

ЧЕГО НЕ УЧЛИ АМПЕР, ФАРАДЕЙ, МАКСВЕЛЛ И ГЕРЦ.

§ 18. Динамические потенциалы и поля движущихся зарядов.

Тот путь, который продемонстрирован во второй главе, касающийся введения полных производных полей, пройден в значительной части ещё Герцем, о чём подробно написано в работе [20]. Правда, Герц 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. Но уже простой пример длинных линий говорит об ошибочности такого подхода. При распространении волны в длинной линии она, как показано в § 13, заполняется двумя видами энергии, которые могут быть определены через токи и напряжения или через электрические и магнитные поля в линии. И только после того, как волна заполнит электромагнитной энергией всё пространство между генератором напряжения и нагрузкой на нагрузке начнёт выделяться энергия. Т.е. то время, на которое задерживается этот процесс, генератор расходовал свою мощность на заполнение энергией участка линии между генератором и нагрузкой. Но если начать нагрузку удалять от входа линии, то количество выделяемой на ней энергии уменьшится, т.к. часть энергии, расходуемой источником, уйдёт на заполнение энергией дополнительной длины линии, связанной с движением нагрузки. Если нагрузка будет приближаться к источнику, то она будет получать дополнительное количество энергии за счёт сокращения её длины. Но если нагрузкой линии является активное сопротивление, то увеличение или уменьшение расходуемой в нём мощности может быть связано только с изменением напряжения на таком сопротивлении. Поэтому приходим к выводу, что при движении наблюдателя относительно уже существующих в линии полей должно приводить к их изменению. Продуктивность такого подхода с применением преобразований Галилея и будет продемонстрирована в данной главе.

Находясь в заданной ИСО, нас интересуют те поля, которые создаются в ней неподвижными и движущимися зарядами, а также электромагнитными волнами, которые генерируются неподвижными и движущимися источниками таких волн. Поля, которые создаются в данной ИСО движущимися зарядами и движущимися источниками электромагнитных волн, будем называть динамическими. Примером динамического поля может служить магнитное поле, которое возникает вокруг движущихся зарядов.

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 [1].

В данном разделе будет сделана попытка найти именно физически обоснованные пути получения преобразований полей при переходе из одной ИСО в другую, а также выяснить какие динамические потенциалы и поля могут генерировать движущиеся заряды. Первый шаг, продемонстрированный в работах [2-4], был сделан в этом направлении путём введения симметричных законов магнитоэлектрической и электромагнитной индукции. Эти законы, как показано в предыдущей главе записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} \oint \vec{E}' dl' &= -\int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{s} + \oint [\vec{v} \times \vec{B}] dl' \\ \oint \vec{H}' dl' &= \int \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} d\vec{s} - \oint [\vec{v} \times \vec{D}] dl' \end{aligned}, \quad (18.1)$$

или

$$\begin{aligned} \text{rot} \vec{E}' &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \text{rot} [\vec{v} \times \vec{B}] \\ \text{rot} \vec{H}' &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} - \text{rot} [\vec{v} \times \vec{D}] \end{aligned}. \quad (18.2)$$

Для постоянных полей эти соотношения имеют вид:

$$\begin{aligned} \vec{E}' &= [\vec{v} \times \vec{B}] \\ \vec{H}' &= -[\vec{v} \times \vec{D}] \end{aligned}. \quad (18.3)$$

В соотношениях (18.1-18.3), предполагающих справедливость преобразований Галилея, штрихованные и не штрихованные величины представляют поля и элементы в движущейся и неподвижной ИСО соответственно. Следует заметить, что преобразования (18.3) ранее можно было получить только из преобразований Лоренца.

Соотношения (18.1–18.3), 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 (18.3) 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 [14]. Электрическое поле $E = \frac{g}{2\pi\epsilon r}$ за

пределами заряженного длинного 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 двигать со скоростью Δv другую ИСО, то в ней появится дополнительное магнитное поле $\Delta H = \varepsilon E \Delta v$. 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 $\Delta E = \mu \varepsilon E (\Delta v)^2$. 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:

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

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

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

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 [2-4]:

$$\varphi'(r, v_{\perp}) = \frac{ech \frac{v_{\perp}}{c}}{4\pi \varepsilon r} = \varphi(r) ch \frac{v_{\perp}}{c}, \quad (18.4)$$

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 движению самого заряда. Более того, если скорость заряда меняется, что связано с его ускорением, то могут быть вычислены и электрические поля, индуцируемые ускоряемым зарядом.

При движении в магнитном поле, применяя уже рассмотренный метод, получаем:

$$H'(v_{\perp}) = Hch \frac{v_{\perp}}{c}.$$

где v_{\perp} - скорость нормальная к направлению магнитного поля.

Если применить полученные результаты к электромагнитной волне и обозначить компоненты полей параллельные скорости ИСО, как E_{\uparrow} и H_{\uparrow} , а E_{\perp} и H_{\perp} , как компоненты нормальные к ней, то преобразования полей запишутся:

$$\begin{aligned}\vec{E}'_{\uparrow} &= \vec{E}_{\uparrow}, \\ \vec{E}'_{\perp} &= \vec{E}_{\perp} ch \frac{v}{c} + \frac{Z_0}{v} [\vec{v} \times \vec{H}_{\perp}] sh \frac{v}{c}, \\ \vec{H}'_{\uparrow} &= \vec{H}_{\uparrow}, \\ \vec{H}'_{\perp} &= \vec{H}_{\perp} ch \frac{v}{c} - \frac{1}{vZ_0} [\vec{v} \times \vec{E}_{\perp}] sh \frac{v}{c},\end{aligned}\tag{18.5}$$

где $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ – импеданс свободного пространства, $c = \sqrt{\frac{1}{\mu_0 \epsilon_0}}$ – скорость света.

Преобразования полей (18.5) были впервые получены в работе [14].

§ 19. Фазовая абберация и поперечный эффект Доплера.

В этом параграфе будет показано, как при помощи соотношений (18.5) можно объяснить явление фазовой абберации, которое в рамках существующей классической электродинамики объяснений не имело. Будем считать, что имеются компоненты плоской волны H_z и E_x , распространяющейся в направлении y , а штрихованная система движется в направлении оси x со скоростью v_x . Тогда компоненты полей в штрихованной системе координат в соответствии с соотношениями (18.5) запишутся:

$$\begin{aligned}E'_x &= E_x, \\ E'_y &= H_z sh \frac{v_x}{c}, \\ H'_z &= H_z ch \frac{v_x}{c}.\end{aligned}$$

Таким образом, имеется неоднородная волна, имеющая в направлении распространения компоненту E'_v .

Запишем суммарное поле E' в движущейся ИСО:

$$E' = \left[(E'_x)^2 + (E'_y)^2 \right]^{\frac{1}{2}} = E_x ch \frac{v_x}{c}. \quad (19.1)$$

Если вектор \vec{H}' по-прежнему ортогонален оси y , то вектор \vec{E}' теперь наклонен к ней на угол α , определяемый соотношением:

$$\alpha \cong sh \frac{v}{c} \cong \frac{v}{c}. \quad (19.2)$$

Это и есть фазовая aberrация. Именно на такой угол приходится наклонять телескоп по ходу движения Земли вокруг Солнца, чтобы наблюдать звезды, находящиеся в действительности в зените.

Вектор Пойнтинга теперь также направлен уже не по оси y , а находясь в плоскости xu , наклонен к оси y на угол, определяемый соотношениями (19.2). Отношение же абсолютных величин векторов \vec{E}' и \vec{H}' в обеих системах остались одинаковыми. Однако абсолютная величина самого вектора Пойнтинга увеличилась. Таким образом, даже поперечное движение инерциальной системы по отношению к направлению распространения волны увеличивает ее энергию в движущейся системе. С физической точки зрения это явление понятно. Можно привести пример с дождевыми каплями. Когда они падают вертикально, то энергия у них одна. Но в инерциальной системе, двигающейся нормально к вектору их скорости, к этой скорости добавляется вектор скорости инерциальной системы. При этом абсолютная величина скорости капель в инерциальной системе будет равна корню квадратному из суммы квадратов указанных скоростей. Такой же результат дает нам и соотношение (19.1).

Нетрудно показать, что, если поляризация электромагнитной волны измениться, то результат останется прежним. Преобразования по отношению к векторам \vec{E} и \vec{H} полностью симметричны, единственным отличием будет то, что теперь получится волна, у которой появиться в направлении распространения компонента H'_v .

Полученные волны имеют в направлении своего распространения дополнительные вектора электрического или магнитного поля, и в этом они похожи на E и H волны, распространяющиеся в волноводах. В данном случае возникает необычная волна, у которой фазовый фронт наклонен к вектору Пойнтинга на угол, определяемый соотношением (19.2). По сути дела полученная волна является суперпозицией плоской волны с фазовой

скоростью $c = \sqrt{\frac{1}{\mu\varepsilon}}$ и дополнительной волны ортогональной к

направлению распространения плоской волны и имеющей бесконечную фазовую скорость.

Рассмотрим еще один случай, когда направление скорости движущейся системы совпадает с направлением распространения электромагнитной волны. Будем считать, что имеются компоненты плоской волны E_x и H_z , а также компоненты скорости $\pm v_y$. Учитывая, что в этом случае выполняется соотношение $E_x = \pm Z_0 H_z$, получаем:

$$E_x' = E_x \left(ch \frac{v_y}{c} - sh \frac{v_y}{c} \right) = E_x \exp \left(\mp \frac{v_y}{c} \right),$$

$$H_z' = H_z \left(ch \frac{v_y}{c} - sh \frac{v_y}{c} \right) = H_z \exp \left(\mp \frac{v_y}{c} \right).$$

Т.е. амплитуды полей экспоненциально убывают или возрастают в зависимости от направления движения.

Волновому уравнению удовлетворяет волна напряжённости электрического (или магнитного) поля типа:

$$E(t, y) = E_0 \sin(\omega t - ky),$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ - волновое число.

При переходе в инерциальную систему, движущуюся со скоростью $\pm v_y$ наблюдается доплеровский сдвиг частоты.

Поперечный эффект Доплера, который обсуждается достаточно давно, до сих пор не нашел своего уверенного экспериментального подтверждения. Для наблюдения звезды из движущейся ИСО необходимо наклонять телескоп по ходу движения на угол, определяемый соотношением (19.2). Но в данном случае та звезда, наблюдаемая при помощи телескопа в зените, будет в действительности находиться несколько позади видимого положения по отношению к направлению движения. Ее угловое смещение от видимого положения при этом будет определяться тоже соотношением (19.2). Но это будет означать, что такая звезда по отношению к нам имеет радиальную составляющую скорости, определяемую соотношением

$$v_r = v \sin \alpha$$

Поскольку для малых значений углов $\sin \alpha \cong \alpha$, а $\alpha = \frac{v}{c}$, то доплеровский сдвиг частоты составит

$$\omega_{d\perp} = \omega_0 \frac{v^2}{c^2}. \quad (19.3)$$

Данный результат численно совпадает с результатами СТО, но он принципиально отличается от её результатов тем, что в СТО считается, что поперечный эффект Доплера, определяемый соотношением (19.3), существует на самом деле, в то время как в данном случае это только

кажущийся эффект. Если сравнить результаты преобразований полей (18.5) с преобразованиями СТО, то нетрудно увидеть, что они совпадают с точностью до квадратичных членов отношения скорости движения заряда к скорости света.

Преобразования СТО, хотя и были основаны на постулатах, но смогли правильно объяснить достаточно точно многие физические явления, которые до этого объяснения не имели. С этим обстоятельством и связан такой большой успех данной теории. Преобразования (18.4) и (18.5) получены на физической основе без использования постулатов и оказалось, что они с высокой точностью совпали с СТО. Отличием является то, что в преобразованиях (18.5) нет ограничений по скорости для материальных частиц, а также то, что заряд не является инвариантом скорости. Экспериментальное подтверждение указанного факта и может послужить подтверждением правильности предлагаемых преобразований.

§ 20. Силовое взаимодействие токонесущих систем.

Уже было сказано, что 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. 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 ионов (так называемый пинч-эффект).

Рассмотрим этот вопрос на основе концепции скалярно-векторного потенциала. Будем считать, что скалярно-векторный потенциал одиночного заряда определяется соотношением (16.4), 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 силовое взаимодействие между двумя параллельными проводниками (рис. 11), 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.

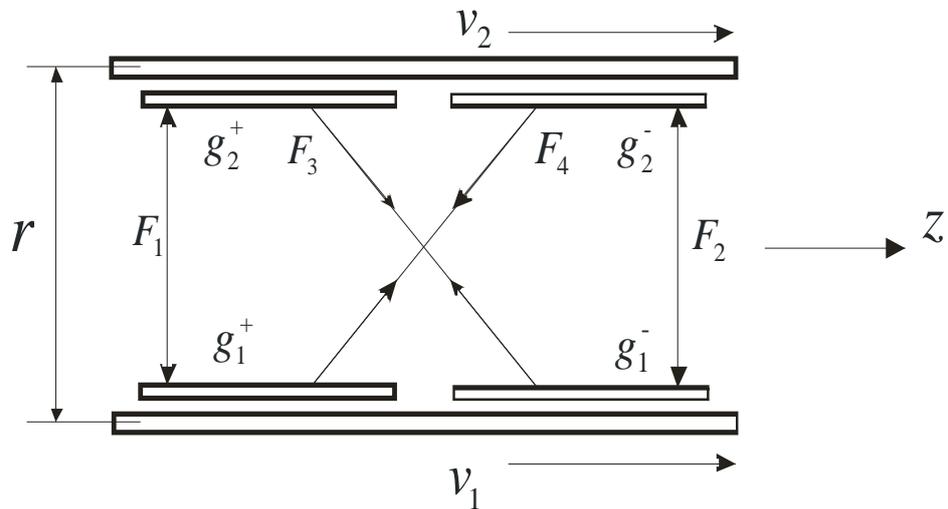


Рис. 11. Схема силового взаимодействия токонесущих проводов двухпроводной линии с учетом положительно заряженной решетки.

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. 11 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.

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

$$\begin{aligned}
 F_1 &= -\frac{g_1^+ g_2^+}{2\pi\epsilon r}, \\
 F_2 &= -\frac{g_1^- g_2^-}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v_1 - v_2}{c}, \\
 F_3 &= +\frac{g_1^- g_2^+}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v_1}{c}, \\
 F_4 &= +\frac{g_1^+ g_2^-}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v_2}{c}.
 \end{aligned} \tag{20.1}$$

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

$$F_{\Sigma} = \frac{g_1 g_2}{2\pi\epsilon r} \left(ch \frac{v_1}{c} + ch \frac{v_2}{c} - ch \frac{v_1 - v_2}{c} - 1 \right). \tag{20.2}$$

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 (20.2) получаем

$$F_{\Sigma 1} = \frac{g_1 v_1 g_2 v_2}{2\pi\epsilon c^2 r} = \frac{I_1 I_2}{2\pi\epsilon c^2 r}, \tag{20.3}$$

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 (20.3) получаем:

$$F_{\Sigma 1} = \frac{I_1 I_2}{2\pi\epsilon c^2 r} = \frac{H_1 I_2}{\epsilon c^2} = I_2 \mu H_1,$$

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 (20.3) представляет известное правило силового взаимодействия токонесущих 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 введенной 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.

Уберем решетку верхнего проводника (рис. 11), оставив только свободный электронный поток. При этом исчезнут силы F_1 и F_3 , и это будет означать взаимодействие нижнего проводника с потоком свободных электронов, движущихся со скоростью v_2 на месте расположения верхнего проводника.

При этом значение силы взаимодействия определяется как:

$$F_{\Sigma} = \frac{g_1 g_2}{2\pi \epsilon r} \left(ch \frac{v_2}{c} - ch \frac{v_1 - v_2}{c} \right). \quad (20.4)$$

Сила Лоренца предполагает линейную зависимость между силой, действующей на заряд, движущийся в магнитном поле, и его скоростью. Однако в полученном соотношении зависимость величины силы от скорости электронного потока будет нелинейной. Из соотношения (20.4) нетрудно

видеть, что с ростом v_2 отклонение от линейного закона увеличивается, и в случае, когда $v_2 \gg v_1$, сила взаимодействия стремятся к нулю. Это очень важный результат. Именно этот феномен и наблюдали в своих известных экспериментах Томпсон и Кауфман, когда заметили, что с ростом скорости электронного пучка он хуже отклоняется магнитным полем. Результаты своих наблюдений они связали с ростом массы электрона. Как видим причина здесь другая.

Отметим ещё один интересный результат. Из соотношения (20.3), с точностью до квадратичных членов, сила взаимодействия электронного потока с прямолинейным проводником, по которому протекает ток, можно определить по следующей зависимости:

$$F_{\Sigma} = \frac{g_1 g_2}{2\pi\epsilon r} \left(\frac{v_1 v_2}{c^2} - \frac{1}{2} \frac{v_1^2}{c^2} \right). \quad (20.5)$$

Из выражения (20.5) следует, что при однонаправленном движении электронов в проводнике и в электронном потоке сила взаимодействия при выполнении условия $v_1 = \frac{1}{2} v_2$ отсутствует.

Поскольку скорость электронного потока обычно гораздо выше скорости носителей тока в проводнике, то вторым членом в скобках в соотношении (20.5) можно пренебречь. Тогда, поскольку

$$H_1 = \frac{g_1 v_1}{2\pi\epsilon c^2 r}$$

магнитное поле, создаваемое нижним проводником в месте движения электронного потока, получим:

$$F_{\Sigma} = \frac{g_1 g_2}{2\pi\epsilon r} \frac{v_1 v_2}{c^2} = g_2 \mu v_2 H.$$

В данном случае, полученное значение силы в точности совпадает со значением силы Лоренца.

Учитывая, что

$$F_{\Sigma} = g_2 E = g_2 \mu v_2 H,$$

можно считать, что на заряд, движущийся в магнитном поле, действует электрическое поле E , направленное нормально к направлению движения

заряда. Данный результат также с точностью до квадратичных членов $\frac{v^2}{c^2}$

полностью совпадает с результатами концепции магнитного поля и определяет силу Лоренца, действующую со стороны магнитного поля на поток движущихся электронов.

Как уже было сказано, одним из важных противоречий концепции магнитного поля является то, что два параллельных пучка одноименных зарядов, двигающихся с одинаковой скоростью в одном направлении, должны притягиваться. В данной модели этого противоречия уже нет. Если считать,

что скорости зарядов в верхнем и нижнем проводе будут равны, а решетка отсутствует, т.е. оставить только электронные потоки, то останется только сила отталкивания F_2 независимо от того движутся заряды или нет.

Таким образом, движущийся электронный поток взаимодействует одновременно и с движущимися электронами в нижней проволоке, и с её решеткой, а сумма этих сил взаимодействия и называется силой Лоренца. Эта сила и действует на движущийся поток электронов.

Закономерно возникает вопрос, а создаёт ли магнитное поле сам движущийся поток электронов в отсутствие компенсирующих зарядов решетки или положительных ионов в плазме? Рассмотренная схема показывает, что эффект силового взаимодействия между токнесущими системами требует в обязательном порядке наличия положительно заряженной решетки. Поэтому сам движущийся электронный поток не может создавать того эффекта, который создаётся при его движении в положительно заряженной решетке. В то же время, если рассмотреть два параллельно движущихся потока электронов, то возникает дополнительная сила взаимодействия, зависящая от относительной скорости этих потоков.

Продемонстрируем ещё один подход к проблеме силового взаимодействия токнесущих систем. Констатация факта наличия сил между токнесущими системами указывает на то, что существует какое-то поле скалярного потенциала, градиент которого и обеспечивает указанную силу. Но что это за поле? Соотношение (20.3) даёт только значение силы, но не говорит о том, градиент какого скалярного потенциала эти силы обеспечивает. Будем поддерживать постоянными токи I_1 и I_2 , и начнём сближать или удалять проводники. Работа, которая при этом будет затрачена, и есть тот потенциал, градиент которого даёт силу. Проинтегрировав соотношение (20.3) по r , получаем величину энергии:

$$W = \frac{I_1 I_2 \ln r}{2\pi\epsilon c^2}.$$

Эта энергия, в зависимости от того удалять проводники друг от друга, или сближать, может быть положительной или отрицательной. Когда проводники удаляют, то энергия положительна, а это означает, что, поддерживая ток в проводниках постоянным, генератор отдаёт энергию. Это явление и лежит в основе работы всех электродвигателей. Если проводники сближаются, то работу совершают внешние силы, над источником, поддерживающим в них постоянство токов. Это явление лежит в основе работы механических генераторов э.д.с.

Соотношение для энергии можно переписать и так:

$$W = \frac{I_1 I_2 \ln r}{2\pi\epsilon c^2} = I_2 A_{z1} - I_1 A_{z2},$$

где

$$A_{z1} = \frac{I_1 \ln r}{2\pi\epsilon c^2}$$

есть z - компонента векторного потенциала, создаваемая нижним проводником в месте расположения верхнего проводника, а

$$A_{z2} = \frac{I_2 \ln r}{2\pi\epsilon c^2}$$

есть z - компонента векторного потенциала, создаваемая верхним проводником в месте расположения нижнего проводника.

Рассмотренный подход демонстрирует ту большую роль, которую играет векторный потенциал в вопросах силового взаимодействия токнесущих систем и преобразования электрической энергии в механическую. Такой подход также ясно указывает на то, что сила Лоренца есть следствие взаимодействия токнесущих систем с полем векторного потенциала, создаваемого другими токнесущими системами. И важным обстоятельством является то, что формирование векторного потенциала обязано зависимости скалярного потенциала от скорости. С физической точки зрения это ясно. Движущиеся заряды, в связи с наличием зависимости их скалярного потенциала от скорости, создают скалярное поле, градиент которого и даёт силу. Но создание любого силового поля требует затрат энергии. Эти затраты и совершает генератор, создавая токи в проводниках. При этом в окружающем пространстве создаётся особое поле, которое взаимодействует с другими движущимися зарядами по особым векторным правилам, при которых только скалярное произведение вектора скорости заряда и векторного потенциала даёт потенциал, градиент которого и даёт силу, действующую на движущийся заряд. Это и есть сила Лоренца.

Несмотря на простоту и очевидность такого подхода, этот простой механизм до настоящего времени не был окончательно осознан. По этой причине сила Лоренца до сих пор вводилась в классической электродинамике аксиоматическим путём.

Рассмотрим ещё один 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.12). 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 $q_1^- dz$. Элемент силы действия движущегося заряда e на элемент $q_1^- dz$ определится соотношением:

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

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

Поскольку $v_{1n} = v_1 \sin \alpha$ и $v_{2n} = v_2 \sin \alpha$, а также, учитывая, что $r_0 = r \sin \alpha$ и $dz = \frac{r_0 d\alpha}{\sin^2 \alpha}$,

можно записать:

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

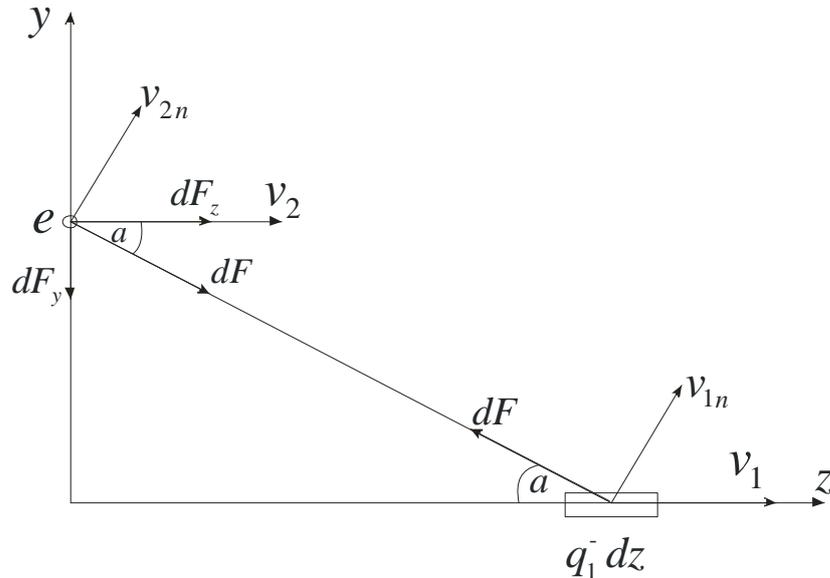


Рис. 12. Схема взаимодействия движущегося точечного заряда с проводником, по которому течёт ток.

Полученная сила - это сила притяжения. Элемент этой силы, параллельной r_0 , запишется как:

$$dF_y = \frac{q_1 v_1 e v_2}{4\pi\epsilon c^2 r_0} \sin \alpha d\alpha, \quad (20.6)$$

а элемент силы, нормальной к r_0 - как:

$$dF_x = \frac{q_1 v_1 e v_2}{4\pi\epsilon c^2 r_0} \cos \alpha d\alpha. \quad (20.7)$$

Проинтегрировав соотношение (20.6) 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:

$$F = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{I e v_2}{4\pi\epsilon c^2 r_0} \sin \alpha d\alpha = \frac{I e v_2}{4\pi\epsilon c^2 r_0}. \quad (20.8)$$

Если учесть также взаимодействие с левой её частью проволоки, то сила, действующая параллельно r_0 и определяемая соотношением (20.8), удвоится, а силы, действующие по нормали к r_0 , компенсируются. Таким образом, суммарная сила, действующая на заряд, движущийся параллельно проволоке, запишется:

$$F_{\Sigma} = \frac{Iev_2}{2\pi\epsilon c^2 r_0}. \quad (20.9)$$

Поскольку магнитное поле, создаваемое нижним 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 (20.8) получаем

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

Эта сила в точности равна силе Лоренца.

Теперь рассмотрим случай, когда заряд движется между двумя безграничными параллельными пластинами, по которым протекает удельный ток I , приходящийся на единицу ширины пластин (рис. 13). Этот ток течёт по нормали к плоскости рисунка. При этом заряд движется параллельно току, протекающему в пластинах.

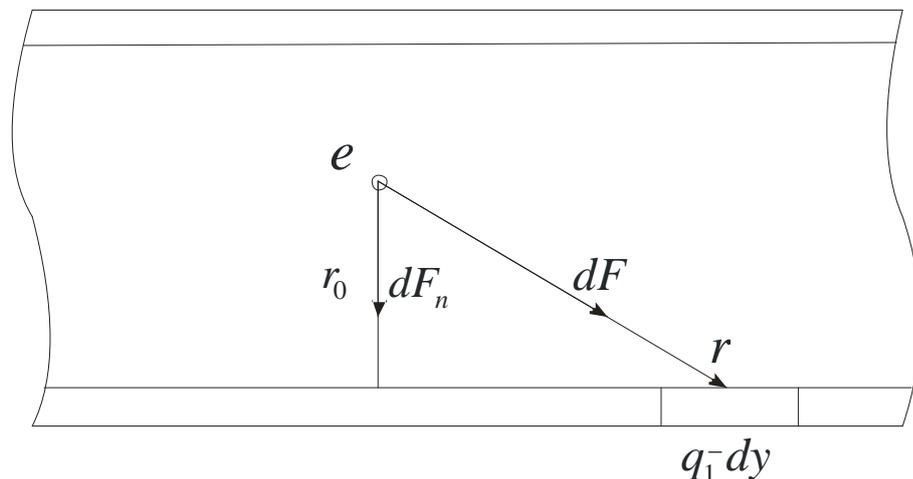


Рис.13. Схема взаимодействия движущегося точечного заряда с токами, текущими по параллельным проводящим пластинам.

Учитывая соотношение (20.9), запишем элемент силы, действующей на движущийся заряд со стороны элемента тока, текущего нормально к элементу dy

$$dF = \frac{dz \, dy \, nv_1 q_2 v_2}{2\pi\epsilon c^2 r}. \quad (20.10)$$

В этом соотношении dz это толщина слоя, по которому течёт ток, а n - плотность электронов.

Перепишем соотношение (20.10), учитывая что $dy = \frac{r_0 d\alpha}{\sin^2 \alpha}$, $r = \frac{r_0}{\sin \alpha}$, а

также то, что $\frac{dF_n}{dF} = \sin \alpha$, где dF - элемент силы, направленный параллельно r , а dF_n - элемент силы, направленный нормально к r_0 :

$$dF_n = \frac{dz \, nv_1 g_2 v_2 d\alpha}{2\pi\epsilon_0 c^2}.$$

Проинтегрировав это выражение, получим полную силу, действующую на движущийся заряд со стороны одной полуплоскости:

$$F = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{dz \, nv_1 g_2 v_2 d\alpha}{2\pi\epsilon_0 c^2} = \frac{dz \, nv_1 g_2 v_2}{4\epsilon_0 c^2}.$$

Учитывая, что в случае, когда элемент dz равен единичной длине, выполняется соотношение $dz \, nv_1 = I = H$, а также то, что на заряд действуют силы со стороны четырёх полуплоскостей (две со стороны нижней пластины и две со стороны верхней), окончательно получаем:

$$F_{\Sigma} = \frac{g_2 v_2 H}{\epsilon_0 c^2} = \mu g_2 v_2 H.$$

И опять конечный результат в точности совпал с результатами концепции магнитного поля.

Таким образом, результаты, полученные с учётом введения скалярно-векторного потенциала и концепции магнитного поля, полностью совпадают, если учитывать только квадратичные члены разложения гиперболического косинуса в ряд. В случае учёта членов разложения более высоких порядков, когда скорости движения зарядов велики, такого совпадения не будет и связь между силой и скоростью становится нелинейной, и концепция магнитного поля уже не даст правильных результатов.

Достоинством данного метода рассмотрения взаимодействия между токнесущими системами и зарядами является то, что он указывает на конкретные места приложения сил, действующих между их элементами и движущимися зарядами, чего нет в концепции магнитного поля. Рассмотренный подход даёт возможность определить силы взаимодействия между любыми токнесущими системами при любой их конфигурации, и показывает, что такие понятия, как магнитный векторный потенциал и магнитное поле для стационарных процессов это следствие зависимости скалярного потенциала заряда от скорости его движения. В случае же

нестационарных процессов, когда возникает ускорение заряда, при решении задачи следует учитывать эффекты запаздывания.

Теперь можно проверить работает ли рассмотренный механизм взаимодействия токонесущих систем в случае длинной линии (рис.1), по которой распространяется электромагнитная волна. Напряженность электрического поля между плоскостями линии определяется соотношением:

$$E = \frac{g_{\square}}{\epsilon_0}, \quad (20.11)$$

g_{\square} - заряд, приходящийся на единичный квадрат поверхности длинной линии. Удельный ток, приходящийся на единицу ширины линии, магнитное и электрическое поле в ней связаны соотношением

$$I = g_{\square} v = H = \frac{E}{Z_0}. \quad (20.12)$$

Из этого соотношения получаем

$$v = \frac{E}{g_{\square} Z_0}. \quad (20.13)$$

Поскольку токи в плоскостях линии направлены в противоположных направлениях, то, учитывая соотношения (20.11 – 20.13), значение силы отталкивания, приходящаяся на единичный квадрат поверхности, запишем:

$$F_{\square} = \frac{g_{\square}^2 v^2}{2\epsilon_0 c^2} = \frac{1}{2} \mu_0 H^2.$$

Таким образом, концепция скалярно-векторного потенциала и в данном случае даёт правильный ответ.

Рассмотрим ещё одно интересное следствие, вытекающее из приведенного рассмотрения. Если в качестве плоскостей длинной линии использовать сверхпроводник, то магнитное поле на его поверхности, равное удельному току, можно определить из соотношения:

$$H = nev\lambda, \quad (20.14)$$

где $\lambda = \sqrt{\frac{m}{ne^2\mu}}$ - глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник.

Если подставить значение глубины проникновения в соотношение (20.14), то получим неожиданный результат:

$$H = v \sqrt{\frac{nm}{\mu}}.$$

Оказывается, что величина магнитного поля вовсе не зависит от величины зарядов носителей тока, а зависит от их массы.

Таким образом, удельная энергия магнитных полей

$$W_H = \frac{1}{2} \mu H^2 = \frac{nmv^2}{2} \quad (20.15)$$

равна кинетической энергии движения зарядов, приходящаяся на единицу объёма. Но магнитное поле, связанное с движением носителей тока в поверхностном слое сверхпроводника, существует не только на его поверхности и в скинслое. Объём, занимаемый магнитными полями, несоизмеримо больший, чем объём скинслоя. Если обозначить длину линии, изображённой на рис. 1, как l , то объём скинслоя в сверхпроводящих плоскостях линии составит $2lb\lambda$. Энергию магнитных полей в этом объёме определяем из соотношения:

$$W_{H,\lambda} = nmv^2lb\lambda,$$

энергия же магнитных полей, накопленная между плоскостями линии, составит:

$$W_{H,a} = \frac{nmv^2lba}{2} = \frac{1}{2}lba\mu_0H. \quad (20.16)$$

Если учесть, что глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводниках составляет несколько сотен ангстрем, то при макроскопических размерах линии можно считать, что полную энергию магнитных полей в ней определяют соотношением (20.16).

Поэтому, образование магнитных полей H между плоскостями линии, которые возникают в связи с движением зарядов в скинслое, требует таких же затрат энергии, как если бы весь объём линии был заполнен частицами, движущимися со скоростью v , плотность которых и масса составляют соответственно n и m .

Очевидно, что эффективная масса электрона по сравнению с массой

свободного электрона возрастает при этом в $\frac{a}{2\lambda}$ раз. Это является следствием

того, что механическое движение электронов приводит не только к накоплению их кинетической энергии в скинслое, но, ввиду зависимости их скалярного потенциала от скорости, в линии происходит также накопление потенциальной энергии, градиент которой даёт силу, действующую на проводящие плоскости линии. Таким образом, становится понятной природа таких параметров как индуктивность и эффективная масса электрона, которые в данном случае зависят, в основном, не от массы свободных электронов, а от конфигурации проводников, по которым эти электроны двигаются.

§21. Законы электро-электрической индукции.

Поскольку любой процесс распространения электрических полей и потенциалов всегда связан с запаздыванием, введём запаздывающий скалярно-векторный потенциал, считая, что поле этого потенциала распространяется в данной среде со скоростью света:

$$\varphi(r,t) = \frac{g \, ch \frac{v_{\perp} \left(t - \frac{r}{c} \right)}{c}}{4\pi \varepsilon_0 r}, \quad (21.1)$$

где $v_{\perp} \left(t - \frac{r}{c} \right)$ – составляющая скорости заряда g , нормальная к вектору \vec{r}

в момент времени $t' = t - \frac{r}{c}$, r – расстояния между зарядом и точкой, в которой определяется поле, в момент времени t .

Но возникает вопрос, на каких основаниях, если не использовать уравнения Максвелла, из которого следует волновое уравнение, вводится запаздывающий скалярно-векторный потенциал? Этот вопрос рассматривался в тринадцатом параграфе, когда определялась скорость распространения фронта волны напряжённости магнитного и электрического поля в длинной линии. Там, не прибегая к уравнениям Максвелла, было показано, что электрическое и магнитное поле распространяются с конечной скоростью, которая в вакуумной линии равна скорости света. Следовательно, такие поля

запаздывают на время $\frac{r}{c}$ (см. соотношение (13.12)). Такое же запаздывание

вводим в данном случае и для скалярно-векторного потенциала, который является носителем электрических полей.

Используя соотношение $\vec{E} = -grad \varphi(r,t)$, найдём поле в точке 1 (рис. 14).

Градиент числового значения радиуса вектора \vec{r} есть скалярная функция двух точек: начальной точки радиуса вектора и его конечной точки (в данном случае это точка 1 на оси x и точка 0 в начале координат). Точка 1 является точкой истока, а точка 0 – точкой наблюдения. При определении градиента от функции, содержащей радиус в зависимости от условий задачи необходимо различать два случая: 1) точка истока фиксирована и \vec{r} рассматривается как функция положения точки наблюдения; и 2) точка наблюдения фиксирована и \vec{r} рассматривается как функция положения точки истока.

Будем считать, что заряд e совершает колебательное движение вдоль оси y , в окрестности точки 0, которая является точкой наблюдения, а точкой истока является фиксированная точка 1 и \vec{r} рассматривается как функция положения заряда. Тогда значение электрического поля в точке 1 запишем:

$$E_y(1) = -\frac{\partial \varphi_{\perp}(r,t)}{\partial y} = -\frac{\partial}{\partial y} \frac{e}{4\pi \varepsilon_0 r(y,t)} ch \frac{v_y \left(t - \frac{r(y,t)}{c} \right)}{c}$$

При условии, что амплитуда колебаний заряда значительно меньше, чем расстояние до точки наблюдения, можно считать радиус вектор постоянной величиной. При этом условии получаем:

$$E_y(x,t) = -\frac{e}{4\pi\epsilon_0 cx} \frac{\partial v_y\left(t - \frac{x}{c}\right)}{\partial y} sh \frac{v_y\left(t - \frac{x}{c}\right)}{c}, \quad (21.2)$$

где x - какая-то фиксированная точка на оси x .

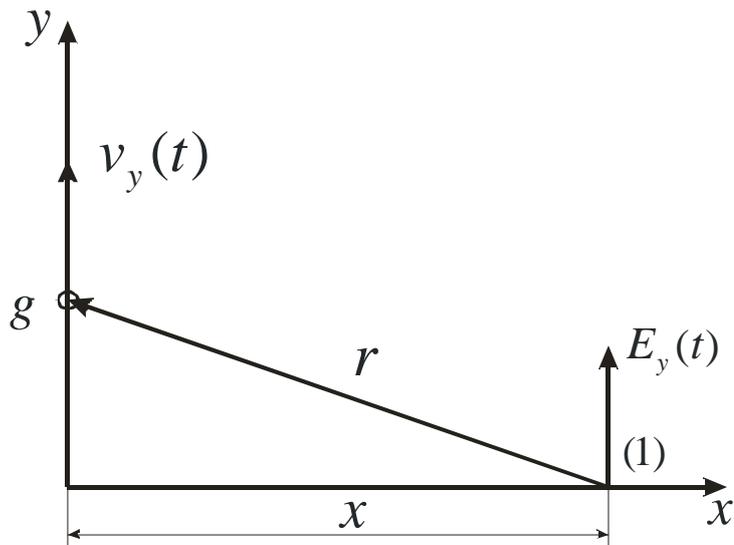


Рис. 14. Схема формирования индуцированного электрического поля.

Учитывая, что
$$\frac{\partial v_y\left(t - \frac{x}{c}\right)}{\partial y} = \frac{\partial v_y\left(t - \frac{x}{c}\right)}{\partial t} \frac{\partial t}{\partial y} = \frac{\partial v_y\left(t - \frac{x}{c}\right)}{\partial t} \frac{1}{v_y\left(t - \frac{x}{c}\right)}$$

из (21.2) получаем:

$$E_y(x,t) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 cx} \frac{1}{v_y\left(t - \frac{x}{c}\right)} \frac{\partial v_y\left(t - \frac{x}{c}\right)}{\partial t} sh \frac{v_y\left(t - \frac{x}{c}\right)}{c}. \quad (21.3)$$

Это и есть полный закон излучения движущегося заряда.

Если взять только первый член разложения $sh \frac{v_y \left(t - \frac{x}{c} \right)}{c}$, то из (21.3)

получим

$$E_y(x,t) = -\frac{e}{4\pi\epsilon_0 c^2 x} \frac{\partial v_y \left(t - \frac{x}{c} \right)}{\partial t} - \frac{e a_y \left(t - \frac{x}{c} \right)}{4\pi\epsilon_0 c^2 x}, \quad (21.4)$$

где $a_y \left(t - \frac{x}{c} \right)$ - запаздывающее ускорение заряда.

Это соотношение является волновым уравнением и определяет как амплитудные, так и фазовые характеристики волны электрического поля, излучаемого движущимся зарядом.

Если в качестве направления излучения взять вектор, лежащий в плоскости xu , и составляющий с осью y угол α , то соотношение (21.4) принимает вид:

$$E_y(x,t,\alpha) = -\frac{e a_y \left(t - \frac{x}{c} \right) \sin \alpha}{4\pi\epsilon_0 c^2 x}. \quad (21.5)$$

Соотношение (21.5) определяет диаграмму направленности излучения. Поскольку в данном случае есть осевая симметрия относительно оси y , то можно вычислить полную диаграмму направленности рассмотренного излучателя. Эта диаграмма соответствует диаграмме направленности дипольного излучателя.

Поскольку $\frac{e v_z \left(t - \frac{x}{c} \right)}{4\pi x} = A_H \left(t - \frac{x}{c} \right)$ - запаздывающий векторный

потенциал, то соотношение (21.5) можно переписать

$$E_y(x,t,\alpha) = -\frac{e a_y \left(t - \frac{x}{c} \right) \sin \alpha}{4\pi\epsilon_0 c^2 x} = -\frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial A_H \left(t - \frac{x}{c} \right)}{\partial t} - \mu_0 \frac{\partial A_H \left(t - \frac{x}{c} \right)}{\partial t}$$

Опять получено полное совпадение с уравнениями запаздывающего векторного потенциала в классической электродинамики, но векторный потенциал введён здесь не эвристическим феноменологическим способом, а с использованием понятия запаздывающего скалярно-векторного потенциала. Нужно отметить одно важное обстоятельство: в уравнениях Максвелла электрические поля, представляющие волну, вихревые. В данном же случае электрические поля носят градиентный характер.

Продемонстрируем ещё одну возможность, которую открывает соотношение (21.5). Известно, что в электродинамике существует такое понятие, как электрический диполь и дипольное излучение, когда заряды,

колеблющиеся в электрическом диполе, излучают электромагнитные волны. Два заряда с противоположными знаками имеют дипольный момент:

$$\vec{p} = e\vec{d}, \quad (21.6)$$

где вектор \vec{d} направлен от отрицательного заряда к положительному. Поэтому ток может быть выражен, через производную дипольного момента по времени

$$e\vec{v} = e \frac{\partial \vec{d}}{\partial t} = \frac{\partial \vec{p}}{\partial t}$$

Следовательно

$$\vec{v} = \frac{1}{e} \frac{\partial \vec{p}}{\partial t},$$

и

$$\vec{a} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial^2 \vec{p}}{\partial t^2}.$$

Подставляя данное соотношение в выражение (21.5), получаем закон излучения колеблющегося диполя.

$$\vec{E} = -\frac{1}{4\pi r \epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 p(t - \frac{r}{c})}{\partial t^2}. \quad (21.7)$$

Это также очень хорошо известное соотношение [16].

Таким образом, в процессе колебания электрического диполя создаются электрические поля двух видов. Во-первых, это электрические индукционные поля излучения, представляемые соотношениями (21.4), (21.5) и (21.6), связанные с ускорением заряда. С другой стороны, вокруг колеблющегося диполя образуются электрические поля статического диполя, которые изменяются во времени в связи с тем, что расстояние между зарядами зависит от времени. Суммарное же значение поля, вокруг такого диполя определяют как суперпозицию полученных полей.

Законы (21.4), (21.5), (21.7) - это законы прямого действия, в которых уже нет ни магнитных полей, ни векторных потенциалов. Т.е. те строительные леса, которыми являлись магнитное поле и магнитный векторный потенциал уже сняты и они нам больше не нужны.

Используя соотношение (21.5) можно получить законы отражения и рассеивания как для одиночных зарядов, так и, для любого их количества. Если какой-либо заряд или группа зарядов подвергаются действию внешнего (стороннего) электрического поля, то такие заряды начинают осуществлять вынужденное движение, и каждый из них излучает электрические поля в соответствии с соотношением (21.5). Суперпозиция электрических полей, излучаемых всеми зарядами, является электрической волной.

Если на заряд действует стороннее электрическое поле $E'_y = E'_{y0} \sin \omega t$, то ускорение заряда определяют как:

$$a = -\frac{e}{m} E'_{y0} \sin \omega t .$$

С учётом этого соотношение (21.11) принимает вид

$$E_y(x, t, \alpha) = \frac{e^2 \sin \alpha}{4\pi \epsilon_0 c^2 m x} E'_{y0} \sin \omega \left(t - \frac{x}{c} \right) - \frac{K}{x} E'_{y0} \sin \omega \left(t - \frac{x}{c} \right), \quad (21.8)$$

где коэффициент $K = \frac{e^2 \sin \alpha}{4\pi \epsilon_0 c^2 m}$ может быть назван коэффициентом

рассеивания (переизлучения) одиночного заряда в заданном направлении, поскольку он определяет способность заряда переизлучать действующее на него внешнее электрическое поле.

Волне электрического поля (21.5) сопутствует волна тока смещения:

$$j_y(x, t) = \epsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} - \frac{e \sin \alpha}{4\pi c^2 x} \frac{\partial^2 v_y \left(t - \frac{x}{c} \right)}{\partial t^2} .$$

Если заряд осуществляет своё движение под воздействием стороннего электрического поля $E' = E'_0 \sin \omega t$, то ток смещения в дальней зоне записывают:

$$j_y(x, t) = -\frac{e^2 \omega}{4\pi c^2 m x} E'_{y0} \cos \omega \left(t - \frac{x}{c} \right). \quad (21.9)$$

Суммарная волна, которая представляет распространение электрических полей (21.8) и токов смещения (21.9), может быть названа электротоковой. В этой волне ток смещения отстаёт от волны электрического поля на $\frac{\pi}{2}$.

Впервые этот термин и определение такой волны было дано в работах [2, 4].

Параллельно с электрическими волнами можно ввести магнитные волны, если положить, что

$$\vec{j} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \text{rot} \vec{H}, \quad (21.16)$$

$$\text{div} \vec{H} = 0$$

Введённое таким образом магнитное поле является вихревым. Сравнивая (21.9) и (21.10) получаем:

$$\frac{\partial H_z(x, t)}{\partial x} = \frac{e^2 \omega \sin \alpha}{4\pi c^2 m x} E'_{y0} \cos \omega \left(t - \frac{x}{c} \right).$$

Интегрируя это соотношение по координате, находим значение магнитного поля

$$H_z(x,t) = \frac{e^2 \sin \alpha}{4\pi c t x} E'_{y0} \sin \omega \left(t - \frac{x}{c} \right). \quad (21.11)$$

Таким образом, соотношения (2.8), (2.9) и (2.11) могут быть названы законами электро-электрической индукции, т.к. дают непосредственную связь между прикладываемыми к заряду сторонними электрическими полями и полями индуцируемыми этим зарядом в его окрестности. Сам же заряд выступает в данном случае в роли своеобразного трансформатора, обеспечивающего такое преизлучение.

Магнитное поле, которое можно вычислить при помощи соотношения (21.11), направлено нормально и к электрическому полю и к направлению распространения, а их отношение в каждой точке пространства составляет:

$$\frac{E_y(x,t)}{H_z(x,t)} = \frac{1}{\varepsilon_0 c} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = Z,$$

где Z - волновое сопротивление свободного пространства.

Волновое сопротивление определяет активную мощность потерь на единичной площадке, расположенной нормально к направлению распространения волны:

$$P = \frac{1}{2} Z E_{y0}^2.$$

Поэтому электротоковая волна, пересекая такую площадку, переносит через неё мощность, определяемую данным соотношением, что находится в согласии с теоремой Пойнтинга о потоке мощности электромагнитной волны. Поэтому, для нахождения всех параметров, характеризующих волновой процесс, распространения и переноса энергии посредством полей, достаточно рассмотрения лишь электротоковой волны и знания волнового сопротивления пространства. При этом совсем не обязательно вводить такое понятие, как «магнитное поле» и его векторный потенциал, хотя ничего незаконного в этом нет. В такой постановке соотношения, полученные для электрического и магнитного поля, полностью удовлетворяют теореме Гельмгольца. Эта теорема гласит, что всякое однозначное и непрерывное векторное поле \vec{F} , обращающееся в ноль в бесконечности, может быть представлено, и притом единственным образом, в виде суммы градиента некоторой скалярной функции φ и ротора некоторой векторной функции \vec{C} , дивергенция которой равна нулю:

$$\vec{F} = \text{grad} \varphi + \text{rot} \vec{C},$$

$$\operatorname{div} \vec{C} = 0.$$

Следовательно, должно существовать чёткое разделение полей на градиентные и вихревые. Видно, что в полученных выражениях для индуцируемых полей такое разделение имеется. Электрические поля носят градиентный характер, а магнитные – вихревой.

Таким образом, построение электродинамики нужно было начинать с признания зависимости скалярного потенциала от скорости, как это предлагал Вебер. Но в том-то и дело, что природа очень глубоко прячет свои секреты, и, чтобы прийти к такому простому выводу, пришлось пройти путь длиной почти в два столетия. Металлические опилки, которые так дружно выстраивались вокруг полюсов магнита, прямым образом указывали на наличие каких-то силовых полей потенциального характера, но на это не обратили внимания, поэтому и оказалось, что все разглядели только верхушку айсберга, значительная часть которого оставалась невидимой почти двести лет.

С учётом всего сказанного следует полагать, что в основе подавляющего большинства статических и динамических явлений в электродинамике лежит одна единственная формула (21.1), предполагающая зависимость скалярного потенциала заряда от скорости его движения. Из неё следует и статическое взаимодействие зарядов, и законы силового взаимодействия в случае их взаимного движения, и законы излучения и рассеивания. Такой подход позволил объяснить с позиций классической электродинамики следующие явления: фазовая абберация и поперечный эффект Доплера, которые в рамках существующей классической электродинамики объяснения не находили. После всего сказанного можно снять строительные леса, такие как магнитное поле и магнитный векторный потенциал, которые не позволяют вот уже почти двести лет увидеть здание электродинамики во всём его величии и красоте.

Заметим, однако, что одно из основных уравнений индукции (21.4) можно было получить прямо из закона Ампера, ещё задолго до того, как появились уравнения Максвелла. Закон Ампера, выраженный в векторной форме, определяет магнитное поле в точке x, y, z в следующем виде:

$$\vec{H} = \frac{1}{4\pi} \int \frac{I d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3}$$

где I - ток в элементе $d\vec{l}$, \vec{r} - вектор, направленный из $d\vec{l}$ в точку x, y, z . Можно показать, что

$$\frac{[d\vec{l}\vec{r}]}{r^3} = \operatorname{grad} \left(\frac{1}{r} \right) \times d\vec{l}$$

и, кроме того, что

$$\operatorname{grad} \left(\frac{1}{r} \right) \times d\vec{l} = \operatorname{rot} \left(\frac{d\vec{l}}{r} \right) - \frac{1}{r} \operatorname{rot} d\vec{l}.$$

Но ротор $d\vec{l}$ равен нулю и поэтому окончательно

$$\vec{H} = \text{rot} \int I \left(\frac{d\vec{l}}{4\pi r} \right) = \text{rot} \vec{A}_H$$

где

$$\vec{A}_H = \int I \left(\frac{d\vec{l}}{4\pi r} \right). \quad (21.12)$$

Замечательным свойством этого выражения является то, что векторный потенциал зависит от расстояния до точки наблюдения как $\frac{1}{r}$. Именно это свойство и позволяет получить законы излучения.

Поскольку $I = gv$, где g количество зарядов, приходящееся на единицу длины проводника, из (21.12) получаем:

$$\vec{A}_H = \int \frac{gv d\vec{l}}{4\pi r}.$$

Для одиночного заряда e это соотношение принимает вид:

$$\vec{A}_H = \frac{e\vec{v}}{4\pi r},$$

а поскольку

$$\vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{A}}{\partial t},$$

то

$$\vec{E} = -\mu \int \frac{g \frac{\partial v}{\partial t} d\vec{l}}{4\pi r} - \mu \int \frac{ga d\vec{l}}{4\pi r}, \quad (21.13)$$

где a - ускорение заряда.

Для одиночного заряда это соотношение выглядит следующим образом:

$$\vec{E} = -\frac{\mu e \vec{a}}{4\pi r}. \quad (21.14)$$

Если в соотношениях (21.13) и (21.14) учесть, что потенциалы

распространяются с конечной скоростью и учесть запаздывание $\left(t - \frac{r}{c} \right)$, и с

учётом, что для вакуума $\mu = \frac{1}{\epsilon_0 c^2}$, эти соотношения примут вид:

$$\vec{E} = -\mu \int \frac{ga(t - \frac{r}{c}) d\vec{l}}{4\pi r} - \int \frac{ga(t - \frac{r}{c}) d\vec{l}}{4\pi \epsilon_0 c^2 r}, \quad (21.15)$$

$$\vec{E} = -\frac{e\vec{a}(t - \frac{r}{c})}{4\pi\epsilon_0 c^2 r}. \quad (21.16)$$

Соотношения (21.15) и (21.16) представляют, как показано выше (см. (21.4)), волновые уравнения. Отметим, что эти уравнения - это решение уравнений Максвелла, но в данном случае они получены непосредственно из закона Ампера, вообще не прибегая к уравнениям Максвелла. Остаётся только задать вопрос, почему электродинамика в своё время не пошла этим путём?

§ 22. Экспериментальное подтверждение зависимости скалярного потенциала заряда от его скорости.

Если в соотношении (18.1) положить $g_2^+ = 0$ и $V_2 = 0$, т.е. рассмотреть случай взаимодействия нижней токнесущей системы с неподвижным зарядом верхнего проводника g_2^- , то для силы взаимодействия получим:

$$F_{\Sigma 2} = -\frac{1}{2} \frac{g_1 g_2 v_1^2}{2\pi \epsilon c^2 r}.$$

Это означает, что в том случае, когда по проводнику течёт ток, он перестаёт быть электронейтральным, и вокруг него должно образоваться радиальное статическое электрическое поле

$$E_{\perp} = -\frac{g_1 v_1^2}{4\pi \epsilon c^2 r}, \quad (22.1)$$

что эквивалентно появлению на нижнем проводнике дополнительного отрицательного потенциала, что, в свою очередь, равноценно появлению на этом проводнике удельного статического заряда

$$g = -2g_1 \frac{v_1^2}{c^2}. \quad (22.2)$$

Этот факт свидетельствует о том, что принятие концепции скалярно-векторного потенциала означает признание зависимости заряда от скорости. Однако до настоящего времени никто не получал экспериментального подтверждения справедливости соотношений (22.1) и (22.2).

В то время, когда Фарадеем и Максвеллом были сформулированы основные законы электродинамики, экспериментально подтвердить соотношение (22.1) было невозможно, т.к. плотности токов, достижимые в обычных проводниках, слишком малы для экспериментального обнаружения рассматриваемого эффекта. Таким образом, положение о независимости скалярного потенциала и заряда от скорости и последующее введение магнитного поля были сделаны волевым путём на феноменологической основе.

Плотности токов, которые могут быть достигнуты в сверхпроводниках, позволяют экспериментально обнаружить электрические поля, определяемые соотношением (22.1) [3, 21-25]. Экспериментальные данные, представленные ниже, свидетельствуют о том, что величина скалярного потенциала и заряда зависит от скорости.

Рассмотрим постановку эксперимента, который должен дать ответ на поставленные вопросы. Схема эксперимента изображена на рис. 15.

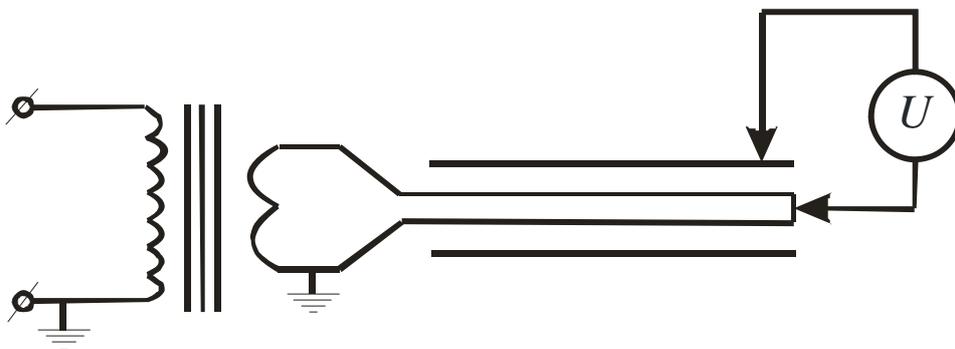


Рис. 15. Схема эксперимента по обнаружению зависимости величины скалярного потенциала от скорости носителей тока.

Если сложенную пополам сверхпроводящую проволоку (будем называть ее бифилярной) окружить проводящим цилиндром и ввести в нее ток индукционным способом, то в случае зависимости заряда от скорости электрометр с высоким внутренним сопротивлением, подключенный между цилиндром и проволокой, должен показать наличие отрицательной разности потенциалов. Бесконтактный индукционный ввод тока применяется с той целью, чтобы исключить наличие контактных разностей потенциалов при контактном вводе тока. Трудность проведения такого эксперимента заключается в том, что входная емкость электрометра (обычно несколько десятков пикофарад) будет значительно больше, чем емкость между бифилярной петлей и цилиндром. Поскольку мы измеряем не э.д.с., а разность потенциалов, обусловленную статическими зарядами, то при подключении к такому устройству входной емкости электрометра заряд, наведенный на цилиндре перераспределится между обеими емкостями. Если считать, что начальная разность потенциалов между петлей и цилиндром была U_1 , а емкость между ними составляла C_1 , то при подключении между петлей и цилиндром емкости электрометра C_2 разность потенциалов U_2 , которая появится на параллельно включенных емкостях, определится соотношением:

$$U_2 = \frac{C_1 U_1}{C_1 + C_2} = k_1 U_1. \quad (22.3)$$

Очевидно, что если $C_1 \ll C_2$, то и $U_2 \ll U_1$. В конечном итоге получается, что для того, чтобы получить максимальную разность потенциалов на самом

электрометре следует увеличивать емкость между петлей и цилиндром, увеличивая длину всей конструкции.

Расчёт параметров измерительной системы, предназначенной для обнаружения ожидаемого эффекта, начнём с определения ожидаемого эффекта.

Если имеется плоский слой зарядов с плотностью n и толщиной λ , то по обе стороны от такого слоя создается электрическое поле:

$$E_{\perp} = \frac{1}{2} \frac{ne\lambda}{\varepsilon_0}.$$

Пока этот слой зарядов не двигается его электрическое поле полностью скомпенсировано положительными зарядами решетки. Но, когда слой начинает двигаться, создается дополнительное электрическое поле равное:

$$\Delta E \cong \frac{1}{2} E_{\perp} \frac{v^2}{c^2}. \quad (22.4)$$

Скорость движения зарядов связана с магнитным полем на поверхности сверхпроводника соотношением:

$$H = nev\lambda$$

Если, найденную из этого соотношения скорость v подставить в (22.4), то получим:

$$\Delta E_{\perp} \cong \frac{1}{2} \frac{H^2}{\varepsilon_0 ne\lambda c^2} \cong \frac{1}{2} \frac{\mu_0 H^2}{ne\lambda}.$$

Для вычисления максимально ожидаемой величины эффекта в качестве H следует взять значение критического поля для данного вида сверхпроводника.

Вычислим максимальную величину такого эффекта для случая сверхпроводящего ниобия, положив: $H_c = 1,5 \cdot 10^5 \frac{A}{m}$, $\lambda \cong 10^{-7} m$,

$n \cong 3 \cdot 10^{28} \frac{1}{m^3}$. При таких значениях указанных параметров получаем -

$\Delta E_{\perp} \cong 3 \frac{B}{m}$. Будем считать, что диаметр d бифилярной петли составляет

удвоенное значение диаметра используемой сверхпроводящей проволоки с диаметром 0,25 мм. Если взять диаметр цилиндра D равный 10 мм, то разность потенциалов между бифилярной петлей и цилиндром составит:

$$U = \Delta E_{\perp} \frac{d}{2} \ln \frac{D}{d} \cong 3mB.$$

Погонная емкость рассмотренного коаксиала будет: $C_0 = \frac{2\pi\varepsilon_0}{\ln\left(\frac{D}{d}\right)} \cong 15 \frac{n\Phi}{m}$

При проведении экспериментов в нашем распоряжении имелся вибрационный электрометр с входной емкостью ~ 60 пФ и чувствительностью ~ 1 мВ. Чтобы обеспечить хотя бы такую же емкость коаксиала (при этом разность потенциалов на емкости электрометра после его подключения к коаксиалу составит 1.5 мВ) нужно взять длину коаксиала 4 метра. Конечно, по техническим причинам такой коаксиал трудно охладить до гелиевых температур, к тому же и сам эффект оказывается недостаточным для его надежного измерения. Поэтому величину эффекта нужно увеличить хотя бы в 100 раз. Это можно осуществить, увеличив количество центральных проводов коаксиала, доведя его до двухсот, для чего понадобится 400 метров проволоки. Конечно, при этом придется увеличить и диаметр цилиндрической его части.

Можно опять произвести расчет, но использование экспериментального образца с коаксиалом такого размера все равно неприемлемо ввиду его громоздкости, хотя большим преимуществом такого решения является возможность точного расчета ожидаемого эффекта.

В данном случае нас даже не столько интересует точное совпадение расчетных и экспериментальных данных, сколько надежное обнаружение самого эффекта. Поэтому экспериментальный образец был создан по другой схеме. Для целей введения тока в сверхпроводящую малоиндуктивную обмотку был использован охлаждаемый до гелиевых температур трансформатор с железным сердечником. Используя в качестве вторичной обмотки трансформатора сверхпроводящую обмотку, соединенную с малоиндуктивным соленоидом, можно без наличия гальванических контактов вводить ток в соленоид. В трансформаторе использовался кольцеобразный сердечник из трансформаторной стали с поперечным сечением 9 см^2 . Первичная и вторичная обмотки трансформатора были намотаны ниобий-титановым проводом с медным покрытием и содержали 150 и 10 витков соответственно. Таким образом, трансформатор имеет коэффициент трансформации 15. Диаметр проволоки составлял 0.25 мм. Вторичная обмотка трансформатора соединена последовательно с малоиндуктивным соленоидом, который намотан бифилярно и содержит 2448 витков такого же провода. Общая длина намотки составляет 910 м. Концы соленоида и вторичной обмотки трансформатора сварены при помощи лазерной сварки. Соленоид намотан на каркасе из фторопласта. Внутренний и внешний диаметр обмотки соленоида 35 и 90 мм соответственно, ширина намотки 30 мм. К средней точке соленоида подключен внутренний провод коаксиала, выходящего наружу криостата, такой же коаксиал подключен и к экрану соленоида. Конструкция малоиндуктивного соленоида показана на рис.16.

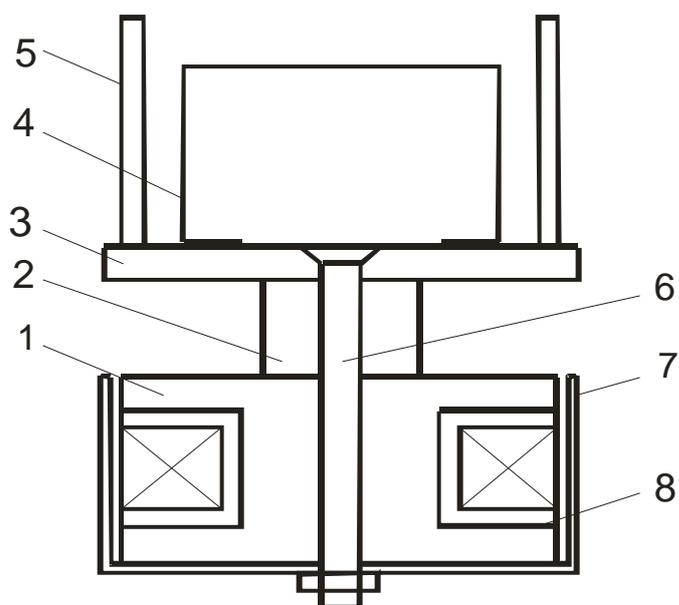


Рис. 16. Конструкция малоиндуктивного сверхпроводящего соленоида: 1 - алюминиевый каркас, 2 - фторопластовая втулка, 3 - фторопластовый диск, 4 - скоба, 5 - стойки, 6 - болт, 7 - медный экран, 8 - фторопластовый каркас.

Он намотан на фторопластовом каркасе 8, который заключён в алюминиевый каркас 1. Снаружи соленоид окружён медным экраном 7, который совместно с каркасом 1 является экраном соленоида. К каркасу 1 посредством болта 6 и фторопластовой втулки 2 крепится фторопластовый диск 3, на котором смонтирована скоба 4. Витки вторичной обмотки трансформатора охватывают скобу 4, через которую, не касаясь её, проходит магнитопровод трансформатора. Вся конструкция крепится к трансформатору посредством стоек 5. Трансформатор совместно с соленоидом размещается в баке гелиевого криостата.

Схема подключения коаксиалов к безиндуктивному соленоиду показана на рис. 17.

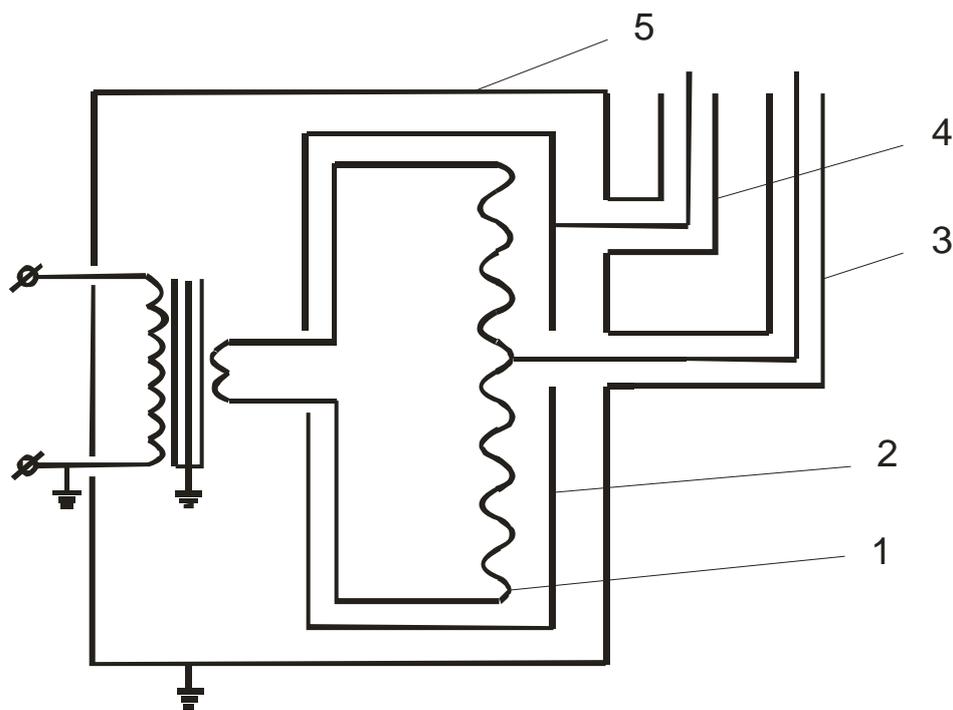


Рис. 17. Схема соединения малоиндуктивного соленоида: 1 - малоиндуктивный соленоид, 2 - экран соленоида, 3,4 - коаксиалы, 5 - общий экран, которым является гелиевый бак.

Сопротивление между заземленными элементами, экраном соленоида и самим соленоидом составляет не менее 10^{14} Ом. Элементы, используемые в конструкции, имели следующие емкости относительно земли: коаксиал 3 – 44 пФ, коаксиал 4 – 27 пФ, емкость экран – земля составляет – 34 пФ, емкость экран–соленоид составляет – 45 пФ, В качестве электрометра использовался емкостной вибрационный электрометр с входной емкостью 60 пФ и входным сопротивлением 10^{14} Ом.

При такой конструкции сверхпроводящего соленоида и окружающего его экрана нельзя произвести точный электродинамический расчет электростатических полей, возникающих вокруг соленоида, однако, установить наличие самого эффекта, такая конструкция позволяет.

При измерениях электрометр подключался непосредственно к экрану посредством коаксиала 4, а средняя точка сверхпроводящего соленоидоа посредством коаксиал 3 заземлялась. Ток в первичную обмотку трансформатора вводился от источника постоянного тока, показания электрометра при этом не зависели от направления тока. При величинах вводимого тока ~ 9 А происходил самопроизвольный сброс показаний электрометра. Это означает, что ток в обмотке соленоида достигал своего критического значения, и обмотка переходила в нормальное состояние. Железный сердечник при этом захватывал магнитный поток и при уменьшении вводимого в соленоид тока, кривая зависимости измеряемого потенциала от тока повторялась, а потенциал достигал своего максимального значения при нулевом значении тока.

При этом зависимости потенциала от тока оказывались полностью обратимыми, это свидетельствовало о том, что при захвате потока железным сердечником не происходило его магнитное насыщение. Полученная экспериментальная зависимость измеряемой разности потенциалов приведена на рис. 18.

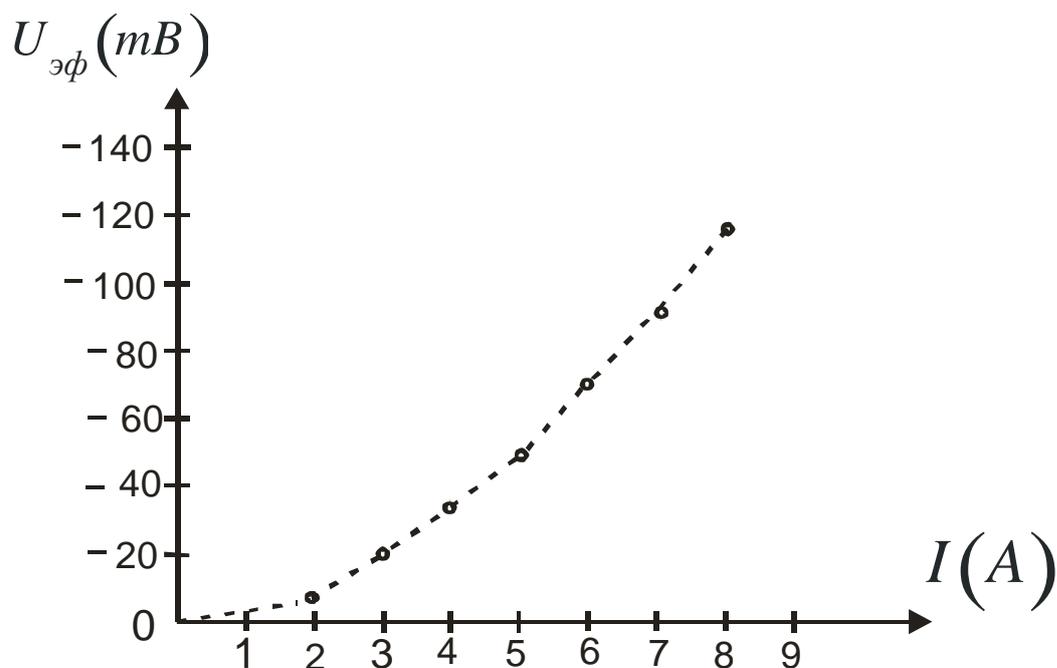


Рис. 18. Температурная зависимость приведенной разности потенциалов между экраном и малоиндуктивным соленоидом.

Данные эксперимента приведены в таблице № 1.

Таблица № 1

$I(A)$	1	2	3	4	5	6	7	8
$I_1(A)$	15	30	45	60	75	90	105	120
$H\left(\frac{A}{m}\right) \cdot 10^4$	1.91	3.82	5.73	7.64	9.55	11.5	14.6	15.3
$-U_2(mB)$	-	2	6	10	15	21	27	35
$-U_1(mB)$	-	7	20	34	50	71	90	117

$\frac{U}{I_{эф}^2} \left(\frac{mB}{A} \right)$	-	1.75	2.22	2.13	2.00	1.94	1.84	1.83
--	---	------	------	------	------	------	------	------

В первой графе таблицы приведены значения вводимого тока I . Во второй графе даны значения тока I_1 в обмотке соленоида, рассчитанные исходя из значения коэффициента трансформации равного 15. При этом предполагается, что во всем диапазоне вводимых токов намагниченность сердечника остается пропорциональной току. В третьей графе даны значения магнитных полей на поверхности сверхпроводящих проводов соленоида. В четвертой - приведены показания электрометра. В пятой - приведены эффективные значения разности потенциалов, которые были бы между соленоидом и экраном до подключения к последнему суммарной емкости коаксиала и электрометра. В

шестой - дан коэффициент $k = \frac{U_{эф}}{I^2}$, указывающий на отклонение

полученной зависимости от квадратичного закона. Коэффициент k_1 составил величину 3.35, он вычислялся по формуле (22.3), исходя из того, что емкость между экраном и соленоидом $C_1 = 45$ пФ, а суммарная емкость C_2 ,

подключаемая к емкости C_1 и состоящая из емкости коаксиала и емкости электрометра, равна 111 пФ. Среднеквадратичное относительное отклонение коэффициента k от своего среднего значения равного 1.93 составляет 0.13, что дает относительную среднеквадратичную погрешность 7%. Таким образом, полученная зависимость между током и измеряемым значением потенциала очень близка к квадратичному закону. Из таблицы также видно, что при значениях тока в проводниках соленоида порядка 120 А, напряженность поля на их поверхности достигает своего критического значения, которое для используемого сверхпроводника составляет $1.5 \cdot 10^5$

$\frac{A}{m}$, с чем и связан сброс показаний электрометра при достижении этих токов.

Таким образом, экспериментальные результаты указывают на то, что величина скалярного потенциала, а, следовательно, и заряда зависит от скорости.

Однако в данной схеме эксперимента имеет место непосредственное гальваническое подключение электрометра к сверхпроводящему соленоиду. Это может вызвать вопросы, а не являются ли причиной возникновения разности потенциалов между соленоидом и экраном какие-то контактные явления в месте контакта провода, соединяющего электрометр с соленоидом? Для ответа на этот вопрос были проведены эксперименты со сверхпроводящим ниобиевым тором.

Схема эксперимента показана на рис. 19.

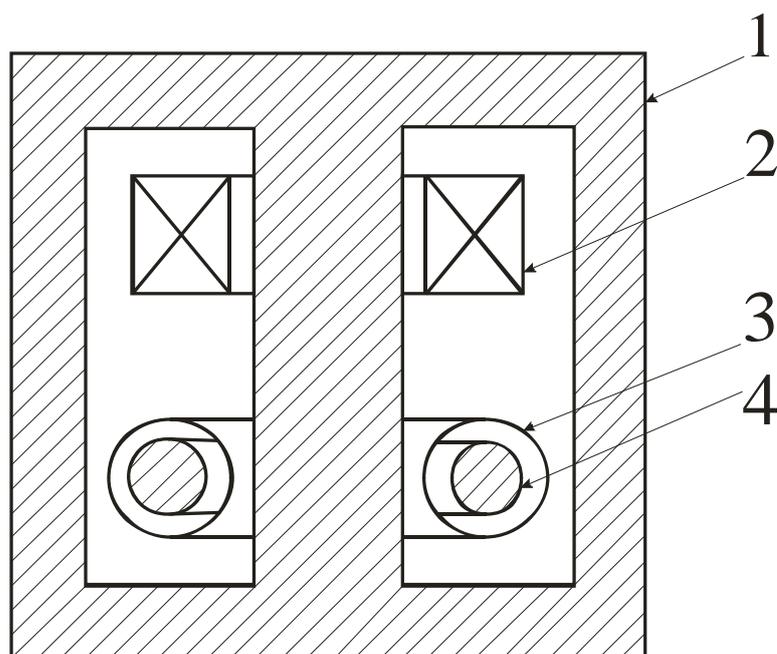


Рис. 19. Схема эксперимента со сверхпроводящим тором, изготовленным из ниобия.

Если внутри проводящего экрана разместить второй проводящий экран, и между ними подключим электромметр, то в том случае, когда внутри внутреннего экрана появится заряд, между внутренним и наружным экраном появится разность потенциалов. В эксперименте, в качестве наружного экрана 1, использовалось ярмо трансформатора, выполненное из трансформаторной стали. На центральном стержне этого ярма располагалась первичная обмотка 2, намотанная ниобий-титановым проводом, содержащая 1860 витков. На этом же стержне располагался торообразный металлический экран 3, выполненный из меди. Внутри этого экрана был расположен тор 4, выполненный из ниобия. Наружный диаметр ниобиевого тора составлял 76 мм, а внутренний 49 мм. Трансформатор размещался в баке гелиевого криостата и охлаждался до гелиевой температуры, при этом ярмо трансформатора и гелиевый бак заземлялись. При введении постоянного тока в первичную обмотку трансформатора в сверхпроводящем торе индуцировался ток, и электромметр фиксировал появление между экраном 3 и ярмом трансформатора разность потенциалов U . Это означает, что ниобиевый тор, расположенный внутри экрана 3 при введении в него постоянного тока перестаёт быть электронейтральным. Величина постоянного тока в сверхпроводящем торе в 1860 раз превышала ток, вводимый в первичную обмотку трансформатора. Зависимость разности потенциалов U от тока I , вводимого в первичную обмотку трансформатора, показана на рис. 20.

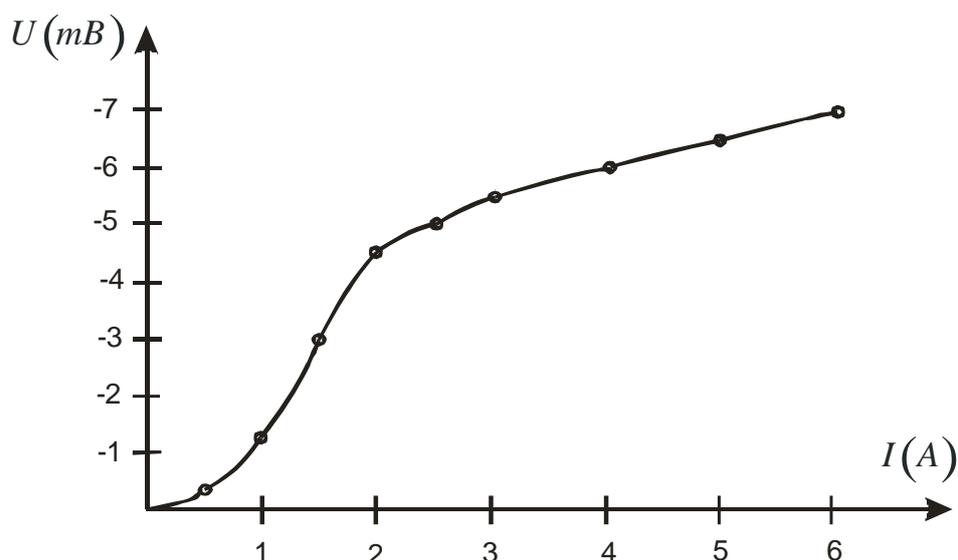


Рис. 20. Зависимость разности потенциалов между экраном 3 и ярмом трансформатора 1 от тока, вводимого в первичную обмотку трансформатора.

Полученные значения разности потенциалов, по сравнению со случаем сверхпроводящей проволочной обмотки, оказались значительно меньшими, это связано со значительно меньшей поверхностью тора, по сравнению с поверхностью проволочной обмотки. Вид зависимости разности потенциалов от вводимого тока также сильно отличается. Квадратичный участок наблюдается только на очень небольшом начальном участке вплоть до значений токов около 2 ампер, вводимых в первичную обмотку. Далее эта зависимость становится прямолинейной с малым углом наклона по отношению к оси абсцисс. К тому же срыва показаний электрометра в данном случае не наблюдалось.

С чем связаны такие отличия поведения разности потенциалов по сравнению с проволочным вариантом? В случае проволочного соленоида сверхпроводящий ток равномерно распределён по поверхности проволоки и достигает своего критического значения на всех её участках одновременно, с чем и связан одновременный переход всей обмотки соленоида в нормальное состояние, при достижении в проволоке на каком то участке критического значения тока.

В случае тора процесс установления сверхпроводящего тока на его поверхности происходит по-другому. Вводимый в сверхпроводящий тор постоянный ток очень неравномерно распределён по его поверхности. Максимальные плотности тока имеют место на внутренней поверхности тора, а на периферии они значительно меньше. С этим связано то, что внутренние поверхности тора начинают переходить в нормальное состояние раньше, чем наружные. Процесс перехода тора в нормальное состояние происходит таким образом, что при увеличении тока в торе в нормальное состояние переходят сначала внутренние области и нормальная фаза начинает перемещаться от внутренних областей к наружным. Процесс длится до тех пор, пока весь тор не перейдёт в нормальное состояние. Но почему при этом к моменту перехода тора в нормальное состояние не происходит сброс тока, как

это имеет место в случае проволочного соленоида? Это связано с тем, что ниобий является сверхпроводником второго рода и он не сразу скачком переходит в нормальное состояние, а у него имеется достаточно значительная область плотностей токов, при которых он находится в смешанном состоянии, когда внутрь массивного проводника проникают вихри Абрикосова. Следовательно, то обстоятельство, что показания электрометра не имеют сброса показаний, указывает на то, что сверхпроводящий тор находится в смешанном состоянии, а вихревые структуры, которые также представляют сверхпроводящие токи, приводят к тому, что тор перестаёт быть электронейтральным. Из вышеперечисленного можно сделать вывод, что вихри несут на себе не только кванты магнитного потока, но ещё и квантованные электрические заряды.

Если изменить направление тока в первичной обмотке, то зависимость, подобная изображённой на рис. 20, повторяется, однако, наблюдается сильный гистерезис. Это связано с тем, что вихри, проникшие вглубь сверхпроводника, закрепляются на дефектах кристаллической структуры, попадая в потенциальные ямы, что и приводит к гистерезису.

Таким образом, результаты проведенных экспериментов однозначно указывают на зависимость скалярного потенциала и величины зарядов от их скорости, что было предсказано ещё в работе [14] и экспериментально подтверждено в работах [3, 21-22].

Все указанные эксперименты по исследованию возникновения потенциала на сверхпроводящих соленоидах и торах были проведены в начале 90-х годов в МГП НИИ криогенного приборостроения при ФТИНТ НАН Украины.

§ 23. Электрический импульс ядерного взрыва.

США по программе «*Starfish*» 9 июля 1962 взорвали в космосе над Тихим океаном водородную бомбу с тротильным эквивалентом 1.4 Мт. Это событие поставило перед научной общественностью очень много вопросов. Перед этим в 1957 г. будущий нобелевский лауреат доктор Ханс Альбрехт Бете (Hans A. Bethe), основываясь на теории дипольного излучения, предсказал, что при подобном взрыве будет наблюдаться электромагнитный импульс (ЭМИ) с вертикальной поляризацией, при этом напряженность поля на поверхности земли составит не более 100 В/м. Поэтому вся измерительная аппаратура, которая должна была регистрировать электромагнитное излучение, была настроена на регистрацию таких напряженностей полей. Но при взрыве бомбы произошло неожиданное. Напряженность электрических полей, начиная с эпицентра взрыва, и далее на протяжении более 1000 км достигла нескольких десятков тысяч вольт на метр. (Карта местности и значения напряженностей полей приведены на рис. 23.) Этот рисунок и все данные, которые будут приведены в этом разделе, касающиеся испытаний по программам «*Starfish*» и «*Программа К*», взяты с сайта

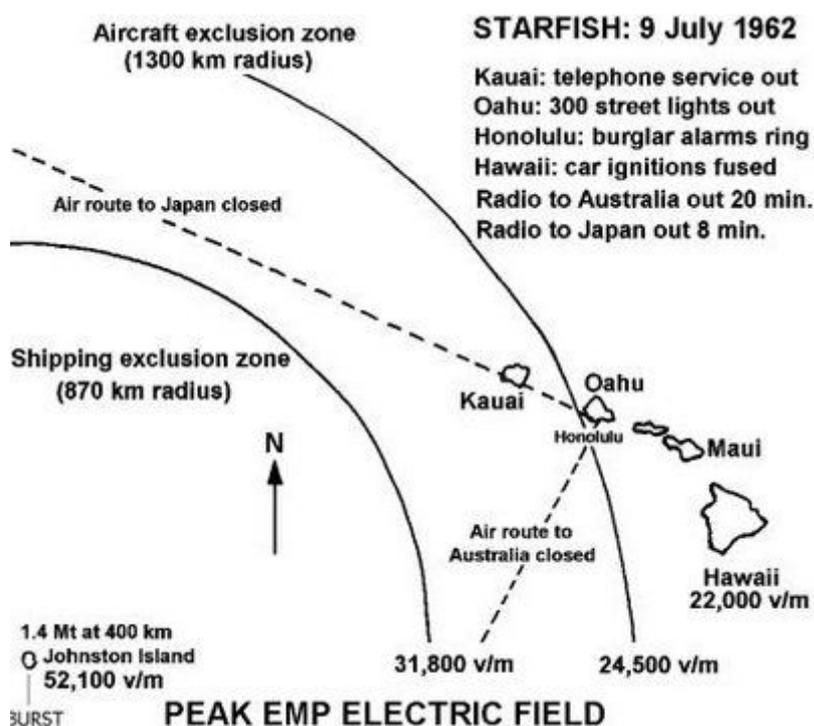


Рис. 23. Карта испытаний по программе «Starfish».

К сожалению, в материалах данной ссылки не содержится информация о поляризации этих полей. Но, судя по тому, что вся аппаратура была настроена на измерении электрических полей с вертикальной поляризацией, на карте даны данные об измеренных значениях именно вертикальной составляющей электрического поля. Возможность уточнить этот вопрос дают данные, полученные в СССР во время испытаний с кодовым названием «Программа К», когда недалеко от Джекказгана на высоте 290 км была взорвана водородная бомба с тротильным эквивалентом 300 кт. Карта местности с указанием значений напряженностей полей, полученных при этом взрыве, показана на рис. 24.

Сравнивая данные по напряженностям полей, приведенные на этих двух картах, можно видеть, что значения напряженностей полей на рис. 23 убывают при увеличении расстояния от эпицентра взрыва, в то время как на карте, изображенной на рис. 24, эти значения возрастают. Из этого можно сделать вывод, что на второй карте приведены данные по измерению горизонтальной составляющей напряженностей электрических полей.



Рис. 24. Карта испытаний по программе «Программа К».

Имеется запись формы электрического импульса, сделанная на расстоянии 1300 км от места взрыва (рис. 25), полученная при испытаниях по программе «Starfish». Из приведенного рисунка видно, что ЭМИ имеет не только очень большую амплитуду, но и очень малую длительность.

Поскольку прогноз доктора Ханса Альбрехта Бете не оправдался, то в последующем было выдвинуто еще две теории, призванные объяснить экспериментальные данные. Первая из них была разработана доктором Конрадом Лонгмаером (Conrad Longmire) в 1963 г, который рассмотрел вопрос о формировании магнитного диполя, образуемого комптоновскими электронами, вращающимися вокруг силовых линий магнитного поля Земли.

В последующем в 1975 г. была разработана модель Louis W. Seiler, Jr report AD-A009208, March 1975 <http://glasstone.blogspot.com/2006/03/emp-radiation-from-nuclear-space.html>, в которой предполагается, что формирование ЭМИ обязано релятивистским комптоновским электронам, которые выбивает из молекул воздуха жесткое рентгеновское излучение и которые синфазно с гамма-излучением двигаются с релятивистскими скоростями в направлении распространения электромагнитной волны. Ни та, ни другая модель достоверно принята или опровергнута быть не может, поскольку дальнейшие испытания ядерного оружия в космосе были прекращены, и нет дополнительных экспериментальных данных, которые смогли бы подтвердить или опровергнуть рассмотренные модели.

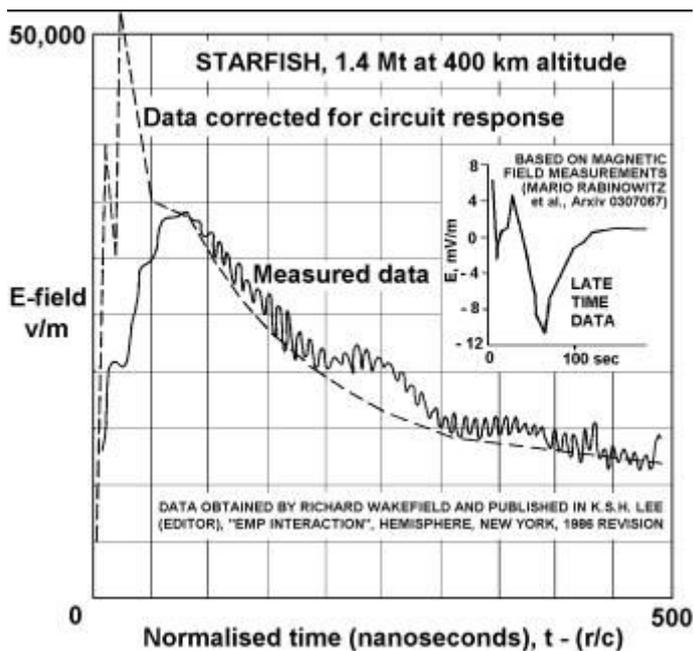


Рис. 25. Экспериментальная зависимость амплитуды ЭМИ от времени, полученная при испытаниях по программе «Starfish».

Эти модели предполагают, что процесс формирования ЭМИ не является свойством самого взрыва, а является вторичным эффектом, связанным с тем, что рентгеновское излучения выбивает из молекул воздуха комптоновские электроны. Из последней модели, получившей наибольшее признание, вытекает, что сам ЭМИ распространяется из ионосферы в нижние слои атмосферы, и, следовательно, его поля выше ионосферы, непосредственно в самом космосе, отсутствуют. Но, если при помощи рассмотренных теорий еще как-то можно объяснить наличие электрических полей в зоне видимости взрыва, то факт сильных возмущений ионосферы на больших расстояниях от взрыва, которые ему сопутствовали, объяснить трудно. Так, после взрыва по программе «Starfish» в течении нескольких десятков минут отсутствовала радиосвязь с Японией и Австралией, и даже на расстоянии в 3200 км от эпицентра взрыва были зафиксированы возмущения ионосферы, которые в несколько раз превышали те, которые бывают обусловлены самыми мощными вспышками на Солнце. Взрыв повлиял и на космические аппараты. Три спутника были сразу выведены из строя электромагнитным импульсом. Заряженные частицы, появившиеся в результате взрыва, были захвачены магнитосферой Земли, в результате чего их концентрация в искусственном радиационном поясе Земли увеличилась на 2-3 порядка. Воздействие радиационного пояса привело к очень быстрой деградации солнечных батарей и электроники еще у семи спутников, в том числе и у первого коммерческого телекоммуникационного спутника Телестар 1. В общей сложности взрыв вывел из строя треть космических аппаратов, находившихся на низких орбитах в момент взрыва.

При взрыве ядерного заряда по программе «Программа К» радиосвязь и радарные установки были также блокированы на расстоянии до 1000 км. В

результате этих испытаний было установлено, что высотные ядерные взрывы сопровождаются излучением электромагнитного импульса (ЭМИ) в широком диапазоне частот, значительно превышающего по амплитуде величину ЭМИ, излучаемого при приземных взрывах той же мощности. Было обнаружено, что регистрация ЭМИ высотного ЯВ возможна на больших (до 10 тысяч километров) расстояниях от места взрыва. http://atomas.ru/isp2/1_9.htm.

С точки зрения существующих понятий классической электродинамики комптоновские модели вызывают серьезные вопросы. Например, почему все комптоновские электроны должны двигаться синфазно с фронтом гамма-излучения с релятивистской скоростью. У комптоновских электронов вектор скорости имеет пространственное распределение, в связи с чем нельзя получить такой короткий фронта нарастания импульса, как это имеет место в действительности. В линейной электродинамике теоретически отсутствуют такие механизмы, которые дают возможность получить в данном месте однополярный импульс электрического поля без пространственного разделения зарядов. Но за время нарастания импульса, которое исчисляется десятками наносекунд, получить пространственное разделение зарядов, которое обеспечит полученную на эксперименте напряженность поля, невозможно. Сама же комптоновская ионизация оставляет всю систему в целом электронейтральной.

Известно, что проблему ЭМИ вместе со своими учениками пытался решить и Академик АН СССР Я. Б. Зельдович [26]. Однако в имеющихся источниках по этому вопросу нет информации о том, что им эта проблема была решена. Следовательно, все говорит о том, что в рамках существующей классической электродинамики результаты, полученные при испытаниях по программе «*Starfish*» и «*Программа К*», объяснить пока нельзя.

В чем заключается опасность прогнозов, которые дает последняя модель? Проблема в том, что эта модель исключает возможность наличия полей ЭМИ в самом космосе. Известно, что во время испытаний по программе «*Starfish*» три спутника, находящихся в то время в космосе неподалеку от зоны взрыва, вышли из строя. Неизвестно, есть ли в настоящее время точные данные по поводу причин этих отказов. Предположим, что модель выдвинутая Louis W. Seiler, Jr. неверна, и, опираясь на неё, как в прошлом на передсказания доктора Ханса Альбрехта Бете, будет произведен очередной взрыв ядерного заряда в космосе, который выведет из строя большое количество спутников. Причём этот взрыв может быть как запланированным, так и осуществлённым в террористических целях. Тогда уже оправдываться будет поздно.

Предпримем попытку, используя концепцию скалярно-векторного потенциала, объяснить полученные экспериментальные данные, а также покажем, что при взрыве ядерного заряда в космосе, там существуют не поля ЭМИ, а импульсные электрические поля (ИЭП), в которых магнитное поле отсутствует [25]. Причем поля ИЭП в космосе имеют гораздо более значительные величины, чем в атмосфере и на земной поверхности.

В начальный момент термоядерного взрыва температура сгустка плазмы может достигать нескольких сот миллионов градусов. При таких температурах

электронный газ уже не является вырожденным и подчиняется распределению Больцмана. Предположим, что температура образовавшегося при взрыве плазменного сгустка в начальный момент составляет $\sim 10^8$ К, а общий вес бомбы, выполненной из металла со средней плотностью электронов $\sim 5 \times 10^{22}$ $1/\text{см}^3$, составляет 1000 кг. При удельном весе металла ~ 8 г/см³ общее количество свободных электронов в образовавшейся плазме, в предположении, что все атомы будут однократно ионизированы, составит $\sim 5 \times 10^{27}$. Наиболее вероятную скорость электронов при указанной температуре определим из соотношения:

$$v = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}},$$

где k_B - постоянная Больцмана, а m - масса электрона.

Теперь, пользуясь соотношением (5.4) для вычисления приращения скалярно-векторного потенциала и учитывая только члены разложения $\sim \frac{v^2}{c^2}$, получаем

$$\Delta\varphi \cong \frac{Nek_B T}{4\pi\epsilon_0 r m c^2}, \quad (23.1)$$

где e - заряд электрона, а r - расстояние от центра взрыва до точки наблюдения. Напряженность радиального электрического поля, соответствующая такому приращению потенциала, определяем по формуле:

$$E = \frac{Nek_B T}{4\pi\epsilon_0 r^2 m c^2} = \frac{\Delta q}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \quad (23.2)$$

где

$$\Delta q = \frac{Nek_B T}{m c^2} \quad (23.3)$$

есть эквивалентный заряд взрыва. Под этой величиной нужно понимать превышение заряда электронного газа по сравнению с его равновесным значением при нулевой температуре.

Следует сказать, что при разогреве плазмы ионы тоже приобретают дополнительную скорость, однако, поскольку их масса значительно больше, чем масса электронов, приращением их зарядов можно пренебречь и считать их неподвижными.

В соответствии с формулой (23.2) напряженность радиального электрического поля в эпицентре взрыва при заданных выше параметрах составит $\sim 7 \times 10^5$ В/м, на расстоянии в 870 км от этого места она будет $\sim 1.5 \times 10^5$ В/м и на расстоянии 1300 км она составит $\sim 6.5 \times 10^4$ В/м. Видно, что расчетные значения электрических полей на поверхности земли превышают значения, полученные во время испытаний. Отношение расчётных значений к измеренным составляют: в эпицентре взрыва – 13.5, на расстоянии 870 км от этого места – 4.5, на расстоянии 1300 км – 2.4. Конечно, неизвестна ни точная начальная температуры плазменного сгустка, ни масса бомбы и

ракетносителя, в котором ее подрывают, ни материалы, из которых изготовлены эти элементы. Корректируя эти данные, можно достаточно просто получить величины полей приближающиеся к экспериментальным значениям. Больше беспокойство вызывает то, что имеется большое несовпадение пространственных зависимостей экспериментальных и расчетных данных. Попытаемся объяснить причину таких расхождений.

Сначала рассмотрим случай, когда атмосфера отсутствует (рис. 26). Для упрощения задачи будем считать, что поверхностью Земли представляет идеально проводящая безграничная плоскость. Решение задачи распределения полей для заряда, находящегося над такой плоскостью, хорошо известно [16]. Горизонтальная составляющая электрического поля на поверхности такой плоскости равна нулю, а нормальная составляющая равна:

$$E_{\perp} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{zq}{(z^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}},$$

где q - величина заряда, z - кратчайшее расстояние от заряда до плоскости, x - расстояние от точки наблюдения до точки пересечения вертикали, опущенной с точки, где находится заряд, на плоскость.

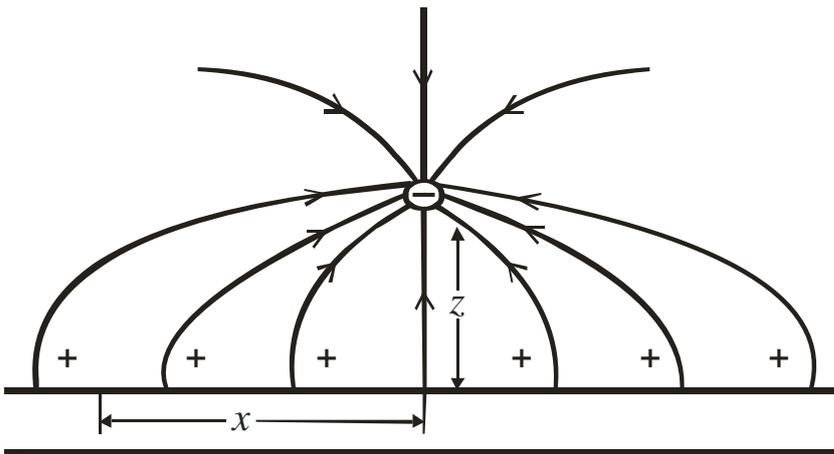


Рис. 26. Отрицательный заряд над безграничной проводящей плоскостью.

Ниже проводящей плоскости электрические поля отсутствуют. Такая конфигурация полей связана с тем, что заряд, находящийся над проводящей плоскостью, индуцирует в ней такую поверхностную плотность зарядов, которая полностью компенсирует горизонтальную и вертикальную составляющую электрического поля заряда в проводящей плоскости. Зависимость величины поверхностного заряда от координаты x можно определить, в данном случае, из соотношения:

$$\sigma(x) = \epsilon_0 E_{\perp} = \frac{1}{2\pi} \frac{zq}{(z^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}}. \quad (23.4)$$

Если проинтегрировать $\sigma(x)$ по координате x , то получим величину заряда, находящегося над проводящей плоскостью. Таким образом, чтобы не пропустить электрические поля заряда q через проводящую плоскость, в ней должно содержаться количество свободных зарядов, дающих суммарный заряд не менее чем заряд q . Если периодически приближать и удалять заряд от плоскости, то в ней возникнут периодические горизонтальные токи, которые будут создавать компенсирующие поверхностные заряды. Такой же эффект будет наблюдаться, если заряд в данной точке может рождаться и исчезать. Если в заданной точке над плоскостью вдруг за какое-то время возникнет заряд, то, для того, чтобы поля заряда не проникли через проводящую плоскость, за это же время на проводящей плоскости должны появиться компенсирующие заряды, соответствующие соотношению (23.4). Это означает, что величина токов, создающих компенсирующие заряды, будет тем больше, чем больше сам заряд и чем меньше время его возникновения. Если вычислить электрические поля по этой формуле, считая, что при $x = 0$ значение напряженности вертикальной составляющей электрического поля на поверхности равно 5.2×10^4 В/м, то на расстоянии 870 км получим значение поля 4×10^3 В/м, а на расстоянии 1300 км – 1.3×10^3 В/м. Видно, что значения расчетных полей и полученных экспериментально опять сильно отличаются от вычисленных. Это связано с тем, что между земной поверхностью и рассматриваемым зарядом существует ионосфера, которая тоже является проводником тока, хотя и не очень совершенным. Рассмотрим этот случай (рис. 27).

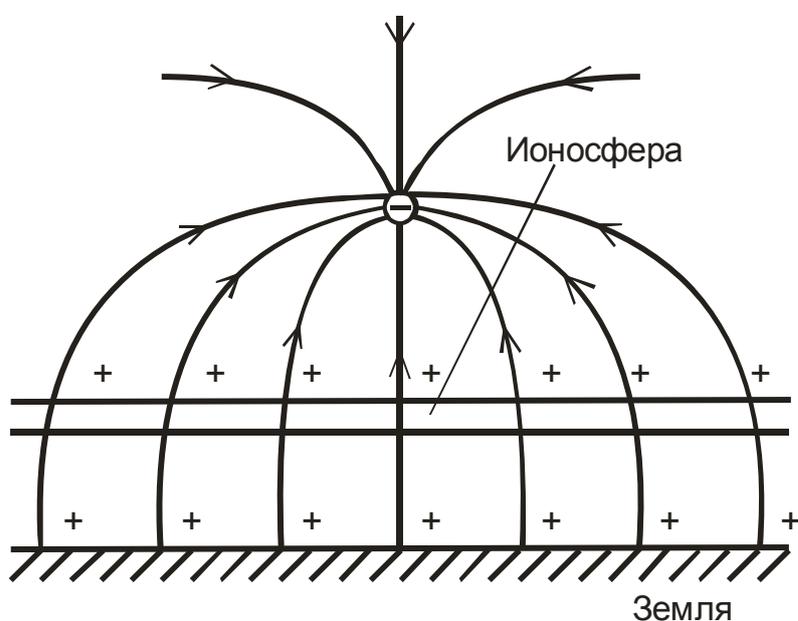


Рис. 27. Отрицательный заряд над поверхностью земли при наличии ионосферы.

Если заряд будет возникать в указанной на рисунке точке, то он будет собирать под собой имеющиеся в ионосфере свободные заряды

противоположного знака для компенсации тех полей, которые он создает в ней. Однако если суммарное количество свободных положительных зарядов в ионосфере будет меньше, чем величина самого заряда, то их количества не хватит для полной компенсации полей возникающего заряда и его поля проникнут через ионосферу. При этом проникшие поля, в силу ее экранирующего действия ионосферы, могут быть значительно меньше, чем поля над ней. Всю эту картину можно описать только качественно, потому что точно не известна ни толщина ионосферы, ни степень ее ионизации по высоте, более того, такие задачи решаются только численными методами.

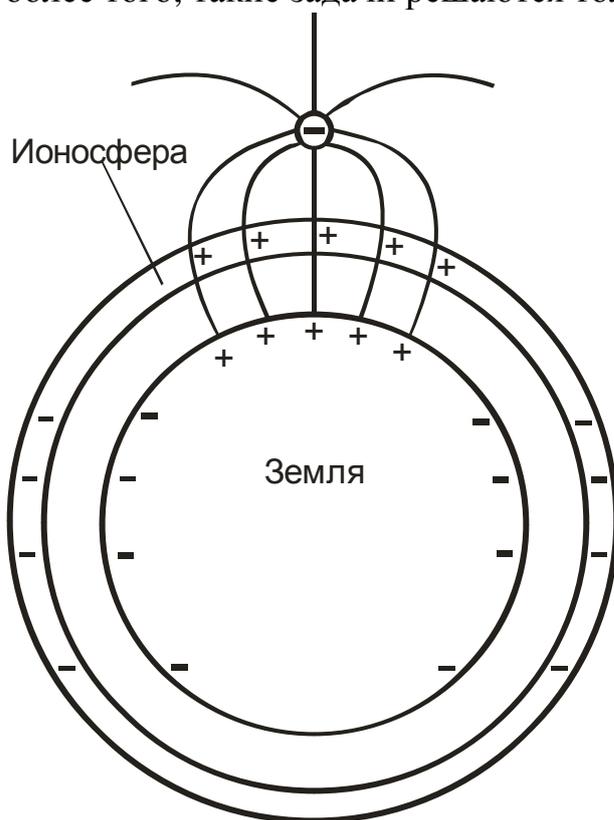


Рис. 28. Отрицательный заряд над поверхностью сферической ионосферы.

Сферичность ионосферы тоже накладывает свои особенности на процесс индукции компенсирующих поверхностных зарядов. Схематически этот процесс изображен на рис. 28.

Стремление возникающего заряда собрать под собой компенсирующие заряды приведет к продольной поляризации значительной части ионосферы. Компенсирующие положительные заряды будут находиться в ионосфере непосредственно в прямой видимости под зарядом и здесь их будет в избытке, в то время как за пределами прямой видимости в избытке будут отрицательные заряды. И вся система: заряд – ионосфера – земля получит дополнительный дипольный момент. Распределение наведенного заряда в ионосфере будет зависеть от высоты, на которой находится заряд, а также от положения Солнца по отношению к заряду, т.к. от его положения зависит степень ионизации ионосферы.

При ядерном взрыве синхронно с электрическими радиальными полями, двигающимися от плазменного сгустка со скоростью света, двигается и фронт рентгеновского излучения. Это излучение будет ионизировать атмосферу, увеличивая ее проводимость, а это, в свою очередь, увеличит защитные функции атмосферы от проникновения в неё ЭМИ. Кроме того, поскольку отрицательный потенциал плазменного сгустка в начальный момент взрыва очень большой, то из сгустка будет выброшено большое количество электронов, которые также через некоторое время попадут в ионосферу. Частичная нейтрализация электронов, попавших в ионосферу, произойдет, когда положительные ионы плазменного сгустка тоже достигнут ионосферы. Но это будет касаться только тех ионов, радиальная составляющая скорости которых была направлена в сторону ионосферы. Те же электроны и ионы, радиальная составляющая которых была направлена в сторону от нее, покинут пределы земного тяготения и будут представлять подобие того солнечного ветра, который является следствием испарения солнечной короны или вспышек на солнечной поверхности. Сейчас только схематически обрисованы те сложные процессы, которые сопутствуют ядерному взрыву, и предстоит еще большая работа, по воссозданию этих процессов для реальных условий. Очевидно, что сделать это можно только численными методами.

Рассмотренная модель говорит о том, что ядерный взрыв приведет не только к возникновению ИЭП в зоне прямой видимости, но и к глобальному возмущению ионосферы. Известно, что взрывы по программе «*Starfish*» и по программе «*Программа К*» привели к наличию больших помех радиотехническим и радиолокационным системам. Конечно, электрические поля в космосе, генерируемые таким взрывом в соответствии с соотношением (5.32), имеют очень большие величины и представляют большую опасность для космических аппаратов. Величины максимальных значений напряженностей электрического поля, в зависимости от расстояния от эпицентра ядерного взрыва для нашего конкретного случая, представлены в таблице № 2.

Таблица № 2

$r(\text{км})$	500	1000	1500	2000	2500	3000
$E(\text{В/м})$	$4 \cdot 10^5$	10^5	$4,5 \cdot 10^4$	$2,5 \cdot 10^4$	$1,6 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^4$

Теперь вернемся к горизонтальной составляющей электрических полей на земной поверхности, генерируемых при взрыве. Понятно, что эти поля представляют тангенциальную составляющую радиальных полей, идущих от точки взрыва. Именно эти поля и вызывают компенсирующие токи, которые создают компенсирующие поверхностные заряды. Можно вычислить порядок суммарных токов, которые будут иметь радиальную направленность по отношению к эпицентру взрыва. Для этого вычислим суммарный компенсирующий поверхностный заряд на поверхности земли, который

должен образоваться при взрыве атомного заряда. Этот заряд равен заряду плазменного сгустка с обратным знаком $q = 4\pi\epsilon_0 r^2 E$.

Проведя вычисления по этой формуле, исходя из реально измеренных вертикальных напряженностей электрических полей в эпицентре взрыва (5.2×10^4 В/м), при расстоянии до взрыва 400 км получаем заряд $\sim 10^6$ Кл. Значение же заряда, вычисленное по формуле (23.3) составят $\sim 1.2 \times 10^7$ Кл. Такое расхождение, как уже сказано, может быть связано с экранирующим действием ионосферы. Из данных по топологии ИЭП, приведенных на рис. 25, следует, что время нарастания импульса электрического поля составляет ~ 50 нс. Это означает, что суммарный ток, направленный к эпицентру взрыва, должен составлять $\sim 10^{12}$ ампер. Конечно, эта цифра несколько завышена, потому что компенсирующие заряды притягиваются не к одной точке, являющейся эпицентром взрыва, а к достаточно обширной области в его окрестности. Но даже, если эту величину уменьшить на несколько порядков, то по-прежнему величина компенсирующих токов будет очень большой. Теперь понятно, почему на острове Оаху, находящемся на расстоянии 1300 км от места взрыва, сгорели 300 уличных фонарей, а близ Джесказгана в воздушной телефонной линии протяженностью 570 км возникли токи ~ 2.5 кА и сгорели все плавкие предохранители. Даже на силовой кабель протяженностью более 1000 км, соединяющий Алмаату и Акмолу, и имеющий бронированный экран из свинца, оплетку из стальной ленты, и находящийся на глубине 0.8 м, возникли такие наводки, что сработали автоматы, отключив от кабеля электростанцию. Конечно, импульс тангенциальных токов, не менее значительный, чем на земной поверхности, будет и в ионосфере, что приведет к ее возмущению в глобальных масштабах.

Теперь весь процесс формирования ИЭП при взрыве заряда в космосе можно описать следующим образом. В момент взрыва за время детонации ядерного заряда, которое длится несколько наносекунд, образуется плотный сгусток плазмы с температурой в несколько десятков и даже сотен миллионов градусов. Этот сгусток генерирует мощное гамма излучение, которое распространяется во все стороны от сгустка со скоростью света. Одновременно генерируется радиальное электрическое поле, которое также распространяется в радиальном направлении от сгустка со скоростью света. Радиальные электрические поля ИЭП и гамма-излучение достигают ионосферы одновременно. При своем дальнейшем движении в сторону поверхности земли, если мощности взрыва для этого достаточно, рентгеновское излучение начинает ионизировать и слои атмосферы, находящиеся ниже ионосферы. Одновременно будут происходить процесс ионизации верхних слоев атмосферы и проникновения в них радиального электрического поля. В ионизированных слоях за счет наличия радиального электрического поля возникнут радиальные токи, которые приведут к расслоению зарядов и к вертикальной поляризации проводящих слоев. Процессы поляризации атмосферы будут длиться столько времени, сколько будет существовать радиальное поле, а также проводимость ионизированного

воздуха. Поскольку ионосфера не сможет обеспечить заряд, необходимый для полной компенсации радиального поля плазменного сгустка, эти поля, хотя и в ослабленном виде, будут продолжать распространяться в направлении земной поверхности. Достигнув её, электрические поля создадут мощные радиальные токи. Процесс распространения рентгеновского излучения и радиальных полей через ионосферу приведет к ее дополнительной ионизации и поляризации, а также к появлению импульса тангенциальных токов. Импульс тангенциальных токов в ионосфере будет распространяться на расстояния значительно большие, чем зона видимости взрыва, что приведет к глобальным возмущениям ионосферы.

С некоторым запозданием по фазе ионосферы достигнут и электроны, выброшенные из плазменного сгустка, что приведет к дополнительным её возмущениям. И если мощность взрыва такова, что ионизованными окажутся даже нижние слои атмосферы, то разделение зарядов, а, следовательно, и наведенное, за счет разделения зарядов, электрическое поле будет иметь место во всей атмосфере.

К тому моменту, когда поток жесткого гамма излучения и ионизация атмосферы прекратятся, часть атмосферы, ионизованной ниже, чем существующая граница ионосферы, перестанет быть проводником, а, следовательно, пространственно разделенные заряды окажутся запертыми в ней. Запертые в атмосфере электроны по-прежнему будут создавать какую-то статическую разность потенциалов, которая будет медленно релаксировать в меру наличия какой-то остаточной проводимости атмосферы. Следует отметить, что полярность этого поля будет противоположна полярности первоначального ИЭП. Это означает, что радиальное электрическое поле, наблюдаемое на поверхности земли, сначала будет направлено от земли к эпицентру взрыва, но в какой-то момент времени оно изменит свою полярность. Именно такое поведение электрического поля наблюдается на графике, изображенном в верхнем правом углу рис. 25.

Становится понятным и то, почему после космического ядерного взрыва еще длительное время наблюдается остаточное свечение атмосферы под местом взрыва. Это свечение обязано тем электронам, которые на первом этапе развития ЭМИ были перемещены из ионосферы в более плотные слои атмосферы, а затем, после прекращения ионизирующего действия гамма излучения, остались запертыми в мало проводящей атмосфере, продолжая её ионизировать.

Теперь обратимся к рис. 25. Поскольку величина радиального поля в соответствии с соотношением (23.2) пропорциональна произведению количества свободных электронов на температуру плазмы, то по этому графику можно судить о процессах детонации ядерного заряда и последующем охлаждении плазменного сгустка. Из рисунка видно, что наиболее активный процесс формирования ИЭП длится всего ~ 100 нс. При этом даже рентгеновские лучи, распространяющиеся со скоростью света, успеют уйти от центра взрыва всего на 30 м. На рисунке есть две зависимости. Сплошной линией обозначена кривая, сфотографированная с

экрана осциллографа, пунктирная линия представляет реальную форму импульса, полученную путем обработки сфотографированной кривой с учетом параметров входных цепей осциллографа. На начальном этапе реальной зависимости на протяжении порядка 50 нс видны два последовательных пика. В соответствии с концепцией электрополевой термокинетической спектроскопии [3] первый пик представляет взрыв атомной бомбы, поджигающей термоядерный заряд, второй пик представляет процесс детонации термоядерного топлива. Далее идет быстрый спад, который характеризует процесс охлаждения самого сгустка. Видно, что он происходит очень быстро. Естественно предположить, что это тот период, когда основные потери энергии связаны с лучистыми потерями за счет жесткого рентгеновского излучения. На зависимости, изображенной на графике, расположенном в верхнем правом углу рис. 25, изображены процессы в промежутке времени исчисляемом секундами после взрыва. Видно, что интенсивность этих процессов незначительна, однако, характерной особенностью является то, что напряженность поля меняет свой знак.

Проведенный анализ свидетельствует о том, что возникновение ЭМИ нужно рассматривать как быстро протекающее рождение нового отрицательного однополярного заряда в момент детонации ядерного заряда и последующее более медленное его исчезновение при охлаждении плазмы. Таким образом, наличие ИЭП при ядерном взрыве являются свойствами самого взрыва, а не вторичными явлениями. Его свойства и характеристики могут быть объяснены в рамках концепции скалярно-векторного потенциала. Изучая же топологию ИЭП и, пользуясь методом электрополевой термокинетической спектроскопии [3], можно изучать процессы детонации при ядерном взрыве, причем данный метод является дистанционным. Изучая топологию ИЭП на земной поверхности, можно судить также о последующих процессах поляризации и деполяризации ионосферы, атмосферы и земной поверхности. При взрыве в атмосфере сам процесс взрыва и его развитие связаны с наличием атмосферы, и это будет также накладывать свои особенности на формирование ИЭП.

Теперь следует сделать одно замечание по поводу самого термина электромагнитный импульс (ЭМИ). Из этого названия следует исключить слово магнитный, т.к. данный процесс представляет распространение только радиальных электрических полей, и при таком процессе магнитные поля отсутствуют. Другое дело, что электрические поля могут наводить в окружающих проводящих средах токи, и эти токи будут генерировать магнитные поля, но это уже вторичное явление.

Казалось бы, все очень хорошо сходится, однако, есть один существенный вопрос, который пока не рассмотрен, он касается баланса энергий при взрыве. Если считать, что одна тонна тротила эквивалентна 4.6×10^9 Дж, то при взрыве бомбы с тротильным эквивалентом 1,4 Мт при ее взрыве выделяется 6.44×10^{15} Дж. Если считать, как следует из рис. 24, что время детонации составило 50 нс, то мощность взрыва составляет $\sim 1.3 \times 10^{23}$ Вт. Для примера

скажем, что мощность излучения Солнца составляет 3.9×10^{26} Вт. Рассмотрим вопрос, куда и каким образом, за столь короткое время, может быть израсходована энергия, выделенная при таком взрыве.

В соответствии с уравнением Стефана-Больцмана мощность, излучаемая нагретой поверхностью, пропорциональна четвертой степени ее температуры:

$$P = \sigma s T^4,$$

где $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \frac{Вт}{м^2 К^4}$ - постоянная Стефана-Больцмана, а s - площадь излучающей поверхности.

Если взять начальную температуру плазменного сгустка $\sim 10^8$ К, то при начальном его диаметре 1 м (при этом площадь поверхности сгустка составляет ~ 3 м²) вся энергия взрыва будет излучена за время ~ 0.4 нс. Если же взять начальную температуру $\sim 10^7$, то это время будет составлять уже ~ 400 нс. Таким образом следует положить, что начальная температура плазменного сгустка находится где-то между взятыми значениями. Длина волны, на которой будет излучено максимальное количество энергии, определяется законом Вина

$$\lambda_{\max} = \frac{0,28975}{T} \frac{см}{К}$$

Если подставить сюда значение температуры 5×10^7 К, то получим длину волны порядка 6 Å, что соответствует жесткому рентгеновскому излучению. Таким образом, в период самого активного выделения энергии взрыва сам взрыв будет невидимым в видимой части спектра. По мере охлаждения сгустка его температура начнет падать и λ_{\max} начнет сдвигаться в видимую часть спектра. При этом будет наблюдаться интересное явление, когда температура сгустка будет падать, а видимая яркость будет расти.

Но рассмотренный механизм потерь не является единственным. Поскольку с температурой сгустка однозначно связаны и его электрические поля, то сразу после детонации они будут максимальны, а затем с падением температуры сгустка начнут уменьшаться пропорционально температуре. Однако энергия, необходимая для их создания, будет падать не так быстро, как энергия необходимая для создания рентгеновского излучения.

Кроме этих потерь будут еще потери на термоэмиссию электронов из плазменного сгустка. Скорость электронов, которые будут покидать сгусток значительно меньше, чем скорость электрических полей т.к. она соответствует температуре сгустка, поэтому фронт этих электронов будет существенно запаздывать относительно фронтов рентгеновского излучения и радиального электрического поля. И только после того, как термоэлектроны покинут сгусток, основной запас энергии ядерного взрыва будет исчерпан. Останутся только ионы с каким-то количеством компенсирующих электронов, которые будут разлетаться в радиальном направлении от места взрыва. Этот оставшийся реликт ядерного взрыва будет представлять шаровую молнию.

Возникает еще один немаловажный вопрос о том, какое количество электронов покинет плазменный сгусток. Для того чтобы ответить на него, рассмотрим условие электронейтральности плазмы. В тот момент, когда металл превращается в плазму, происходит не только переход вещества из одного агрегатного состояния в другое, но и меняется статистика описания электронного газа. В твердом состоянии это статистика Ферми-Дирака, а в состоянии плазмы - это статистика Больцмана. Когда электронный газ находился в твердом проводнике, то в состоянии электронейтральности на каждый ион приходилось по одному свободному электрону. Определим с точки зрения концепции скалярно-векторного потенциала, какое соотношение должно соблюдаться между электронами и ионами в плазме, чтобы она тоже оставалась электронейтральной. До того, как твердое вещество превратилось в плазму, плотность электронов и ионов была одинаковой и, следовательно, абсолютные величины их зарядов были равны, т.е.

$$eN_e = eN_{np},$$

После превращения вещества в плазму общий эквивалентный заряд электронов увеличился, на величину, определяемую соотношением (24.3), а у ионов остался практически прежним. Теперь уже для соблюдения электронейтральности должно соблюдаться соотношение:

$$N_{e(пл)} \left(1 + \frac{k_B T}{m_e c^2} \right) = N_{np},$$

где $N_{e(пл)}$ - равновесное количество электронов в плазме.

Видно, что это равновесное количество меньше, чем до перехода вещества в состояние плазмы. Разница составляет

$$\Delta N = N_{np} \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{k_B T}{m_e c^2}} \right), \quad (23.5)$$

Например, при температуре $\sim 10^8$ величина, стоящая в скобках, составит примерно 0.13. Это означает, что при указанной температуре, для сохранения электронейтральности плазмы, 13 % от общего первоначального количества электронов должны будут ее покинуть. Будем называть этот эффект эффектом временно лишних электронов. Слово «временно» используется в том смысле, что временными они являются до тех пор, пока плазма является горячей. В этой связи понятным становится то, откуда, например, на поверхности Солнца возникают мощные магнитные поля, особенно в тех случаях, когда на нем появляются пятна. Эти поля индуцируются теми токами, которые перетекают между областями плазмы, имеющими различную температуру. Мы достаточно подробно рассмотрели поведение статического заряда над проводящей плоскостью. Но в действительности имеется не статический заряд, а заряд, который живет всего несколько сот наносекунд. Поэтому и

процессы кратковременного рождения и исчезновения заряда отличаются от тех, которые рассмотрены. Проведенный анализ был направлен на то, чтобы лучше понять кинематику самого процесса.

Если в начале координат расположен заряд $Q(t)$, зависящий от времени, то электрические поля, создаваемые им в окружающем пространстве могут быть найдены из соотношения:

$$\varphi(r,t) = \frac{Q(t) \left(t - \frac{r}{c} \right)}{4\pi\epsilon r}, \quad (23.6)$$

которому соответствуют запаздывающие продольные электрические поля:

$$E(r,t) = \frac{Q(t) \left(t - \frac{r}{c} \right)}{4\pi\epsilon r^2}. \quad (23.7)$$

В соответствии с соотношениями (23.6,23.7) короткоживущий заряд порождает столь же кратковременный импульс продольных электрических полей, которые в пространстве распространяются со скоростью света и образуют сферический слой, толщина которого равна времени существования заряда, умноженному на скорость света. Если для нашего случая принять, что время жизни заряда составляет полуширину импульса ИЭП (где-то около 150 нс), то толщина этого слоя составит около 45 м. Сферический слой, достигнув сначала ионосферы, а затем земли наведет там такие же радиальные токи, как если бы статический заряд появился и, просуществовав 150 нс, исчез.

Эффект лишних электронов приводит еще к одному явлению. Как уже было сказано, при взрыве заряда в космосе, значительная его энергия расходуется на создание потока жесткого рентгеновского излучения, фронт которого после взрыва распространяется в радиальных по отношению к заряду направлениях. Попадая в атмосферу, этот фронт ее ионизирует и разогревает. Но, если происходит ионизация и разогрев, то сразу же возникают лишние электроны, и в области ионизации появляется отрицательный статический заряд, по обе стороны которого возникают статические электрические поля, которые начинают распространяться, как по направлению земли, так и в сторону космического пространства. По направлению земли эти поля складываются с полями, создаваемыми зарядом взрыва, усиливая их. По отношению же к космическому пространству происходит своего рода отражение от ионосферы фронта рентгеновского излучения в виде стимулированного этим излучением радиального электрического поля. И это еще один фактор, порождающий ИЭП в космическом пространстве, но это уже вторичный эффект. Однако, поскольку, энергия рентгеновского излучения ядерного взрыва очень велика, то и этот вторичный эффект может быть значительным. Все дело в том, что самой ионизации еще недостаточно для образования ИЭП, кроме этого нужен и разогрев самой плазмы. Поэтому следует полагать, что фронт рентгеновского излучения не только ионизирует плазму, но еще её и разогревает. Кроме этого разогреву образовавшейся

плазмы способствуют и те радиальные электрические поля, которые распространяются синфазно с фронтом рентгеновского излучения поскольку они создают радиальные токи.

Следуя этой концепции можно предположить, что при вспышках на Солнце, когда выделяется значительное количество дополнительного рентгеновского излучения, облучающего ионосферу, в ней тоже будут появляться дополнительные лишние заряды и будет происходить ее дополнительный разогрев. Это означает, что уже, примерно, через восемь минут после вспышки (время необходимое, чтобы рентгеновские лучи достигли Земли) начнутся возмущения ионосферы и, в частности, на поверхности Земли появятся дополнительные вертикальные составляющие электрического поля.

Рассмотренный механизм даёт возможность объяснить те магнитные поля, которые возникают на поверхности Солнца при образовании на нём тёмных пятен. Разность температуры плазмы на отдельных участках солнечной поверхности приводит к образованию между этими участками разности потенциалов, благодаря которой заряды перетекают из более разогретых областей к менее разогретым.

Как уже было сказано, анализируя топологию импульса ИЭП, можно судить о температуре плазмы и о процессах взаимодействия ИЭП с атмосферой. Данный метод диагностики может быть использован и для диагностики других видов плазмы. Для самой плазмы нет никакой разницы в том, каким видом энергии ее разогревают, важно только количество свободных электронов, т.е. степень ионизации, которая зависит от конечной температуры плазмы. Перспективным методом ее разогрева для осуществления термоядерного синтеза считается лазерный разогрев. При этом исследуемые образцы подвергаются воздействию мощного лазерного импульса. Образец за короткое время превращается в высокотемпературную плазму, т.е. имеется некое подобие поведения плазмы при ядерном взрыве. Поэтому вполне очевидным является то, что применение в данном случае метода электрополевой термокинетической спектроскопии даст возможность дистанционно диагностировать процессы разогрева и последующего охлаждения такой плазмы. Для этих целей достаточно окружить исследуемый образец двумя сферическими проводящими экранами и подключить между ними высокоскоростной осциллографу с высоким входным сопротивлением. Внешний экран при этом следует заземлить. В момент разогрева плазмы лазерным лучом возникнет ИЭП. Причём разность потенциалов между экранами возникнет гораздо раньше, чем материальные частицы плазмы достигнут стенок первого экрана. Изучая топологию записанного импульса, можно судить о временных энергетических процессах разогрева плазмы. Нетрудно рассчитать ожидаемую разность потенциалов между экранами в зависимости от температуры и количества свободных носителей зарядов в разогреваемой плазме. Воспользовавшись соотношениями (23.5) и (23.7), для случая, когда $k_B T \ll mc^2$ получаем:

$$U \approx \frac{Nek_B T}{4\pi\epsilon_0 mc^2} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_2^2} \right),$$

где r_1 и r_2 - радиусы наружного и внутреннего экранов соответственно, а N - количество свободных электронов в разогретой плазме.

Факт наличия лишних электронов следует учитывать и при осуществлении управляемого термоядерного синтеза, поскольку это явление должно влиять и на устойчивость плазмы при её разогреве.

§ 24. Канатные трюки.

Следует отметить, что, несмотря на то, что ядерные взрывы изучаются уже довольно давно, однако, до сих пор не все детали развития этого процесса получили свое объяснение. К таким процессам относятся так называемые канатные трюки (rope trick), которые исследовал Джон Малик (John Malik). http://en.wikipedia.org/wiki/Rope_trick_effect. На рис. 29 и рис. 30 представлены фотографии канатных трюков. Эти фотографии снял американский фотограф Гарольд Эдгертон (Harold Edgerton) автоматической камерой, находящейся на расстоянии 11.2 км от эпицентра взрыва с фокальным расстоянием в 3 метра и периодичностью съемки 100 мс.

На рис. 29 представлена начальная фаза развития облака взрыва заряда, расположенного на металлической башне с растяжками из металлических тросов. Уже на начальной фазе взрыва видно, что в верхней части башни на границе с облаком взрыва имеется три шиповидных образования. Такие же шипы особенно хорошо видны на верхней фотографии (рис. 30). Основания башни на этой фотографии уже почти не осталось, но видно, что ее пронизывает шип большого диаметра, уходящий в землю. Более мелкие два шипа распространяются по направлению растягивающих тросов.

На фотографиях видно, что диаметр шипа растет с увеличением объема облака взрыва. Особенно хорошо это видно на нижней фотографии рис. 30, когда облако взрыва уже коснулось земли. Шип, расположенный в нижней левой части облака взрыва, уходящий в землю, имеет уже значительно больший диаметр, чем на верхней фотографии.

Джон Малик пытался объяснить это явление тем, что мощное гамма-излучение облака взрыва плавит тросы, превращая их в плазму. Он даже пытался наносить отражающие покрытия на тросы, что уменьшало, а в некоторых случаях даже ликвидировало данное явление. Но такая идея не очень продуктивна, поскольку тросы растяжек идут практически параллельно световым лучам, поэтому не могут ими сильно разогреваться. Конечно то, что тросы и башня являются направляющими элементами для возникновения шипов, ясно видно на верхнем рисунке 30. Более того, эта фотография окончательно снимает версию о том, что тросы разогреваются излучением облака взрыва. На снимке видно, что светимость шипов выше,

чем у самого облака, а значит и их температура тоже выше. Но, если они разогреваются излучением самого облака, то их температура не может быть выше, чем его температура. Следовательно, должны быть какие-то дополнительные источники разогрева тросов.

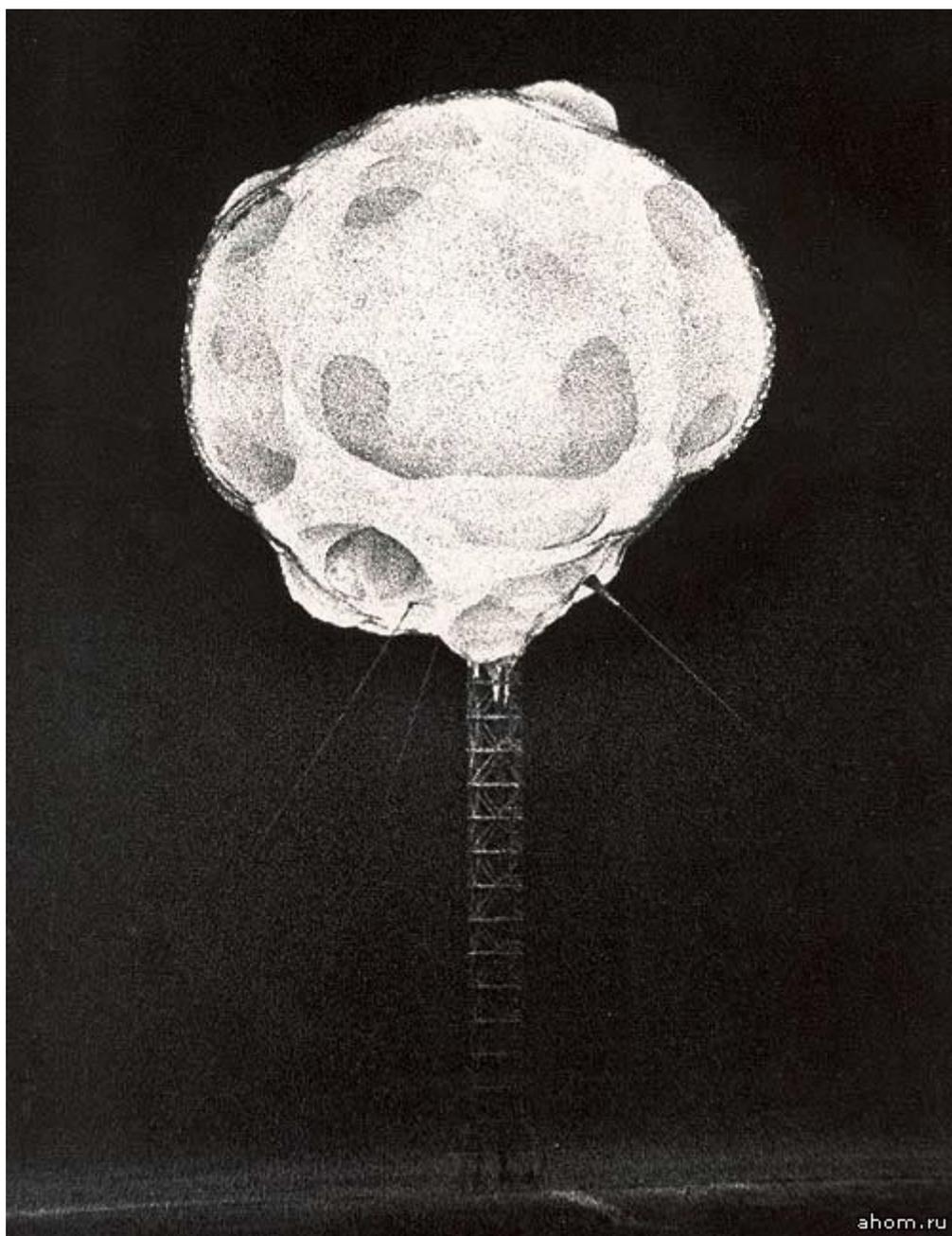


Рис. 29. Начальная фаза развития облака взрыва.

Еще более впечатляющий снимок образования облака взрыва показан на рис. 31.

На фотографии отчетливо видно, что температура шипов гораздо выше, чем температура облака взрыва. Их большое количество связано, повидимому, с существованием дополнительных растяжек башни, где осуществлялся взрыв. На фотографиях видно, что все видимые шипы непосредственно исходят из облака взрыва.

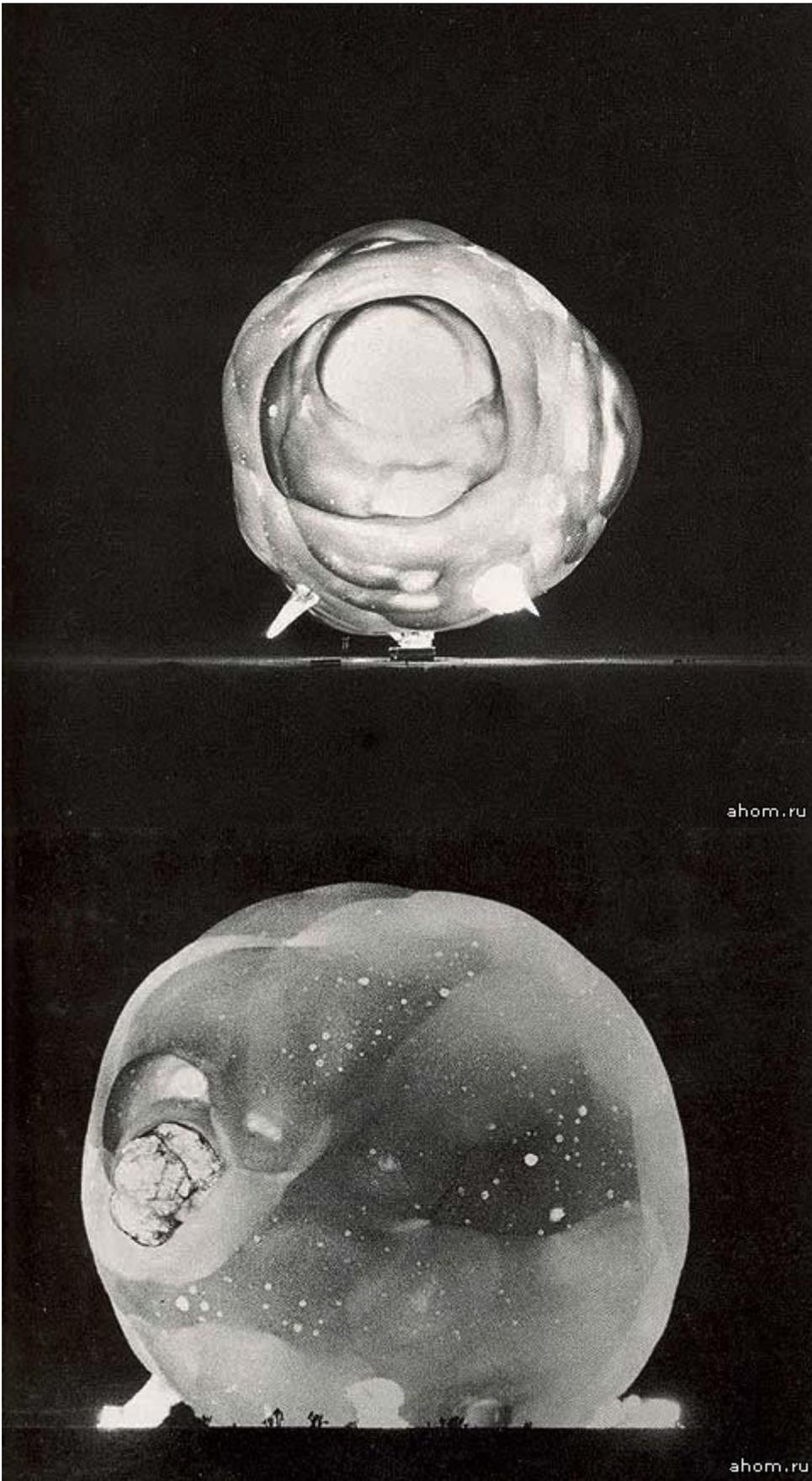


Рис. 30. Последующие фазы развития облака взрыва. Периодичность съемки 100 мс.



Рис. 31. Вид облака взрыва через 1 мс после детонации ядерного заряда, время экспозиции 1 мкс.

Поэтому следует предположить, что разогрев тросов связан с появлением эквивалентного заряда взрыва, который как по громоотводу уходит через тросы в землю, разогревая их. Поскольку часть троса наиболее близкая к плазменному сгустку является наиболее горячей, то и удельное сопротивление у этой его части больше, чем у остальных частей троса. Поэтому при протекании тока именно на этот участок будет приходиться основное падение напряжения, а, следовательно, и плавиться он будет начинать с этого места. Более того, те участки троса и самой башни, которые превращаются в плазму, тоже добавляют какое-то количество лишних электронов, которые должны быть куда-то выброшены. Поэтому явление «канатные трюки» связано с возникновением эквивалентного заряда взрыва, который через тросы и башню уходит в землю.

Появление индуцированного эквивалентного заряда взрыва, а он, как показано выше, имеет очень большую величину, будет плавить не только тросы растяжек и башню. Очень большие токи будут индуцироваться на земной поверхности радиально по отношению к эпицентру взрыва, а также в проводящих элементах расположенных над земной поверхностью и закопанных в землю, что представляет определенную опасность при наземном или воздушном ядерном взрыве.

В подтверждение того, что при переходе из твердого состояния в состояние плазмы образуются лишние электроны, приведем еще одно явление, которое связано со взрывом водородных бомб, не получившее пока своего объяснения. Во время образования облака взрыва из него в сторону земли бьют молнии. Приведем дословное описание этого явления, имеющееся на сайте:

http://www.fio.vrn.ru/2005/19/!Physics/2/Page5_7.htm.

«Молния была сфотографирована также при взрыве водородной бомбы мощностью в 10 Мт, который был произведён в 1952 году на атолле Эниветок. Разряды этой молнии ветвились вверх от поверхности моря. Когда расширяющийся огненный шар достиг того места, где перед этим были видны разряды (видимые вспышки к этому времени исчезли), на его фоне вновь показались извилистые каналы. Заряд, породивший молнии, судя по всему, образовался очень быстро, но почему он образовался, остаётся неясным до сих пор» (конец цитаты). Действительно это явление до сих пор не получило своего объяснения, но с точки зрения процессов рассмотренных выше этот феномен имеет простое объяснение. При расширении облака взрыва происходит ионизация и разогрев больших масс воздуха, при котором молекулы переходят из нейтрального состояния в состояние плазмы, что и приводит к образованию лишних электронов. В тех случаях, когда у облака взрыва нет прямого электрического контакта с землей, избыток зарядов приводит к образованию молний.

§ 25. Новая система единиц.

Мы часто произносим слова: масса, пространство, время. Однако в литературных источниках нет точного определения этих понятий. Если говорить о массе, то нам, по крайней мере, известны три её свойства, которые её характеризуют как массу. Первое свойство заключается в том, что любая масса имеет линейные размеры. Если бы у неё не было этого свойства, то она была бы ненаблюдаемой. У массы имеется еще два фундаментальных свойства, в связи с чем вводится такое понятие, как сила. На это понятие указывает закон всемирного тяготения. Действительно, в соответствии с этим законом две массы всегда притягиваются. Это свойство является следствием того, что вокруг массы наблюдается определенного вида потенциальное поле, градиент которого и ответственен за появление такой силы. Это также означает, что система из двух удаленных тел обладает потенциальной энергией. Третье фундаментальное свойство массы - инерционные свойства, которые указывают на то, что для ускорения массы, нужно приложить силу. Из этого свойства вытекает то обстоятельство, что движущаяся масса обладает кинетической энергией. Таким образом, масса как физическое понятие обладает следующими фундаментальными свойствами: имеет линейные размеры, обладает гравитационными и инерционными свойствами, а также при определенных условиях может обладать потенциальной и кинетической энергией.

Понятие пространства связано с понятием линейных размеров или длины, пространство является трехмерным. Для реализации этого понятия вводятся координатные системы. Но у пространства есть еще одна характеристика, которую можно назвать принципом несовместимости. Этот принцип заключается в том, что в одной и той же точке пространства в данный момент времени, не могут находиться две различные массы. Собственно этот принцип и определяет одну из характеристик такого

понятия как время, свидетельствующий о том, что разные тела одновременно могут находиться только в разных точках пространства.

Что такое время, как и почему оно течет, ученые и философы спорят до сих пор. Известно, что время наравне с массой и длиной, входит во все системы единиц, как первичная ни от чего не зависящая величина. Однако известно, что для того, чтобы измерить время, необходимы часы. Существует много типов различных часов, но всех их объединяет одна особенность. Оказывается, что во всех мыслимых часах, всегда имеет место взаимодействие других первичных физических величин, таких, например, как массы, длины и силы. В маятниковых часах их ход определяется массой Земли и длиной маятника. Это же относится и к спутникам, вращающимся вокруг своих звезд или планет. В часах с механическими пружинами ход определяется массой и размерами маятника, а также упругими свойствами пружины. В качестве часов могут быть использованы механические резонансные системы, но и здесь в обязательном порядке имеет место взаимодействие трех первичных параметров: силы, массы и длины. Электромагнитные резонансные системы также могут быть использованы в качестве часов, но и здесь их ход будет зависеть от размеров резонатора, а также от диэлектрических и магнитных свойств среды.

Но давайте представим себе, что в данной инерциальной системе вдруг по каким-то причинам изменилась гравитационная постоянная, или изменились инерционные свойства массы, или, наконец, изменились электродинамические свойства среды – все это повлечет за собой изменение темпа хода часов. Таким образом, напрашивается вывод о том, что время не является первичной физической величиной, как, например, масса длина и сила, а непосредственно зависит от указанных величин и может быть через них выражена.

Немаловажным является вопрос о том, в какую сторону, и как быстро течет время. Впервые указание на то, что время в разных инерциальных системах может течь не одинаково (так называемый парадокс близнецов), дала специальная теория относительности. Но это и не странно, т.к. эта теория предполагает и относительное изменение и длины, и массы в различных инерциальных системах.

Известно, что практически все законы микромира инвариантны по отношению к изменению знака времени, поэтому для этих законов не имеет значения в какую сторону течет время – вперед или назад.

Если мы имеем систему отсчета, которая переходит из одной инерциальной системы в другую, что неизбежно связано с процессами замедления или ускорения этой системы, то в такой системе должен происходить процесс замедления или ускорения времени. Таким образом, можно считать, что время может течь неравномерно, то ускоряясь, то замедляясь. Но если это так, то возникает вопрос, а может ли время вообще остановиться, или поменять свое направление. Почти очевидным является тот факт, что, если бы вдруг прекратилось всякое движение, и все тела, включая и атомы, вдруг замерли на своих местах, то и понятие времени

потеряло бы свой смысл. То же самое произошло бы в том случае, если бы Вселенная была абсолютно пустая. Таким образом, напрашивается вывод, что понятие времени является следствием существования материальных объектов и их свойств.

Известно, что обращение времени, т.е. изменение знака времени не меняет вида уравнений движения. Это означает, что для любого возможного движения системы может осуществляться обращенное во времени движение, когда система последовательно проходит в обратном порядке состояния, симметричные состояниям, проходимые в предыдущем движении. В такой постановке вопроса естественно предположить, что, когда в системе не происходит никаких изменений, то время для такой системы вообще не течет. Когда же в системе происходят какие-то обратимые изменения, т.е. она после некоторой эволюции возвращается обратимым путем в свое исходное состояние, то время течет сначала в одном, а затем в другом направлении. Поскольку в данном случае понятие времени использовано в применении к данной конкретной системе, то можно ввести собственное время системы, т.е. полагать, что у каждой отдельно взятой системы существует свое собственное время. Симметричные по времени состояния отличаются противоположными направлениями скоростей (импульсов) частиц и магнитного поля. Временная инвариантность приводит к определенным соотношениям между вероятностями прямых и обратных реакций, к запрету некоторых состояний поляризации частиц в реакциях, к равенству нулю электрического дипольного момента элементарных частиц и т. д. Из общих принципов квантовой теории поля следует, что все процессы в природе симметричны относительно произведения трех операций: обращения времени, пространственной инверсии и зарядового сопряжения.

Однако существующие системы единиц не предполагают применения времени с разными знаками. Почему так случилось? Скорее всего потому, что время как физическая величина было введено не на основании каких-либо глубоких физических принципов, а на основании решений палаты мер и весов. Просто для измерения времени были взяты существующие в природе периодические процессы, часто имеющие различную природу.

Как было сказано, часы, при помощи которых измеряют время, обязательно оперирует с другими физическими величинами, такими, например, как масса, длина и сила. И если мы выразим время через эти параметры, то их сочетание окажется под корнем, а значит и время сможет принимать, как положительные, так и отрицательные значения. Но, хоть масса, длина и сила и существуют как первичные объективно существующие физические величины, мы столкнемся с той трудностью, что в существующих системах единиц сама сила выражается через уже введенное время. Существует ли путь преодоления этой трудности? Да, такой путь есть.

Сама масса в соответствии с законом всемирного тяготения является носителем силы, т.к. две массы, разнесенные в пространстве, притягиваются. С другой стороны известно, что существует принцип эквивалентности тяжелой (гравитационной) и инертной массы. Причем экспериментально

показано, что этот принцип соблюдается с очень высокой степенью точности. Именно эти два принципа и могут быть взяты в качестве фундаментальных основ для введения времени как физической величины.

Если имеются две одинаковые массы m , расположенные на расстоянии $2r$, то, в соответствии с законом всемирного тяготения, силу их притяжения определим по формуле:

$$F_g = \frac{mm}{4r^2} .$$

Пока не будем вводить каких-либо переводных коэффициентов, т.к. строим новую систему единиц. Ниже будет показано, какие нужно использовать переводные коэффициенты, чтобы перейти к привычным нам единицам времени.

Если указанные массы вращаются вокруг общего центра масс и действует принцип эквивалентности гравитационной и инертной массы, то будет выполняться равенство:

$$T = 4\pi \sqrt{\frac{r^3}{m}} , \quad (25.1)$$

где T - период обращения масс вокруг общего центра.

Соотношение (25.1) включает в себя сразу два закона: закон всемирного тяготения и принцип эквивалентности гравитационной и инертной массы. Оно также определяет размерность времени. Конечно, такая размерность нам несколько непривычна, но привыкли же мы к другим размерностям в физике, в которые входит непонятно откуда взятая секунда. Преимуществом такого подхода является то, что время как физическая величина введено на основе фундаментальных законов физики и, как следствие этого, соответствует принципу обращения времени.

Если в качестве единицы длины взять метр, а в качестве единицы массы – килограмм, единицей времени в данной системе будет величина 4π . Размерность времени в этом случае следует из соотношения (25.1) Чтобы перевести эту величину в секунды, следует разделить ее на корень квадратный из гравитационной постоянной. Если мы это сделаем, то увидим, что вновь введенная единица времени примерно на пять порядков больше, чем секунда. Это, конечно, не очень удобно, но чтобы этих неудобств избежать, можно ввести безразмерный коэффициент, равный корню квадратному из абсолютной величины гравитационной постоянной. При этом соотношения между значениями всех физических величин сохранятся, хотя и размерности у них будут другими. Все механические величины при этом будут выражаться только через длину и массу.

Поскольку время теперь имеет свою собственную размерность, то переход к электрическим системам единиц также не составляет труда, просто в соответствующие размерности единиц нужно вставить новую размерность времени с выбранным безразмерным переходным коэффициентом. Если для измерения электрических единиц использовать Гаусову систему и выразить в

ней время в единицах массы и длины, то все электрические и магнитные единицы будут также выражены в единицах массы и длины.

Следует также отметить, что принятие такого нововведения может привести к серьезной перестройке наших физических взглядов.

§ 26. Революция в классической электродинамике.

Векторный анализ является основным математическим аппаратом, используемым в электродинамике. Такие векторные величины, как сила, скорость, ускорение, электрическое поле и ток хорошо демонстрируют физический характер этих величин. Однако при использовании векторного аппарата для описания физических процессов вводятся и такие вектора, которые не отражают физической сущности тех процессов, которые они описывают. Такие векторы будем называть векторами-фантомами. Приведём несколько примеров.

Если имеется диск, вращающийся с угловой скоростью ω , то этот процесс изображают в качестве вектора, который совпадает с осью вращения диска и опирается на его центр. Спрашивается, существует ли такой вектор на самом деле и что он представляет? Нет сомнения в том, что по договоренности такой вектор можно ввести, но какого-либо физического смысла, как, наприме, вектор скорости, он не имеет. Таким точно образом вводится вектор механического момента. Этот вектор тоже совпадает с осью вращения, опирается на центр плоскости вращения и равен произведению радиальной скорости на радиус. Подобным образом вводится и вектор магнитного дипольного момента, который для кругового тока равен произведению величины тока на площадь обтекаемого током круга. Этот вектор совпадает с осью вращения круга и опирается на его плоскость. Но какого-либо физического смысла эти вектора не имеют.

Вспомним, что такое вектор, представляющий ротор. Этот вектор вводится следующим образом

$$\text{rot } \vec{a} = \begin{pmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ a_x & a_y & a_z \end{pmatrix}$$

Чтобы выяснить геометрический смысл ротора рассмотрим твердое тело, которое с угловой скоростью ω вращается вокруг оси z . Тогда линейная скорость тела v в точке (x, y, z) будет численно равна

$$v = \omega r = \omega \sqrt{x^2 + y^2},$$

а слагающие её по осям, для правовинтовой системы координат, будут равны

$$v_x = -\frac{vy}{\sqrt{x^2 + y^2}} = -\omega y,$$

$$v_y = -\frac{vx}{\sqrt{x^2 + y^2}} = -\omega x,$$

$$v_z = 0.$$

Слагающие вектора $rot v$ при этом определяются соотношениями:

$$rot_x v = rot_y v = 0$$

$$rot_z v = \frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y} = 2\omega$$

И снова получен вектор, направленный параллельно оси вращения и нормальный к плоскости вращения. Этот вектор тоже вводится по договорённости и какого-либо физического смысла не имеет.

Те же рассуждения можно распространить и на векторное произведение. Таким образом, при использовании векторного исчисления для описания физических явлений вводятся два типа векторов. Первый из них представляет реальные физические вектора, которые характеризуют саму физическую величину с учётом её величины и направления (например, вектора силы, скорости, ускорения, напряженности электрического поля и тока). Другая же категория векторов – это те вектора, которые можно представить с помощью операции ротора или векторного произведения. Они физические вектора не представляют и вводятся по договорённости, являясь векторами-фантомами. Именно к вектору такого типа и относится магнитное поле.

Действительно, магнитное поле вводят или при помощи ротор электрического поля

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} rot \vec{E},$$

или как ротор векторного потенциала

$$\vec{H} = rot \vec{A}_H.$$

Это означает, что магнитное поле не является физическим полем, а представляет некий векторный символ, который вводят по договорённости и физического смысла он не имеет.

Что же происходит далее? При записи уравнений Максвелла ротор от магнитного поля приравнивают полному току

$$rot \vec{H} = \vec{j}_\Sigma$$

и получается так, что ротор от вектора, который вводят по договорённости, даёт реальный физический вектор. Таким образом, вектор магнитного поля представляет типичный вектор-фантом.

Можно привести и другой пример. Силу Лоренца, действующую на движущийся заряд, определяют векторным произведением реального вектора скорости и магнитного поля:

$$\vec{F} = \mu \left[\vec{v} \times \vec{H} \right]$$

Опять получается так, что операция векторного произведения, которая сама по себе физического смысла не имеет, действуя на вектор, не имеющий физического смысла, даёт реальную физическую силу с учётом её величины и направления. В этом и состоит смысл введения векторов фантомов в векторном исчислении. Если посмотреть на математический аппарат физики применительно к векторному исчислению, то оказывается, что этот аппарат представляет смесь реальных физических векторов и векторов фантомов.

Но тогда возникает вопрос, а можно ли вообще исключить из обихода векторы-фантомы, которые вводят только по договорённости и построить электродинамику без их использования. В §15 было убедительно показано, что вся электродинамика может быть построена без использования такого понятия как магнитное поле. При этом в её основу должны быть положены такие фундаментальные понятия как электрическое поле, которое является градиентом скалярного потенциала, а также векторный потенциал, причиной появления которого есть зависимость скалярного потенциала заряда от скорости его относительного движения. Такой подход - это революция в классической электродинамике. Он ставит во главу классической электродинамики скалярный потенциал заряда и его зависимость от скорости и лишает прав физического поля магнитное поле, а также исключает необходимость использования СТО, т.к. все существующие явления в электродинамике находят своё объяснение без её использования.

Понятие магнитного поля как реального вектора существует с тех пор, как учёные заметили, сколь организованно ведут себя железные опилки вблизи магнитов или кольцевых токов. Такое их поведение казалось почти очевидным следствием наличия какого-то силового вектора, действующего на них. И таким вектором было признано магнитное поле. Однако очевидное не всегда является реальным. Оказывается, что такое поведение железных опилок связано совсем не с существованием магнитного поля как физического вектора, а с тем, что токи обладают потенциальной энергией по отношению к другу к другу, и эта энергия для случая устойчивого равновесия всегда стремится к минимуму. Именно по этой причине железные опилки, в которых отдельные атомы представляют микроскопические кольцевые токи, и ведут себя таким образом.

В связи с указанным можно заключить, что с появлением работ [14, 2-4, 21-25] и данной монографии закончился очень важный и очень противоречивый этап в развитии современной физики, и перед ней открываются новые неизведанные горизонты. Но история физики и

человеческого прогресса говорит нам о том, что такие события не могут быть осознаны обществом сразу, так было с Джордано Бруно, так было с Коперником, так было с Галилеем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.

1. Рашевский П. К. Риманова геометрия и тензорный анализ. М.: Наука, 1967, - 664 - с.
2. Менде Ф. Ф. Существуют ли ошибки в современной физике. Харьков, Константа, 2003.- 72 с.
3. Менде Ф. Ф. Непротиворечивая электродинамика. Харьков, НТМТ, 2008, – 153 с. ISBN 978-966-8603-23-5
4. Mende F. F. On refinement of certain laws of classical electrodynamics, arXiv, physics/0402084.
5. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Колебания и волны в плазменных средах. Изд. Московского университета, 1990.- 272 с.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М: Физматгиз, 1973.- 454 с.
7. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. – М.: Наука. 1967 г. - 684 с.
8. Ахиезер А. И. Физика плазмы М: Наука, 1974 – 719 с.
9. Тамм И. Е. Основы теории электричества М.: Наука, 1989 – 504 с.
10. Арцимович Л. А. Что каждый физик должен знать о плазме. М.: Атомиздат, 1976. -111 с.
11. Менде Ф. Ф., Спицын А. И. Поверхностный импеданс сверхпроводников. Киев, Наукова думка, 1985.- 240 с.
12. Mende F. F. Transversal plasma resonance in a nonmagnetized plasma and possibilities of practical employment of it. arXiv, physics/0506081.
13. Ярив А. Квантовая электродинамика и нелинейная оптика. М: Сов. радио, 1973.- 454 с.
14. Менде Ф. Ф. К вопросу об уточнении уравнений электромагнитной индукции. - Харьков, депонирована в ВИНТИ, №774-B88 Деп., 1988.-32с.
15. Никольский В. В., Никольская Т. И. Электродинамика и распространение радиоволн. М: Наука, 1989.- 543 с.
16. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. М: Мир, 1977.
17. Сидорович А. М. К бинарно-инверсной интерпретации уравнений Максвелла и индукционных явлений. Весці АН БССР. Сер фізм.-мат. Навук, 1980, №3, с. 126.
18. Sidorovich A. M. Elektromagnetic Induction (New Conception). Proc. Int. Simp. (ISEF'87), Pavia, Itali, 23-25 September 1987, p. 25. 27.
19. Левич В. Г. Курс теоретической физики. М: Физматгиз, 1962. – 696 с.
20. Мандельштам Л. И. Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике. М: Наука, 1972. – 437 с.

21. Менде Ф. Ф. К вопросу о возникновении вторичных электрических полей при протекании через сверхпроводники постоянных токов. - Харьков, 1992.- 28 с. Рукопись депонирована в ВИНТИ 05.11.92, № 3182-В92. Деп.
22. Менде Ф. Ф. К вопросу о зависимости величины заряда электронов от скорости при протекании через сверхпроводники постоянных токов.
Препринт
1–93. МГП НИИ КП при НТК ФТИНТ АН Украины, 1993 г. - 45 с.
23. 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.
24. Mende F. F. Conception of the scalar-vector potential in contemporary electrodynamics, arXiv, physics/0506083.
25. Менде Ф. Ф. Непротиворечивая электродинамика и угроза ядерного космического терроризма. Харьков, НТМТ, 2008, – 153 с. ISBN 978-966-8603-23-9
26. Знакомый и незнакомый Зельдович (в воспоминаниях друзей, коллег, учеников), М: Наука, 1993, 352 с. (под редакцией С. С. Герштейна и Р.А. Сюняева)