образом [3-7]:

$$\varphi'(r, v_\perp) = \frac{ech \frac{v_\perp}{c}}{4\pi\epsilon r} = \varphi(r)ch \frac{v_\perp}{c} \quad (2.4)$$

где $\varphi(r)$ - скалярный потенциал неподвижного заряда.

Потенциал $\varphi'(r, v_{\perp})$ может быть назван скалярно-векторным, т.к. он зависит не только от абсолютной величины заряда, но и от скорости и направления его движения по отношению к точке наблюдения. Максимальное значение этот потенциал имеет в направлении нормальном к направлению движения самого заряда.

Рассмотрим случай, когда одиночный отрицательный заряд e движется со скоростью v_2 параллельно проводнику, по которому со скоростью v_1 двигаются электроны, удельная плотность которых, приходящаяся на единицу длины провода, составляет q_1^- (рис.1).

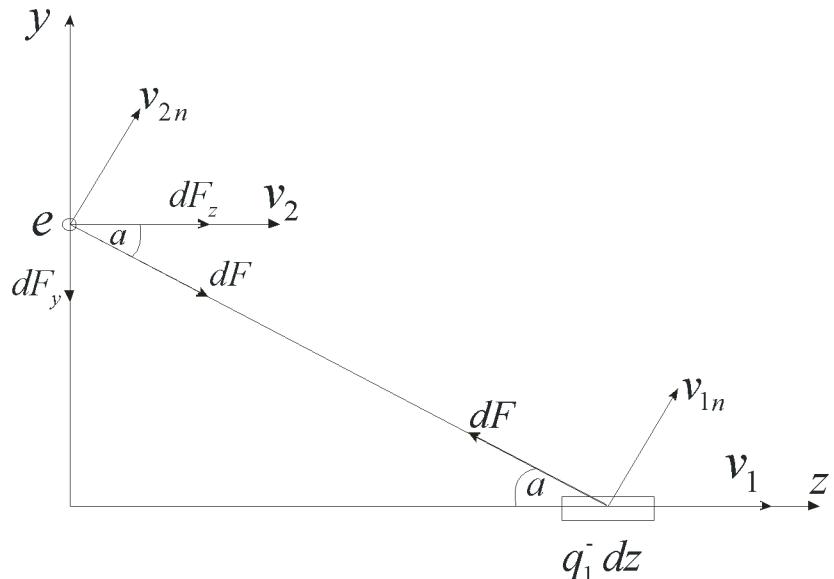


Рис. 1. Схема взаимодействия движущегося точечного заряда с проводником, по которому течёт ток.

Будем считать, что проводник до начала движения электронов был электронейтральным и удельная плотность положительных ионов и электронов были равны. Элемент заряда, приходящийся на отрезок dz проводника с током, при этом составит $q_1^- dz$. Беря только два первых члена разложения гиперболического косинуса в ряд, найдём элемент силы действующей со стороны элемента $q_1^- dz$ на движущийся заряда e

$$dF = \frac{eg_1 dz}{4\pi\epsilon r^2} \left(\frac{v_{1n} v_{2n}}{c^2} - \frac{1}{2} \frac{v_{1n}^2}{c^2} \right),$$

где v_{1n} и v_{2n} - компоненты соответствующих скоростей, нормальные к радиусу, соединяющему движущийся заряд с элементом заряда $q_1 dz$.

Для данной схемы взаимодействия имеют место следующие соотношения

$v_{1n} = v_1 \sin \alpha$ и $v_{2n} = v_2 \sin \alpha$. Учитывая, что $r_0 = r \sin \alpha$ и $dz = \frac{r_0 d\alpha}{\sin^2 \alpha}$, где r_0 -

расстояние от оси проводника до заряда, запишем:

$$dF = \frac{q_1 v_1 e v_2}{4\pi\epsilon c^2 r_0} d\alpha.$$

Полученная сила является силой притяжения. Элемент этой силы, параллельной r_0 , запишется:

$$dF_y = \frac{q_1 v_1 e v_2}{4\pi\epsilon c^2 r_0} \sin \alpha d\alpha, \quad (2.6)$$

а элемент силы, нормальной к r_0 , запишется как:

$$dF_x = \frac{q_1 v_1 e v_2}{4\pi\epsilon c^2 r_0} \cos \alpha d\alpha. \quad (2.7)$$

Проинтегрировав соотношение (2.6) и учитывая, что ток, текущий по нижнему проводнику определяется соотношением $I = q_1 v_1$, запишем силу, действующую на одиночный движущийся заряд e со стороны правой части проволоки:

$$F = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{I e v_2}{4\pi\epsilon c^2 r_0} \sin \alpha d\alpha = \frac{I e v_2}{4\pi\epsilon c^2 r_0}. \quad (2.8)$$

Если учесть также взаимодействие с левой частью проволоки, то сила, действующая параллельно r_0 и определяемая соотношением (2.8), удвоится, а силы, действующие по нормали к r_0 , компенсируются. Таким образом, суммарная сила, действующая на заряд, движущийся параллельно проволоке, запишется:

$$F_\Sigma = \frac{I e v_2}{2\pi\epsilon c^2 r_0}. \quad (2.9)$$

Преимуществом такого рассмотрения является то, что на схеме взаимодействия определены не только сами силы, но и места их приложения

Поскольку магнитное поле, создаваемое проводником с током в точке нахождения движущегося заряда, определяется соотношением

$$H = \frac{I}{2\pi r_0},$$

а магнитная проницаемость $\mu = \frac{1}{\epsilon c^2}$, то из соотношения (2.8) получаем

$$F_\Sigma = ev_2\mu H$$

Эта сила в точности равна силе Лоренца. Таким образом, силы, действующие на заряд, движущийся параллельно проводнику с током, вычисленные в концепции зависимости скалярного потенциала заряда от его относительной скорости и в концепции магнитного поля совпали. Следует, однако, отметить, что такое совпадение имеет место для малых относительных скоростей, поскольку взяты только первые члены разложения гиперболического косинуса в ряд.

В работах [7,8] рассмотрены схемы взаимодействия движущегося заряда с токонесущими схемами различных конфигураций и показано, что во всех случаях силы, вычисления для малых скоростей в концепции зависимости скалярного потенциала заряда от его относительной скорости и в концепции магнитного поля совпадают.

3. Основы унипольярной индукции в концепции зависимости скалярного потенциала заряда от его относительной скорости.

Рассмотрим случай, когда имеется одиночный длинный проводник, по которому течёт ток. Будем по-прежнему считать, что в проводнике имеется система взаимно вложенных зарядов положительной решетки g_1^+ и свободных электронов g_1^- , которые в отсутствие тока нейтрализуют друг друга (рис.2). Для удобства рассмотрения эти системы разнесены по координате r

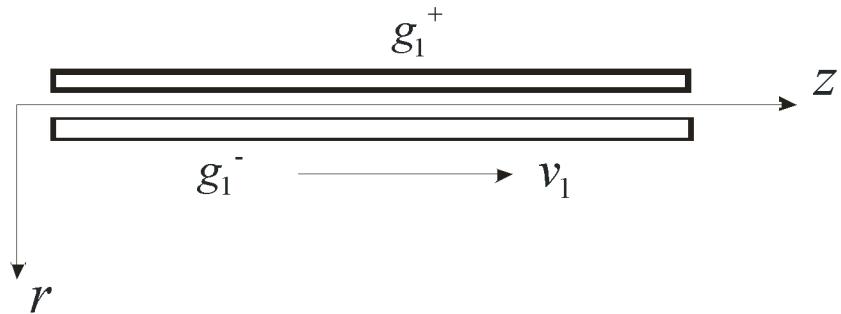


Рис. 2. Схема проводника, по которому течёт ток.

Электрическое поле, создаваемое неподвижной решеткой в зависимости от расстояния r имеет вид:

$$E^+ = \frac{g^+}{2\pi\epsilon r} \quad (3.1)$$

При этом считается, что направление вектора электрического поля совпадает с направлением r . Если электронный поток движется со скоростью v_1 , то электрическое поле этого потока определяется равенством:

$$E^- = -\frac{g^-}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v_1}{c} = -\frac{g^-}{2\pi\epsilon r} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v_1^2}{c^2} \right). \quad (3.2)$$

Складывая (3.1) и (3.2), получаем:

$$E^- = -\frac{g^- v_1^2}{4\pi\epsilon c^2 r}$$

Это означает, что вокруг проводника с током имеется электрическое поле, соответствующее отрицательному заряду проводника. Однако это поле имеет очень незначительную величину, поскольку в реальных проводниках v значительно меньше c . Такое поле может быть обнаружено только при плотностях токов, которые могут быть достигнуты в сверхпроводниках, что экспериментально подтверждено в работах [7,8].

Рассмотрим случай, когда сам проводник, по которому со скоростью v_1 текут электроны, движется в обратном направлении со скоростью v (Рис. 3). В этом случае соотношения (3.1) и (3.2) примут вид:

$$E^+ = \frac{g^+}{2\pi\epsilon r} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} \right) \quad (3.3)$$

$$E^- = -\frac{g^-}{2\pi\epsilon r} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{(v_1 - v)^2}{c^2} \right) \quad (3.4)$$

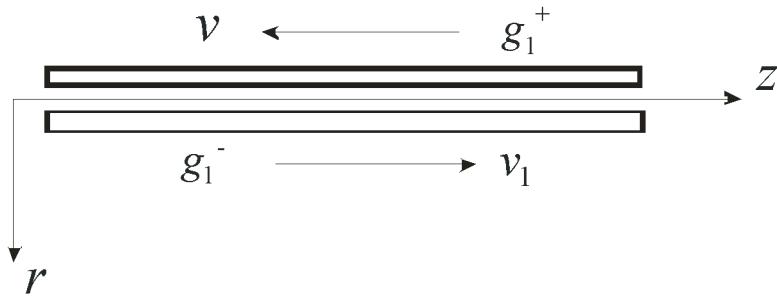


Рис.3. Схема движущийся проводник, по которому течёт ток.

Складывая (3.3) и (3.4), получаем суммарное поле:

$$E^+ = \frac{g}{2\pi\epsilon r} \left(\frac{v_1 v}{c^2} - \frac{1}{2} \frac{v_1^2}{c^2} \right) \quad (3.5)$$

В данном соотношении в качестве удельного заряда взята его абсолютная величина. Поскольку скорость механического движения проводника значительно больше, чем дрейфовая скорость электронов, вторым членом в скобках можно пренебречь. При этом из (3.5) получаем

$$E^+ = \frac{gv_1 v}{2\pi\epsilon c^2 r} \quad (3.6)$$

Полученный результат означает, что вокруг движущегося проводника, по которому течёт ток, также образуется электрическое поле, определяемое соотношением (3.6), что равнозначно появлению на этом проводнике удельного положительного заряда

$$g^+ = \frac{gv_1 v}{c^2}$$

Если проводник свернуть в кольцо и вращать его так, чтобы линейная скорость его частей была равна v , то вокруг такого кольца появится электрическое поле, соответствующее наличию на кольце указанного удельного заряда. Но это означает, что вращающийся виток, который и является вращающимся магнитом, приобретает удельный электрический заряд

на самой проволоке, из которой он состоит. При движении линейного проводника с током электрическое поле будет наблюдаться по отношению к неподвижному наблюдателю, но если наблюдатель будет двигаться вместе с проводником, то такие поля будут отсутствовать.

Возникает вопрос, можно ли при помощи таких полей в цепи, неподвижной по отношению к движущемуся проводнику, получить э.д.с. Этот вопрос равнозначен вопросу, а можно ли с помощью электрических полей заряженного конденсатора получить э.д.с. Очевидно нельзя, поскольку такие поля являются потенциальными, и движение в них заряда по замкнутому контуру даёт нулевую работу. Электрические поля, полученные при движении проводника с током тоже являются потенциальными и размещение в них любого контура не даст на его концах разности потенциалов. Но тогда как получается униполярная индукция, при которой на неподвижных контактах получается разность потенциалов. Это легко понять из рис. 4.

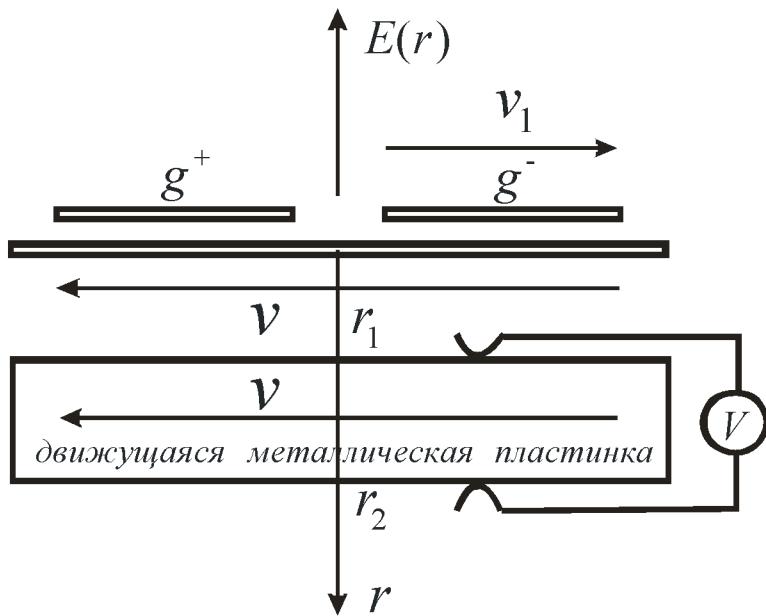


Рис. 4. Схема формирования э.д.с. униполярной индукции.

Будем считать, что r_1 и r_2 координаты точек касания подвижных контактов, которые скользят по металлической пластине, движущейся совместно с проводником, по которому течёт ток. Эти контакты подключены к вольтметру, который неподвижен. Тогда, можно вычислить разность потенциалов между этими контактами, проинтегрировав соотношение (3.6):

$$U = \frac{gv_1v}{2\pi\epsilon c^2} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r} = \frac{gv_1v}{2\pi\epsilon c^2} \ln \frac{r_2}{r_1}$$

Но чтобы к нагрузке, в данном случае к вольтметру, приложить эту разность потенциалов, необходимо скользящие контакты замкнуть перемычкой, на которой нет указанной разности потенциалов. Но поскольку металлическая пластина движется совместно с проводником, то на ней разность потенциалов отсутствует. Она и служит той перемычкой, которая даёт возможность превратить такой составной контур в источник э.д.с. по отношению к вольтметру.

Теперь можно проволоку свернуть в кольцо (рис. 5) и запитать его от источника тока. Причём контакты 1 следует вывести на кольцевые коллекторы, находящиеся на оси вращения и к ним присоединить трущиеся неподвижные щётки. Таким образом, можно получить вращающийся магнит. В этот магнит следует поместить проводящий диск с отверстием (рис. 5), вращающийся совместно с витками магнита, и при помощи неподвижных контактов, скользящих по образующим диска, подать напряжение на вольтметр. В качестве предельного случая можно взять сплошной металлический диск и подключить скользящие контакты к образующей диска и его оси. Проводящий диск и магнит можно объединить в одну конструкцию, намагнилив проводящий диск в осевом направлении. Присоединив трущиеся контакты к оси такого диска и его образующей, получим униполярный генератор Фарадея.

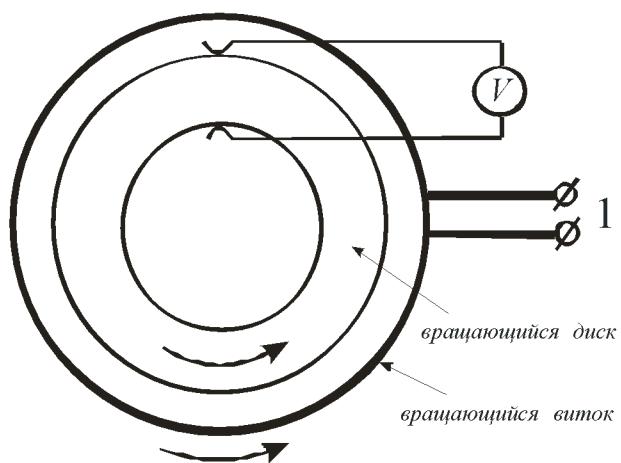


Рис. 5. Схема униполярного генератора с вращающимся магнитом и вращающимся проводящим диском.

Можно рассмотреть случай неподвижного магнита и вращающегося проводящего диска со щётками, присоединёнными к его оси и образующей. Эта схема изображена на рис. 6.

Схема характеризуется следующими соотношениями:

Электрическое поле, генерируемое во вращающемся диске движущимися электронами определяется соотношением:

$$E^- = -\frac{g^-}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v_1 - v}{c} = -\frac{g^-}{2\pi\epsilon r} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{(v_1 - v)^2}{c^2} \right),$$

а неподвижными ионами:

$$E^+ = \frac{g^+}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v}{c} = \frac{g^-}{2\pi\epsilon r} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} \right).$$

Суммарная напряженность электрического поля при этом составит

$$E_\Sigma = \frac{g}{2\pi\epsilon r} \left(\frac{vv_1}{c^2} \right),$$

а разность потенциалов между точками r_1 и r_2 в системе координат, движущейся вместе с пластиной, будет равна

$$U = \frac{g(r_2 - r_1)}{2\pi\epsilon r} \left(\frac{vv_1}{c^2} \right).$$

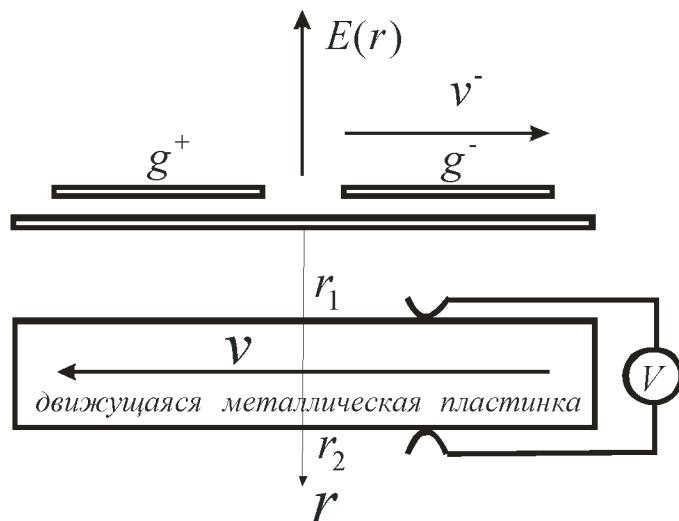


Рис. 6. Случай неподвижного магнита и вращающегося диска.

Поскольку в неподвижной по отношению к магниту цепи вольтметра индуцированная разность потенциалов отсутствует, то указанная разность потенциалов и будет равна э.д.с. рассмотренного генератора. Как и ранее движущуюся проводящую пластинку можно

свернуть в диск с отверстием, а проволоку, по которой течёт ток в кольцо с током, которое будет эквивалентом магнита, намагниченного в осевом направлении.

Таким образом, мы исчерпали все возможные варианты униполярных генераторов и во всех случаях концепция зависимости скалярного потенциала заряда от его относительной скорости даёт правильный ответ, совпадающий с экспериментальными данными.

Заключение.

Явление электромагнитной индукции Фарадей открыл в 1831 г. и уже почти 200 лет его учение не претерпело практически никаких изменений, и физические причины некоторых элементарных электродинамических явлений так до сих пор и не поняты. Конечно, для своего времени Фарадей был гением, но что делали физики после него? Были ещё такие гениальные фигуры как Максвелл и Герц, но даже они не понял, что одним из основных законов классической электродинамики является зависимость скалярного потенциала заряда от его относительной скорости, и что это тот закон, из которого следуют все остальные её динамические законы.

Список литературы

1. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. В 9-и т. - М.: Мир, 1977.- т.6.- 347 с.
2. Рашевский П. К. Риманова геометрия и тензорный анализ. М.: Наука, 1967, - 664 - с.
3. Менде Ф. Ф. К вопросу об уточнении уравнений электромагнитной индукции. - Харьков, депонирована в ВИНИТИ, №774-В88 Деп., 1988.-32с.
4. Менде Ф. Ф. Существуют ли ошибки в современной физике. Харьков, Константа, 2003.- 72 с. ISBN – 966-7983-55-2.
5. Mende F. F. On refinement of certain laws of classical electrodynamics, arXiv, physics/0402084.
7. Менде Ф. Ф. Великие заблуждения и ошибки физиков XIX-XX столетий. Революция в современной физике. Харьков, НТМТ, 2010, – 176 с. ISBN 978-617-578-010-7.
8. Менде Ф. Ф. Новая электродинамика. Революция в современной физике. Харьков, НТМТ, 2012, - 176 с. ISBN 978-617-578-029-8.

The physical nature of force of Lorentz and unipolar induction.

F.F.Mende

Kharkov, Ukraine, mende_fedor@mail.ru.

Till now in classical electrodynamics there is no understanding of the physical nature of force of Lorentz and this concept is entered in the axiomatic way. Physical principles of work of some updatings of the unipolar generator aren't clear also. In work it is shown that the specified problems can be solved by introduction of dependence of scalar potential of a charge from its relative speed.

PACS 41.20.Jb+52.35.Hr