

НАРУШЕНИЕ СИММЕТРИИ ЗАКОНА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ ОТНОСИТЕЛЬНО НАПРАВЛЕНИЯ МАГНИТНОГО ВЕКТОРНОГО ПОТЕНЦИАЛА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Заявка на открытие ОТ-8896, 1975 г.

Введение. Открытие относится к фундаментальной физике.

После ряда экспериментальных работ [1,2] по изучению макроскопических квантовомеханических явлений, основанных на эффекте Джозефсона [3,4], и работы по дифракции электронов в присутствии магнитного поля [5], объяснение результатов которых с позиций близкого действия наталкивается на трудности толкования вектора магнитной индукции \vec{B} как «реального» вектора [6], был поднят вопрос о физической реальности магнитного векторного потенциала электромагнитного поля \vec{A} . Обычно в электродинамике вектор \vec{A} вводится чисто формально, в первую очередь, для упрощения математических выкладок при расчете в практических задачах вектора напряженности электрического поля \vec{E} и вектора \vec{B} (см., например, [7]) и считается, что именно \vec{E} и \vec{B} полностью описывают электромагнитное поле и его взаимодействие с веществом, которое рассчитывается по классической формуле для силы \vec{F} :

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad (1)$$

где q - заряд частицы, а \vec{v} - ее скорость.

С другой стороны, при построении классической теории электромагнитного поля с последовательным использованием принципов специальной теории относительности [8] вектор \vec{A} наряду со скалярным потенциалом ϕ выступают как компоненты релятивистского четырехмерного потенциала, полностью описывающего электромагнитное поле, тогда как \vec{B} и \vec{E} являются лишь некоторыми комбинациями из производных этих величин:

$$\vec{E} = -\nabla\phi - \frac{\partial\vec{A}}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (3)$$

Кроме того, \vec{A} естественным образом входит в выражения для интеграла действия, функции Лагранжа и функции Гамильтона. Например, функция Гамильтона частицы без спина в электромагнитном поле дается выражением

$$H = \sqrt{m_0^2 c^4 + c^2 (\vec{p} - q\vec{A})^2} + q\phi, \quad (4)$$

где $m_0 c^2$ - энергия покоя частицы, а \vec{p} - импульс частицы.

Эти выражения используются в квантовой механике для описания взаимодействия частиц с электромагнитным полем. Например, изменение

квантовомеханической фазы частицы в электромагнитном поле определяется выражением

$$\delta\theta = \frac{q}{\hbar} \int \vec{A} d\vec{S} - \frac{q}{\hbar} \int \varphi dt, \quad (5)$$

где \hbar - постоянная Планка, деленная на 2π , $d\vec{S}$ - участок траектории частицы.

Попытки заменить в этом выражении \vec{A} и φ на \vec{E} и \vec{B} были безуспешными [6].

Таким образом, хотя в настоящее время почти общепризнанно, что реальный физический смысл имеют только вектора \vec{E} и \vec{B} , ряд экспериментальных данных и математический аппарат, наиболее полно описывающий электромагнитное поле и его взаимодействие с веществом, дают основание предположить физическую реальность векторного потенциала \vec{A} . Естественно, что ответ на поставленный вопрос нужно искать прежде всего в экспериментальных данных и, вероятнее всего, при изучении макроскопических квантовомеханических эффектов, где вектор \vec{A} может проявиться «непосредственно».

С появлением теории относительности и квантовой механики стала ясна важность формы рассуждений, основанной на методах симметрии (инвариантности). В настоящее время трудно найти работу, посвященную фундаментальным проблемам физики, в которой не упоминались бы принципы симметрии. Например, квантовую электродинамику Швингера вообще невозможно сформулировать, не развив органически входящую в нее теорию инвариантности соответствующих величин и выражений. Принципы инвариантности обычно формулируются непосредственно в терминах наблюдений, так как нарушение их лучше всего устанавливается именно в терминах наблюдений. Например, для доказательства предсказанного Ли и Янгом [9] нарушения принципа четности Y_5 [10]¹ была создана экспериментальная установка, которая обладала, казалось бы, симметрией относительно инверсии и в которой затем обнаружилось отклонение от этой симметрии. Достаточно было самых элементарных логических рассуждений, чтобы понять, что эксперимент Y_5 находится в противоречии с принципом четности.

Под симметрией в физике понимают то, что можно сделать с физическим явлением или устройством, чтобы получился тот же самый результат. Например, под симметрией при отражении или принципом четности понимается, что две реально собранные установки - нормальная и зеркальная, т.е. такая у которой все «левое» заменено на «правое», должны работать совершенно одинаково. Для каждого конкретного физического явления кроме общих классических операций симметрии, таких, например, как перенос в пространстве, перемещение во времени, поворот на фиксированный угол, отражение в пространстве и т.д., можно указать и

¹ По предложению Фейнмана

специфические операции симметрии, свойственные именно этому явлению.

Рассмотрим установку, показанную на рис.1а. Она состоит из трансформатора, к первичной обмотке

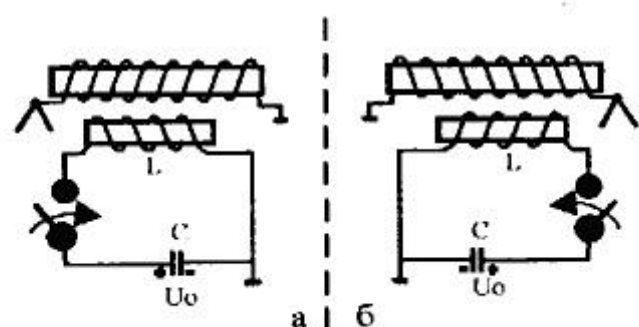


Рис.1. Схема разряда конденсатора на первичную обмотку трансформатора.

а - нормальная установка; б - зеркальная установка.

которого через ключ подсоединен конденсатор C , одна из обкладок которого заземлена. Пусть начальное состояние схемы такое, что ключ разомкнут, а емкость C заряжена до напряжения U_0 . После замыкания ключа в контуре, образованном емкостью C , индуктивностью L первичной обмотки трансформатора и сопротивлением R (оно характеризует потери в

проводниках и ключе контура, в диэлектрике конденсатора, потери на излучение; полагаем, что оно достаточно мало), возникнут затухающие электромагнитные колебания. Во вторичной обмотке в соответствии с законом электромагнитной индукции наведется ЭДС индукции. Если один из концов вторичной обмотки трансформатора соединен с земляной обкладкой C , а второй соединен с электроскопом, то, пока в первичном контуре наблюдается колебательный процесс, лепестки электроскопа как-то разойдутся - это мы и будем фиксировать.

Посмотрим, что можно сделать с установкой, чтобы результат ее работы был тем же самым. Очевидно, что величина отклонения лепестков электроскопа не зависит от того, когда ее включают - утром или вечером, не зависит от того, что установку перенесли в другое помещение (с теми же внешними условиями) или повернули на некоторый угол. Следовательно, законы, описывающие работу установки, должны быть симметричны (инвариантны) относительно операций перемещения во времени и пространстве, а также поворота координатных осей на фиксированный угол. Т.к. законы, описывающие работу установки, так же инвариантны относительно преобразования инверсии, то, естественно, что можно проделать и следующую из перечисленных выше операций симметрии - собрать зеркальную установку, показанную на рис.1б, и она должна была бы работать совершенно так же, как первая.²

² Если учесть открытие Ву, то последнее утверждение не столь очевидно. Открытие Ву привело к тому, что Гелл-Маниом и Фейнманом электрону было приписано некое новое свойство - свойство спиральности (или поляризация) [11], направление которой имеет абсолютный левосторонний характер. В дальнейшем это было доказано экспериментально [6]. Т.к. в электромагнитных процессах со стороны вещества самое непосредственное участие принимают именно электроны, то не очевидно, что при некоторых условиях и в электромагнитных взаимодействиях не скажется абсолютный характер направления спиральности электронов.

Существующая теория позволяет так же производить над описанной системой и некоторые специфические, т.е. присущие только данной схеме, операции симметрии. А именно: работа установки не должна зависеть от знака U_0 , от перекоммутации первичной обмотки трансформатора, от направления навивки обмоток трансформатора и от того, какой из концов вторичной обмотки заземлен (естественно, что электроскоп всегда соединен с «горячим» концом вторичной обмотки). Все эти операции, в конечном счете, сводятся к изменению направления проекции вектора магнитного потенциала \vec{A} , создаваемого первичной обмоткой и соответствующего начальному направлению тока в первичной обмотке, взятой вдоль провода вторичной обмотки, по отношению к незаземленному концу провода этой обмотки.

Сущность открытия. Сущность открытия заключается в том, что экспериментально установлено неизвестное ранее явление нарушения симметрии закона электромагнитной индукции относительно направления магнитного векторного потенциала электромагнитного поля.

Оно состоит в том, что при подключении предварительно заряженного конденсатора к первичной обмотке трансформатора на незаземленном конце его вторичной обмотки, работающей в режиме холостого хода, кроме переменной составляющей электрического потенциала, обусловленной колебательным затухающим током в контуре первичной обмотки, имеется постоянная составляющая. Она появляется в том случае, если проекция вектора магнитного потенциала, соответствующего начальному направлению тока в первичной обмотке, взятая вдоль провода вторичной обмотки, направлена к незаземленному концу провода. Постоянная составляющая электрического потенциала (если она есть) всегда положительна, а ее величина нелинейно зависит от первоначального напряжения на конденсаторе.

Научное значение открытия. Научное значение открытия имеет два аспекта. Первый заключается в том, что оно является еще одним экспериментальным подтверждением физической реальности векторного потенциала \vec{A} . Кроме того, если опыты по изучению эффекта Джозефсона и по дифракции электронов оставили открытым вопрос о том, каков характер этого вектора, т.е. является ли он аксиальным или полярным, то из сущности этого открытия очевидно, что вектор \vec{A} - полярный вектор, т.е. его направление имеет абсолютный смысл.

Второй, наиболее важный, аспект открытия заключается во влиянии его на научное мировоззрение. Открытие, в какой-то степени, является подтверждением предсказания Вигнера [12], сделанного им в 1957 г. в докладе, связанном с его уходом в отставку с поста президента Американского физического общества. «В заключение... я хочу выразить уверенность в том, что открытия Ву, Эмблера, Хейварда, Хоппса и Хадсона [10] и Гарвина, Ледермана и Вайнрайха [13] не останутся изолированны-

ми открытиями. Скорее, они явятся вестниками пересмотра наших представлений об инвариантности, а может быть, и других концепций, которые ныне пользуются еще большой славой незыблемых».

Значение открытия для практики. Значение открытия с точки зрения практического применения его в технике сейчас оценить трудно. Очевидно, что оно более значительно, чем, например, открытие несохранения четности в слабых взаимодействиях (которое, в то же время, произвело революцию в фундаментальных представлениях физиков о свойствах элементарных частиц и, по мнению Р.Фейнмана [6], явилось самым значительным открытием на протяжении последних 50 лет), т.к. электромагнитные явления используются практически во всех областях техники. Кроме того, «реальность» \bar{A} уже сейчас ставит на повестку дня использование компонент 4-х потенциала поля в инженерных целях.

Экспериментальное доказательство достоверности открытия. Авторами была собрана установка по схеме, показанной на рис.1 Общий вид установки приведен на рис.2.

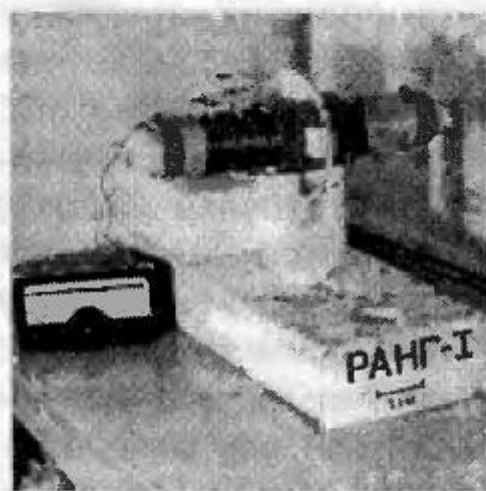


Рис.2. Внешний вид установки.

Установка состоит из повышающего трансформатора, первичная обмотка которого имеет 5 полных витков медного провода в изоляции сечением $1,7 \text{ мм}^2$ и диаметром 150 мм, собранных в жгут диаметром $\sim 9 \text{ мм}$.

Первичная обмотка охватывает вторичную, имеющую 176 витков изолированного медного провода сечением $0,35 \text{ мм}^2$ (омическое сопротивление 6 ом) на длине порядка 270 мм, навитых на цилиндр из изолятора диаметром 63 мм, и расположена симметрично относительно вторичной обмотки. Использовалась навивка как по, так и против часовой стрелки. По центру изолятора, на котором навита вторичная обмотка, имеется полость диаметром 20 мм и длиной 310 мм, частично заполненная ферритом. Замеренный коэффициент связи по мощности первичной и вторичной обмоток трансформатора имеет порядок 0,1. К первичной обмотке трансформатора последовательно подключены разрядник с регулируемым от 0 до 5 мм воздушным разрядным промежутком и конденсатор емкостью $C=1650 \text{ пФ}$. Параллельно C через достаточно большое зарядное сопротивление подключается источник постоянного напряжения $U_{\text{и}} \sim 15 \text{ кВ}$. Одна обкладка конденсатора и один вывод вторичной обмотки надежно заземляются, а к незаземленному концу вторичной обмотки подключается электроскоп.³ Для количественных оценок в эксперименте применялся

³ В качестве заземления использовалось подключение установки медной шиной к металлическим конструкциям здания. Кроме того, вся установка располагалась над плоским, достаточно большим заземленным металлическим листом.

осциллограф, снабженный двумя датчиками поля - индуктивным и емкостным.

Установка работает следующим образом. При включении высоковольтного источника конденсатор заряжается до напряжения U_0 , при котором происходит пробой разрядника. В контуре, образованном емкостью C , индуктивностью L первичной обмотки трансформатора и интегральным сопротивлением R , учитывающим все активные потери в схеме, возникают затухающие электромагнитные колебания. Во вторичной обмотке трансформатора наводится ЭДС индукции и соответствующий потенциал на «горячем» конце, в результате чего лепестки электроскопа расходятся на некоторый угол. Мощность высоковольтного источника обеспечивает работу установки с частотой циклов не менее 50 Гц, в зависимости от первоначально установленной величины разрядного промежутка. Во время работы установки на экране осциллографа наблюдается осциллограмма, позволяющая судить о происходящих в ней электромагнитных процессах.

Индуктивный датчик (см. рис.3а) выполнен в виде проволочной петли

диаметром порядка 200 мм на конце 50-омного кабеля длиной 500 мм. Т.к. индуктивный датчик реагирует на величину \vec{B} электромагнитного поля, т.е. по существу, на ток, то при подключении его к осциллографу на экране последнего наблюдаются процессы, происходящие, в основном, в первичном контуре, потому что при данном коэффициенте связи на холостом ходу ток во вторичной обмотке можно пренебречь.

Емкостной датчик (см. рис.3б) выполнен в виде металлического диска диаметром порядка 130 мм, расположенного на некотором расстоянии от установки. Диск заземлен через емкость $C_g = 1100$ пФ. Сигнал с емкости подается через 50-омный кабель длиной 500 мм на вход осциллографа. Т.к. напряжение на «горячем» конце вторичной обмотки трансформатора существенно больше напряжения на элементах колебательного контура первичной обмотки, то при подключении к осциллографу емкостного датчика (при достаточно большом его расстоянии от установки) на его экране наблюдается изменение потенциала незаземленного конца вторичной обмотки трансформатора.

Включение установки при различных способах соединения элементов схемы, удовлетворяющих требованию инвариантности относительно операций отражения (см. рис.4), показало, что в одних случаях отклонения лепестков электроскопа существенно больше, чем в других. В каких конкретно схемах наблюдалось большее отклонение ясно из рис.4.

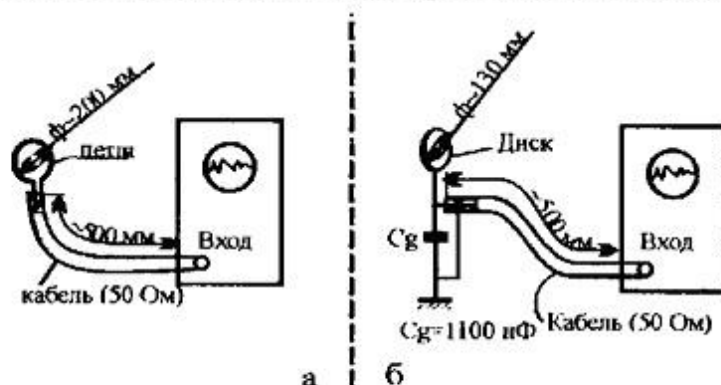


Рис.3. Датчики поля:
а - индуктивный; б - емкостной.

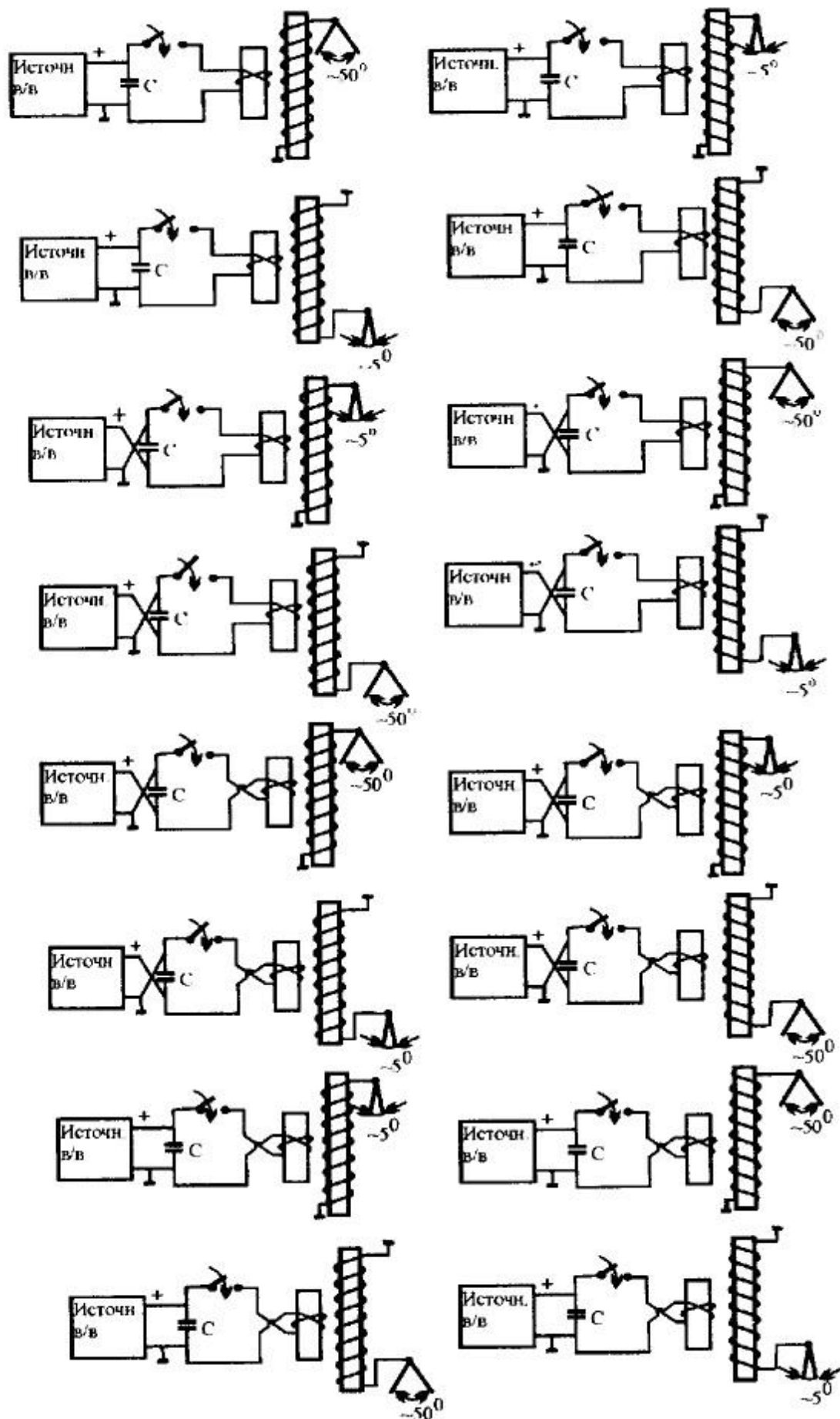


Рис.4. Варианты соединения элементов схемы.

Анализ этих схем показывает, что отклонение лепестков электроскопа существенно больше в том случае, когда проекция вектора магнитного потенциала \vec{A} первичной обмотки соответствующего начальному на-

правлению тока в ней, взятая вдоль провода вторичной обмотки, направлена к незаземленному концу провода.

На рис.5 показаны фотографии типичных осциллограмм электромагнитных процессов, происходящих в установке.

На рис.5а показана осциллограмма тока в контуре первичной обмотки трансформатора. Ее вид практически не зависит от коммутации элементов схемы, а анализ показывает, что период электромагнитных колебаний имеет порядок 10^{-6} сек, затухание колебаний в «е» раз происходит приблизительно за 13 периодов электромагнитного поля, и собственная частота контура, образованного индуктивностью вторичной обмотки и ее емкостью, примерно в 2 раза выше собственной частоты первичного контура.

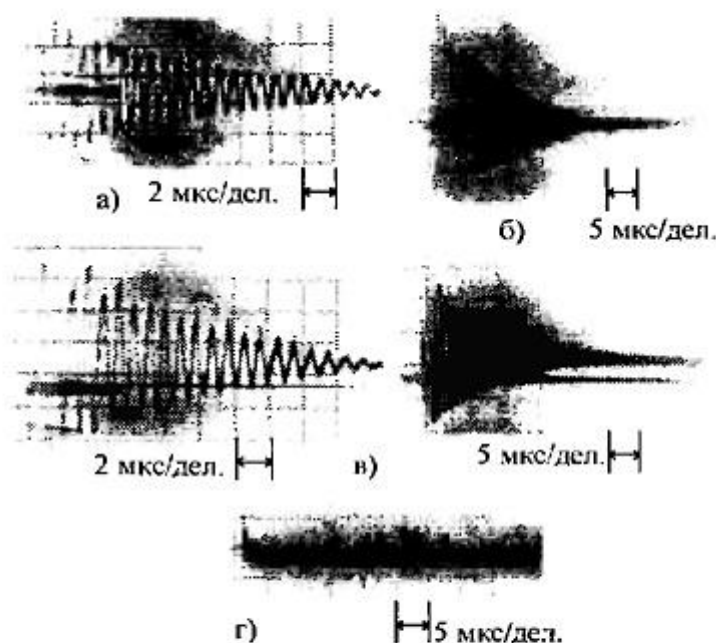


Рис.5. а) осциллограмма тока в первичном контуре; б) осциллограмма напряжения на вторичной обмотке в режиме $\varphi_0 = 0$; в) осциллограмма напряжения на вторичной обмотке в режиме $\varphi_0 \neq 0$; г) осциллограмма напряжения на емкостном датчике.

На рис.5б показана осциллограмма напряжения на незаземленном конце вторичной обмотки, соответствующая такому соединению элементов схемы, при котором лепестки электроскопа отклоняются незначительно. Это обычная кривая колебательного процесса, симметричная относительно оси времени, как и должно быть в соответствии с законом электромагнитной индукции.

На рис.5в показана типичная осциллограмма напряжения на «горячем» конце вторичной обмотки, соответствующая такому соединению элементов схемы, при котором лепестки электроскопа отклоняются значительно. Отчетливо видно, что кривая колебательного процесса смещена существенно вверх, т.е. кроме переменной составляющей, обусловленной колебательным током в контуре первичной обмотки, потенциал «горячего» конца вторичной обмотки содержит постоянную составляющую φ_0 . Величина φ_0 на данной осциллограмме достигает 40% максимального значения переменной составляющей потенциала вторичной обмотки.⁴

⁴ Видно, что на начальном участке огибающая процесса отклоняется вверх от экспоненты. При левой навивке вторичной обмотки отклонение направлено вниз. Это дает основание говорить о возможном нарушении четности в электромагнитных взаимодействиях.

Существенно отметить, что постоянная составляющая ϕ_0 нелинейно зависит от напряжения на конденсаторе и всегда положительна. Так, при $U_0=10$ кВ, чему соответствует переменная составляющая потенциала вторичной обмотки ~ 100 кВ, значение постоянного потенциала ϕ_0 достигает 50 кВ!!

На рис.5г показана также осциллограмма при существенно более медленной развертке. В этом случае на осциллограмме колебательный процесс виден в виде вертикальной черты, после которой идет экспоненциальный апериодический процесс - это процесс разряда емкости датчика C_g через входное сопротивление осциллографа. Для контроля, параллельно C_g было включено переменное сопротивление $R_g=0...30$ кОм. Уменьшение R_g пропорционально уменьшало постоянную времени экспоненциального процесса, следовательно, ϕ_0 на «горячем» конце трансформатора существует в течение времени не большем, чем время колебательного процесса.

Была снята зависимость отношения ϕ_0 к максимальному значению переменной составляющей потенциала вторичной обмотки при различных значениях U_0 . Эта зависимость приведена на рис.6. Видно, что она существенно нелинейна.

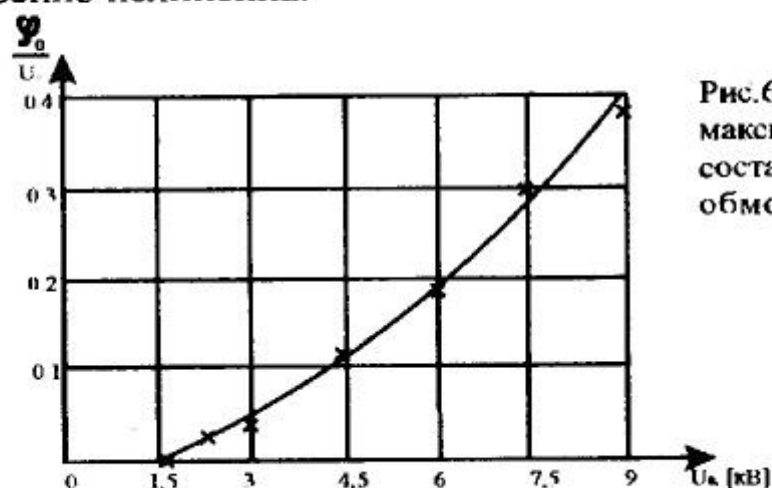
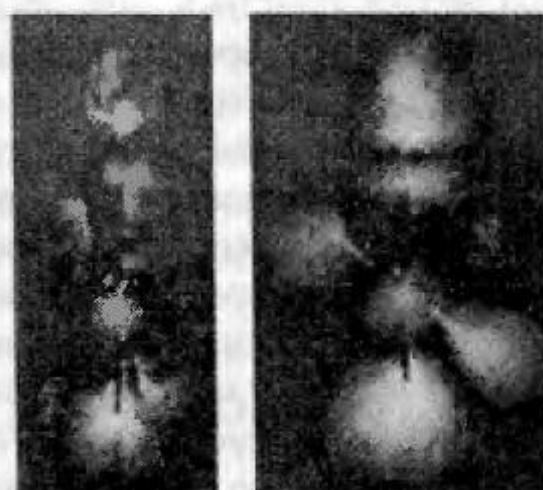


Рис.6. Зависимость отношения ϕ_0 к максимальному значению переменной составляющей потенциала вторичной обмотки (U_{\sim}) от величины U_0 .

При работе схемы в режиме наличия ϕ_0 , кроме того, наблюдается существенно более интенсивное свечение коронного разряда вокруг «горячих» элементов установки, чем при работе установки, когда $\phi_0=0$ (см. рис.7а⁵ и 7б). Для оценки постоянного тока, связанного с этим разрядом («выпрямления» на короне), вторичная обмотка в контрольных опытах заземлялась через зеркальный гальванометр (шкала $\pm 0,25$ мкА), параллельно которому включался конденсатор емкостью 0,1 мкФ. Максимальная величина тока имела порядок 0,2...0,02 мкА. При помещении «горячего» конца вторичной обмотки в диэлектрический сосуд с маслом величина ϕ_0 , наблюдаемая на экране осциллографа, менялась мало, а величина постоянного тока короны уменьшалась на порядок. Очевидно, что такая величина постоянного тока, связанная с «выпрямлением» на короне,

⁵ Исходное расхождение лепестков электроскопа (в отсутствие на нем потенциала) составляет 20°.

не может объяснить наблюдаемой величины φ_0 . Действительно, для того, чтобы получить в течение $\tau=20$ мксек на индуктивном сопротивлении вторичной обмотки напряжение в 50 кВ (вторичная обмотка имеет индуктивность $L_2 \sim 10^{-3}$ Гн, а, следовательно, $(\pi/\tau)L_2 \sim 150$ Ом) необходим импульсный ток порядка сотен ампер, т.е. средний ток при частоте циклов работы установки в 50 Гц составлял бы десятки миллиампер, а не реально наблюдаемые доли микроампера. Следовательно, увеличение интенсивности коронного разряда является следствием появления φ_0 , а не причиной.



$\varphi_0 = 0$

$\varphi_0 \neq 0$

Рис.7. Вид короны на электроскопе (фотографирование производилось в затемненном помещении).

Оценка полного тока вторичного контура проводилась в схеме, когда вторичная обмотка заземлялась через 5-омное сопротивление. На рис.8 приведены соответствующие осциллограммы. Соответствующая калибровка чувствительности осциллографа позволила оценить максимальное значение колебательной составляющей тока контура вторичной обмотки в 4...5 А.

Было исследовано влияние на работу установки величины емкостной нагрузки вторичного контура. Для этих целей непосредственно к «горячему» концу вторичной обмотки подключалась изолированная металлическая штанга регулируемой длины (максимальная длина штанги 1370 мм) и диаметром 15 мм. При увеличении длины штанги, т.е. емкости вторичного контура, величина φ_0 сначала падала (но не до нуля), а сам эффект появления φ_0 симметризовался относительно направления \vec{A} . При длине штанги в 540 мм несимметрия появления φ_0 относительно различных коммутаций в схеме пропадала. Так, например, постоянная составляющая на «горячем» конце появлялась как при одной, так и при обратной полярности высоковольтного источника. Дальнейшее увеличение длины штанги приводило к тому, что определенная выше несимметрия появления φ_0 «меняла знак» относительно направления проекции \vec{A} вдоль провода вторичной обмотки, а величина φ_0 опять возрастала (оставаясь всегда положительной) при одновременном возрастании и переменной составляющей потенциала.

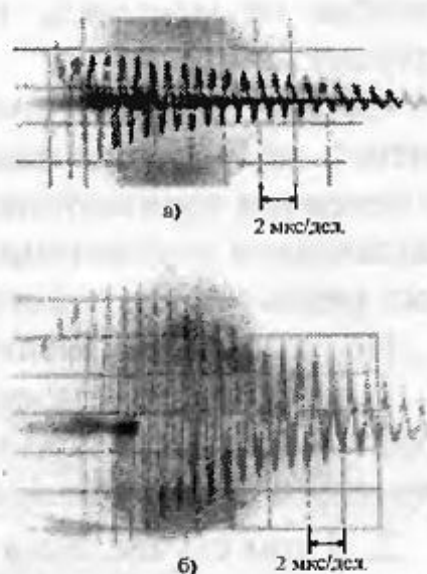


Рис.8. Осциллограмма тока во вторичной обмотке.

Следует отметить, что собственная резонансная частота вторичного контура на холостом ходу (без емкостной штанги) примерно в 2 раза превышает частоту первичного контура. При подключении емкостной штанги собственная частота вторичного контура уменьшалась и приближалась к частоте первичного. Так, при длине штанги 1370 мм частота настройки вторичного контура составляла около 1,1 МГц.

Удаление ферритового сердечника приводило к существенной расстройке соотношения собственных частот первичного и вторичного контура и, главное, к падению коэффициента связи между ними. В результате величина φ_0 существенно падала. Однако, при нагрузке вторичного контура емкостью можно настроить схему и получить практически прежний эффект. Следовательно, эффект появления φ_0 и связанная с ним несимметрия принципиально не связаны с наличием ферритового сердечника.

Для выяснения влияния несимметричности емкостей концов вторичной обмотки трансформатора на первичную, которая в принципе могла бы привести к несимметрии наблюдаемого переменного потенциала (не более, конечно $\pm 10...15$ кВ) во вторичной обмотке, были проведены контрольные опыты, с существенным смещением (до 50 мм) первичной обмотки от центра вторичной. В этих опытах измеряемые величины практически не менялись, по сравнению с симметричным расположением катушек.

Следует указать, что проводился также ряд контрольных опытов со сменой на 180° ориентации вторичной обмотки, ферритового сердечника, изменением горизонтального расположения установки на вертикальное, с различными вариантами заземления и т.п. При этих опытах не наблюдалось сколь-нибудь заметных изменений в работе установки.

По результатам экспериментов можно сделать следующие выводы:

1. Потенциал незаземленного конца вторичной обмотки трансформатора существенно несимметричен относительно операции коммутации элементов схемы и направления навивки вторичной обмотки.

2. В том случае, если проекция вектора \vec{A} , соответствующего начальному и тем самым преимущественному направлению тока в первичной обмотке, взятая вдоль провода вторичной обмотки, направлена к незаземленному концу провода, на нем кроме переменной составляющей потенциала наблюдается значительной величины постоянная составляющая φ_0 (на «холостом ходу» вторичной обмотки).

3. Потенциал φ_0 (если он есть) всегда положителен.

4. Зависимость φ_0 от U_0 существенно нелинейна.

5. Величина φ_0 не может быть объяснена эффектом «выпрямления» на короне, которое в принципе всегда наблюдается в высоковольтных установках.

6. Обнаруженная несимметрия никак не связана с конструктивной несимметрией установки, например, паразитных емкостей, параметров ферритового сердечника и т.д.

Теоретические основания. Задача о разряде предварительно заряженного конденсатора на первичную обмотку трансформатора в рамках существующих представлений о происходящих при этом процессах и с применением классической теории хорошо изучена [14].

При этом ток в контуре первичной обмотки дается выражением:

$$i(t) = \frac{U_0}{L_1(1 - K_M^2)(\Omega_2^2 - \Omega_1^2)} \left[\frac{\omega_2^2 - \Omega_1^2}{\Omega_1} e^{-\sigma_1 t} \sin \Omega_1 t - \frac{\omega_2^2 - \Omega_2^2}{\Omega_2} e^{-\sigma_2 t} \sin \Omega_2 t \right], \quad (6)$$

где U_0 - первоначальное напряжение на конденсаторе;

$K_M^2 = M^2 / L_1 L_2$ - квадрат коэффициента связи первичного и вторичного контуров (по мощности);

M - коэффициент взаимной индукции обмоток трансформатора;

L_1 - индуктивность первичного контура;

L_2 - индуктивность вторичного контура;

$$\omega_1^2 = 1 / L_1 C_1;$$

C_1 - емкость первичного контура;

$$\omega_2^2 = 1 / L_2 C_2;$$

C_2 - емкость вторичного контура;

$$\Omega_1 = \sqrt{\frac{\omega_1^2 - \omega_2^2}{2(1 - K_M^2)} - \left[\frac{\omega_1^2 - \omega_2^2}{2(1 - K_M^2)} \right]^2 - \frac{\omega_1^2 \omega_2^2}{1 - K_M^2}};$$

$$\Omega_2 = \sqrt{\frac{\omega_1^2 - \omega_2^2}{2(1 - K_M^2)} + \left[\frac{\omega_1^2 - \omega_2^2}{2(1 - K_M^2)} \right]^2 - \frac{\omega_1^2 \omega_2^2}{1 - K_M^2}};$$

$$\sigma_1 = (\alpha_1 \omega_2^2 + \alpha_2 \omega_1^2 - \Omega_1^2 (\alpha_1 + \alpha_2)) / \sqrt{(\omega_1^2 + \omega_2^2)^2 + 4K_M^2 \omega_1^2 \omega_2^2};$$

$$\sigma_2 = (\Omega_2^2 (\alpha_1 + \alpha_2) - \alpha_1 \omega_2^2 - \alpha_2 \omega_1^2) / \sqrt{(\omega_1^2 - \omega_2^2)^2 + 4K_M^2 \omega_1^2 \omega_2^2};$$

$$\alpha_1 = r_1 / 2L_1;$$

r_1 - сопротивление в цепи первичного контура;

$$\alpha_2 = r_2 / 2L_2;$$

r_2 - сопротивление в цепи вторичного контура.

Это выражение справедливо при $\alpha_1 \ll \omega_1$ и $\alpha_2 \ll \omega_2$, т.е. в приближении слабо затухающего процесса, что соответствует работе рассматриваемой установки. В этих же приближениях напряжение на вторичной обмотке определится по формуле

$$U_2(t) = \frac{-U_0 M}{L_1 L_2 C_2 (1 - K_M^2)(\Omega_1^2 - \Omega_2^2)} (e^{-\sigma_1 t} \cos \Omega_1 t - e^{-\sigma_2 t} \cos \Omega_2 t) \quad (7)$$

Очевидно, что приведенные выражения не могут объяснить наблюдаемого экспериментально явления. Действительно, если ток в первичном контуре в среднем смещен относительно оси времени, т.е. имеет преимущественное направление, создающее постоянную составляющую тока i_{10} при периодическом повторении процесса (пусть период повторения процесса T), то напряжение на вторичной обмотке симметрично относительно оси времени, и следовательно, не может иметь постоянной составляющей U_{20} . Именно:

$$i_{10} = \frac{1}{T} \int_0^T i_1(t) dt = \frac{U_0}{L_1 T (1 - K_M^2) (\Omega_2^2 - \Omega_1^2)} \times \\ \times \left[\frac{\omega_2^2 - \Omega_1^2}{\Omega_1^2} - \frac{\omega_2^2 - \Omega_2^2}{\Omega_2^2} - \left(\frac{\omega_2^2 - \Omega_1^2}{\Omega_1^2} e^{-\sigma_1 T} \cos \Omega_1 T - \frac{\omega_2^2 - \Omega_2^2}{\Omega_2^2} e^{-\sigma_2 T} \cos \Omega_2 T \right) \right]$$

и при достаточно большом T ($e^{-\sigma_1 T} \rightarrow 0$; $e^{-\sigma_2 T} \rightarrow 0$)

$$i_{10} = \frac{U_0}{L_1 T (1 - K_M^2) (\Omega_2^2 - \Omega_1^2)} \left[\frac{\omega_2^2 - \Omega_1^2}{\Omega_1^2} - \frac{\omega_2^2 - \Omega_2^2}{\Omega_2^2} \right] \neq 0 \quad (8)$$

$$a \quad U_{20} = \frac{U_0 M}{L_1 L_2 C_2 T (1 - K_M^2) (\Omega_2^2 - \Omega_1^2)} \left(\frac{1}{\Omega_1} e^{-\sigma_1 T} \sin \Omega_1 T - \frac{1}{\Omega_2} e^{-\sigma_2 T} \sin \Omega_2 T \right)$$

и при достаточно большом T , $U_{20} = 0$.⁶

Следовательно, наблюдаемое в эксперименте явление не может быть объяснено в рамках классической теории.

Определенная несимметрия взаимодействия заряженных частиц с электромагнитным полем следует из приведенного выше интегрального выражения для квантовомеханической фазы (5). Именно, для волны $\psi(\vec{r}, t)$, распространяющейся вдоль вектора \vec{A} , происходит укорочение пространственной длины волны, в то время как для движения навстречу \vec{A} - удлинение волны ψ -функции. Поскольку для заряженной частицы в электромагнитном поле сохраняющейся величиной является обобщенный импульс:

$$\vec{P} = \vec{p} + q\vec{A}, \text{ где } \vec{p} = m_0 \vec{v} / \sqrt{1 - v^2/c^2}, \quad (9)$$

то из этого изменения длины волны не следует, вообще говоря, изменения реального механического импульса \vec{p} и энергии частицы.

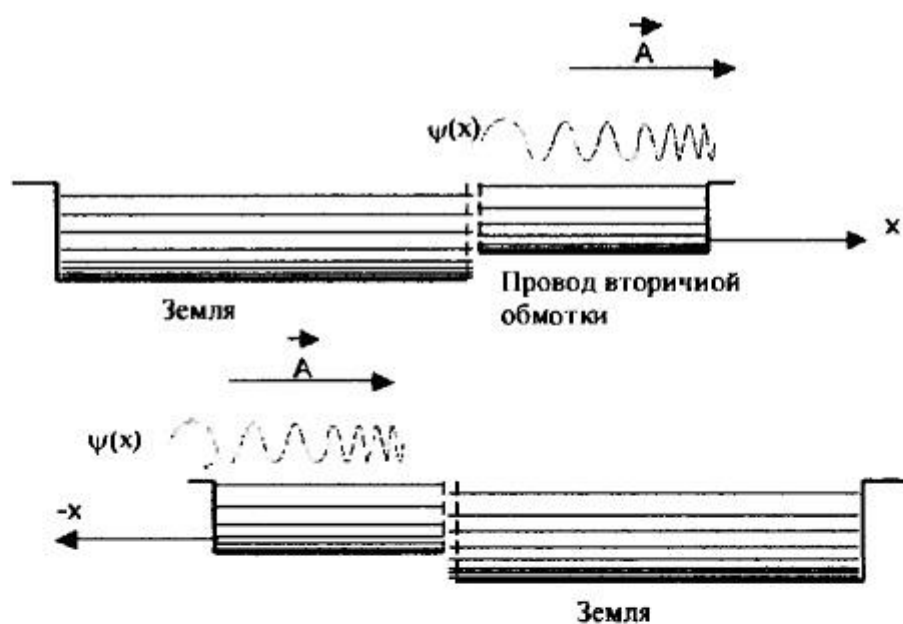
В то же время изменение длины волны для функции $\psi(\vec{r}, t)$ - это реальное изменение некоторых физических свойств изучаемого объекта в данных условиях, а не просто изменение математического описания квантового объекта в присутствии электромагнитного поля. Следует по-

⁶ Следует подчеркнуть, что среднее значение $U_{20} = 0$ независимо от частоты повторения и др. параметров, поскольку процессы во вторичном контуре описываются (в любых приближениях, основанных на уравнениях Максвелла) производными во времени от изменения магнитного потока.

нимать, что это реальное изменение свойств при определенных условиях может проявиться в измеримых физических эффектах. Напомним, что вещество в конденсированной фазе, в частности металл проводника, является макроскопическим квантовым объектом, содержащим в 1 см^3 до 10^{23} «обобщенных» электронов, газ которых подчиняется статистике Ферми. Обычно в металле, трактуемом как некий потенциальный ящик, все нижние уровни энергии, которым соответствуют «длинноволновые» (холодные) электроны, полностью заполнены, а населенность уровней начинает заметно изменяться только вблизи уровня Ферми. Подключение «заземления» к проводнику можно истолковывать как подключение к данному "потенциальному ящику" другой, существенно большей квантовомеханической системы, с большим количеством возможных уровней энергии. Можно допустить, что в подключаемой системе («заземлении») ввиду ее больших масштабов⁷ в данный момент не все уровни энергии, соответствующие холодным, длинноволновым электронам проводника, заняты, т.к. для подключенной системы они уже не будут «длинноволновыми», т.е. могут находиться существенно ближе к ее уровню Ферми.

Как уже указывалось, при наложении векторного потенциала электроны могут либо увеличивать длину волны λ волновой функции, либо

Рис.9. Влияние заземления при различных направлениях магнитного векторного потенциала.



укорачивать ее, в зависимости от знака проекции скорости на направление \vec{A} . Рис.9 поясняет складывающуюся при этом ситуацию. Удлинение λ при движении в сторону заземления возможно и приводит к уходу электронов из вторичной обмотки и появлению нескомпенсированного положительного заряда. Укорочение λ при движении электронов в сторону «горячего» конца вторичной обмотки не приводит к появлению излишнего отрицательного заряда на этом конце, т.к. электронная волна

⁷ Число уровней в Земле, рассматриваемой как единый квантовый объект, составляет примерно 10^{40} .

прежде всего «отражается» от свободного конца обмотки и рассеивается на флуктуациях.

При анализе взаимодействия заряженных частиц и электромагнитного поля как в «классическом», так и в квантовом приближении обычно исходят из той или иной подобранной формы лагранжиана, использование которой дает наилучшее согласие с наблюдаемой реальностью. Так, релятивистская функция Лагранжа для частицы с нулевым спином (в условиях, когда пренебрегают радиационным трением и излучением электромагнитных волн) обычно берется в виде ([6], [8], [15] и др.):

$$L = -m_0 c^2 \sqrt{1 - v^2 / c^2} + q \vec{v} \vec{A} - q \phi \quad (10)$$

Из вариационного принципа, следуя уравнению Лагранжа

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \vec{v}} = \frac{\partial L}{\partial \vec{r}} \quad (11)$$

обычно приходят к уравнению движения частицы в поле вида

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = -q \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - q \nabla \phi + q \vec{v} \times \nabla \times \vec{A} = q \vec{E} + q \vec{v} \times \vec{B}, \quad (12)$$

т.е. к выражению для двух компонент силы, действующей на частицу – «кулоновской» $q\vec{E}$, и силы Лоренца $q\vec{v} \times \vec{B}$.

Полученные новые экспериментальные данные показывают, что необходимо допустить существование, по крайней мере, еще одной компоненты силы, пропорциональной векторному магнитному потенциалу \vec{A} или (и) его производным в нечетной степени, т.е. зависящей от направления \vec{A} . Поскольку весь арсенал имеющихся экспериментальных данных (включая наблюдение \vec{A} в условиях $\vec{E} = 0, \vec{B} = 0$ с помощью эффектов Джозефсона) исключает возможность эффектов, пропорциональных \vec{A} в первой степени, следует обратить внимание на непротиворечащую этим данным возможность наблюдения эффектов, пропорциональных

$$\vec{A}^3, \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right)^3, \vec{A} \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right)^2 \text{ и т.п.}$$

Следует отметить, что результаты проведенных авторами экспериментов однозначно исключают эффекты, пропорциональные $\vec{A}^2 \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$, т.к. при такой зависимости не наблюдалось бы несимметрии при смене направления тока (переключении концов) первичной обмотки.

Для теоретического анализа опытных данных представляется существенным, что корректное использование лагранжиана вида (10) при варьировании действия приводит к появлению дополнительных компонент в уравнениях движения. Действительно, при обычном подходе, кочующем

из монографии в монографию, дифференцированию $\frac{\partial L}{\partial \vec{r}}$ сопоставляется операция grad, так что из (10) получают [8], [15]

$$\frac{\partial L}{\partial \vec{r}} \equiv \text{grad}L = q\text{grad}(\vec{A}\vec{v}) - q\text{grad}\varphi, \quad (13)$$

при этом, после раскрытия $\text{grad}(\vec{A}\vec{v})$ по известным формулам векторного анализа полагают \vec{v} не зависящей от переменной \vec{r} и приходят к выражению для силы вида (12). Отмечая некорректность использования в этой ситуации операции grad при \vec{v} , не зависящей от \vec{r} , выпишем полностью все составляющие уравнения движения, полученные при обычном дифференцировании лагранжиана по координате \vec{r} , учитывая, что $\vec{v} = \vec{v}(\vec{r}, t)$, так же как и $\vec{A} = \vec{A}(\vec{r}, t)$. При этом, естественно, будем учитывать, что полная производная (например от \vec{A}) $\frac{d\vec{A}}{dt} = \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + (\vec{v}\text{grad})\vec{A}$. Получаем⁸

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = -q\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - q\text{grad}\varphi + q\vec{v} \times \text{rot}\vec{A} + q(\vec{A}\text{grad})\vec{v} + q\vec{A} \times \text{rot}\vec{v} = \vec{F}_K + \vec{F}_A + \vec{F}_V,$$

где $\vec{F}_K = q\vec{E} + q\vec{v} \times \vec{B}$ - «классическая» сила воздействия поля на заряд;

$\vec{F}_A = q(\vec{A}\text{grad})\vec{v}$ - сила, пропорциональная градиенту поля по вектору \vec{A} ;

$\vec{F}_V = q\vec{A} \times \text{rot}\vec{v}$ - сила, связанная с ротацией скорости.

Применительно к движению одиночного «точечного» заряда по той или иной траектории можно допустить $\text{rot}\vec{v} = 0$, так что $\vec{F}_V = 0$. Таким образом, корректное дифференцирование лагранжиана дает дополнительную компоненту силы

$$\vec{F}_A = q(\vec{A}\text{grad})\vec{v} = q \left[A_x \frac{\partial v}{\partial x} \vec{i} + A_y \frac{\partial v}{\partial y} \vec{j} + A_z \frac{\partial v}{\partial z} \vec{k} \right] \quad (14)$$

(в декартовых координатах).

Учитывая, что $\vec{v} = \vec{v}(\vec{r}, t)$, можем записать, например, $\frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial v_x}{\partial t} \frac{\partial t}{\partial x} = a_x \frac{1}{v(t)}$, (где a_x - компонента ускорения заряда по оси x).

Таким образом, принятый в классической и квантовой электродинамике вид лагранжиана приводит к появлению сил, зависящих от векторного потенциала \vec{A} , скорости и ускорения частицы.

Для одномерного движения вдоль вектора $\vec{A} = A_x \vec{i}$ имеем $\vec{F}_A = qA_x \dot{v}_x(t) \frac{1}{v_x(t)}$. Если $\vec{F}_A \ll \vec{F}_K$, то можно определить

⁸ В рассматриваемом приближении не анализируем вопрос о дифференцировании по координатам множителя $1/\sqrt{1-v^2/c^2}$.

$a_x(t) \equiv \dot{v}_x(t) \sim \frac{q}{m} \frac{\partial A_x}{\partial t}$ (составляющую силы Лоренца, как перпендикулярную направлению движения, не учитываем). Таким образом,

$$\bar{F}_A \sim \frac{q^2}{m} A_x \frac{\partial A_x}{\partial t} \frac{1}{v_x(t)} \quad (15)$$

Детальный анализ полученной зависимости выходит за рамки данного материала и вряд ли целесообразен ввиду произвола в выборе исходного лагранжиана. Необходимо, однако, сделать следующие замечания. В рассматриваемой задаче переменные поля и возможные движения зарядов являются квазигармоническими и описываются функциями вида $-\exp[-\alpha t + j(\omega t + \theta)]$. При этом, в приближении $\bar{F}_A \ll \bar{F}_K$, можно считать, что $v(t) \sim v_0 + \xi \exp[-\alpha t + j(\omega t + \theta)]$, где v_0 - начальная скорость заряда, а $\xi \sim \frac{\partial A}{\partial t}$.

Для случая $|\xi| \ll v_0$ приходим к выражениям вида $F_A \sim b_1 A_x \frac{\partial A_x}{\partial t} + b_2 A_x \left(\frac{\partial A_x}{\partial t} \right)^2$, (где b_1 и b_2 - некоторые константы).

Несимметричный характер зависимостей, получающихся на опыте и формально следующих из анализа простейшего лагранжиана, говорит о необходимости более глубокого пересмотра системы исходных понятий, используемых при построении квантовой электродинамики.

Полученные авторами данные могут служить основой для формулировки нелокальной теории, обобщающей идеи СР-инвариантности на фундаментальные физические законы.

Исходная теоретическая концепция, позволившая авторам провести настоящие экспериментальные исследования, предполагает дальнейший отход от понятия материальных частиц как классических объектов (корпускул) и связанных с этим подходом понятий. Квантовая (волновая) механика, показав неизбежность признания волновых свойств вещества, все же оставила половину старых воззрений, приписав, по существу силовым приемом, дуализм «волна-частица» наблюдаемым сущностям материального мира, при этом какого-либо рационального объяснения этому дуализму не было дано. Представляется необходимым следующий шаг, основанный на трактовке всех наблюдаемых материальных сущностей и их эволюции только как процессов в «вакууме» нашей Вселенной, при этом старому понятию вещества, частицы (элементарной частицы) соответствует понятие процесса, определенным образом развивающегося в данной области пространства. Существенно, что наблюдаемым волновым и корпускулярным свойствам объектов полностью соответствует модель локализованного «пробоя», систематически и с наибольшей вероятностью возникающего в областях с высокой концентрацией «энергии» волны и при наличии необходимых инициирующих факторов - «вещества» измерительного прибора.

Предлагаемая концепция позволяет без оговорок признать ψ -волну де Бройля реальной волной в реальном (а не конфигурационном) пространстве, как это и следует из всех имеющихся опытных данных.

Хорошей моделью процесса со свойствами «волна-частица» является электрический пробой в поле бегущей или стоячей электромагнитной волны, в том числе в различного рода резонаторах (аналог атома и др. связанных квантовомеханических состояний).

Сингулярность, возникающая при «пробое» в поле ψ -волны, ответственна, в первую очередь, за возникновение наблюдаемого у заряженных частиц электромагнитного поля, которое, таким образом, даже в условиях статического заряда носит принципиально «пульсирующий» характер. Наблюдаемые «корпускулярные» свойства вещества принципиально дискретны во времени.

Именно такая фундаментальная предпосылка нацелила авторов на проведение теоретического и экспериментального поиска. И прежде всего под сомнение была поставлена общепринятая трактовка явления электромагнитной индукции Фарадея, т.к. она не объясняет это явление с позиций близкодействия. Анализ уравнений Максвелла не дает однозначный ответ на то, что явление электромагнитной индукции связано с возникновением осциллирующего вихревого поля \vec{E} , а опытные данные и сам факт успешной работы применяемых на практике трансформаторов и других устройств скорее противоречат общепринятой трактовке явления, открытого Фарадеем.

Специально поставленный авторами эксперимент по изучению явления электромагнитной индукции применительно к работе трансформатора показал продуктивность «пробойной» концепции.

Для того, чтобы оценить, от каких конкретно факторов в принципе зависит наблюдаемое явление, в заключение отметим характерные особенности рассмотренной установки. Установка, прежде всего характеризуется высокой импульсной мощностью - до 1 МВт и, при малом числе витков первичной обмотки (и малой длине провода этой обмотки), высокой абсолютной величиной \vec{A} , создаваемого первичной обмоткой в районе вторичной. Малое число витков первичной обмотки позволяет также реализовать в районе вторичной обмотки относительно высокое «витковое» напряжение (порядка 3 кВ, или 150 В/см). Высокая частота электромагнитных процессов ($\sim 10^6$ Гц) позволяет реализовать большое абсолютное значение производной $\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$. Затухающий характер процесса обеспечивает

в первичной обмотке преимущественное направление тока. Очевидно, что совокупность этих характерных факторов является достаточным условием наличия описанного явления, а также объясняет, почему описанное явление проявляется так ярко именно в этой установке и не было замечено раньше.

Можно предположить, что близкие условия могут реализоваться в установках типа линейного бетатрона [16], где наблюдается ряд труднообъяснимых с обычных позиций «паразитных» явлений.

Формула открытия. Экспериментально установлено неизвестное ранее явление нарушения симметрии закона электромагнитной индукции относительно направления магнитного векторного потенциала электромагнитного поля.

Оно состоит в том, что при подключении предварительно заряженного конденсатора к первичной обмотке трансформатора, на незаземленном конце его вторичной обмотки, работающей в режиме холостого хода, кроме переменной составляющей электрического потенциала, обусловленной колебательным затухающим током в контуре первичной обмотки, имеется постоянная составляющая. Она появляется в том случае, если проекция вектора магнитного потенциала, соответствующего начальному направлению тока в первичной обмотке, взятая вдоль провода вторичной обмотки, направлена к незаземленному концу провода. Постоянная составляющая электрического потенциала (если она есть) всегда положительна, а ее величина существенно нелинейно зависит от первоначального напряжения на конденсаторе.

Литература

1. Jaklevič R.C., Lambe J., Silver A.H., Mercereau J.E. Quantum interference effects in Josephson tunneling // Phys. Rev. Letters, 1964, February, v.12, N7.
2. Jaklevič R.C., Lambe J., Silver A.H., Mercereau J.E. Quantum interference from a static vector potential in a field-free region // Phys. Rev. Letters, 1964, March 16, v.12, N11.
3. Josephson B.D. // Phys. Letters, 1962, v.1, 251.
4. Роуз-Инс А., Родерик Е. Введение в физику сверхпроводимости. М.: Мир, 1972.
5. Фейнман Р., Лейтон Р., Сендс М. Фейнмановские лекции по физике. Т.6. М.: Мир, 1966. С.23-24.
6. Фейнман Р., Лейтон Р., Сендс М. Фейнмановские лекции по физике. М.: Мир, 1966.
7. Марков Г.Т. Антенны. М.: Госэнергоиздат, 1960.
8. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1973.
9. Ли Цзун-Дао, Янг Чжень-нин. В сб. «Новые свойства симметрии элементарных частиц». М.: ИЛ, 1957.
10. Wu C.S., Ambler E., Hayward R.W., Hoppes D.D., Hudson R.P. // Phys. Rev., 105, 1413 (L), 1957.
11. Feynman R., Gell-Mann H. // Phys. Rev., 109, 193, 1958 (см. русский перевод ПСФ, вып.4, стр.3. 1958).
12. Wigner E.P. // Rev. Mod. Phys., 29, v.3, 1957.
13. Garwin R.L., Lederman L.M., Weinreich M. // Phys. Rev., 105, 1415 (L), 1957.
14. Конторович М.И. Операционные исчисления и процессы в электрических цепях. М.: 1964.
15. Левич В.Г., Вдовин Ю.А., Мямлин В.А. Курс теоретической физики. М.: Наука, 1971.
16. Beal J.W., Christofilos N.C., Hester R.E. The Astronhinear Accelerator // IEEE Trans. On Nuclear Science. 1969, June, v.5-16, N3, p.294-295.

к разделу «Теоретические основания» заявки на предполагаемое открытие ОТ-8896

1. Необходимость использования релятивистских соотношений для анализа процессов в установке "РАНГ-1". Покажем, что объяснение природы электричества (электрического тока) и количественный анализ его проявлений невозможны без привлечения представлений релятивистской волновой механики.

Удобно исходить из известного опытного факта, наблюдаемого в многочисленных электротехнических и радиотехнических устройствах, давно используемых в инженерной практике:

- при подключении источника ЭДС к «длинной линии» (например, коаксиалу, или воздушной двухпроводной) в последней происходит распространение волны напряжения $U(x,t)$, тока $I(x,t)$, избыточного заряда $Q(x,t)$ (на погонный см длины линии). В простейшем случае подключения линии с волновым сопротивлением $W = \sqrt{L_0 / C_0}$ (где L_0 - погонная индуктивность, C_0 - погонная ёмкость) к источнику ЭДС $U_0 = \text{const}$ вдоль ранее электрически нейтральных проводов бегут волны U, I, Q со скоростью⁹ [1] $v_{\text{фронта}} = c$.

Ситуация поясняется рис. 1.

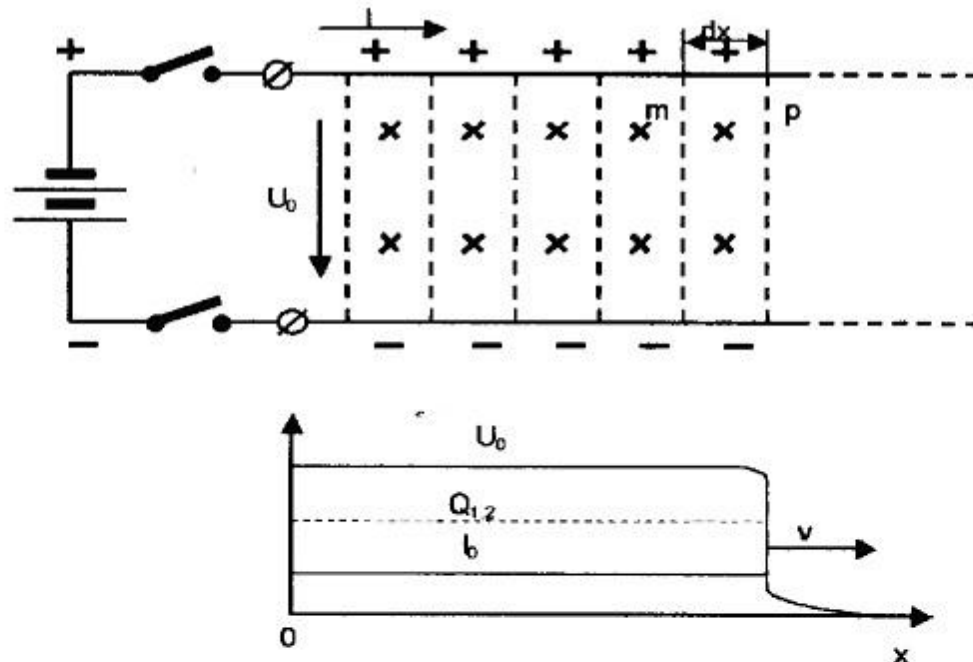


Рис. 1. Распространение волн в длинной линии [1].

Известно, что в каждой точке сечения линии, которые прошел фронт волны, справедливы соотношения [1]: $U=U_0$; $I=U_0/W=\text{const}$; а также $Q_1=C_0U_0$; $Q_2=-C_0U_0$, (где $Q_{1,2}$ - избыточный заряд на каждом погонном сантиметре длины одного из проводов линий).

⁹ Для простоты считаем $\epsilon=\mu=1$.

Соответственно, скорость $|v|=I/|Q_{1,2}|$ распространения избыточного заряда $Q_{1,2}$ вдоль линии будет: $|v|=I/C_0 U_0 = 1/\sqrt{L_0 C_0} = c$ [1].

Естественно, что данный вывод следует однозначно из решения простейшего волнового уравнения.

Итак, весь ток заряда длинной линии обусловлен перемещением носителей заряда в металле проводников со скоростью $v=c$.¹⁰ Это утверждение является фундаментальным опытным фактом, согласующимся с решениями волновых уравнений для носителей, заряда.¹¹

Итак, как это ни парадоксально, электрический ток в металле не является следствием диффузии «горячих» электронов с энергией, близкой к энергии Ферми E_F .

Следует полагать, что «горячие» электроны ответственны лишь за процесс диссипации энергии в несовершенном проводнике.

Механизм проводимости, по-видимому, тесно связан с «холодными» электронами, энергии которых существенно меньше E_F , а длина волны (в рамках Зоммерфельдовской модели) такова, что обеспечивается ее малое рассеяние на неоднородностях решетки.

Носитель заряда в металле является, таким образом, объектом релятивистской волновой механики, и только в рамках последней можно найти количественные соотношения для расчета электромагнитных явлений.

2. Вывод уравнений движения для носителя заряда в электромагнитном поле на основе уравнения Клейна-Гордона-Фока. Покажем, что из уравнения Клейна-Гордона-Фока при использовании релятивистских соотношений для потенциалов поля и компонент 4-х импульса (энергии-импульса) однозначно вытекает уравнение движения, аналогичное уравнению движения, выведенному в материалах заявки из релятивистского лагранжиана.

Для уравнения Клейна-Гордона-Фока [2], [3], [5]:

$$(i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - e\phi)^2 \psi - c^2 (-i\hbar \nabla - \frac{e}{c} \vec{A})^2 \psi - m_0^2 c^4 \psi = 0, \quad (1)$$

где e - заряд электрона, m_0 - масса покоя электрона, c - скорость света, ϕ, \vec{A} - скалярный и векторный потенциалы электромагнитного поля, решение может быть записано в виде [4]:

$$\psi = \rho^{\frac{1}{2}} e^{i\theta} \quad (2)$$

¹⁰ Полагаем справедливым уравнение непрерывности $\nabla \vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$, где \vec{j} - плотность тока, ρ - плотность заряда.

¹¹ Подчеркнем, что опытные данные (и решения волновых уравнений) несовместимы с объяснениями типа: «Под действием распространяющейся волны происходит смещение малой части от $10^{22} \dots 10^{23}$ электронов/см³...», в чем можно легко убедиться при элементарных выкладках.

¹² Здесь и далее в тексте все величины даны в Гауссовой системе единиц.

В уравнении (1) члены, содержащие скобки, более подробно должны быть записаны в следующем виде:

$$\begin{cases} (i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - e\varphi)^2 \psi = -\hbar^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - 2ie\hbar \varphi \frac{\partial \psi}{\partial t} + e^2 \varphi^2 \psi - ie\hbar \psi \frac{\partial \varphi}{\partial t}; \\ (i\hbar \nabla + \frac{e}{c} \vec{A})^2 \psi = -\hbar^2 \nabla^2 \psi + 2i \frac{e}{c} \hbar \vec{A} \nabla \psi + \frac{e^2}{c^2} \vec{A}^2 \psi + i \frac{e}{c} \hbar \psi \nabla \vec{A} \end{cases} \quad (3)$$

Дифференцированием (2) можно получить выражения для $\frac{\partial \psi}{\partial t}, \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}, \nabla \psi, \nabla^2 \psi$

$$\begin{cases} \frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{1}{2} \rho^{-\frac{1}{2}} \frac{\partial \rho}{\partial t} e^{i\theta} + i \rho^{\frac{1}{2}} \frac{\partial \theta}{\partial t} e^{i\theta}; \\ \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = -\frac{1}{4} \rho^{-\frac{3}{2}} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right)^2 e^{i\theta} + \frac{1}{2} \rho^{-\frac{1}{2}} \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} e^{i\theta} + i \rho^{-\frac{1}{2}} e^{i\theta} \frac{\partial \rho}{\partial t} \frac{\partial \theta}{\partial t} - \\ - \rho^{\frac{1}{2}} e^{i\theta} \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} \right)^2 + i \rho^{\frac{1}{2}} e^{i\theta} \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2}; \\ \nabla \psi = \frac{1}{2} \rho^{-\frac{1}{2}} e^{i\theta} \nabla \rho + i \rho^{\frac{1}{2}} e^{i\theta} \nabla \theta; \\ \nabla^2 \psi = -\frac{1}{4} \rho^{-\frac{3}{2}} (\nabla \rho)^2 e^{i\theta} + \frac{1}{2} \rho^{-\frac{1}{2}} e^{i\theta} \nabla^2 \rho + i \rho^{-\frac{1}{2}} e^{i\theta} \nabla \rho \nabla \theta - \\ - \rho^{-\frac{1}{2}} e^{i\theta} (\nabla \theta)^2 + i \rho^{\frac{1}{2}} e^{i\theta} \nabla^2 \theta \end{cases} \quad (4)$$

Если в уравнение (1), с учётом (3), подставить (2) и (4), а затем приравнять к нулю отдельно действительные и мнимые части получившегося выражения, то можно получить следующие два равенства:

$$\left[\left(\hbar \frac{\partial \theta}{\partial t} + e\varphi \right)^2 - c^2 \left(\hbar \nabla \theta - \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 - m_0^2 c^4 + c^2 \hbar^2 \frac{1}{\xi} \Delta^2 \xi \right] = 0 \quad (5)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(\hbar \frac{\partial \theta}{\partial t} + e\varphi \right) \right] - c^2 \nabla \left[\rho \left(\hbar \nabla \theta - \frac{e}{c} \vec{A} \right) \right] \right] = 0 \quad (6)$$

$$\text{где } \xi = \sqrt{\rho} \text{ - амплитуда } \psi\text{-волны,} \quad (7)$$

$$\Delta^2 \xi = \nabla^2 \xi - \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}. \quad (8)$$

Уравнение (6) можно получить иным способом. Именно, если уравнение (1) умножить на ψ^* , а сопряженное с (1) уравнение на ψ , и из первого вычесть второе, то получившееся выражение можно представить в виде [2], [3], [6], [7]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \vec{j}, \quad (9)$$

где
$$\rho = \frac{\hbar}{2im_0c^2} \left[\psi \frac{\partial \psi^*}{\partial t} - \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial t} \right] - \frac{e}{m_0c^2} \varphi \psi \psi^*, \quad (10)$$

а
$$\vec{j} = \frac{i\hbar}{2m_0} [\psi \nabla \psi^* - \psi^* \nabla \psi] - \frac{e}{m_0c} \vec{A} \psi \psi^*. \quad (11)$$

Определим скорость V в каждой точке пространства равенством [4]:

$$\vec{j} = \rho \vec{v} \quad (12)$$

С учётом (10) и (11) последнее представится в виде:

$$\begin{aligned} & \frac{i\hbar}{2m_0} [\psi \nabla \psi^* - \psi^* \nabla \psi] - \frac{e}{m_0c} \vec{A} \psi \psi^* = \\ & = \frac{\vec{v}\hbar}{2im_0c^2} \left[\psi \frac{\partial \psi^*}{\partial t} - \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial t} \right] - \frac{e\vec{v}}{m_0c^2} \varphi \psi \psi^* \end{aligned} \quad (13)$$

и после подстановки (2) и (4):

$$\left(\hbar \nabla \theta - \frac{e}{c} \vec{A} \right) = -\frac{\vec{v}}{c^2} \left(\hbar \frac{\partial \theta}{\partial t} + e\varphi \right) \quad (14)$$

В полученном соотношении (14) имеем суперпозицию двух слагаемых - одно (левые члены равенства) описывает свободное движение (нейтральный ток в (13)), а другое - вклад в суммарный ток, обусловленный электромагнитным полем с потенциалом (\vec{A}, φ) .

Примем гипотезу, что вклад от внешнего электромагнитного поля носит аддитивный характер, т.е. для соответствующих членов в выражении для тока (12), (13) справедливо равенство

$$\vec{j}_\Sigma = \vec{j}_{\text{своб}} + \vec{j}_{\text{эл}} = \vec{v}(\rho_{\text{своб}} + \rho_{\text{эл}}), \quad (15)$$

где вклад от электромагнитного поля $\vec{j}_{\text{эл}} = \vec{v}\rho_{\text{эл}}$ (16)

Исходя из этой гипотезы, в (14) можем приравнять почленно

$$\nabla \theta = -\frac{\vec{v}}{c^2} \frac{\partial \theta}{\partial t} \quad (17)$$

и
$$\vec{A} = \frac{\vec{v}}{c} \varphi \quad (18)$$

Мы видим, что предложенная гипотеза эквивалентна признанию того, что величины $\left(\hbar \nabla \theta; -\hbar \frac{\partial \theta}{\partial t} \right) = (\vec{p}; \hbar \omega) = (\vec{p}; \epsilon)$ и (\vec{A}, φ) являются релятивистски-инвариантными 4-х векторами, также как и их суперпозиция, входящая в соотношение для 4-х вектора (14).

¹³ Такое же выражение следует из (6), если рассматривать его с позиции равенства (9) и предположения (12).

С другой стороны, 4-х векторный характер потенциала поля и энергии-импульса (\vec{p}, ε) являются исходными постулатами при построении релятивистской квантовой теории, что доказывает обоснованность соотношений (17) и (18).

$$\text{Так как } \psi\psi^* = \xi^2 = \rho, \quad (19)$$

то подстановка в (10) $\psi, \psi^*, \frac{\partial\psi}{\partial t}, \frac{\partial\psi^*}{\partial t}$ из (2) и (4) должна обратить по-

следнее в тождество, при этом $\rho = -\frac{1}{m_0 c^2} \left(\hbar \frac{\partial\theta}{\partial t} + e\varphi \right) \rho$, следовательно

$$\left(\hbar \frac{\partial\theta}{\partial t} + e\varphi \right) = -m_0 c^2 \quad (20)$$

Рассуждая аналогично и учитывая (12), из (11) можно получить равенство

$$\vec{j} = \frac{1}{m_0} \left(\hbar \nabla\theta - \frac{e}{c} \vec{A} \right) \rho \equiv \rho \vec{v}, \text{ т.е.} \quad (21)^{14}$$

$$\hbar \nabla\theta - \frac{e}{c} \vec{A} = m_0 \vec{v}.$$

Если в (6) учесть калибровку Лоренца

$$\nabla \vec{A} = -\frac{1}{c} \frac{\partial\varphi}{\partial t} \quad (22)$$

и заменить по (17) и (18) $\nabla\theta$ на $\frac{\partial\theta}{\partial t}$, а \vec{A} на φ , и, кроме того, имея ввиду, что

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} = -\nabla \vec{j} = -\nabla(\rho \vec{v}) = -\nabla\rho \vec{v} - \rho \nabla \vec{v}, \quad (23)$$

то (6) можно представить в следующем виде $e\varphi \nabla \vec{v} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\hbar \frac{\partial\theta}{\partial t} \right) + \vec{v} \nabla \left(\hbar \frac{\partial\theta}{\partial t} \right)$.

Правая часть этого равенства есть полная производная от $\hbar \frac{\partial\theta}{\partial t}$, т.е.

$$e\varphi \nabla \vec{v} = \frac{d}{dt} \left(\hbar \frac{\partial\theta}{\partial t} \right) \quad (24)$$

Выше было отмечено, что импульс частицы \vec{p} и ее энергия ε являются релятивистски инвариантными компонентами четырехимпульса частицы и имеет место следующая связь между ними: $\vec{p} = \frac{\vec{v}}{c^2} \varepsilon$.

¹⁴ Аналогичное выражение получено Р.Фейнманом [4] при анализе нерелятивистского уравнения Шредингера.

По определению, сила есть полная производная импульса по времени, т.е.

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{\epsilon}{c^2} \frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{\vec{v}}{c^2} \frac{d\epsilon}{dt} \quad (25)$$

Из этого равенства, учитывая (24), получим выражение для силы, действующей на носитель заряда в электромагнитном поле,

$$\vec{F} = \frac{\epsilon}{c^2} \frac{d\vec{v}}{dt} - \frac{\vec{v}}{c^2} e\varphi \nabla \vec{v} \quad (26)$$

или, заменяя по (18) φ на \vec{A} ,

$$\vec{F} = \frac{\epsilon}{c^2} \frac{d\vec{v}}{dt} - \frac{e}{c} \vec{A} \nabla \vec{v} = \vec{F}' + \vec{F}'' \quad (27)$$

Таким образом, динамика движения существенно нарушается по сравнению с классическими представлениями, в случае когда имеет место ускоренное движение носителя заряда $\nabla \vec{v} \neq 0$ в сильном электромагнитном поле.

Первый член полученного уравнения движения (27) характеризует движение носителя заряда как «точечного» объекта и совпадает с классическим уравнением движения, а второй член отражает тот факт, что носитель заряда не является точечным объектом, а имеет внутреннюю структуру (ψ -волна с определённым законом пространственно-временной модуляции).

Как показано в основных материалах заявки, компонента силы, пропорциональная произведению вида $\vec{A} \nabla \vec{v}$, может быть получена и из принципа наименьшего действия¹⁵, если при получении уравнения движения, т.е. варьировании действия, перейти от формализма Лагранжа к формализму Эйлера, т.е. отказаться от трактовки носителя заряда как «точечного» объекта.

Для того чтобы выяснить конкретные физические условия, при которых существенен вклад от силы $\vec{F}'' = -\vec{v} e \varphi \nabla \vec{v} / c^2$, необходимо определить абсолютное значение φ . Положим $\varphi=0$ в пределах классического радиуса электрона $r_e = e^2 / mc^2 \cong 3 \cdot 10^{-13}$ см. Тогда на макроскопическом расстоянии от заряженной частицы потенциал $\varphi_\infty = e / r_e \cong 1,6 \cdot 10^3$ абс.

Соответственно, совокупность из N заряженных частиц создаёт потенциал

$$N\varphi_\infty \approx Ne / r_e = q_N / r_e \quad (28)$$

¹⁵ При одномерном движении полученные зависимости тождественны.

Чтобы сила \vec{F}'' была соизмерима с силой $\vec{F}' = m\vec{a}$, где \vec{a} - ускорение частицы, необходимо выполнение условия $e\varphi\nabla\bar{v}/\hbar \approx \omega_0^2 = m_0^2 c^4 / \hbar^2$ ¹⁶ или, с учетом (28),

$$\nabla\bar{v} \approx m_0^2 c^4 r_e / (e\hbar q_N) \quad (29)$$

Применительно к установке «РАНГ-1» можем считать $q_N \approx C_2 U_2$, (где $C_2 \sim 10$ пФ - собственная емкость вторичного контура (обмотки), $U_2 \sim 10^5$ В - характерное значение напряжения на вторичной обмотке). Из (29) получаем оценку $\nabla\bar{v} \approx 1,5 \cdot 10^8$ 1/сек.

В пересчете на свободное движение носителя заряда (электрона) в электрическом поле находим величину напряженности ускоряющего поля $U=10$ В/см, хорошо согласующуюся с экспериментальными условиями (с индукционным полем, создаваемым первичной обмоткой).

3. Интерпретация экспериментальных результатов с учетом эффекта оптимальной фильтрации («сжатия») частотно-модулированной ψ -волны. Пусть имеется $\nabla\bar{v} = \text{const}$ на каком-то участке одномерного движения носителя заряда, т.е. $v(x) = v_0 + ax$. Тогда для волны, описывающей это одномерное движение, можно записать

$$\psi(x, t) = \xi(x, t) \exp\left(-\frac{i}{\hbar}\left(\frac{\partial\theta}{\partial t}t - \nabla\theta x\right)\right), \text{ где для рассматриваемого случая}$$

движения можно положить

$$\xi(x, t) = \text{const}$$

$$\theta(x, t) = a_1 t + b_1 x + a_2 t^2 + b_2 x^2$$

Знак коэффициентов b_1, b_2 зависит от принятого направления движения волнового пакета. Такое колебание представляет частотно-модулированную волну с линейным законом модуляции частоты.

Для фиксированного момента времени t волна имеет вид (рис.2).

Существенно отметить, что при движении подобной волны в дисперсионной среде, какой является как вакуум, так и любое пространство, заполненное электромагнитным полем (в том числе и «внутренность» металла), происходит «сжатие» волнового пакета, приводящее к возрастанию амплитуды в определенной точке пространства при распространении волны в сторону нарастания фазы волновой функции. В то же время при распространении в обратную сторону волновой пакет «расползается», что приводит к уменьшению средней амплитуды.

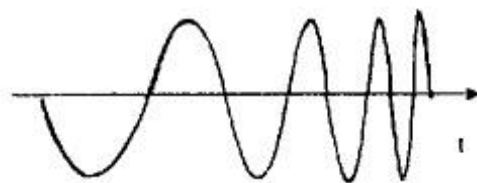


Рис.2.

¹⁶ Т.е. когда ширина спектра ψ -волны соизмерима с несущей частотой (существенное нарушение известных условий «квазиклассического» приближения [2],[3],[7]).

Если закон частотной модуляции согласован с дисперсионными характеристиками среды, то, как известно [8], [9], можно реализовать условия оптимальной фильтрации («сжатия») частотно модулированного колебания, при котором будет наблюдаться максимальное увеличение амплитуды ψ -волны в определенной точке пространства в определенный момент времени¹⁷.

Таким образом, мы приходим к выводу, что экспериментальные условия, при которых формируются подобные волновые пакеты, должны приводить к наблюдению существенной пространственной несимметрии.

В связи с тем, что потенциал поля ϕ определяет коэффициент преломления среды для волн де Бройля, при больших потенциалах можно ожидать наиболее яркого проявления указанной несимметрии.

Установка «РАНГ-1» характеризуется большими значениями ускорения носителей заряда (значительной модуляцией ψ -волны) и высоким эффективным потенциалом ϕ в проводе вторичной обмотки.

4. О возможности описания экспериментальных данных, полученных на установке «РАНГ-1», в рамках электродинамических представлений Максвелла и с учетом опытов Стюарта-Толмена, Мандельштама-Папалекси и др. На основе анализа общей квадратичной формы для кинетической энергии системы проводников с током, Максвелл [10] пришёл к выводу о возможности вклада в кинетическую энергию и соответственно в механическую и электродвижущую силу, обязанного ускоренному движению носителей зарядов в проводнике.

Однако, опираясь на результаты известных ему экспериментальных исследований, а также на результаты собственных экспериментов, Максвелл пришёл к выводу об отсутствии, или незначительной роли подобных сил, вследствие чего они не нашли отражения в известной нам электродинамической теории Максвелла. Сам Максвелл по этому поводу писал: «Поскольку до сих пор не было получено никакого очевидного доказательства существования таких членов, я в дальнейшем буду исходить из допущения, что они не существуют, или, по меньшей мере, не дают заметного эффекта, что значительно упростит нашу динамическую теорию» [10].

Существенно отметить, что более поздние эксперименты Стюарта-Толмена, Мандельштама-Папалекси и др. показали существование механических и электродвижущих сил, сопутствующих ускоренному движению носителей заряда.¹⁸

¹⁷ Приведенное рассуждение показывает, что обычно используемое соотношение неопределенности в квантовой механике требует существенного пересмотра [8].

¹⁸ Обратим внимание, что в подобных опытах наблюдается возникновение ЭДС в проводниках в условиях отсутствия внешнего электромагнитного поля (в отличие от индукцион-

Ускоренное движение заряда, в рамках первоначальных динамических построений Максвелла, позволяет интерпретировать результаты, полученные на установке «РАНГ-1», как проявление сил, предсказанных Максвеллом, и пропорциональных ускорению носителей заряда.

Отметим, что в установке «РАНГ-1» реализуются ускорения носителей зарядов на много порядков превосходящие те, которые создавались в экспериментальных установках Максвелла, Стюарта-Толмена и др.

Таким образом, мы рассмотрели несколько возможных подходов для теоретического объяснения полученных экспериментальных результатов: классический (анализ лагранжиана), квантовомеханический (анализ уравнения Клейна-Гордона-Фока и представление об оптимальной фильтрации частотно-модулированной волновой функции), а также возможность объяснений на основе представлений Максвелла об общих динамических соотношениях в теории электромагнетизма.

Общей чертой всех рассмотренных подходов, как мы видели, является появление специфических сил, связанных с ускоренным движением носителей зарядов.

Проведенные теоретические рассмотрения и опыты заставляют нас вернуться к первоначальным представлениям Максвелла и ввести указанные силы в современную электродинамическую теорию.

Литература

1. Основы электротехники/Под ред. К.А.Круга. М.-Л.: Госэнергонздат. 1952.
2. Левич В.Г. и др. Курс теоретической физики. Том II. М.: Наука, 1971.
3. Давыдов А.С. Квантовая механика. М.: Наука, 1973.
4. Фейнман Р. и др. Фейнмановские лекции по физике. Том 9. М.: Мир. 1967.
5. Соколов А., Иваненко Д. Квантовая теория поля. М.-Л.: ГИТТЛ, 1952.
6. Пятаевский Л.П., Лифшиц Е.М. Релятивистская квантовая теория. М.: Наука. 1971.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Краткий курс теоретической физики. Квантовая механика. М.: Наука. 1972.
8. Вакман В.Е. Сложные сигналы и принцип неопределенности. М.: Сов.радио, 1965.
9. Слока В.К. Вопросы обработки радиолокационных сигналов. М.: Сов.радио, 1970.
10. Максвелл Дж.К. Избранные сочинения по теории электромагнитного поля/Под ред. П.С.Кудрявцева. М.: ГИТТЛ, 1952.