

# Парадокс Фарадея и его объяснение.

Ф. Ф. Менде

## Введение.

Униполярная индукция была открыта ещё Фарадеем почти 200 лет тому назад, но в классической электродинамике окончательного ответа на то, как и почему работает униполярный генератор, нет до настоящего времени [1]. Особо непонятен случай, когда имеется вращающийся намагниченный проводящий цилиндр, при движении которого между неподвижными контактами, подключёнными к его оси и образующей, возникает э.д.с. Ещё более непонятен случай, когда вместе с цилиндрическим магнитом вращается проводящий диск, а неподвижные контакты подключены к оси диска и его образующей. В некоторых источниках говорится, что ответ может быть получен в рамках СТО, но нет конкретных ссылок, как именно СТО объясняет указанные случаи. Сейчас будет показано, что конкретные ответы на все эти вопросы могут быть получены в рамках концепции зависимости скалярного потенциала заряда от его относительной скорости.

## 1. Динамические потенциалы и поля движущихся зарядов.

Тот путь, который будет продемонстрирован в этой статье, касающийся введения в законы индукции полных производных полей, прошел в значительной части в своё время ещё Герц. Правда, он не вводил понятие векторных потенциалов, а оперировал только полями, но это не умаляет его заслуг. Герц ошибался лишь в том, что считал электрические и магнитные поля инвариантами скорости.

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

Как уже отмечалось, в классической электродинамике отсутствуют правила преобразования электрических и магнитных 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 невыясненной [2].

В данной статье будет сделана попытка найти физически обоснованные причины силового взаимодействия токнесущих систем, а также понять принципы работы униполярных генераторов. Первый шаг, продемонстрированный в работах [3-7], был сделан в этом направлении путём

введения симметричных законов магнитоэлектрической и электромагнитной индукции. Эти законы записываются следующим образом:

$$\oint \vec{E}' dl' = - \int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{s} + \oint [\vec{v} \times \vec{B}] dl' ,$$

$$\oint \vec{H}' dl' = \int \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} d\vec{s} - \oint [\vec{v} \times \vec{D}] dl'$$
(1.1)

или

$$\text{rot} \vec{E}' = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \text{rot} [\vec{v} \times \vec{B}]$$

$$\text{rot} \vec{H}' = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} - \text{rot} [\vec{v} \times \vec{D}]$$
(1.2)

Для постоянных полей эти соотношения имеют вид:

$$\vec{E}' = [\vec{v} \times \vec{B}]$$

$$\vec{H}' = - [\vec{v} \times \vec{D}]$$
(1.3)

В соотношениях (1.1-1.3), предполагающих справедливость преобразований Галилея, штрихованные и не штрихованные величины представляют поля и элементы в движущейся и неподвижной ИСО соответственно. Следует заметить, что преобразования (1.3) ранее можно было получить только из преобразований Лоренца.

Соотношения (1.1), представляющие законы индукции, не дают информации о том, каким образом возникли поля в исходной неподвижной ИСО. Они описывают только закономерности распространения и преобразования полей в случае движения по отношению к уже существующим полям.

Соотношения (1.3) 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 стержня в поле  $E$  начать со скоростью  $\Delta v$  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  $\Delta v$ , то уже за счет движения в

поле  $\Delta H$  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 определится 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]:

$$\varphi'(r, v_{\perp}) = \frac{ech \frac{v_{\perp}}{c}}{4\pi\epsilon r} = \varphi(r)ch \frac{v_{\perp}}{c} \quad (1.4)$$

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.

## 2. Силовое взаимодействие токонесущих систем.

Уравнения Максвелла не содержат в себе информации о силовом взаимодействии токонесущих систем. В классической электродинамике для расчета такого взаимодействия нужно рассчитать магнитное поле в заданной области пространства, а затем, используя силу Лоренца, которая вводится как отдельный экспериментальный постулат, находить силы, действующие на заряды, движущиеся в заданном поле. При таком подходе неясным остается вопрос о том, к чему приложены силы реакции по отношению к тем силам, которые действуют на движущиеся заряды.

Концепция магнитного поля возникла в значительной степени благодаря наблюдениям за силовым взаимодействием токонесущих и намагниченных систем. Особенно показательным является опыт с железными опилками, которые выстраиваются около полюсов магнита или вокруг кольцевого витка с током в четкие геометрические фигуры. Эти фигуры и послужили поводом для введения такого понятия, как силовые линии магнитного поля. При любом силовом взаимодействии, в соответствии с третьим законом Ньютона, всегда существует равенство сил действия и противодействия, а также всегда имеются те элементы системы, к которым эти силы приложены. Большим недостатком концепции магнитного поля является то, что она не даёт ответа на то, куда конкретно приложены силы действия и противодействия, т.к. магнитное поле выступает как самостоятельная субстанция, с которой и происходит взаимодействие движущихся зарядов.

Экспериментально известно, что силы взаимодействия в токонесущих системах приложены к тем проводникам, движущиеся заряды которых создают магнитное поле. Однако в существующей концепции силового взаимодействия токонесущих систем, основанной на понятиях магнитного поля и силы Лоренца, положительно заряженная решетка, которая является остовом проводника и к которой приложены силы, не участвует в формировании сил взаимодействия. То, что положительно заряженные ионы принимают непосредственное участие в силовых процессах, говорит уже, хотя бы, тот факт, что в процессе сжатия плазмы, при протекании через нее постоянного тока происходит сжатие и ионов (так называемый пинч-эффект). Рассмотрим этот вопрос на основе концепции скалярно-векторного потенциала. Будем считать, что скалярно-векторный потенциал одиночного заряда определяется соотношением (1.4), и что электрические поля, создаваемые этим потенциалом, действуют на все окружающие заряды, в том числе и на заряды положительно заряженной решетки.

Разберем с этих позиций для примера силовое взаимодействие между двумя параллельными проводниками (рис. 1), по которым протекают токи. Будем считать, что  $g_1^+$ ,  $g_2^+$  и  $g_1^-$ ,  $g_2^-$  представляют соответственно неподвижные и движущиеся заряды, приходящиеся на единицу длины проводника.

Заряды  $g_1^+$ ,  $g_2^+$  представляют положительно заряженную решетку в нижнем и верхнем проводниках. Будем также считать, что оба проводника до начала движения зарядов являются электронейтральными, т.е. в проводниках имеется две системы взаимно вложенных разноименных зарядов с удельной плотностью на  $g_1^+$ ,  $g_1^-$  и  $g_2^+$ ,  $g_2^-$ , которые электрически нейтрализуют друг друга. На рис. 1 эти системы для большего удобства рассмотрения сил взаимодействия раздвинуты по оси  $z$ . Подсистемы с отрицательным зарядом (электроны) могут двигаться со скоростями  $v_1$  и  $v_2$ . Силу взаимодействия между нижним и верхним проводниками будем искать как сумму четырех сил, обозначение которых понятно из рисунка. Силы отталкивания  $F_1$  и  $F_2$  будем

брать со знаком минус, а силы притяжения  $F_3$  и  $F_4$  будем брать со знаком плюс.

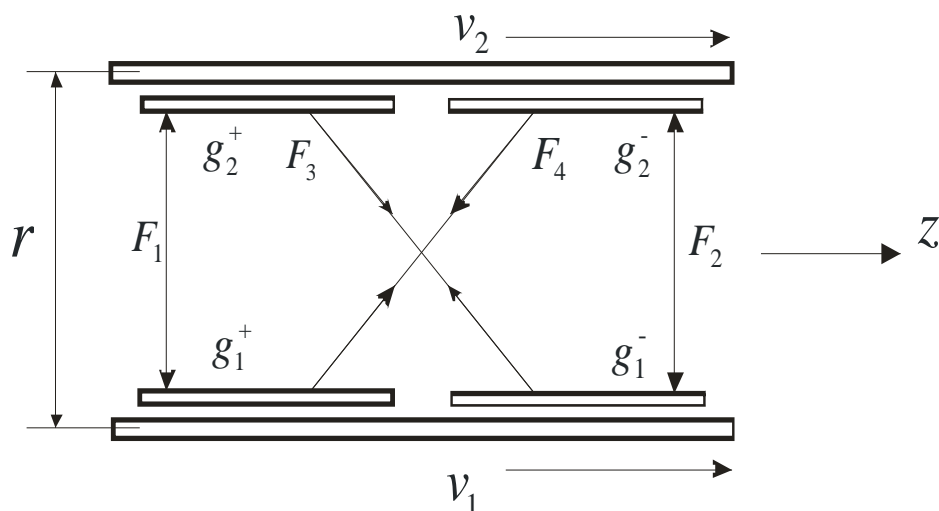


Рис. 1. Схема силового взаимодействия токонесущих проводов двухпроводной линии с учетом положительно заряженной решетки.

Для единичного участка двухпроводной линии силы, действующие между отдельными подсистемами, запишутся

$$\begin{aligned}
 F_1 &= -\frac{g_1^+ g_2^+}{2\pi\epsilon r}, \\
 F_2 &= -\frac{g_1^- g_2^-}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v_1 - v_2}{c}, \\
 F_3 &= +\frac{g_1^- g_2^+}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v_1}{c}, \\
 F_4 &= +\frac{g_1^+ g_2^-}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v_2}{c}.
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

Складывая все силы, получим величину суммарной силы, приходящейся на единицу длины проводника,

$$F_\Sigma = \frac{g_1 g_2}{2\pi\epsilon r} \left( ch \frac{v_1}{c} + ch \frac{v_2}{c} - ch \frac{v_1 - v_2}{c} - 1 \right). \tag{2.2}$$

В данном выражении в качестве  $g_1$  и  $g_2$  взяты абсолютные величины зарядов, а знаки сил учтены в выражении в скобках. Для случая  $v \ll c$ , возьмем только два первых члена разложения в ряд  $ch \frac{v}{c}$ , т.е. будем считать,

что  $ch \frac{v}{c} \cong 1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}$ . Из соотношения (2.2) получаем

$$F_{\Sigma 1} = \frac{g_1 v_1 g_2 v_2}{2\pi \epsilon c^2 r} = \frac{I_1 I_2}{2\pi \epsilon c^2 r}, \quad (2.3)$$

где в качестве  $g_1$  и  $g_2$  взяты абсолютные величины удельных зарядов, а  $v_1$  и  $v_2$  берут со своими знаками.

Поскольку магнитное поле прямого провода, по которому течёт ток  $I$ , определяем соотношением

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

то из соотношения (2.3) получаем:

$$F_{\Sigma 1} = \frac{I_1 I_2}{2\pi \epsilon c^2 r},$$

и учитывая, что

$$\frac{1}{\epsilon c^2} = \mu,$$

получаем

$$F_{\Sigma 1} = I_2 \mu H_1$$

где  $H_1$  - магнитное поле, создаваемое нижним проводником, по которому течёт ток  $I_1$ , в месте расположения верхнего проводника.

Аналогично

$$F_{\Sigma 1} = I_1 \mu H_2,$$

где  $H_2$  - магнитное поле, создаваемое верхним проводником в районе расположения нижнего проводника.

Эти соотношения полностью совпадают с результатами, полученными на основании концепции магнитного поля.

Соотношение (2.3) представляет известное правило силового взаимодействия токнесущих систем, но получено оно не феноменологическим путем на основании введения феноменологического магнитного поля, а на основе вполне понятных физических процедур, в предположении того, что скалярный потенциал заряда зависит от скорости. В формировании сил взаимодействия в данном случае непосредственное участие принимает решетка, чего нет в модели магнитного поля. В рассмотренной модели хорошо видны места приложения сил. Полученные соотношения совпадают с результатами, полученными на основе концепции магнитного поля и аксиоматически введённой силой Лоренца. В данном случае взят

только первый член разложения в ряд  $ch \frac{v}{c}$ . Для скоростей  $v \sim c$  следует

брать все члены разложения. Этим предлагаемый метод отличается от метода расчёта силовых взаимодействий на основе концепции магнитного поля. Если

учесть это обстоятельство, то связь между силами взаимодействия и скоростями зарядов оказывается нелинейной. Это, в частности, приводит к тому, что закон силового взаимодействия токонесущих систем является асимметричным. При одинаковых значениях токов, но при разных их направлениях, силы притяжения и отталкивания становятся неодинаковыми. Силы отталкивания оказываются большими, чем силы притяжения. Эта разница невелика и определяется выражением

$$\Delta F = \frac{v^2}{2c^2} \frac{I_1 I_2}{2\pi\epsilon c^2 \epsilon},$$

но при скоростях носителей зарядов близких к скорости света она может оказаться вполне ощутимой.

Теперь рассмотрим случай, когда между двумя токонесущими проводами на равном расстоянии по середине от них движется электронный поток с удельной плотностью зарядов  $g^-$  (Рис. 2.).

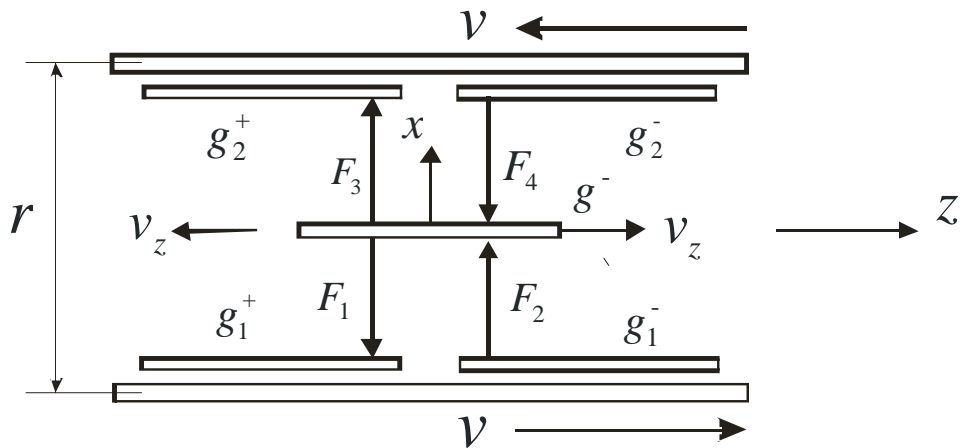


Рис. 2. Схема силового взаимодействия токонесущих проводов двухпроводной линии с электронным потоком.

В первом случае будем считать, что электронный поток движется по направлению оси  $z$  со скоростью  $v_z$ . Тогда силы его взаимодействия с решеткой нижнего проводника и текущими по нему электронами с учётом знака сил запишутся.

$$F_{x1} = -\frac{g_1^+ g^-}{\pi\epsilon r} ch \frac{v_z}{c},$$

$$F_{x2} = +\frac{g_1^- g^-}{\pi\epsilon r} ch \frac{v - v_z}{c},$$

а силы взаимодействия с верхним проводником, соответственно, будут:

$$F_{x3} = + \frac{g_2^+ g^-}{\pi \epsilon r} ch \frac{v_z}{c},$$

$$F_{x4} = - \frac{g_2^- g^-}{\pi \epsilon r} ch \frac{v + v_z}{c}.$$

Суммарная сила, действующая на единицу длины электронного потока, будет равна сумме четырёх сил:

$$F_{\Sigma x} = \frac{g_2^- g^-}{\pi \epsilon r} \left( ch \frac{v - v_z}{c} - ch \frac{v + v_z}{c} \right).$$

Будем, как и ранее, считать, что по абсолютной величине удельные плотности положительных и отрицательных зарядов в проводниках одинаковы и равны  $g$ . Тогда с точностью до квадратичных членов разложения гиперболического косинуса сила, действующая на единицу длины электронного потока, составит величину

$$F_{\Sigma x} = - \frac{2gg^- v v_z}{\pi \epsilon c^2 r}. \quad (2.4)$$

Это означает, что на электронный поток действует нормальное к его движению электрическое поле  $E_x$ , величина которого определяется из соотношения:

$$E_{\Sigma x} = \frac{2g v v_z}{\pi \epsilon c^2 r}$$

т.е. сила, действующая на электронный поток, будет направлена в сторону нижнего проводника. Такой точно результат можно получить, вводя магнитное поле верхнего и нижнего проводника, а затем суммируя их. Действительно магнитное поле, создаваемое верхним и нижним проводником по отдельности в точке расположения пробного заряда составит

$$H = \frac{I}{\pi r},$$

а их сумма будет равна

$$H = \frac{2I}{\pi r}.$$



Поскольку ток электронов в каждом проводнике определяется соотношением

$$I = gv,$$

то магнитное поле в точке расположения электронного потока составит

$$H = \frac{2gv}{\pi r}.$$

Сила Лоренца, действующая на единицу длины электронного потока, движущегося в этом магнитном поле, будет направлена в сторону нижнего проводника и будет равна

$$F_{\Sigma x} = -\frac{2\mu gvg^-v_z}{\pi\epsilon r}.$$

Это соотношение в точности совпадает с равенством (2.4), полученном на основе зависимости скалярного потенциала заряда от скорости, если учесть, что

$$\mu = \frac{1}{\epsilon c^2}.$$

Теперь перейдём в систему отсчёта, движущуюся вместе с электронным потоком и будем считать, что проводники с током движутся в направлении, обратном оси  $z$ , а электронный поток неподвижен.

Для этого случая соответствующие силы запишутся следующим образом:

$$F_{x1} = -\frac{g_1^+ g^-}{\pi\epsilon r} ch \frac{v_z}{c},$$

$$F_{x2} = +\frac{g_1^- g^-}{\pi\epsilon r} ch \frac{v - v_z}{c},$$

и

$$F_{x3} = +\frac{g_2^+ g^-}{\pi\epsilon r} ch \frac{v_z}{c},$$

$$F_{x4} = -\frac{g_2^- g^-}{\pi\epsilon r} ch \frac{v + v_z}{c}.$$

т.е. так точно, как и в случае движущегося электронного потока. Естественно и результат будет такой же, т.е. неподвижные электроны будут притягиваться

к нижнему проводнику движущейся линии. Однако этот результат нельзя получить, пользуясь концепцией магнитного поля, т.к. на неподвижный заряд магнитное поле не действует.

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

Теперь 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  $g^+$  и свободных электронов  $g^-$ , которые в отсутствие тока нейтрализуют друг друга (рис.3). Электрическое поле, создаваемое неподвижной решеткой в зависимости от расстояния от центра проводника имеет вид

$$E^+ = \frac{g^+}{2\pi\epsilon r} \quad (2.4)$$

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

$$E^- = -\frac{g^-}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v_1}{c} \approx -\frac{g^-}{2\pi\epsilon r} \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{v_1^2}{c^2} \right). \quad (2.5)$$

Складывая (2.4) и (2.5), 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  $v \ll c$ . Это поле может быть обнаружено только при плотностях токов, которые могут быть достигнуты в сверхпроводниках, что экспериментально подтверждено в работах [8,9].

Рассмотрим случай, когда проводник, по которому со скоростью  $v_1$  текут электроны, движется в обратном направлении со скоростью  $v$ . В этом случае соотношения (2.4) и (2.5) примут вид:

$$E^+ = \frac{g^+}{2\pi\epsilon r} \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} \right) \quad (2.6)$$

$$E^- = -\frac{g^-}{2\pi\epsilon r} \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{(v_1 - v)^2}{c^2} \right) \quad (2.7)$$

Складывая (2.6) и (2.7), получаем:

$$E^+ = \frac{g}{2\pi\epsilon r} \left( \frac{v_1 v}{c^2} - \frac{1}{2} \frac{v_1^2}{c^2} \right) \quad (2.8)$$

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 (2.8) получаем

$$E^+ \simeq \frac{g v_1 v}{2\pi\epsilon c^2 r} \quad (2.9)$$

Полученный результат означает, что вокруг движущегося проводника, по которому течёт ток, образуется электрическое поле, определяемое соотношением (2.9), что равнозначно появлению на этом проводнике удельного положительного заряда равного

$$g^+ \simeq \frac{g v_1 v}{c^2}$$

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 равноценен 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

контур 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. 3.

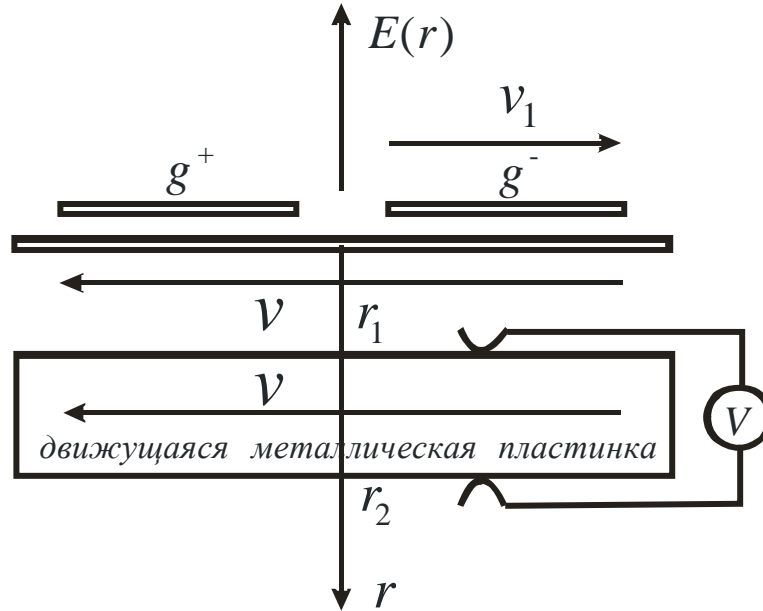


Рис. 3. Схема формирования э.д.с. униполярной индукции.

Будем считать, что  $r_1$  и  $r_2$  координаты точек касания подвижных контактов, которые скользят по металлической пластине, движущейся совместно с проводником. Эти контакты подключены к вольтметру, который также неподвижен. Тогда, можно вычислить разность потенциалов между этими контактами, проинтегрировав соотношение (2.9):

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

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 согнуть в кольцо (рис. 4) из одного и нескольких витков, 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, вращающийся совместно с витками магнита, и при помощи неподвижных контактов, скользящим 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.

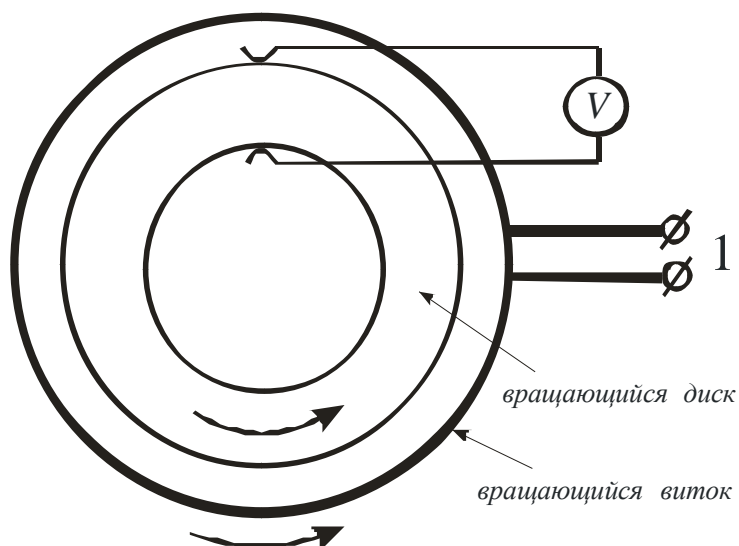


Рис. 4. Схема униполярного генератора с вращающимся магнитом и вращающимся проводящим диском.

Мы рассмотрели самый непонятный случай, касающийся униполярной индукции, и заметим, что при помощи указанной методики элементарно рассматриваются все возможные конфигурации униполярных генераторов.

### Заключение.

Данный пример показывает, насколько мало продвинулась электродинамика за время своего существования. Явление электромагнитной индукции Фарадей открыл в 1831 г. и уже почти 200 лет его учение не претерпело практически никаких изменений, и физические причины самых 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 и уравнения Максвелла оказываются ошибочными в связи с тем, что они предполагают возможность существования вихревых электрических полей. Никто до сих пор так и не понял, что основой всей электродинамики является зависимость скалярного потенциала заряда от его относительной скорости, и что это тот основополагающий закон, из которого следуют все остальные её 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 ВИНТИ, №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.
6. Менде Ф. Ф. Непротиворечивая электродинамика. Харьков, НТМТ, 2008, – 153 с. ISBN 978-966-8603-23-5
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. Mende F. F. Experimental corroboration and theoretical interpretation of dependence of charge value on DC flow velocity through superconductors. Proceedings International Conference “Physics in Ukraine”, Kiev, 1993.
9. Mende F. F. Conception of the scalar-vector potential in contemporary electrodynamics, arXiv, physics/0506083.