А.К. Томилин

ОБОБЩЕННАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

Томилин А.К.

ОБОБЩЕННАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

Издание второе, переработанное и дополненное

Москва
2020

УДК 537.8
ББК 22.334
DOI 10.32986/978-5-93673-270-6-2020-04
Т56

Рецензенты:
Старший научный сотрудник
Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
док. физ.-мат. наук, проф. *Нефёдов Е.И.*

Заведующий кафедрой «Теоретическая электротехника»
Московского авиационного института
(национального исследовательского университета),
док. техн. наук, проф. *Кириллов В.Ю.*

Томилин Александр Константинович
Обобщенная электродинамика. Издание второе, переработанное и дополненное/ А.К. Томилин – М.: Изд-во «Триумф», «Лучшие книги», 2020. – 300 с.

ISBN 978-5-93673-270-6

В результате критического анализа известных несоответствий и парадоксов, встречающихся в электродинамике, сделан вывод об ограниченности современной электродинамической теории. Предложена физическая концепция обобщенной электродинамики, которая базируется на общей теории поля. Построена теория, учитывающая две компоненты магнитного поля: вихревую и потенциальную. Затрагиваются некоторые концептуальные проблемы естествознания, а также прикладные вопросы, открывающие новые перспективные пути развития науки, техники и технологий.

Второе издание монографии переработано и дополнено результатами исследований последних десяти лет. Книга рассчитана на научных работников, преподавателей, аспирантов и инженеров, занимающихся проблемами электромагнетизма, электротехники и радиофизики.

Объем – 300 с., иллюстраций – 116, использованных источников – 115.

Tomilin Alexander Konstantinovich
Generalized electrodynamics. Second edition, revised and supplemented/ A.K. Tomilin – M.: «Triumph» Publishing House, «Best Book Publishing», 2020. – 300 p.

As a result of a critical analysis of the known inconsistencies and paradoxes encountered in electrodynamics, it is concluded that the modern electrodynamic theory is limited. The physical concept of generalized electrodynamics based on general field theory is proposed. A theory is constructed with taking into account vortex and potential components of the magnetic field. Some conceptual problems of natural science are touched on, as well as applied issues that open up new promising ways of developing science, engineering and technology.

The second edition of the monograph is revised and supplemented by the results of studies of the last ten years. The book is intended for scientists, teachers, graduate students and engineers involved in the problems of electromagnetism, electrical engineering and radio physics.

Volume – 300 p., Illustrations – 116, bibliography – 115.

Содержание

Предисловие автора

В 2009 году вышло первое издание монографии «Обобщенная электродинамика». Ее электронная версия «Основы обобщенной электродинамики» распространилась в Интернете и вызвала интерес среди физиков, занимающихся проблемами электродинамики. Возникли контакты с зарубежными учеными, которые высказывали пожелание издать монографию на английском языке. За годы, прошедшие с момента выхода книги, получены новые результаты, развивающие и подтверждающие обобщенную теорию. Состоялись полезные дискуссии с коллегами на семинарах, конференциях, встречах и в ходе личной переписки. Получено и проанализировано много новой информации. Поэтому возникла идея подготовить второе, дополненное и переработанное издание монографии. В него включены результаты исследований последних десяти лет, устранены неточности и недостатки, замеченные в первом издании.

В процессе преподавания теоретического курса электродинамики, мне неоднократно приходилось обращать внимание на некоторые противоречия существующей теории физическому смыслу. Один из вопросов связан с механизмом распространения электромагнитной волны. Почему магнитный и электрический векторы изменяются синфазно? Получается, что энергия волны на фронте ее распространения изменяется от максимума до нуля. Во что она при этом превращается? Соответствует ли это представлению об электромагнитной волне как о процессе преобразования электрического поля в магнитное и наоборот? Мои попытки отыскать ясный ответ на этот вопрос в учебниках не увенчались успехом. Однако стало понятно, что некоторые авторы учебников тоже понимают эту проблему, но путей ее решения не видят.

Другой вопрос, который меня озадачил, относился к калибровкам Кулона и Лоренца. Каков их физический смысл? Любое налагаемое условие ограничивает теорию. Так не ограничиваем ли мы электродинамику путем введения калибровок? После этого вопроса я задумался над физическим смыслом векторного электродинамического потенциала и его свойствами. Обычно, обобщая любую теорию, мы выходим на более высокий уровень понимания и видим новые свойства, открываем неизвестные ранее явления. А в результате введения векторного электродинамического потенциала этого почему-то не произошло. Такое впечатление, что при помощи калибровок, закрыты новые горизонты, открывающиеся с вершины более высокого теоретического уровня.

Полагаю, с подобными вопросами приходилось сталкиваться всем, кто вдумчиво изучал теорию электричества и магнетизма. Остается впечатление какой-то искусственности современной теории, в которой на первое место поставлена математика, а физика отодвинута на второй план и поставлена в зависимость от использованных математических приемов.

Само понятие «магнитное поле» в большинстве учебников изложено так, что его физическая суть вообще не затрагивается. В результате не любой физик может толково ответить на вопрос: почему магнитное поле заряженного тела в системе отсчета, связанной с ним, отсутствует, а в подвижной системе оно есть? В лучшем случае последует ответ: магнитное поле – релятивистский эффект. Но ведь оно считается формой существования материи. А почему эта материя в одной системе отчета есть, а в другой ее нет? Этот вопрос обычно не обсуждается. И вообще, часто представляют электрическое и магнитное поля как два равнозначных объекта с симметричными свойствами. Разницу видят лишь в отсутствии магнитных зарядов (монополей), но и их обнаружение лишь дело времени – считают многие.

В середине 90-х годов мне довелось познакомиться с идеями томского физика Геннадия Васильевича Николаева. Благодаря его работам, я обратил внимание на проблему электромагнитного взаимодействия. Оказалось, что при рассмотрении взаимодействия токов в общем случае нарушается третий закон Ньютона. Просмотрев множество учебников, я обнаружил упоминание этой проблемы лишь в нескольких из них. Но и там глубокого анализа не нашел, проблема скрывалась за общими фразами. Некоторых авторов эта проблема вообще не смущает: они считают, что законы Ньютона в электродинамике не действуют…

Однако, мне и многим из моих коллег идея Г.В. Николаева о существовании силы, действующей по направлению тока или против него, долго казалась неприемлемой. Поэтому я с пониманием отношусь к отрицательной реакции физиков на эту идею при первом знакомстве с ней: давит груз устоявшихся представлений, в которых, кажется, недопустимо сомневаться. Только после повторения некоторых экспериментов Г.В. Николаева, и постановки первых собственных опытов, категоричное «Не может быть!» в моем сознании сменилось осторожным «Тут что-то есть…», и возникло желание разобраться с этим основательно.

Результаты многолетних исследований проблем электродинамики были представлены в первом издании монографии. Видимо, это издание было своевременным: с каждым годом заметно возрастает количество публикаций в авторитетных научных изданиях, где обсуждаются проблемы современной электродинамики, высказывается идея о необходимости качественного скачка в ее развитии. Уже определились контуры новой электродинамики. Она не отрицает электродинамику Максвелла, которая является сугубо вихревой, а дополняет ее описанием явлений, связанных с экспериментально обнаруженной потенциальной компонентой электромагнитного поля.

При подготовке первого издания монографии у меня возникали трудности с формированием библиографического списка. Серьезных работ по данной тематике было крайне мало. Приходилось ссылаться на публикации, размещенные в интернет-ресурсах. Часто в них не было глубокого анализа, а содержались лишь отдельные ценные крупинки новых знаний. Во втором издании библиографический список существенно расширен. В него включено много содержательных и глубоких исследований, опубликованных в последнее время в серьезных научных журналах и монографиях. Основные положения новой теории уже включены в некоторые учебные российские и зарубежные издания. Это означает, что новая научная концепция успешно развивается и завоевывает признание в научном мире.

Следующий этап связан с практическим применением результатов исследований. Работы в этом направлении ведутся совместно с заинтересованными организациями. Получены первые практически значимые результаты: созданы и испытаны образцы приемопередающей аппаратуры на продольных (электроскалярных) волнах. Аналогичные работы ведутся в зарубежных научных центрах.

Выражаю благодарность всем, кто помогал мне в этой работе, прежде всего соавторам совместных экспериментов и публикаций. При работе над первым изданием учтены полезные советы и замечания профессора Кириллова В.Ю. *(МАИ, г. Москва)*, профессора Нефёдова Е.И. *(ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, г. Москва)*, профессора Павлова

А.М. *(ВКГУ, г. Усть-Каменогорск)*. Второе издание дополнено результатами исследований, проведенных совместно с В. Sacco *(Центр исследований и технологических инноваций г. Турин, Италия)*, Мисюченко И.Л. и Викулиным В.С. *(г. Санкт-Петербург)*, учтены полезные советы Фефелова В.Н. *(г. Томск)* и других коллег.

Часть исследований выполнена при грантовой поддержке РФФИ № 13-01-90904 и № 14-31-50037.

Мои контакты: aktomilim@gmail.com aktomilin@tpu.ru

А.К. Томилин

«Нет предмета более увлекательного,
более достойного изучения, чем природа.
Понять этот великий механизм,
открыть действующие силы и законы,
которые им управляют – вот высшая
цель человеческого разума»
Н. Тесла

«…что же касается такого раздела
науки, как электродинамика, то человечество
будет поражено здесь исключительно
глубокими потрясениями и изменениями»
Г.В. Николаев

Введение

Современная электродинамическая теория сформировалась в конце XIX века благодаря работам Максвелла, Лоренца, Хэвисайда и Герца. Она позволила создать современные средства радиосвязи и телекоммуникаций. Однако за сто лет накопилось немало экспериментальных фактов, парадоксов и теоретических соображений, указывающих на ограниченность современной теории. В сложившейся ситуации, прежде всего, необходимо обратиться к истории развития электричества и магнетизма, для того чтобы попытаться найти сведения о явлениях и экспериментальных фактах, которые были известны классикам, но по каким-то причинам не были учтены в сформировавшейся теории. Поскольку физика – это наука о взаимодействии материальных объектов, на наш взгляд, прежде всего, следует обратиться к вопросу об электромагнитном взаимодействии. Именно этот вопрос был в центре внимания основателей электромагнитной теории: А.-М. Ампера, М. Фарадея, Дж. К. Максвелла. Обратившись непосредственно к первоисточникам [1-4], не трудно увидеть, что классики имели об электромагнитном взаимодействии более сложные представления, чем те, которыми принято пользоваться с середины XIX века. Не являются ли современные общепризнанные представления излишне упрощенными и ограниченными? Не содержат ли они противоречий? На эти вопросы предстоит ответить в первую очередь.

При решении поставленных вопросов невозможно не затронуть фундаментальные основы современной физики. Прежде всего, это касается понятий «поле» и «вакуум». В физике сложилась парадоксальная ситуация: с одной стороны, в теории относительности используется понятие вакуума, как пустого арифметизированного пространства (пространственно-временной континуум), с другой – в квантовой электродинамике вакуум наделяется физическими свойствами («физический вакуум»). Не возвращается ли физика на новом витке своего развития к эфиру?

Физическая концепция, основанная на представлениях об эфире, как известно, господствовала до конца XIX века и позволяла адекватно описывать природные феномены. Именно на основе представлений об эфире Н. Тесла [5] сделал открытия, которые с нынешних позиций кажутся парадоксальными. В этой связи уместно упомянуть фундаментальный труд Э. Уиттекера «История теории эфира и электричества» [6]. Автор этого труда, безусловно, понимал, что полный отказ от эфира лишает теорию физического содержания. Он постарался бережно сохранить все известные модели эфира и сопроводил их анализом, отражающим достоинства и недостатки.

При решении поставленных вопросов необходим прагматичный подход и основанный на нем научный метод, требующий критического отношения ко всем гипотезам, а также экспериментальной проверки теорий, на них основанных. Поэтому в настоящей монографии теоретический анализ чередуется с описанием экспериментов. Предложено объяснение исторических экспериментов Ампера по электромагнитному взаимодействию. Описаны эксперименты современных авторов, подтверждающие новые теоретические выводы. Полученные результаты использованы для объяснения некоторых давно известных физических парадоксов.

Целью настоящего исследования является критический анализ современной электродинамики и построение основ электромагнитной теории, учитывающей в полной мере известные явления и экспериментальные факты. Назовем ее ***обобщенной электродинамикой.***

В начале книги исследована проблема магнитостатического взаимодействия и сформулированы основные идеи новой теории. Затем в новой постановке представлены электродинамические процессы и теория электромагнитных волн. Уделено внимание проблеме энергетических соотношений в электродинамике, рассмотрены некоторые прикладные вопросы. Основной акцент сделан на физической сути изучаемых явлений. Примененный математический аппарат не выходит за рамки теории поля и теории дифференциальных уравнений в частных производных. Тензорное исчисление применяется лишь в нескольких случаях. Помимо фундаментальных трудов классиков [1-6], использована современная учебная и справочная литература [7-14]. При этом предпочтение отдано учебникам и справочникам, которые используются не одно десятилетие. В них отражена доминирующая в настоящее время научная концепция. По ходу изложения сделаны ссылки на современные публикации российских и зарубежных авторов по затронутым проблемам. При этом обращено внимание, как на попытки построения альтернативных теорий, так и на аргументы ученых, которые стремятся объяснить парадоксы электродинамики в рамках классических представлений.

I. ОБОБЩЕННАЯ МАГНИТОСТАТИКА

1. Проблема электромагнитного взаимодействия

Обратимся к вопросу о взаимодействии электрических токов. Как взаимодействуют два параллельных бесконечных проводника с током описано в любом школьном учебнике элементарной физики. Однако случай взаимодействия непараллельных токов большинство авторов не рассматривают, поскольку при этом обнаруживается нарушение третьего закона Ньютона. Попытки решения этой проблемы в рамках существующих представлений об электромагнитном взаимодействии предприняты в известных учебниках И.Е. Тамма [7], А.Н. Матвеева [8], Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшица [9], Э. Парселла [10].

Обычно отмечают [7], что постоянные токи по необходимости являются замкнутыми и «нарушение третьей аксиомы Ньютона связано лишь с представлением сил взаимодействия токов как сил попарного взаимодействия их элементов». Действительно, при описании взаимодействия двух замкнутых токов проблем не возникает. Однако такой подход не исключает возможность рассмотрения отдельного замкнутого контура с током ***в качестве электромеханической системы.*** Вопрос об изолированности такой системы является не простым и очень важным. Действительно, взаимодействие элементов тока происходит посредством электромагнитного поля, а наши представления о нем, к сожалению, нельзя считать исчерпывающими. Строго говоря, любая электромеханическая система не является изолированной, так как ее собственное электромагнитное поле связывает ее со всем окружающим материальным миром. При этом очень важно определиться с концепцией трактовки самого поля. ***Будем пока оставаться в рамках общепринятого корпускулярно-волнового дуализма,*** считая, что электромагнитное поле порождается движущейся заряженной частицей и связано с ней. Рассмотрим два случая: в первом – электромагнитное излучение отсутствует (стационарный случай), во втором (нестационарный случай) – система излучает.

В стационарном случае, полная энергия (механическая плюс электромагнитная) системы, состоящей из проводников, по которым течет постоянный ток, остается неизменной. Понятно, что в такой изолированной системе для внутренних сил третий закон Ньютона обязательно должен выполняться при рассмотрении взаимодействия любых двух точек, входящих в ее состав. На этом основании вполне закономерно рассматривать силы взаимодействия между двумя элементами тока $J_1 d\mathbf{s}_1$ и $J_2 d\mathbf{s}_2$, входящими в состав одного электрического контура и находящимися друг от друга на расстоянии $\mathbf{r}_{12}$ (вектор $\mathbf{r}_{12}$ направлен от элемента $J_2 d\mathbf{s}_2$ к элементу $J_1 d\mathbf{s}_1$). Пусть эти элементы расположены по отношению друг к другу произвольным образом. Рассмотрим взаимодействие этих элементов на основе существующих представлений. Первый элемент испытывает силовое воздействие со стороны второго

$$d\mathbf{F}_{12} = \frac{\mu_0 \mu J_1 J_2}{4\pi} \frac{d\mathbf{s}_1 \times \left(d\mathbf{s}_2 \times \mathbf{r}_{12} \right)}{r_{12}^3}, \tag{1.1}$$

а второй - со стороны первого:

$$d\mathbf{F}_{21} = \frac{\mu_0 \mu J_1 J_2}{4\pi} \frac{d\mathbf{s}_2 \times \left(d\mathbf{s}_1 \times \mathbf{r}_{21} \right)}{r_{21}^3}. \tag{1.2}$$

при этом $\mathbf{r}_{12} = -\mathbf{r}_{21}$.

Силы $d\mathbf{F}_{12}$ и $d\mathbf{F}_{21}$ являются поперечными и располагаются ортогонально к соответствующим токонесущим элементам. Из рис. 1 видно, что магнитные силы, действующие на элементы $J_1 d\mathbf{s}_1$ и $J_2 d\mathbf{s}_2$, не противоположны по направлению, что не соответствует закону «действия-противодействия».

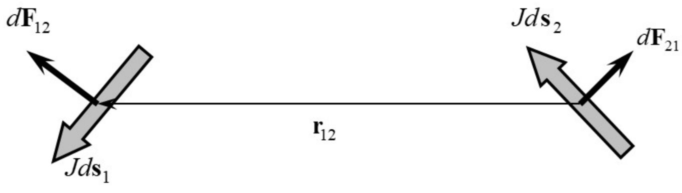


Рис.1 *Взаимодействие не параллельных токов*

Особенно сильно это несоответствие проявляется при рассмотрении взаимодействия участков токов, расположенных ортогонально по отношению друг к другу (рис. 2). В этом случае $d\mathbf{F}_{12} \neq 0$, а $d\mathbf{F}_{21} = 0$ поскольку $d\mathbf{s}_1 \times \mathbf{r}_{21} = 0$, то есть второй элемент с первым взаимодействует, а первый со вторым – нет.

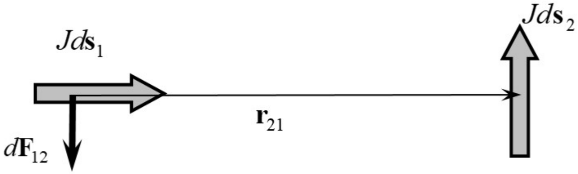


Рис. 2 *Взаимодействие ортогональных токов*

Заметим, что в отличие от большинства современных физиков, Ампер придавал проблеме электромагнитного взаимодействия первостепенное значение. Можно сказать, без преувеличения, что большая часть его трактата «Электродинамика» [1], посвящена именно проблеме взаимодействия подвижных проводников с током в зависимости от их взаимного расположения.

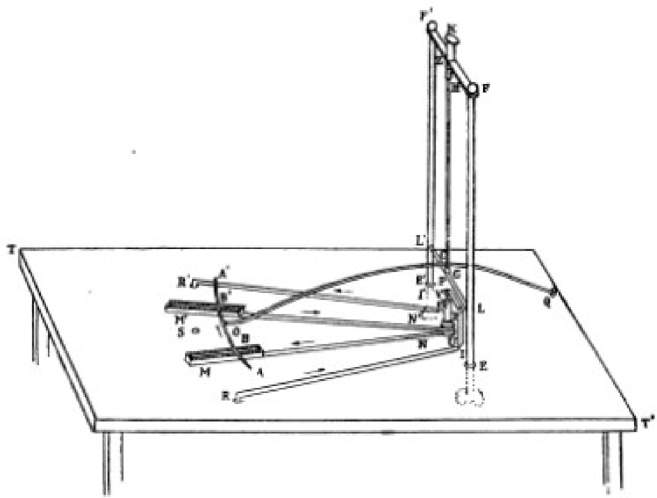


Рис. 3 *Первый эксперимент Ампера*

Обратимся к двум экспериментам Ампера [1]. Лабораторная установка первого эксперимента представлена на рис. 3, взятом из

«Электродинамики» Ампера. Схемы, представленные на рис. 4, поясняют этот эксперимент. На рисунках сохранены обозначения, введенные Ампером.

Поскольку конструкция позволяет расположить точки P и P' предельно близко друг другу, их можно считать совпадающими и условно выделить два замкнутых контура $RPR'SR$ и $PMM'P$. Желобки M и M' заполнены ртутью. На ртутных поверхностях плавает дуговой проводник AA', подвешенный таким образом, что может вращаться вокруг точки G. Если указанные контуры расположены симметрично относительно линии GS (рис. 4*а*), то проводник AA' остается неподвижным. Если же внутренний контур повернуть вокруг точки G, нарушив симметрию в расположении контуров (рис. 4*б*), то, как пишет Ампер «… дуга приходит в движение и скользит по ртути желобков M, M' вследствие действия замкнутого криволинейного тока, идущего из R' в S ».

К объяснению этого эксперимента мы еще вернемся. Сейчас достаточно подчеркнуть, что при определенных условиях наблюдается ***движение проводника вдоль тока, текущего в нем.***

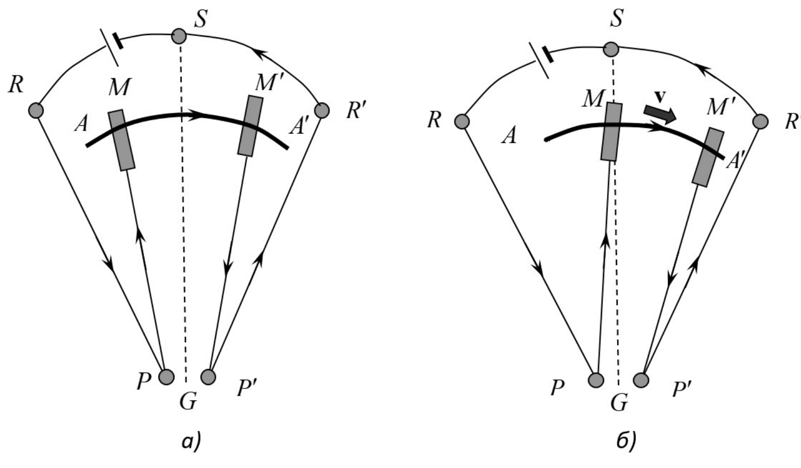


Рис. 4 *Объяснение первого эксперимента Ампера*

В соответствии с формулами (1.1) и (1.2) токи, расположенные на одной линии не должны взаимодействовать друг с другом. Приведем второй эксперимент [1], который, как полагал Ампер, опровергает этот вывод. Схема экспериментальной установки Ампера изображена на рис. 5. Она состоит из стеклянного сосуда, разделенного диэлектрической перегородкой. Обе камеры сосуда наполнены ртутью. В сосуд (на перегородку) помещается медный проводник *ABCDE*, имеющий подковообразную форму. Проводник покрыт изоляцией, только его обнаженные концы *A* и *E* имеют электрический контакт с ртутью. Проводник свободно плавает на поверхности ртути, причем его стороны *AB* и *ED* располагаются параллельно перегородке. Ртуть в каждой из камер соединяется с соответствующим полюсом источника тока. При этом наблюдается поступательное перемещение проводника вдоль перегородки, причем направление движения не зависит от направления тока в проводнике. Ампер делает вывод: «…что означает для каждой проволоки отталкивание между током, установившимся в ртути, и его продолжением в самой проволоке» [1]. То есть наблюдается ***взаимодействие токов, расположенных на одной линии.*** К этому выводу мы впоследствии еще обратимся и объясним результат этого эксперимента с других позиций.

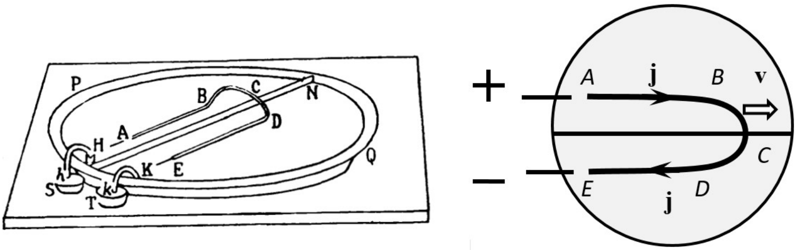


Рис. 5 *Второй эксперимент Ампера*

Для описания электромагнитного взаимодействия токов, произвольным образом расположенных по отношению друг другу, Ампер предложил формулу (закон Ампера) [1, 3, 6, 7]:

$$d\mathbf{F}_{21} = \frac{\mu_0 \mu J_1 J_2}{4\pi} \left\{ \frac{3}{r_{21}^5} \left(d\mathbf{s}_1 \cdot \mathbf{r}_{21} \right) \left(d\mathbf{s}_2 \cdot \mathbf{r}_{21} \right) - \frac{2}{r_{21}^3} \left(d\mathbf{s}_1 \cdot d\mathbf{s}_2 \right) \right\} \mathbf{r}_{21} \cdot \qquad (1.3)$$

Из нее следует два вывода:

1) элементарные участки тока, расположенные взаимно ортогонально, как показано на рис. 2, вообще не должны взаимодействовать между собой;

2) при всех прочих положениях двух элементов магнитные силы лежат на одной линии действия (рис. 6).

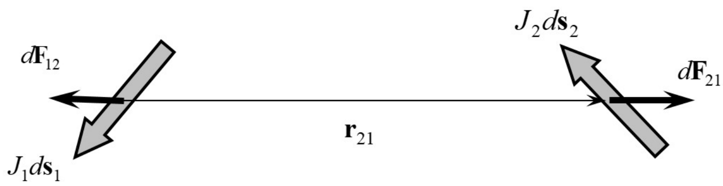


Рис. 6 *Объяснение закона Ампера (1.3)*

Эти выводы вызывают сомнения. Первый – так как нет физических оснований считать, что на рис. 2 $d\mathbf{F}_{12} = 0$. Второй – предполагает потенциальность сил (поскольку силы расположены на одной линии), что не характерно для электромагнитного взаимодействия вообще и, для магнитостатического, в частности. По этим причинам закон Ампера (1.3) в современной электродинамике не используется и упоминается лишь как исторический факт. Но с другой стороны, этот закон в отличие от формул (1.1) и (1.2) описывает взаимодействие токов, расположенных на одной линии. Таким образом, есть основание полагать, что каждый из подходов (Ампера и современный) обладает недостатками, не позволяющими одновременно учесть все свойства электромагнитного взаимодействия: наличие поперечной и продольной составляющих, в также вихревой характер полной электромагнитной силы.

Решение этой проблемы обычно видят в законе сохранения полного (механического и электромагнитного) количества движения [7]. Если процесс нестационарный, то излучаемые элементами электромагнитные импульсы (на рис. 7 им соответствуют силы $d\mathbf{f}_1'$ и $d\mathbf{f}_2'$) направлены по соответствующим токам, а сами элементы испытывают при этом действие сил «торможения излучением» [10], обозначенных символами $d\mathbf{f}_1$ и $d\mathbf{f}_2$ соответственно. В состав системы в этом случае, кроме токонесущих элементов, следует включать и электромагнитное излучение. Однако введение этих сил не решает поставленную задачу, поскольку очевидно, что сумма пяти внутренних сил, изображенных на рис. 7, не равна нулю, так как для четырех сил попарно выполняются равенства: $d\mathbf{f}_1' = d\mathbf{f}_1$, $d\mathbf{f}_2' = d\mathbf{f}_2$, а пятая сила $d\mathbf{F}_{21}$ остается не скомпенсированной.

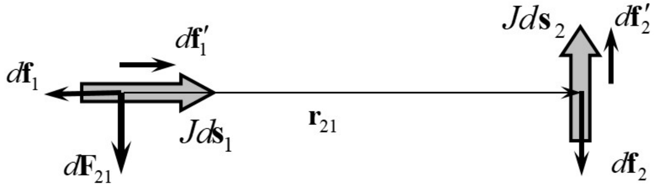


Рис. 7 *Взаимодействие нестационарных ортогональных токов*

Если, оставаясь в рамках общепринятых представлений об электромагнитном поле, смоделировать неизолированную систему, в которой электромагнитное поле считается внешним объектом, то силы $d\mathbf{f}_1$ и $d\mathbf{f}_2$ рассматриваются как внешние. А парадокс трех внутренних сил опять останется неразрешенным.

Таким образом, в качестве первого вывода следует отметить, что ***современная электродинамика не позволяет разрешить проблему взаимодействия непараллельных токов.***

Эту задачу часто пытаются рассматривать на уровне взаимодействия двух движущихся точечных зарядов. При этом возникает множество дополнительных проблем:

- необходимо учитывать кулоновское взаимодействие между частицами,

-все процессы следует рассматривать с учетом запаздывания (потенциалы Лиенара-Вихерта [10]),

- так как равномерность движения частиц обеспечить невозможно (уже вследствие кулоновского взаимодействия), необходимо учитывать токи смещения и процессы излучения, а, следовательно, и силы «торможения излучением» (лоренцевы силы трения),

- кроме того, невозможно обеспечить прямолинейность движения свободных частиц.

По-существу такой подход приводит к постановке совершенно другой задачи, которая выходит далеко за рамки макроскопической электродинамики. Она, безусловно, интересна, тем более, как пишет Матвеев А.Н. [8], ***«невыполнимость третьего закона Ньютона в простейшей форме является следствием общих релятивистских свойств пространства и времени».*** С этим выводом нельзя не согласиться, поскольку все противоречия и парадоксы современной физики связаны с этими понятиями, точнее ***с нашими представлениями о них.*** Однако ограничим наше исследование лишь проблемами макроскопической электродинамики, общие проблемы физики при этом будут затронуты лишь косвенно.

При рассмотрении парадокса взаимодействия непараллельных токов Николаев Г.В. выдвинул, на наш взгляд, весьма плодотворную идею [16-19]. Ее суть состоит в предположении о существовании еще одной составляющей электромагнитного взаимодействия, которая приводит к возникновению силы, действующей по направлению тока. Некоторые авторы предлагают называть ее ***силой Николаева***. По существу, гипотеза Николаева Г.В. восходит к идее Ампера, которая отражена в законе (1.3), поэтому справедливо использовать термин ***«сила Ампера-Николаева».*** Путем введения такой силы решается парадокс взаимодействия непараллельных токов в некоторых частных случаях. Например, при взаимно перпендикулярном расположении элементов тока с учетом продольной магнитной силы (рис. 8) должно быть:

$$d\mathbf{F}_{12} = -d\mathbf{F}_{21} \ .$$

Возникает еще один принципиальный вопрос: образуют ли эти силы пару с определенным вращающим моментом? Как известно, парой сил называется система двух одинаковых по модулю антипараллельных сил, приложенных ***к одному твердому телу***. Исходя из этого, при взаимодействии двух не связанных между собой объектов, пара сил не образуется. Если же взаимодействуют два объекта, связанные между собой механически, то есть входящие в состав одной электромеханической системы, то можно ошибочно заключить, что под действием сил, в случае, изображенном на рис. 8, система будет вращаться. Этот вопрос детально обсуждается в подразделах 4 и 5, где показано, что в любой электромеханической системе суммы внутренних электромагнитных сил (Лоренца и Николаева) и их моментов всегда равны нулю.

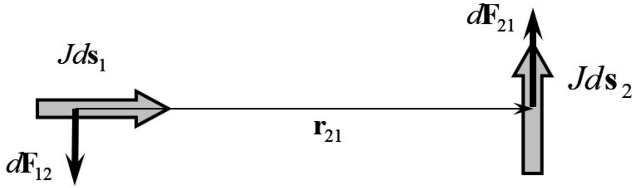


Рис. 8 *Решение парадокса о взаимодействии ортогональных токов*

Общий случай взаимодействия элементов тока при любом их взаимном расположении рассмотрим в подразделе 5, где будет сформулирован обобщенный закон электромагнитного взаимодействия.

Результат первого опыта Ампера (рис. 3 и 4), описанного выше, легко объясняется наличием продольных магнитных сил, возникающих при взаимодействии токов, расположенных взаимно перпендикулярно. При симметричном расположении контуров (рис. 4*а*), ток, текущий по дуге AA', в одинаковой мере взаимодействует с перпендикулярными к нему отрезками MP и $M'P'$, а также с другой парой перпендикулярных отрезков RP и $R'P'$. В случае, представленном на рис. 4*б*, воздействие на дуговой ток со стороны токов MP и $M'P'$ по-прежнему остается скомпенсированным, а токи RP и $R'P'$ в силу асимметричного расположения контуров по разному воздействуют на подвижный проводник AA', что приводит к его движению.

Обратимся к объяснению второго эксперимента Ампера, представленному на рис.5. В нем наблюдается отталкивание проводников с токами, текущими в одном направлении. Покажем, что результат и этого эксперимента объясняется взаимодействием ортогональных токов. Ток, текущий в ртути, распределяется по ее объему. При этом линии тока искривляется. На рис. 9 изображена одна из линий тока в ртути (вид сбоку). В точке *А* токи в ртути и в проводнике расположены взаимно ортогонально, при этом на проводник действует сила, направленная по току.

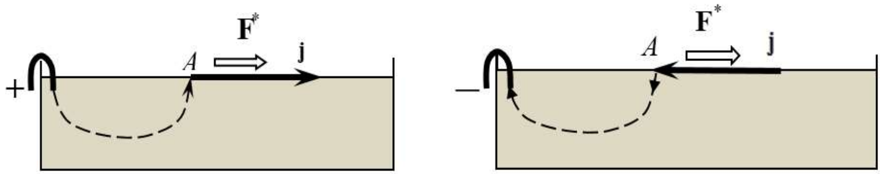


Рис. 9 *Объяснение второго эксперимента Ампера*

Если рассмотреть токовую ветвь, соединенную с отрицательным полюсом батареи, то направление тока на рисунке изменится, но направление силы $\mathbf{F}^*$ останется прежним. Поэтому проводник, плавающий на поверхности ртути, всегда движется от источника тока.

Несмотря на то, что Ампер, очевидно, неверно объяснил результат этого эксперимента, его предположение о взаимодействии однонаправленных токов представляется правильным. Механизм этого взаимодействия и направление возникающих при этом сил рассмотрим в подразделе 5.

Понятно, что гипотеза Николаева Г.В. требует серьезного теоретического обоснования и всесторонней экспериментальной проверки. Обратимся к историческим фактам. Итак, Ампер считал, что в общем случае магнитная сила имеет две компоненты: одна из них ортогональна току, текущему в проводнике, другая действует по току или против него. Проследим отражение этой идеи Ампера в трудах Максвелла [3-4].

Исследованиям Ампера по взаимодействию электрических токов Максвелл отводит главу II второго тома [3]. При этом он обращается к эксперименту, идея которого представлена на рис. 3 и 4. Однако Максвелл рассматривает только случай симметричного расположения контуров в опыте Ампера и делает вывод: «Обнаружено, что никакой замкнутый контур, помещаемый поблизости, не в состоянии приводить этот проводник в движение». Исходя из этого, Максвелл заключает: «Единственным экспериментальным фактом, использованным нами в этом исследовании, является факт, установленный Ампером и состоящий в том, что действие замкнутого контура на произвольный участок другого контура перпендикулярно направлению последнего». Случай, когда контуры расположены несимметрично, Максвеллом не исследован.

В трактате Максвелла имеется ссылка и на другой эксперимент Ампера (рис. 5), в котором наблюдается взаимодействие токов, текущих вдоль одной прямой. Однако этот случай Максвеллом подробно не исследован, «поскольку на опыте мы имеем дело только с замкнутыми контурами» [3].

Тем не менее, Максвелл приводит выражение для составляющих сил, действующих со стороны элемента $d\mathbf{s}'$ на элемент $d\mathbf{s}$, в наиболее общей форме. При этом выражение содержит три компоненты силы:

- в направлении $\mathbf{r}$, то есть по линии, соединяющей центры элементов,
- в направлении $d\mathbf{s}$,
- в направлении $d\mathbf{s}'$.

Анализируя возможные предположения о направлении силы между двумя элементами Максвелл [3] пишет «…несомненно, наилучшим является принадлежащее Амперу, так как это единственное предположение, которое делает силы между элементами не только равными и противоположными, но и действующими по прямой линии, их соединяющей». Максвелл полагает, что две последние из перечисленных компонент силы равны нулю, и магнитные силы действуют по линии, соединяющей центры выделенных элементов, как это изображено на рис. 6. При этом выделяются две компоненты магнитной силы: поперечная и продольная. О недостатках такого подхода уже было сказано выше.

Таким образом, Максвелл был приверженцем закона Ампера (1.3), признавая его в качестве основного. К сожалению, ему не удалось устранить недостатки этого закона, сохранив суть: возможность поперечного и продольного взаимодействия.

В монографии Э. Уиттекера [6] прослеживается дальнейшая история развития представлений об электромагнитном взаимодействии. В частности, имеется ссылка на точку зрения О. Хэвисайда, высказанную в 1888 году: «Ученые, не менее авторитетные, чем великий Максвелл, утверждают, что закон силы между двумя элементами тока – основная формула электродинамики. Если бы это было так, разве мы не применяли бы его всегда? А применяем ли мы его вообще? Я уверен, что здесь какая-то ошибка. Я ничуть не хочу лишить Ампера чести называться отцом электродинамики; я всего лишь хочу передать звание основной другой формуле, выражающей механическую силу, которая действует на элемент проводника, несущего ток в любом магнитном поле – векторное произведение тока и магнитной индукции. В этой формуле есть нечто реальное; она не похожа на формулу силы между двумя незамкнутыми элементами; она фундаментальна; и, как всем известно, ее постоянно используют, прямо или косвенно (через электродвижущую силу), как теоретики, так и практики».

Таким образом, во второй половине XIX века возобладал подход, исключающий продольное электромагнитное взаимодействие. При этом отказались и от возможности рассматривать взаимодействие элементов тока, стали рассматривать только взаимодействие замкнутых контуров или бесконечных линейных токов. Единственную компоненту электромагнитного взаимодействия – поперечную магнитную силу стали называть в честь Ампера. С анализа проблем, которые влечет за собой такой подход, мы и начали наше исследование.

Исторически сложившиеся представления об электромагнитном взаимодействии являются ограниченными. Они позволяют описывать только взаимодействие бесконечных параллельных токов или простейших (одноконтурных) электрических систем. Взаимодействие между сложными (многоконтурными) электрическими системами невозможно объяснить с использованием только поперечной силы Ампера.

1. Теоретические основы обобщенной магнитостатики

Основу классической магнитостатики, как известно, составляют дифференциальные уравнения:

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{A}\,, \tag{2.1}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = 0, \tag{2.2}$$

где $\mathbf{A}$ – векторный потенциал, $\mathbf{H}$– напряженность магнитного поля, μ_0 – магнитная постоянная.

В учебниках электродинамики, например [7-10], обычно делается замечание о том, что векторный потенциал $\mathbf{A}$ физического смысла не имеет и используется как вспомогательная функция, а условие кулоновской нормировки (2.2) вводится, чтобы устранить неоднозначность этой функции. Согласно условию (2.2) в магнитостатике линии вектора $\mathbf{A}$ должны быть замкнутыми, т.е. поле этого вектора является вихревым. Магнитное поле, определяемое вектором $\mathbf{H}$, тоже имеет сугубо вихревой характер, что подтверждается картиной из железных опилок.

Заметим, что отождествление магнитного поля с картиной из железных опилок, возникшее на самой ранней стадии изучения магнетизма, ничем не обосновано. Возможно, ли описать электромагнитное взаимодействие во всех случаях, пользуясь только представлением о магнитных силовых линиях? Такой вопрос своевременно не был поставлен. Это – одна из причин, приведших к ограниченности современной электродинамической теории.

Для полного определения магнитного поля австрийский профессор С. Маринов [16] предложил ввести скалярную функцию H^* (или B^*), связанную с векторным потенциалом следующим образом:

$$H^* = -\frac{1}{\mu_0}\nabla \cdot \mathbf{A} \quad \text{или} \quad B^* = -\nabla \cdot \mathbf{A}\,. \qquad (2.3)$$

Такой подход соответствует основной аксиоме теории поля – теореме Гельмгольца [20]: если дивергенция и ротор поля (в данном случае поля вектора $\mathbf{A}$), обращающегося в ноль на бесконечности, определены в каждой точке $\mathbf{r}$ некоторой области, то всюду в этой области поле вектора $\mathbf{A}$ может быть представлено (с точностью до векторной постоянной) в виде суммы соленоидального и потенциального полей:

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_r + \mathbf{A}_g\,, \qquad (2.4)$$

где $\mathbf{A}_r = \mathbf{A}_{rot}$ – соленоидальная (вихревая) компонента, $\mathbf{A}_g = \mathbf{A}_{grad}$ – потенциальная (градиентная) компонента.

Таким образом, соотношение (2.3) отменяет искусственную калибровку (2.2) и позволяет построить более полную теорию – обобщенную магнитостатику. Напряженность векторного магнитного поля $\mathbf{H}$ при этом по-прежнему определяется по формуле (2.1). Понятно, что введенный таким способом векторный потенциал $\mathbf{A}$ обладает иными свойствами, чем в классической электродинамике. Прежде всего, из (2.3) следует, что поле вектора $\mathbf{A}$ имеет источники и стоки, которые характеризует функция H^*. Источникам поля вектора $\mathbf{A}$ соответствуют отрицательные значения H^*, а стокам – положительные.

Заметим, что в обобщенной магнитостатике, как и при классическом подходе, встает вопрос об однозначности определения вектора $\mathbf{A}$. Проблема градиентной инвариантности потенциалов электромагнитного поля будет рассмотрена в подразделе 14.

В монографиях Николаева Г.В. [16-17] приведены уравнения, которые предлагается положить в основу обобщенной магнитостатики:

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0, \tag{2.5}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} + \nabla H^* = \mathbf{j}. \tag{2.6}$$

Из (2.6) следует, что ток проводимости, кроме обычного векторного (вихревого) магнитного поля, порождает еще и скалярное (потенциальное или градиентное) магнитное поле. Обратим внимание на то, что уравнение (2.6) соответствует теореме Гельмгольца применительно к магнитному полю токов $\mathbf{j}(\mathbf{r})$.

Итак, в соответствии с теоремой Гельмгольца магнитное поле предлагается описывать двумя функциями: векторной $\mathbf{H}$, и скалярной H^*. Николаев Г.В. называл нововведенную составляющую ***скалярным (потенциальным) магнитным полем (СМП)*** в отличие от обычного ***векторного (вихревого) магнитного поля.*** Соответственно функцию H^* будем называть напряженностью СМП. Денисов А.А. [21] вместо термина «скалярное» использует термин «стрикционное» поле.

Как известно, в классической магнитостатике используется уравнение:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j}, \tag{2.7}$$

которое выводится из закона полного тока. Его справедливость обычно демонстрируется на примере одного или нескольких ***бесконечных токов*** [8], магнитные поля которых определяется только вихревой компонентой. ***Системы замкнутых токов*** при этом никогда не рассматриваются. Однако бесконечный ток представляет собой абстракцию и не удовлетворяет условию теоремы Гельмгольца, поскольку не обращается в ноль на бесконечности. В подразделе 6 будет показано, что закон полного тока в форме (2.7) не всегда выполняется применительно к системе нескольких контуров с током, то есть он является частным случаем ***обобщенного закона полного тока***.

Здесь уместно сделать важное замечание: ***применительно к векторному (вихревому) полю следует различать термины «полоидальное» и «соленоидальное».*** Векторное магнитное поле прямолинейного тока является полоидальным и представляется кольцевыми силовыми линиями, магнитные полюсы при этом не определяются. Круговой ток (или соленоид) создает магнитное поле тороидальной конфигурации, его принято называть соленоидальным. В соленоидальном магнитном поле можно определить магнитные полюсы. Обратим внимание: ***в теореме Гельмгольца идет речь именно о соленоидальном магнитном поле.***

Вполне можно представить распределение токов, отвечающих условию теоремы Гельмгольца: $\nabla \times \mathbf{j} \neq 0$ и $\nabla \cdot \mathbf{j} \neq 0$, т. е. заданы отличные от нуля ротор и дивергенция поля $\mathbf{j}(\mathbf{r})$. Понятно, что при этом придется иметь дело не с отдельным током, а с системой токов проводимости, образующих это поле. Часть из них замкнутые, а другие – нет, поскольку имеются источники и стоки. Именно такой подход и заложен в основу обобщенной электродинамики. При этом нет необходимости рассматривать бесконечные токи, т. е. можно выполнить условие обращения поля в ноль на бесконечности: $\mathbf{j}(\infty) = 0$. Но при такой общей постановке задачи не обеспечивается условие стационарности незамкнутых токов проводимости. Придется рассматривать нестационарные процессы, учитывать токи смещения, т.е. выходить за рамки магнитостатики, которую мы сейчас рассматриваем. Следовательно, в магнитостатике в общем случае следует рассматривать множество замкнутых токов. Для описания магнитостатического поля системы замкнутых токов необходимо использовать теорему Гельмгольца, а не закон полного тока в его частной форме (2.7).

Таким образом, можно сказать, что ***использование кулоновской калибровки (2.2) и абстрактной модели линейного бесконечного тока или уединенного замкнутого контура привело к ограниченному представлению о магнитостатическом поле, поскольку учитывается только одна из его компонент. По этой причине и современные представления об электромагнитном взаимодействии***

тоже не являются полными. Реальные электрические системы создают магнитное поле с более сложной структурой.

Подставив в (2.6) уравнения (2.1) и (2.3), получим:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) - \nabla (\nabla \cdot \mathbf{A}) = \mu_0 \mathbf{j} .$$

В результате приходим к уравнению Пуассона:

$$\Delta \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{j} . \tag{2.8}$$

Уравнение (2.8) записано для вакуума. Векторный потенциал при таком подходе, как и в традиционной магнитостатике, удовлетворяет уравнению Пуассона, однако, при его выводе не потребовалось применять условие (2.2).

Решение уравнения Пуассона (2.8) в общем случае записывается в виде:

$$\mathbf{A}(x', y', z') = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_\tau \frac{\mathbf{j}(x, y, z)}{r} d\tau , \tag{2.9}$$

где $r = \sqrt{(x' - x)^2 + (y' - y)^2 + (z' - z)^2}$ – модуль радиус-вектора, определяющего расстояние между элементом объема $d\tau$, в котором течет ток плотности $\mathbf{j}$, и точкой определения потенциала $\mathbf{A}$. Начало радиус-вектора $\mathbf{r}$ будем определять координатами x,y,z, а конец – штрихованными координатами: x', y', z'.

В качестве одного из самых важных выводов на этом этапе исследования отметим, что ***обе компоненты единого магнитного поля определяются при помощи векторного электродинамического потенциала. Следовательно, векторный электродинамический потенциал* A *можно принять в качестве основной характеристики полного магнитостатического поля.*** Вопрос об однозначности электродинамического потенциала рассмотрен в подразделе 14.

Заметим, что наряду с напряженностью СМП $H^*(x', y', z')$ можно использовать и индукцию СМП: $B^*(x', y', z')$. Связь между ними представляется соотношением:

$$B^* = \mu' \mu_0 H^* . \tag{2.10}$$

Обратим внимание на то, что в этом соотношении используется та же относительная магнитная проницаемость μ', что и в соотношении между векторами $\mathbf{B}$ и $\mathbf{H}$. Как известно векторное магнитное поле оказывает ориентирующее действие на магнитные моменты электронных токов. Именно такой результат электромагнитного воздействия на вещество интегрально выражает относительная магнитная проницаемость вещества μ'. Механизм воздействия СМП на вещество рассмотрим позднее в подразделе 7, с привлечением известных экспериментальных результатов. Тогда и будет показана справедливость соотношения (2.10). Этот вывод вытекает из соображений единства магнитного поля, все характеристики которого представлены 4-мерным вектором $\left(\mathbf{H}, H^*\right)$.

В отношении размерности характеристик СМП наблюдается полная аналогия с соответствующими характеристиками векторного магнитного поля: H^* измеряется в *А/м*, а B^* – в *Тл*.

2. Магнитное поле прямолинейного тока

Как известно [8], в результате применения к (2.9) оператора «ротор» получается закон Био-Савара-Лапласа:

$$\mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A} = \frac{1}{4\pi} \int_\tau \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{r}}{r^3} d\tau . \tag{3.1}$$

Отсюда для напряженности магнитного поля, созданного бесконечным линейным током, получается известная формула:

$$\mathbf{H} = \frac{J}{2\pi r_0} \boldsymbol{\tau}^0 . \tag{3.2}$$

где $\boldsymbol{\tau}^0$- единичный вектор касательной к окружности радиуса r_0, охватывающей ток и расположенной в перпендикулярной к нему плоскости.

Для напряженности векторного магнитного поля, созданного ***конечным прямолинейным участком тока*** (рис.10), из закона Био-Савара-Лапласа получается известная формула [8]:

$$\mathbf{H}(x',y',z') = \frac{J}{4\pi r_0}(\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2)\boldsymbol{\tau}^0 . \tag{3.3}$$

где r_0 - кратчайшее расстояние от проводника до точки *M*, углы α_1 и α_2 образуются с положительным направлением оси *Oz* радиус-векторами $\mathbf{r}_1$ и $\mathbf{r}_2$, проведенными из концов участка тока в точку *M*.

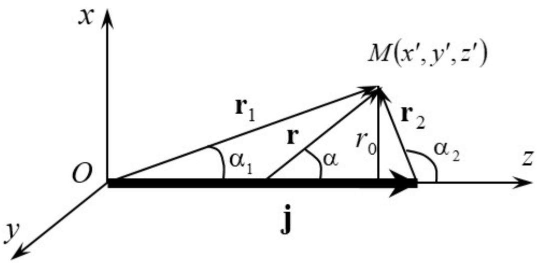


Рис. 10 *Определение магнитного поля, созданного участком прямолинейного тока*

Применив оператор «дивергенция» по штрихованным координатам к (2.9), получим:

$$\nabla' \cdot \mathbf{A}(x',y',z') = \frac{\mu_0}{4\pi}\int_\tau \nabla' \cdot \frac{\mathbf{j}(x,y,z)}{r} d\tau . \tag{3.4}$$

Здесь учтено, что порядок интегрирования и вычисления дивергенции в правой части можно поменять, так как они выполняются по различным координатам. Преобразуем подынтегральное выражение:

$$\nabla' \cdot \frac{\mathbf{j}(x,y,z)}{r} = \frac{1}{r}\nabla' \cdot \mathbf{j}(x,y,z) + \mathbf{j} \cdot \nabla' \frac{1}{r} = -\frac{\mathbf{j}\cdot\mathbf{r}}{r^3}. \tag{3.5}$$

Здесь $\nabla' \cdot \mathbf{j}(x, y, z) = 0$, так как при вычислении дивергенции дифференцирование ведется по штрихованным координатам. В результате получим ***аналог закона Био-Савара-Лапласа,*** при помощи которого можно определять напряженность СМП, созданного токами, текущими в области τ :

$$H^* = \frac{1}{4\pi} \int_\tau \frac{\mathbf{j} \cdot \mathbf{r}}{r^3} d\tau . \qquad (3.6)$$

Подчеркнем, что, вычислив $\nabla' \cdot \mathbf{A}$ с использованием решения уравнения Пуассона (2.9), мы получили выражение отличное от нуля. Это напрямую доказывает неправомерность использования калибровки Кулона (2.2) в общем случае. В традиционной теории оператор «дивергенция» никогда к решению уравнения Пуассона не применяется. Этим исключается понятие СМП, хотя векторный потенциал, определенный при помощи (2.9) эту компоненту магнитного поля содержит.

Учитывая, что

$$\mathbf{j} \cdot \mathbf{r} = jr \cos\alpha = jz ,$$

получим формулу, аналогичную (3.3), позволяющую определять напряженность СМП, созданного участком тока конечной длины:

$$H^*(x', y', z') = \frac{J}{4\pi} \int_0^L \frac{z dz}{r^3} = \frac{J}{4\pi} \frac{(r_1 - r_2)}{r_1 r_2} = \frac{J}{4\pi r_0} (\sin\alpha_2 - \sin\alpha_1) \cdot \qquad (3.7)$$

Предложенный выше путь, позволяет определить обе компоненты магнитного поля, но при этом не затрагиваются свойства самого векторного потенциала. Выполним прямое интегрирование в выражении (2.9). Вначале вычислим векторный потенциал поля бесконечно длинного прямолинейного тока *J*, направленного по оси *z*. Координатную плоскость *Oxy*, не нарушая общности рассуждений, можно расположить, так, чтобы точка определения поля находилась на ней: $M(x', y', 0)$, т.е. $z' = 0$ (рис. 11). Так как любой элемент этого тока *dz* располагается на оси *Oz*, то $x = 0$, $y = 0$, и радиус-вектор, проведенный от элемента проводника до точки *M*, выражается через координаты в виде:

$$r = \sqrt{x'^2 + y'^2 + z^2} .$$

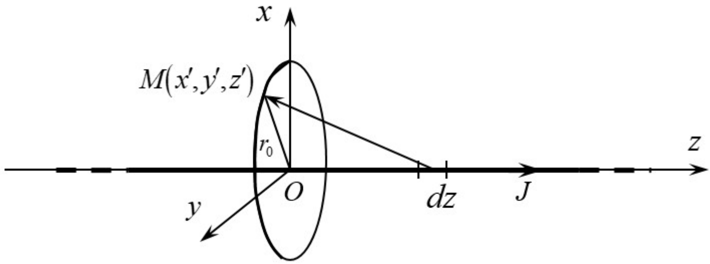


Рис. 11 *Определение магнитного поля бесконечного линейного тока*

Разбив бесконечный ток на два полубесконечных участка, в результате интегрирования из (2.9) получим:

$$\mathbf{A}=\frac{\mu_0 J}{2\pi}\int_0^\infty \frac{dz}{\sqrt{x'^2+y'^2+z^2}}\mathbf{z}^0=\frac{\mu_0 J}{2\pi}\ln\left|z+\sqrt{x'^2+y'^2}\right|\Big\|_0^\infty \mathbf{z}^0 .$$

В этом выражении нужно определиться со значением $\mathbf{A}$ при $z\to\infty$, то есть требуется нормировка векторного потенциала. Очевидно, в соответствие с теоремой Гельмгольца, в качестве такого условия следует принять:

$$\mathbf{A}_\infty = 0 . \qquad (3.8)$$

Тогда получим:

$$\mathbf{A}(x',y')=-\frac{\mu_0 J}{2\pi}\ln\left|\sqrt{x'^2+y'^2}\right|\cdot\mathbf{z}^0=-\frac{\mu_0 J}{2\pi}\ln|r_0|\cdot\mathbf{z}^0 . \qquad (3.9)$$

Не трудно показать, что дивергенция вектора $\mathbf{A}$, выраженного формулой (3.9) равна нулю, то есть в данном частном случае условие (2.2) выполняется. Это означает, что ***бесконечно длинный прямолинейный ток СМП не создает,*** следовательно, в этом случае $H^*=0$. Нормировка (3.8) обеспечила замыкание линий вектора $\mathbf{A}$ в бесконечности, а выполнение условия (2.2) является следствием использования этой нормировки.

Исследуем функцию (3.9). Аргумент логарифма принимает значения от нуля до бесконечности, при этом знак функции $\ln|r_0|$

меняется: при значении аргумента меньше единицы функция (3.9) положительная, а при аргументе большем единицы она отрицательная. Следовательно, вблизи проводника направление вектора $\mathbf{A}$ совпадает с направлением тока, а вдали от проводника их направления взаимно противоположны (рис. 12). Замыкание линий вектора $\mathbf{A}$ происходит в бесконечности, что подтверждает справедливость условия (3.8). Согласно (2.1) вихревое поле вектора $\mathbf{A}$ порождает векторное магнитное поле $\mathbf{B}$. Никаких противоречий с классической магнитостатикой в этом случае не возникает.

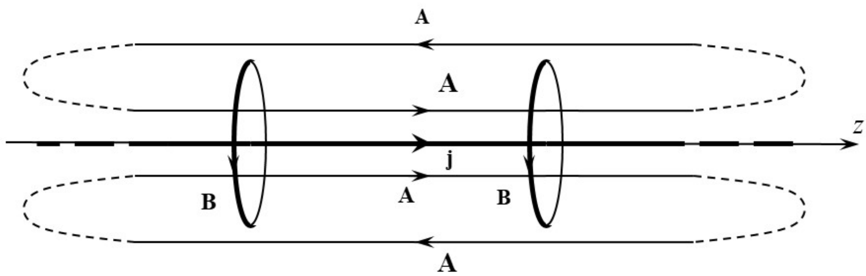


Рис. 12 *Магнитного поле бесконечного тока*

Однако некоторая искусственность такого подхода проявляется в том, что изменение направления вектора $\mathbf{A}(x', y')$ происходит на единичном расстоянии от проводника и, следовательно, зависит от выбора системы единиц. Возникающая неопределенность связана с использованием нереальной модели - бесконечного линейного тока. По сравнению с бесконечностью любой конечный отрезок (безразлично длиной в 1*м* или 1*см*) пренебрежимо мал.

Теперь вычислим векторный потенциал магнитного поля, создаваемого в произвольной точке $M(x', y', z')$, прямолинейным током J, текущим по проводнику конечной длины L [22-24]. Если начало координатной системы связать с одним из концов токонесущего отрезка, а ось z направить по току (рис.10), то из (2.9) получим:

$$\mathbf{A}(x', y', z') = \frac{\mu_0 J}{4\pi} \ln \left| \frac{L - z' + \sqrt{x'^2 + y'^2 + (L - z')^2}}{\sqrt{x'^2 + y'^2 + z'^2} - z'} \right| \cdot \mathbf{z}^0 . \qquad (3.10)$$

Заметим, что никаких нормировок в этом случае вводить не потребовалось. Обозначим положительные величины:

$$r_1 = \sqrt{x'^2 + y'^2 + z'^2}; \qquad r_2 = \sqrt{x'^2 + y'^2 + (L - z')^2} .$$

Они представляют собой модули радиус-векторов, проведенных в точку $M(x', y', z')$ соответственно из начала и конца токового отрезка.

Сравнивая числитель и знаменатель выражения, стоящего под знаком логарифма в (3.10), нетрудно убедиться, что

$$\frac{L - z' + \sqrt{x'^2 + y'^2 + (L - z')^2}}{\sqrt{x'^2 + y'^2 + z'^2} - z'} > 1 .$$

Это следует из того, что сумма двух сторон треугольника, представленного на рис.10, всегда больше третьей его стороны:

$$L + \sqrt{x'^2 + y'^2 + (L - z')^2} > \sqrt{x'^2 + y'^2 + z'^2}\,, \quad \text{или} \quad L + r_2 > r_1 .$$

Изобразим график модуля функции (3.10) (рис.13).

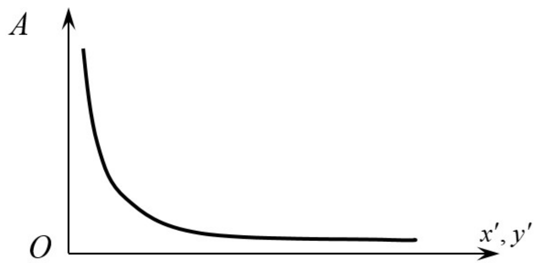


Рис.13 *График функции (3.10)*

Таким образом, согласно (3.10) линии векторного потенциала имеют только одно направление. Следовательно, обязательно существуют источники и стоки поля вектора $\mathbf{A}$, и высказанное выше предположение подтверждается.

В результате вычисления дивергенции функции (3.10), имеем:

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = \frac{\partial A_z}{\partial z'} = \frac{\mu_0 J}{4\pi} \frac{\left(r_2 - r_1\right)}{r_1 r_2}.$$

Так как при произвольных значениях r_1 и r_2 величина $\nabla \cdot \mathbf{A} \neq 0$, то СМП в этом случае создается и его напряженность определяется по уже полученной формуле (3.7).

Из приведенного анализа вытекает важнейший вывод: ***векторный потенциал в общем случае обладает вихревой*** $\mathbf{A}_r$ ***и потенциальной*** $\mathbf{A}_g$ ***компонентами, что соответствует теореме Гельмгольца:***

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_r + \mathbf{A}_g.$$

При этом формулы (2.1) и (2.3) можно записать соответственно в виде:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} = \nabla \times \mathbf{A}_r, \text{ или } \mathbf{H} = \frac{1}{\mu'\mu_0} \nabla \times \mathbf{A}_r = \frac{1}{\mu'\mu_0} \nabla \times \mathbf{A}, \quad (3.11)$$

$$B^* = -\nabla \cdot \mathbf{A} = -\nabla \cdot \mathbf{A}_g, \text{ или } H^* = -\frac{1}{\mu'\mu_0} \nabla \cdot \mathbf{A}_g = -\frac{1}{\mu'\mu_0} \nabla \cdot \mathbf{A}. \quad (3.12)$$

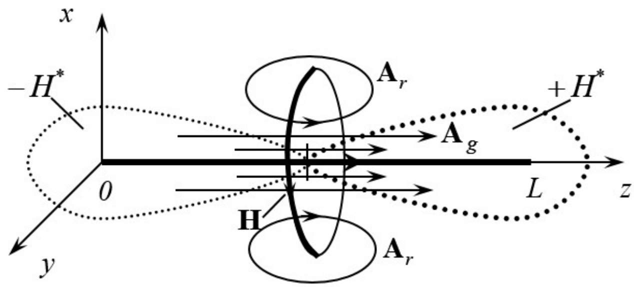


Рис. 14 *Компоненты магнитного поля токонесущего отрезка конечной длины*

На рис.14 изображены обе компоненты векторного потенциала $\mathbf{A}_r$ и $\mathbf{A}_g$, а также векторное магнитное поле $\mathbf{H}$ и скалярное магнитное поле H^*, созданные прямолинейным токонесущим отрезком конечной длины. Заметим, что линии вектора $\mathbf{A}_r$ образуют ***тороидальное*** поле, а оно в свою очередь порождает ***полоидальное*** магнитное поле $\mathbf{H}$. Чтобы создать тороидальное магнитное поле, нужен замкнутый, например, круговой ток, соответственно поле вектора $\mathbf{A}_r$ тоже будет круговым. Эти соображения нам пригодятся в последствие при изучении топологии магнитных полей.

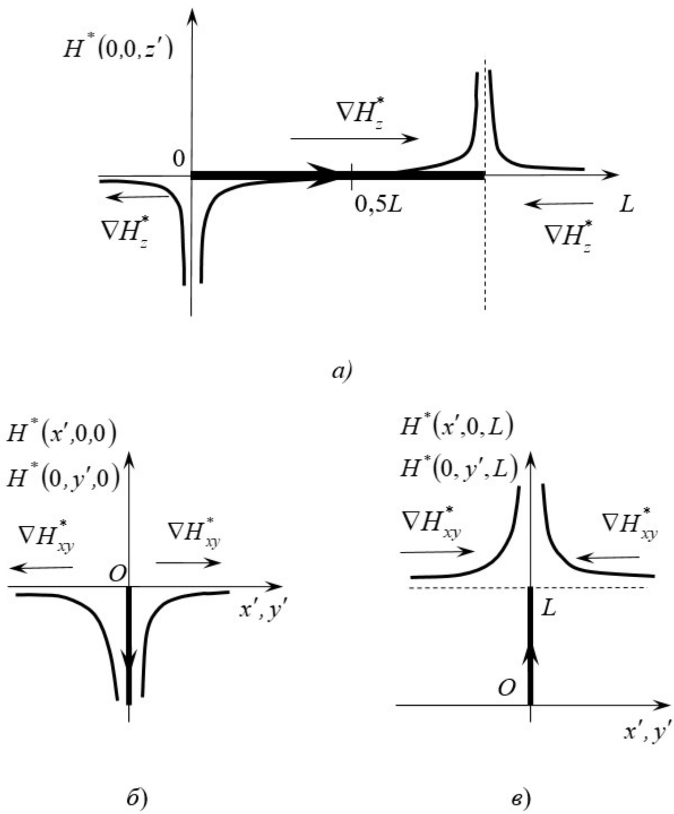


Рис. 15 *Графики распределения напряженности СМП, созданного токонесущим отрезком*

Исследуем функцию (3.7). На рис. 15*а* представлен график зависимости $H^*(0,0,z')$, в точках, лежащих на оси *z*, при этом

$r_1 = |z'|, \quad r_2 = |L - z'|$. Как видно из графика, функция $H^*(0{,}0,z')$ является знакопеременной и на концах токового отрезка AB имеет разрывы. Распределение функции $H^*(0{,}0,z')$ соответствует СМП, изображенному на рис. 14. Заметим, что внутри проводника ***градиент СМП, направлен по току, текущему в нем, то есть*** $\nabla H_z^* = \dfrac{\partial H^*}{\partial z}\mathbf{z}^0 > 0$ ***а за пределами проводника направление градиента его СМП является отрицательным*** $\nabla H_z^* = \dfrac{\partial H^*}{\partial z}\mathbf{z}^0 < 0$.

Основываясь на приведенном выше исследовании, можно сформулировать общее правило: ***если смотреть из середины прямолинейного отрезка по направлению тока, текущего в нем, то впереди создается положительное СМП, а позади – отрицательное.***

Распределение напряженности СМП в плоскостях ортогональных току и проходящих через концы токонесущего отрезка, представлено на рис. 15*б* и 15*в*. Там же указано направление градиента СМП:

$$\nabla H_{xy}^* = \frac{\partial H^*}{\partial x}\mathbf{x}^0 + \frac{\partial H^*}{\partial y}\mathbf{y}^0 .$$

Напряженность СМП быстро убывает по мере удаления от конца токонесущего отрезка. Важно заметить, что ***СМП по своей сути всегда является неоднородным и пространственно неограниченным, то есть обращается в ноль в бесконечности.*** Рассматривать однородные или пространственно ограниченные СМП можно лишь умозрительно. В некоторых случаях мы будем использовать подобные абстракции. Однако при этом требуется известная осторожность, поскольку выводы, полученные с их использованием, иногда оказываются неверными.

Из графика на рис. 15*а* видно, что на концах проводника напряженность СМП принимает бесконечные значения. Такой результат получился потому, что ток считается линейным, то есть не имеющим поперечных размеров. Реальные проводники всегда имеют конечные поперечные размеры. Пусть, например, имеется цилиндрический проводник радиуса a и длины L. Такой проводник при равномерном распределении тока по его сечению можно приближенно моделировать цилиндрической трубкой радиуса $2a/3$ (рис. 16). Тогда при условии, что $L >> a$, получим приближенные значения напряженности собственного СМП на концах проводника (в центральных точках торцов):

$$H^*_{\min}(0,0,0) = \frac{J}{8\pi}\frac{2a-3L}{aL}, \quad H^*_{\max}(0,0,L) = \frac{J}{8\pi}\frac{3L-2a}{aL}. \qquad (3.13)$$

Формулы (3.13) являются приближенными, так как получены с использование упрощенной модели. Для получения более точного результата требуется исследовать распределение плотности тока в проводнике $j(r)$. В частности, если ток является переменным нужно учитывать скин-эффект [7].

Пусть ток, текущий по цилиндрическому проводнику радиуса a распределен по осесимметричному закону $j(r)$ (рис. 16). Выделим цилиндрический участок проводника с круговым сечением $dS = 2\pi r dr$. Ток, текущий по этому цилиндрическому участку, создает на оси z СМП в соответствии с формулой (3.7):

$$dH^*_c(0,0,z') = \frac{j(r)}{4\pi}\left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}\right)dS = \frac{j(r)}{2}\left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}\right)rdr,$$

где $r_1 = \sqrt{r^2 + z'^2}$, $r_2 = \sqrt{r^2 + (L - z')^2}$.

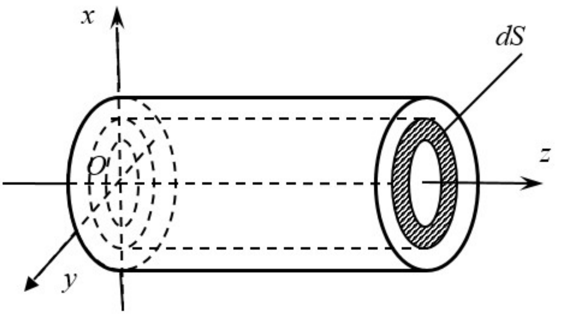


Рис. 16 *Определение СМП цилиндрического проводника*

Напряженность собственного СМП, созданного этим током на оси z, вычисляется в результате интегрирования:

$$H_c^*(0,0,z') = \frac{1}{2}\int_0^a j(r)\left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}\right) r \cdot dr \cdot \qquad (3.14)$$

В предельном случае, когда ток создается движением отдельной положительно заряженной частицы, r_1 и r_2 в формуле (3.7) имеют близкие, но не равные между собой, значения, так как частица имеет конечные размеры. График функции $H^*(0,0,z')$ при этом можно изобразить только двумя ветвями (рис. 17*а*). Таким образом, перед движущимся положительным зарядом создается СМП положительного знака, а позади него это поле имеет отрицательный знак. При этом градиент собственного СМП за пределами частицы направлен против скорости движения частицы, то есть является отрицательным, а внутри частицы – положительным. Очевидно можно, говорить и о структуре поля внутри самой частице, но этого специального вопроса в рамках настоящего исследования касаться не будем. Тем не менее, вполне определенно можно сказать, что ***любая движущаяся заряженная частица представляет собой градиентную структуру***, это важно иметь ввиду, чтобы понять механизм ее взаимодействия с внешним СМП.

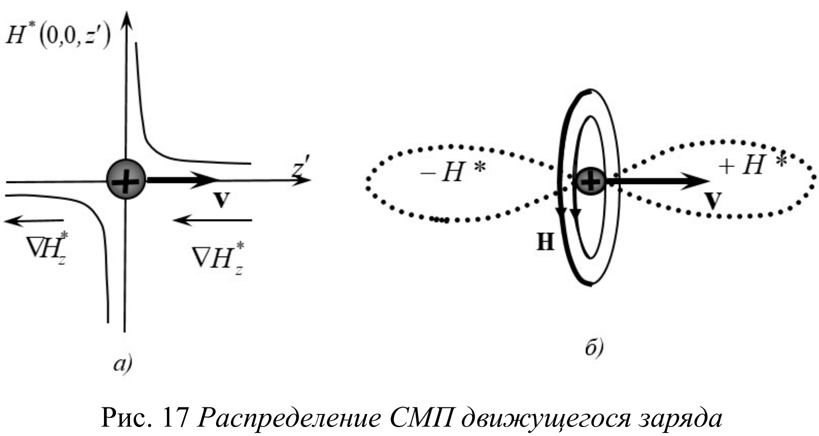


Рис. 17 *Распределение СМП движущегося заряда*

Таким образом, при движении заряда создаются две компоненты магнитного поля, одна из них описывается векторной функцией $\mathbf{H}$, другая – скалярной H^*. Векторное магнитное поле изображается круговыми концентрическими силовыми линиями, расположенными в плоскостях, перпендикулярных направлению движения заряда. СМП различных знаков создается впереди и позади заряда. Обе компоненты магнитного поля условно изображены на рис. 17*б* для движущегося положительного заряда. При движении отрицательного заряда в том же направлении знаки скалярного поля поменяются.

4. О физической сути магнитного поля

Известно, что магнитное поле создается движущимися зарядами. При этом напряженность магнитного поля зависит от выбора системы отсчета. В сопровождающей системе отсчета, связанной с заряженной частицей, магнитного поля нет, а электрическое поле является сферически симметричным и полностью определяется скалярным потенциалом ϕ_0. Если в выбранной системе отсчета заряженная частица совершает движение, то вокруг нее создается еще и магнитное поле. Оно характеризуется векторным электродинамическим потенциалом $\mathbf{A}$. В качестве основной характеристики электромагнитного поля движущегося заряда предлагается принять 4-вектор $(\mathbf{A}, \phi/c)$.

В системе отсчета K_0, сопровождающей заряженную частицу

$$\mathbf{E}_0 \neq 0, \qquad \mathbf{B}_0 = 0, \qquad B_0^* = 0 \,.$$

Для потенциалов соответственно имеем:

$$\phi_0 \neq 0, \qquad \mathbf{A}_0 = 0 \,.$$

Определим компоненты 4-потенциала и характеристики электромагнитного поля в условно неподвижной системе отсчета K, относительно которой частица движется прямолинейно и равномерно со скоростью $\mathbf{v}$. В системе отсчета K будем использовать обозначения:

$$\mathbf{E} \neq 0, \qquad \mathbf{B} \neq 0, \qquad B^* \neq 0 \;\; \text{и} \;\; \phi \neq 0, \qquad \mathbf{A} \neq 0 \,.$$

Запишем известные преобразования потенциалов при переходе между системами отсчета *K₀* и *K* для положительно заряженной частицы:

$$\phi = \phi_0 - \mathbf{v} \cdot \mathbf{A}, \qquad \mathbf{A} = \frac{\mathbf{v}}{c^2}\phi_0. \tag{4.1}$$

Объединив эти соотношения, можно записать:

$$\phi = \phi_0 - \frac{v^2}{c^2}\phi_0. \tag{4.2}$$

Последний член в (4.2) определяет ***изменение потенциала в направлении движения заряда,*** в системе отсчета *K* по сравнению с K_0. На основании соотношений (4.1), (4.2) вводится представление об эллипсоиде Хэвисайда [10]. Поскольку поле скалярного потенциала ϕ не является сферически симметричным, его градиент (а, следовательно, напряженность электрического поля) зависит от направления. Исследуем эту зависимость.

В случае прямолинейного и равномерного движения частицы $(\mathbf{v} = const)$ ее магнитное поле в K имеет характеристики:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} = \frac{1}{c^2}\mathbf{v} \times \mathbf{E}_0 = \frac{\mu_0 q}{4\pi}\frac{\mathbf{v} \times \mathbf{r}}{r^3}, \tag{4.3}$$

$$B^* = -\nabla \cdot \mathbf{A} = \frac{1}{c^2}\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}_0 = \frac{\mu_0 q}{4\pi}\frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{r}}{r^3}. \tag{4.4}$$

Формула (4.3) выражает закон Био-Савара-Лапласа применительно к отдельной движущейся заряженной частице, а (4.4) представляет собой аналог такого же закона при движении заряжнной частицы в СМП. Формулы (4.3) и (4.4) можно получить и напрямую из (3.1) и (3.6) соответственно.

Таким образом, в СО K имеет место суперпозиция сферически симметричного электрического поля $\mathbf{E}_0$ и двух компонент магнитного поля: $\mathbf{B}$ и B^*. Все эти компоненты можно объединить в эквивалентное электрическое поле в СО K:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 - \mathbf{v} \times \mathbf{B} + \mathbf{v}B^* . \tag{4.5}$$

Такой же результат получается при вычислении градиента обеих частей первой формулы (4.1) с учетом (2.3). Из формулы (4.5) следует, что при движении заряженной частицы в выбранной системе отсчета происходит пространственное искажение ее электрического поля. Оно уже не обладает сферической симметрией. При этом выделяются два типа искажений. ***Первый тип*** определяется членом: $-\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ в (4.5). Он усиливает радиальное электрическое поле в плоскости Oyz, расположенной ортогонально вектору $\mathbf{v}$ и совмещенной с движущейся частицей. Запишем (4.5) в проекции на любую ось, ортогональную Ox:

$$E_\perp = E_{0\perp} + \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}\frac{v^2}{c^2}\sin\theta = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}\left(1 + \frac{v^2}{c^2}\sin\theta\right). \tag{4.6}$$

Здесь θ – угол между векторами $\mathbf{r}$ и $\mathbf{v}$.

Второй тип искажений электрического поля в (4.5) выражается членом $\mathbf{v} \cdot B^*$. Он усиливает электрическое поле перед движущейся частицей, т. к. в этой области СМП имеет положительный знак, и ослабляет электрическое поле позади частицы. Это связано с эффектом запаздывания: за время распространения поля до точки его определения заряд успевает сместиться в направлении движения. Проецируя (4.5) на ось Ox, получим:

$$E_\parallel = E_{0\parallel} + \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}\frac{v^2}{c^2}\cos\theta = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}\left(1 + \frac{v^2}{c^2}\cos\theta\right). \tag{4.7}$$

Максимальные проявления эффектов при каждом из двух типов «деформации» электрического поля абсолютно одинаковые по величине. Для этого достаточно сравнить формулы (4.3) и (4.4). Модули максимальных значений $\mathbf{B}$ и B^* одинаковые. Но проявляются эти эффекты во взаимно ортогональных направлениях. Обратим внимание на то, что в направлениях $\theta = \pm\frac{\pi}{4}; \pm\frac{3\pi}{4}$ величины напряженностей электрических полей (4.6) и (4.7) совпадают.

Опираясь на изложенные выше соображения, можно сопоставить эпюры напряженности электрического поля в двух системах отсчета: связанной с подвижным зарядом K_0 и K – условно неподвижной (рис.18*а*). На рис. 18*б* изображены электрические силовые линии движущегося заряда ***только с учетом первого типа искажений поля.*** Показано, что в плоскости *Oyz*, ортогональной направлению движения заряда, происходит концентрация силовых линий электрического поля. То есть в этой плоскости электрическое поле усиливается во всех направлениях.

Картина, представленная на рис. 18*б*, не учитывает смещение заряда за время распространения поля до сферы, на которой мы его измеряем. На рис.18*в*. электрическое поле изображено с учетом смещения заряда. При этом необходимо соблюдать два условия: первое – силовые линии расходятся радиально из точки положения заряда при $t > 0$, второе – концы силовых линий совпадают по направлению с радиальными линиями, проведенными из положения заряда в момент $t = 0$. Силовые электрические линии за счет этого искривляются, что и отражает ***второй тип искажений поля.*** Следовательно, электрическое поле движущегося заряда в условно неподвижной СО ***не является центрально симметричным, а, поэтому оно в целом не потенциальное.*** Это необходимо иметь в виду при рассмотрении электромагнитных взаимодействий внутри электромеханической системы.

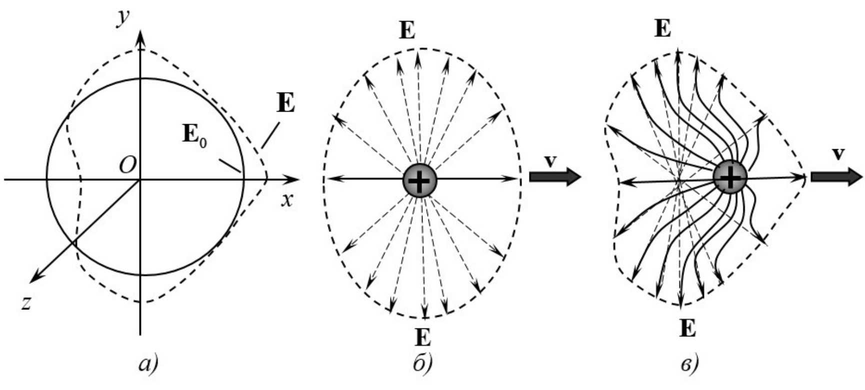


Рис. 18 *Распределение электрического поля движущегося заряда*

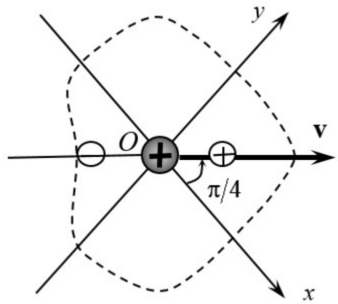


Рис. 19 *Образование присоединенного диполя*

Эффект искажения электрического поля второго типа при движении заряда в условно неподвижной СО, можно представить образованием ***дополнительного (присоединенного) диполя***, полюсы которого расположены, как представлено на рис. 19. В последствие этот результат будет подтвержден теоретически. На рис.19 проведены координатные оси, образующие с вектором скорости **v** углы $\pm\pi/4$. В направлениях координатных осей электрическое поле движущейся частицы не изменяется по сравнению со сферически симметричным полем неподвижного заряда. Как будет показано в последствие, при расположении мобильных зарядов на этих осях модули сил Лоренца и Николаева имеют одинаковые модули.

Еще раз подчеркнем, что искажения электрического поля являются ***кажущимися*** для условно неподвижного наблюдателя вследствие запаздывания при распространении информации, получаемой за счет зрения. К такому же выводу приходит Денисов А.А. [21]: «В результате (движения) передний плоский торец приближающегося тела кажется неподвижному наблюдателю заостренным, а задний торец – вдавленным во внутрь».

Произведем мысленные эксперименты, которые удобно использовать для понимания сути магнитного поля и магнитного взаимодействия. Пусть на подвижной основе (тележке) закреплены два точечных положительных заряда и имеется возможность измерить силу электростатического взаимодействия между ними при помощи динамометра. Рассмотрим вначале случай, когда линии движения зарядов параллельны (рис.20).

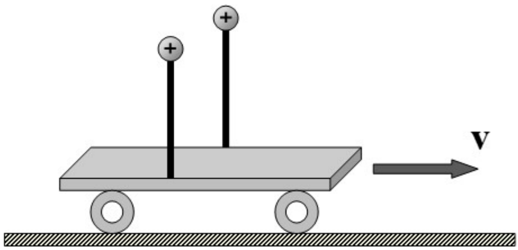


Рис.20 *Первый мысленный эксперимент*

В системе отсчета (СО), связанной с тележкой, заряды неподвижны, следовательно, их взаимодействие происходит посредством сферически симметричных электрических полей $\mathbf{E}_0$ и возникают только кулоновские силы $\mathbf{F}_{(0)K}$ (рис. 21*a*).

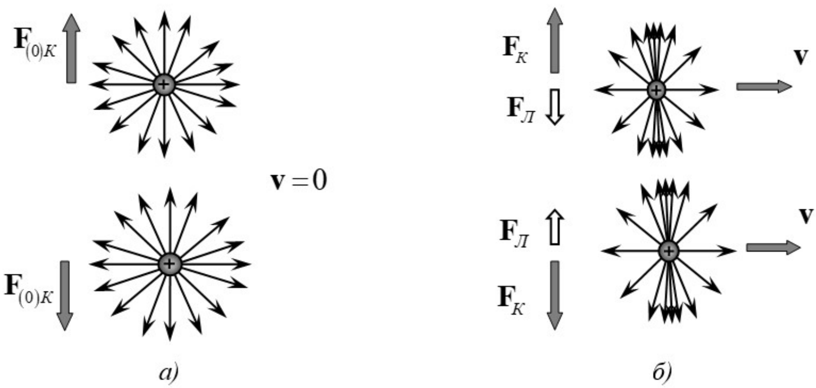


Рис. 21 *Объяснение первого мысленного эксперимента*

В условно неподвижной лабораторной СО заряды движутся вместе с тележкой. Вдоль линии, соединяющей заряды, их электрические поля неподвижному наблюдателю представляется более сильными, чем в сопровождающей СО (рис. 21*б*). Здесь проявляется первый тип «деформации» электрических полей. Из формулы (4.6) получим:

$$E_{\perp} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r^2}\left(1+\frac{v^2}{c^2}\right) = E_{0\perp}\left(1+\frac{v^2}{c^2}\right). \tag{4.8}$$

Электростатические силы в этих двух СО следует различать:

$$\mathbf{F}_K > \mathbf{F}_{(0)K}.$$

Разность этих сил принято называть магнитной силой. Таким образом, магнитные силы проявляются в условно неподвижной СО за счет движения зарядов, и в рассматриваемом случае являются притягивающими. Однако показание динамометра, измеряющего силу взаимодействия между зарядами, конечно, не зависит от того, в какой СО находится наблюдатель, поэтому должно выполняться равенство:

$$\mathbf{F}_K - \mathbf{F}_Л = \mathbf{F}_{(0)K}.$$

Отсюда с учетом (4.3) получим силу Лоренца:

$$\mathbf{F}_Л = \mathbf{F}_K - \mathbf{F}_{(0)K} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q^2}{r^3}\frac{v^2}{c^2}\mathbf{r} = q\mathbf{v}\times\mathbf{B}. \tag{4.9}$$

Рассмотрим случай, когда заряды расположены на тележке таким образом, что движутся вдоль одной линии (рис. 22).

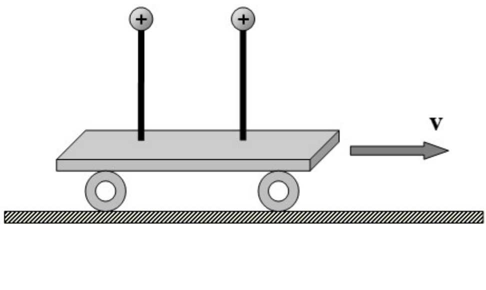


Рис.22 *Второй мысленный эксперимент*

В условно неподвижной СО расстояние между зарядами, кажется сокращенным вследствие релятивистского эффекта. Следовательно, электростатическое взаимодействие зарядов в условно неподвижной СО представляется более сильным по сравнению с взаимодействием в сопровождающей СО. Возникает физическая потребность во введении продольной магнитной силы $\mathbf{F}^*$ с тем, чтобы удовлетворялось равенство:

$$\mathbf{F}_{(0)K} = \mathbf{F}_K - \mathbf{F}^*.$$

С учетом (4.4) получим силу Николаева, действующую на правый заряд:

$$\mathbf{F}^* = \mathbf{F}_K - \mathbf{F}_{(0)K} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q^2}{r^3}\frac{v^2}{c^2}\mathbf{r} = -q\mathbf{v}B^*. \qquad (4.10)$$

Знак «–» в этом выражении указывает на то что движущиеся положительные заряды за счет продольной силы $\mathbf{F}^*$ притягиваются. Особенно наглядно это можно представить с использованием присоединенных диполей (рис. 23).

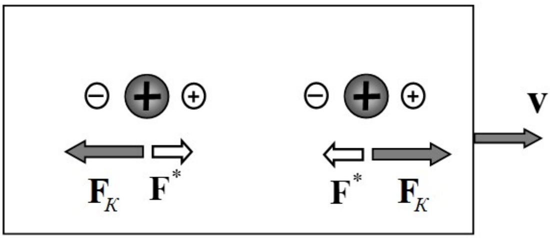
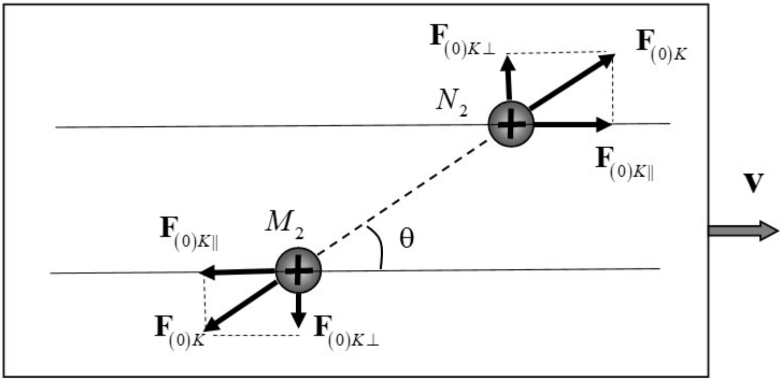


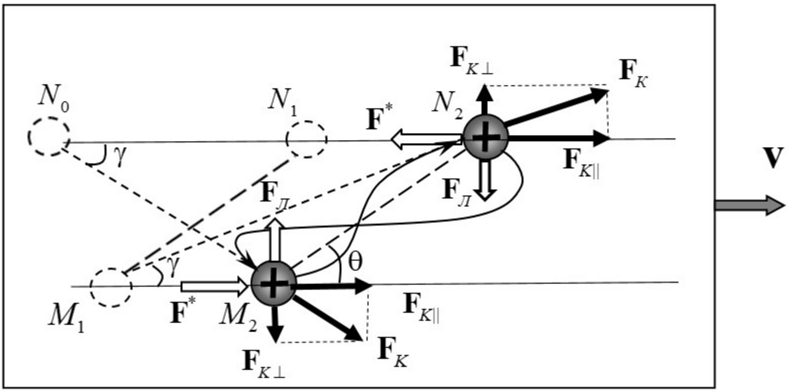
Рис. 23 *Объяснение второго мысленного эксперимента*

Рассмотрим случай, когда вектор скорости основы $\mathbf{v}$ и линия расположения зарядов образуют произвольный угол θ. Кулоновские силы $\mathbf{F}_{(0)K}$ в СО, связанной с подвижной основой, направлены по линии M_2N_2 и в данном случае являются отталкивающими (рис. 24*а*). Их можно разложить на составляющие по направлению движения основы $\mathbf{F}_{(0)K\|}$ и ортогональное к нему направление $\mathbf{F}_{(0)K\perp}$.

На рис. 24*б* представлено взаимодействие зарядов в условно неподвижной СО. Изображены силы, воздействующие ***одновременно*** на заряды, когда они находятся в положениях M_2 и N_2. Электрические силовые линии искажены в результате запаздывания, как и на рис. 18*в*.



а) в сопровождающей СО



б) в условно неподвижной СО

Рис. 24 *Взаимодействие зарядов при произвольном угле* θ .

Заряд N_2 взаимодействует с электрическим полем, которое распространяется от заряда M, когда он находился в положении M_1. Время распространения электрического поля на расстояние M_1N_2 обозначим Δt . При этом на заряд N_2 действует кулоновская сила $\mathbf{F}_K$, направленная по линии M_1N_2. В этот же момент времени заряд M_2

взаимодействует с электрическим полем заряда N, когда он находился в положении N_0, причем $N_0M_2 = M_1N_2$. Для распространения поля на расстояние N_0M_2 требуется такое же время Δt . В соответствие с постулатом о постоянстве скорости света, электрические поля в любом направлении распространяются с одинаковыми скоростями. На заряд M_2 действует кулоновская сила $\mathbf{F}_K$, направленная по линии N_0 M_2.

При построении силовых электрических линий необходимо соблюдать следующие условия. Силовая линия, исходящая из заряда M_2, направлена параллельно линии M_1N_2. К заряду N_2 эта линия приходит по направлению M_1 N_2. Силовая линия, исходящая из заряда N_2, направлена параллельно линии N_0M_2. К заряду M_2 эта линия приходит по направлению N_0M_2.

В условно неподвижной СО сила Кулона $\mathbf{F}_K$ имеет прекции $\mathbf{F}_{K\|}$ и $\mathbf{F}_{K\perp}$. Вычислив разности сил, представленных в двух СО, в проекции на каждое направление, получим компоненты силы, которая возникла за счет движения зарядов относительно неподвижного наблюдателя. Чтобы компенсировать это кажущееся различие, требуется ввести две составляющие магнитной силы:

$$\mathbf{F}_{K\perp} - \mathbf{F}_{(0)K\perp} = -\mathbf{F}_{Л}, \qquad \mathbf{F}_{K\|} - \mathbf{F}_{(0)K\|} = -\mathbf{F}^* . \tag{4.11}$$

Направления сил Лоренца $\mathbf{F}_Л$ и сил Николаева $\mathbf{F}^*$, изображенных на рис. 24*б*, соответствуют мысленным экспериментам, представленным на рис. 20-23. Заметим, что силовые пары при этом не образуются, поскольку дополнительные силы, возникающие за счет движения зарядов, компенсируются силами Лоренца и Николаева.

Таким образом, ***магнитные силы Лоренца (4.11) и Николаева (4.12) вводятся для устранения кажущихся различий во взаимодействии зарядов в различных системах отсчета.***

Используя формулы (4.3) и (4.4), запишем выражения для модулей магнитных индукций вихревого и потенциального полей, созданных зарядом, находящимся в положении M_1 в точке расположения другого заряда N_2:

$$B = \frac{\mu_0 q}{4\pi}\frac{v}{r^2}\sin\gamma, \qquad B^* = \frac{\mu_0 q}{4\pi}\frac{v}{r^2}\cos\gamma, \tag{4.12}$$

где γ – углы, образованные линиями M_1N_2 и N_0M_2 с направлением движения зарядов, $r = M_1N_2 = N_0M_2$.
Поскольку

$$r\cos\gamma = l\cos\theta + v\Delta t\,, \qquad r\sin\gamma = l\sin\theta\,, \qquad \Delta t = \frac{r}{c}, \qquad (4.13)$$

где $l = M_2N_2$, c – скорость света, то для r имеем следующее приближенное выражение:

$$r \approx l\left(1 + \frac{v}{c}\cos\theta\right). \qquad (4.14)$$

Для силы Лоренца получаем формулу:

$$F_Л = \frac{\mu_0 q^2}{4\pi}\frac{v^2}{r^2}\sin\gamma\,. \qquad (4.15)$$

Сила Николаева вычисляются по формуле:

$$F^* = \frac{\mu_0 q^2}{4\pi}\frac{v^2}{r^2}\cos\gamma\,. \qquad (4.16)$$

При сложении взаимно ортогональных сил Лоренца и Николаева получаем полную магнитную силу:

$$F_M = \frac{\mu_0 q^2}{4\pi}\frac{v^2}{r^2}\,. \qquad (4.17)$$

При $v << c$ из (4.14) следует, что $r \approx l$, поэтому можно использовать приближенную формулу:

$$F_M = \frac{\mu_0 q^2}{4\pi}\frac{v^2}{l^2}\,. \qquad (4.18)$$

Формулы (4.13) при $v << c$ можно тоже записать приближенно, приняв $\gamma \approx \theta$.

Опираясь на приведенные выше рассуждения, можно объяснить отрицательный результат ***эксперимента Троутона-Нобля*** [26, 27]. Это один из основных экспериментов, послуживших для обоснования и проверки теории относительности в период её возникновения. Считается, что он эквивалентен опыту Майкельсона в том смысле, что в случае положительного результата он подтвердил бы теорию неподвижного эфира. Эксперимент осуществлён в 1904 Ф. Троутоном (F. Trawton) и Г. Ноблем (G. Noble) и представляет собой попытку обнаружить абсолютную скорость подвешенного на нити легкоподвижного заряженного конденсатора.

Согласно теории, допускающей существование неподвижного эфира, при поступательном движении заряженного конденсатора вместе с Землёй должна возникнуть пара сил Лоренца, которая приводит к систематическому повороту пластин конденсатора два раза в сутки. Такое суждение возникло, поскольку других магнитных сил, кроме силы Лоренца, в ограниченной теории Максвелла-Лоренца нет. Природа сил Лоренца там тоже не разъясняется. Поэтому приходят к суждению, что пара сил Лоренца имеет не скомпенсированный вращающий момент. По этой причине полагают, что силы Лоренца являются ***внешними*** по отношению к конденсатору, поскольку сумма моментов внутренних сил в любой материальной системе всегда равна нулю. Считается, что эфир, как внешний объект взаимодействия, в случае проявления предполагаемого эффекта, необходим. Однако никакого систематического поворота конденсатора обнаружено не было, опыт дал отрицательный результат.

При анализе эксперимента Троутона-Нобля в рамках классической теории не учитывают силы Николаева. Если же учесть все компоненты магнитной силы (силы Лоренца и силы Николаева), то получим случай, аналогичный представленному на рис. 24*б*. Различие заключается лишь в том, что при моделировании эксперимента Троутона-Нобля знаки зарядов следует взять разноименные. Это приводит лишь к изменению направлений всех сил, изображенных на рис. 24*б*, на противоположные.

Таким образом, мы доказали, что в эксперименте Троутона-Нобля внешних сил и моментов не возникает, а сумма внутренних сил и внутренних моментов всегда равна нулю. ***Следовательно, с помощью этого эксперимента в принципе невозможно решить вопрос о наличии эфира.*** Трудности в интерпретации результата этого эксперимента связаны с неадекватными представлениями о магнитном поле, поскольку не учитывались силы, связанные с СМП и поэтому кажется, что пара внутренних магнитных сил способна развернуть конденсатор. Ситуацию, сложившуюся в связи с интерпретацией эксперимента Троутона-Нобля, можно считать типичным примером заблуждений, возникших в результате непонимания физической сути магнитного поля.

Рассмотрим еще один случай: два точечных заряда движутся навстречу друг другу по параллельным линиям (рис. 25). Пусть модули их скоростей в условно неподвижной СО одинаковые. Как объяснить возникновение силы Лоренца в этом случае? Нет системы отсчета, в которой оба заряда неподвижны, где их электрические поля сферически симметричны. Тем не менее, можно использовать представление о кулоновской силе $\mathbf{F}_{(0)K}$ для сравнения с реальной электромагнитной силой. Взаимодействие движущихся зарядов в любой системе отсчета (связанной с одним из зарядов или условно неподвижной) является более сильным за счет искажений электрических полей (первый тип):

$$\mathbf{F}_K > \mathbf{F}_{(0)K}.$$

Заметим, что значение силы $\mathbf{F}_K$ не зависит от выбора системы отсчета и определяется относительной скоростью движения зарядов: $2\mathbf{v}$. Сила Лоренца и в этом случае представляется разностью сил $\mathbf{F}_K$ и $\mathbf{F}_{(0)K}$, она определяется по формуле (4.9) и является притягивающей.

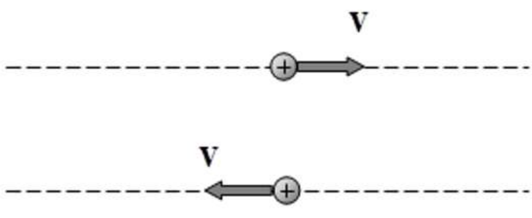


Рис. 25 *Взаимодействие зарядов, движущихся по параллельным траекториям*

Аналогичная ситуация возникает при протекании тока по металлическому проводнику: невозможно выбрать систему отсчета, в которой и электроны, и ионы кристаллической решетки неподвижны. Пользуясь изложенными выше представлениями о магнитном поле, рассмотрим магнитное взаимодействие двух элементов токонесущих проводников, расположенных взаимно перпендикулярно. Пусть два элемента тока $J_1 d\mathbf{s}_1$ и $J_2 d\mathbf{s}_2$ расположены на взаимно перпендикулярных линиях (рис. 26*а*). Каждый проводник электрически нейтрален. Ток возникает при движении электронов (белые точки), положительные заряды – ионы – в проводнике неподвижны (черные точки). Следует рассмотреть следующие типы попарных взаимодействий:

- электрон – электронное,
- электрон – ионное,
- ион – ионное.

Представим электрические поля двух электронов, находящихся в первом элементе, в системе отсчета, связанной с одним из электронов, движущимся во втором элементе (рис. 26*б*). В первом проводнике выберем два электрона, расположенных симметрично относительно оси *y*. Все три электрона расположены в углах равнобедренного треугольника *ABC*. Пусть углы при стороне *AB* $\beta = \pi/4$, этот случай наиболее показателен. Скорости этих электронов в указанной СО обозначены векторами $\mathbf{v}'_{-}$. Скорость правого электрона в этом случае направлена ортогонально к стороне *BC,* а вектор скорости левого расположен на стороне *AC*.

Из рис. 26*б* видно, что магнитное воздействие правого электрона, движущегося в первом проводнике, с электроном второго проводника создает силу $\mathbf{F}'_{21}$ за счет эффекта первого типа. Левый электрон первого проводника воздействует на электрон второго проводника вследствие эффекта второго типа. При этом создается магнитная сила $\mathbf{F}''_{21}$. При симметричном расположении двух электронов в первом проводнике относительно оси *y* эти силы равны по модулю. Вектор суммы этих двух сил направлен ортогонально второму проводнику:

$$\mathbf{F}_{21} = \mathbf{F}'_{21} + \mathbf{F}''_{21}. \tag{4.19}$$

Это обычная поперечная магнитная сила.

Теперь рассмотрим силы, действующие на электроны первого проводника. Перейдем в СО, связанную с электронами первого проводника. Изобразим скорость электрона, движущегося во втором проводнике в выбранной СО (рис. 26*в*). Представим магнитные силы, действующие на два электрона первого проводника. Видно, что компоненты этих сил вдоль оси y компенсируются, а вдоль оси x складываются, образуя продольную силу:

$$\mathbf{F}_{12} = \mathbf{F}'_{12x} + \mathbf{F}''_{12y}. \tag{4.20}$$

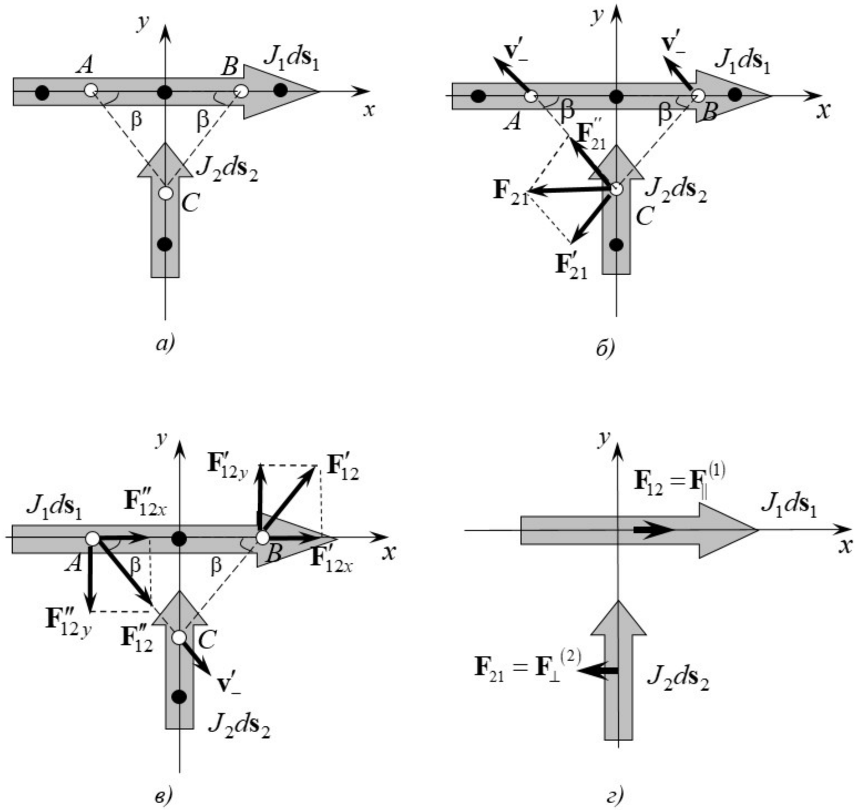


Рис. 26 *Взаимодействие ортогонально расположенных проводников с током*

Силы, действующие на электроны, передаются кристаллическим решеткам проводников, при этом на один из них действует сила Ампера, а на другой – сила Николаева. В результате ион-ионного и электрон-ионного взаимодействий возникают только силы, направленные по оси *Oy*, причем все они взаимно компенсируются. Таким образом, в результате рассмотрения взаимодействия заряженных частиц, имеющихся в проводниках, с учетом «деформации» их электрических полей, получаем результат, представленный на рис. 26*г*:

$$\mathbf{F}_{12} = -\mathbf{F}_{21} \quad \text{или} \quad \mathbf{F}_{\|}^{(1)} = -\mathbf{F}_{\perp}^{(2)}. \tag{4.21}$$

Из приведенных выше рассуждений можно заключить: ***представление о магнитном поле вводится для учета искажений («деформаций») электрического поля в зависимости от выбора системы отсчета.*** Можно построить электродинамическую теорию без использования понятия «магнитное поле», но ее математический аппарат будет намного сложнее. Представление о магнитном поле удобно использовать для того, чтобы избежать рассмотрения сложной картины квазиэлектростатического взаимодействия зарядов, электрические поля которых в выбранной СО не являются сферически симметричными.

Таким образом, вводя понятие «магнитное поле», необходимо помнить о его формальном статусе и о связи с реальным электрическим полем. Кстати, при таком подходе бесперспективность поиска магнитных зарядов – монополей – становится очевидной. Тем не менее, если мы хотим формально ввести и использовать магнитное поле, ***его необходимо наделить всеми атрибутами физического поля: потенциальной и соленоидальной компонентами, а также источниками (или квазиисточниками).*** Этого требует общая теория поля и ее фундаментальная основа – теорема Гельмгольца. К сожалению, теория Максвелла всем этим требованиям не удовлетворяет. В частности, она не описывает потенциальные электромагнитные процессы, поскольку носит сугубо вихревой характер.

Попытаемся, не прибегая к понятию «магнитное поле», объяснить взаимодействие параллельных проводников. Представим два параллельно расположенных прямолинейных проводника с однонаправленными токами. Электрон-электронное взаимодействие происходит с кулоновской силой и сводится к случаю, представленному на рис. 20. А электрон-ионное взаимодействие в любой СО превышает силу Кулона, поэтому проводники притягиваются.

В случае антипараллельных токов электрон-электронное взаимодействие в любой СО является самым сильным, так как относительная скорость электронов удваивается. Этот случай соответствует, представленному на рис. 25. При этом возникает отталкивающая сила Лоренца, которая зависит от квадрата относительной скорости:

$$F_Л^{(-)} = \frac{\mu_0 q^2}{4\pi}\frac{(2v)^2}{r^2} = \frac{\mu_0 q^2}{\pi}\frac{v^2}{r^2}. \tag{4.22}$$

Притягивающее электрон-ионное взаимодействие слабее, поскольку возникает при относительной скорости равной **v**, и оно проявляется дважды (как электрон-ионное и как ион-электронное):

$$F_Л^{(+)} = 2\frac{\mu_0 q^2}{4\pi}\frac{v^2}{r^2} = \frac{\mu_0 q^2}{2\pi}\frac{v^2}{r^2}. \tag{4.23}$$

Видно, что отталкивающая сила (4.22) в два раза больше притягивающей (4.23). Чтобы определить силу Ампера, возникающую в результате взаимодействия двух проводников конечной длины, нужно знать количество электронов в них и умножить на него формулы (4.22) и (4.23). Понятно, что такая процедура намного сложнее вычислений с использованием характеристик магнитного поля.

Остается еще ответить на вопрос: ***почему вокруг проводника с током железные опилки образуют концентрические окружности?*** Как следует из приведенных выше рассуждений, за счет движения свободных электронов создается не скомпенсированное электрическое поле, радиально направленное вокруг проводника. Проводник как бы заряжен отрицательно. На самом деле заряд проводника нейтрален, но электрическое поле заряженных частиц, его образующих, перераспределяется и усиливается в радиальном к проводнику направлении.

Рассмотрим водородоподобный атом, находящийся в поле проводника с током. На положительное ядро атома действует сила притяжения к проводнику, а на внешний электрон – сила отталкивания. Согласно теории деформационной поляризации [28], нейтральный атом водорода, попадая во внешнее электрическое поле, подвергается «деформации» — центр электронной оболочки атома водорода смещается относительно ядра на некоторое расстояние. Это приводит к появлению в атоме водорода, наведённого электрического дипольного момента, направленного радиально к проводнику. Величина наведённого дипольного момента прямо пропорциональна напряжённости внешнего электрического поля, а, следовательно, и силе тока, текущего в проводнике. При этом каждый атом занимает устойчивое положение. Магнитные моменты атомов ориентируются ортогонально электрическим силовым линиям, то есть по касательной к концентрическим окружностям вокруг проводника. Вследствие магнитного притяжения между ориентированными таким образом железными опилками возникают концентрические окружности, которые принято называть магнитными силовыми линиями. Иногда даже ставится вопрос об их физическом существовании. При объяснении некоторых физических явлений с магнитными силовыми линиями оперируют как с реальными физическими сущностями. Действительно, использовать их для графического изображения магнитного поля удобно. Однако, считать, что с их помощью можно выявить все свойства и характеристики магнитного поля, ошибочно.

Интересно рассмотреть вопрос о взаимодействии неподвижного точечного заряда с неподвижным линейным проводником, по которому течет ток. Этот вопрос обсуждается, например, в учебнике Фейнмана [12] и в статье [29]. Согласно сформулированным выше положениям вокруг проводника с током создается радиальное электрическое поле. Формально можно считать, что на проводнике как бы возникает не скомпенсированный отрицательный заряд. Это подтверждается известным релятивистским соотношением:

$$\rho = \frac{j_x \left(v/c^2 \right)}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \tag{4.24}$$

здесь v – скорость движения электронов в проводнике, расположенном на оси x, ρ – объемная плотность локального заряда, как бы возникающего на проводнике, j_x – плотность тока, текущего в проводнике.

Однако необходимо помнить, что заряд инвариантен по отношению к преобразованиям Лоренца, поэтому проводник остается электрически нейтральным, а речь идет о «деформационном» усилении электрического поля в радиальном направлении за счет движения электронов. В результате на заряд, неподвижный относительно проводника, действует электрическая сила. В зависимости от знака заряда она направлена к проводнику, или от него.

Если проводник с током движется вдоль оси, на которой он расположен, то взаимодействие проводника и заряда можно рассматривать либо в СО, связанной с проводником, либо с зарядом. В первом случае эффект взаимодействия удобно объяснять с помощью магнитного поля: заряд движется в магнитном поле тока и на него действует магнитная сила Лоренца. Во втором случае (в СО, связанной с зарядом) магнитной силы быть не может, наблюдаемый эффект взаимодействия условно неподвижного заряда с током объясняется «деформацией» электрических полей зарядов, содержащихся в проводнике. Как видно из этого примера, представление о магнитном поле в некоторых СО невозможно использовать, а представление о конфигурации электрического поля в данной СО позволяет решать подобные задачи во всех случаях. Это означает, что можно вообще обойтись без использования понятия «магнитное поле», но во многих случаях его использовать удобно.

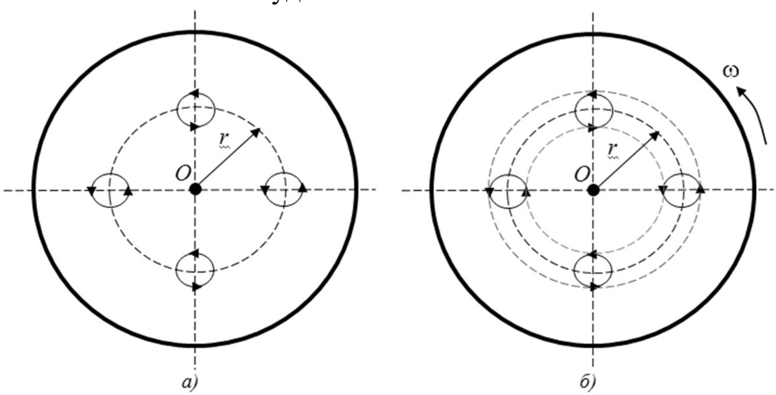


Рис. 27 *Объяснение явления униполярной индукции*

Опираясь на физическое представление о природе магнитного поля, не сложно объяснить ***явление униполярной индукции.*** Рассмотрим неподвижный диск радиуса R с аксиальной намагниченностью, то есть плоскости элементарных токов совпадают с плоскостью диска. Изобразим несколько элементарных токов, центры которых лежат на окружности радиуса $r = R/2$ (рис. 27*а*).

Электрические поля электронов, создающих элементарные токи, неподвижному наблюдателю представляются деформированными (первый тип деформации). За счет этого в радиальном направлении возникают дополнительные потенциалы. Элементарные токи, центры которых расположены на окружностях $r > R/2$ и $r < R/2$ суммарно вносят одинаковый вклад в формирование потенциалов в центре диска и на его периферии. В результате разность потенциалов между центром и периферией отсутствует: $\Delta\phi = 0$.

Далее рассмотрим намагниченный диск, вращающийся с угловой скоростью ω (рис 27*б*). При этом следует различать скорости электронов на внешней $(r + r_э)$ и на внутренней $(r - r_э)$ частях элементарной орбиты. Понятно, что за счет вращения диска окружная скорость на внешней части орбиты больше, чем на внутренней:

$$v_+ = \left(r + r_э\right)\omega, \qquad v_- = \left(r - r_э\right)\omega.$$

Следовательно, даже при $r = R/2$ возникает радиальная асимметрия электрического поля: потенциалы на периферии диска и в его центре различаются. Компенсация этой асимметрии не происходит: чем больше радиус r, тем значительнее асимметрия электрических полей электронов.

Это приводит к возникновению разности потенциалов между центром диска и его периферией. Если диск является электропроводным, то при замыкании внешним неподвижным проводником центра и периферии в нем течет электрический ток. Именно это и составляет суть явления униполярной индукции.

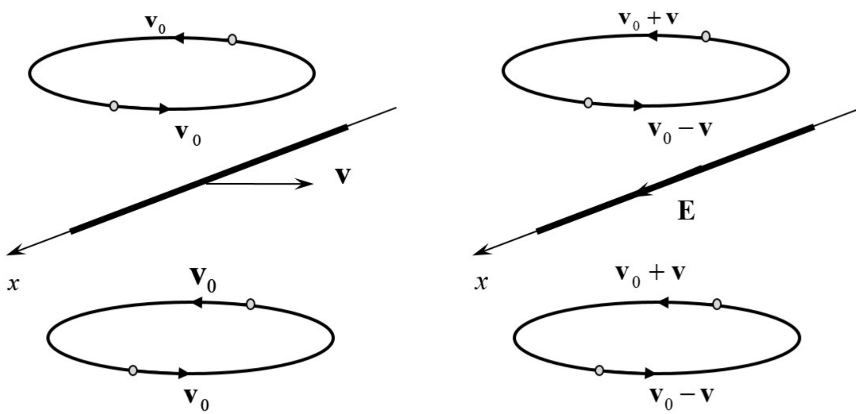
Аналогичным образом можно рассуждать при ответе на вопрос: ***почему в проводнике, движущимся поперек линий магнитного поля возникает ЭДС, то есть электрическое поле?*** Пусть магнитное поле создается двумя круговыми токами (или соленоидами), по которым движутся положительные заряды. В условно неподвижной СО скорости всех зарядов одинаковые по величине, поэтому их электрические поля «деформируются» в одинаковой степени. Возникающие при этом дополнительные электрические потенциалы вдоль неподвижной оси *Ox* не различаются. Поэтому в неподвижном проводнике, расположенном на оси *x*, ЭДС не возникает.

Пусть теперь проводник движется поперек линий магнитного поля со скоростью **v** (рис. 28*а*). Перейдем в СО, связанную с подвижным проводником. Скорости носителей зарядов в проводнике в этой СО в разных точках контура различаются (рис. 28*б*). Поэтому их электрические поля «деформируются» в различной мере. За счет этого, возникает градиент потенциала, направленный противоположно оси *Ox*, а напряженность соответствующего электрического поля направлена вдоль проводника по оси *x*:

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi .$$

Такой же результат дает известная формула

$$\mathbf{E} = \mathbf{v} \times \mathbf{B} .$$



а) в условно неподвижной СО *б) в СО, связанной с проводником*

Рис. 28 *Возникновение ЭДС в проводнике, движущимся в магнитном поле*

Заметим, что эта последняя формула обычно используется при изучении электромагнетизма. Но она лишь отражает наблюдаемый в эксперименте феномен, а физическая суть явления при этом не разъясняется. Правильное представление о физической сути магнитного поля позволяет адекватно объяснить известные явления и теоретически предсказать новые феномены.

Приведенные выше рассуждения можно использовать в процессе преподавания общего курса физики и теоретической электродинамики. Сформулируем некоторые ***методические рекомендации.***

1. Представление о магнитном поле, как феномене, связанном с искажением электрического поля в данной СО, следует формировать на уровне школьного курса физики. Приведенные выше мысленные эксперименты вполне доступны для восприятия старшим школьникам.
2. Кроме известного эксперимента, демонстрирующего поперечную электромагнитную силу Ампера, необходимо приводить и эксперименты, подтверждающие наличие продольной силы, в частности исторические эксперименты Ампера.
3. При описании свойств магнитного поля следует использовать не только векторы $\mathbf{B}$ или $\mathbf{H}$, но также и скалярные функции B^* или H^*, в совокупности составляющие четырехмерные векторы $\left(\mathbf{B}, B^*\right)$ или $\left(\mathbf{H}, H^*\right)$.
4. Преподавание теоретического курса электродинамики следует начинать с теории поля и теоремы Гельмгольца. При этом необходимо акцентировать внимание слушателей на четырехмерном характере физических полей вообще и электромагнитного поля в частности. Для теоретического описания электромагнитного поля следует использовать четырехмерные векторы, обращая внимание на физическое содержание скалярных компонент.
5. Особое внимание необходимо уделять описанию электромагнитного поля при помощи четырехмерных потенциалов, как основных физических характеристик. При этом следует делать акцент на свойствах векторного электродинамического потенциала: потенциально-вихревом характере и зависимости от выбора системы отсчета.

Приведенные рекомендации помогут сформировать у учащихся физическую картину мира, основанную на материалистической концепции.

5. Обобщенный закон электромагнитного взаимодействия

Проблема электромагнитного взаимодействия обсуждалась в подразделе 1. Предпримем попытку сформулировать закон электромагнитного взаимодействия на основе полных представлений о магнитном поле.

Для вычисления плотности силы Ампера, как известно, применяется формула:

$$\mathbf{f}_A = \mathbf{j} \times \mathbf{B}. \tag{5.1}$$

В подразделах 1 и 4 теоретически и экспериментально установлено, что в случае взаимодействия ортогональных токов, на один из них действует поперечная сила Ампера, а на другой – продольная сила Николаева. При этом, если проводник с током находится в СМП положительного знака, то сила Николаева направлена по току. В отрицательном СМП проводник испытывает действие силы, направленной против тока. Этому экспериментальному факту соответствует закон:

$$\mathbf{f}_{\perp}^{*} = \mathbf{j}_{\perp} B^{*}. \tag{5.2}$$

Здесь символ $\mathbf{j}_{\perp}$ означает, что ток в этом случае направлен ортогонально градиенту внешнего СМП ∇H^{*} в данной точке.

В предыдущем подразделе также установлено, что два токонесущих проводника, расположенных на одной линии при однонаправленных токах, в результате действия сил Николаева притягиваются. Это объясняется дипольным эффектом и продемонстрировано на рис. 23. Этому факту соответствует закон:

$$\mathbf{f}^{*}_{\parallel} = -\mathbf{j}_{\parallel} B^{*}. \tag{5.3}$$

Символ $\mathbf{j}_{\parallel}$ означает, что вектор плотности тока располагается на одной линии с градиентом внешнего СМП ∇H^{*}.

Таким образом, необходимо знать направление градиента внешнего СМП в точке расположения токонесущего элемента, силовое воздействие на который мы определяем. Пусть имеется два взаимодействующих тока: $\mathbf{j}_1 d\tau$ и $\mathbf{j}_2 d\tau$.

Вычислим градиент напряженности СМП, созданным первым током в точке расположения второго тока:

$$H_1^* = \frac{1}{4\pi}\int_\tau \frac{\mathbf{j}_1 \cdot \mathbf{r}_{12}}{r^3} d\tau,$$

получим

$$\nabla H_1^* = -\frac{1}{4\pi}\int_\tau j_1 \frac{\mathbf{r}_{12}}{r^4} \cos\theta_1 d\tau. \qquad (5.4)$$

Здесь θ_1 – угол, характеризующий направление вектора $\mathbf{r}_{12}$ по отношению к вектору плотности тока $\mathbf{j}_1$, создающего СМП. Из (5.4) видно, что градиент ∇H^* направлен либо по радиус-вектору $\mathbf{r}_{12}$, либо против него в зависимости от угла θ_1.

Объединяя формулы (5.2) и (5.3), получим общее выражение для плотности силы Николаева, действующей на второй ток:

$$\mathbf{f}_2^* = B_1^*\left(\mathbf{j}_{2\perp} - \mathbf{j}_{2\parallel}\right). \qquad (5.5)$$

Модули проекций тока $\mathbf{j}_2$ представляются в виде:

$$j_{2\perp} = j_2 \sin\theta_2, \qquad j_{2\parallel} = j_2 \cos\theta_2,$$

где θ_2 – угол между векторами $\mathbf{j}_2$ и $\mathbf{r}_{12}$.

Обобщенный закон электромагнитного взаимодействия записывается в виде:

$$\mathbf{f}_2 = \mathbf{j}_2 \times \mathbf{B}_1 + B_1^*\left(\mathbf{j}_{2\perp} - \mathbf{j}_{2\parallel}\right). \qquad (5.6)$$

Если в обобщенном магнитном поле $\left(\mathbf{B}, B^*\right)$ движется заряд q со скоростью $\mathbf{v}$, то на него действует магнитная сила

$$\mathbf{F}_M = q\left[\mathbf{v}\times\mathbf{B} + B^*\left(\mathbf{v}_\perp - \mathbf{v}_\parallel\right)\right], \tag{5.7}$$

где $\mathbf{v}_\perp$ и $\mathbf{v}_\parallel$ – проекции скорости заряда на направление ортогональное градиенту внешнего СМП и на направление этого градиента.

Рассмотрим случай, когда токонесущие элементы $\mathbf{j}_1 d\tau$ и $\mathbf{j}_2 d\tau$ расположены в одной плоскости в точках O_1 и O_2 и произвольным образом ориентированы по отношению друг к другу (рис.29). Их градиенты ∇H_1^* и ∇H_2^* в точках O_2 и O_1 соответственно располагаются по линии O_1O_2 (рис. 29).

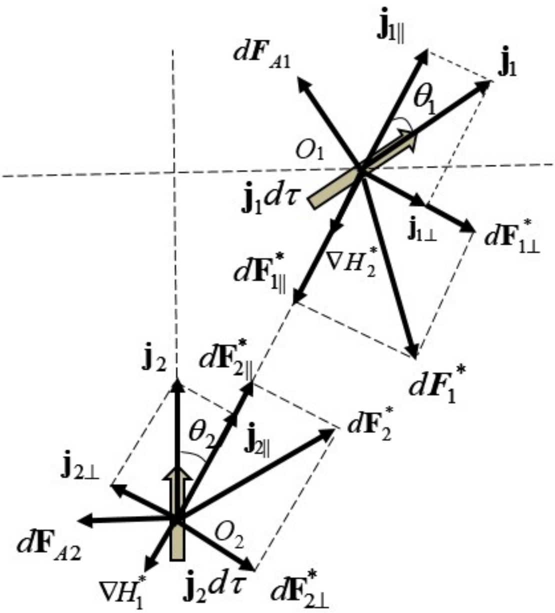


Рис. 29 *Взаимодействие двух произвольно расположенных элементов тока*

Используем формулу (3.6) для определения СМП в точках O_1 и O_2 соответственно:

$$B^*_{O_1} = \frac{\mu_0}{4\pi}\int\limits_{\tau_2}\frac{\mathbf{j}_2\cdot\mathbf{r}_{21}}{r^3}d\tau = \frac{\mu_0}{4\pi}\int\limits_{\tau_2}\frac{j_2}{r^2}\cos\theta_2 d\tau,$$

$$B^*_{O_2} = \frac{\mu_0}{4\pi}\int\limits_{\tau_1}\frac{\mathbf{j}_1\cdot\mathbf{r}_{12}}{r^3}d\tau = \frac{\mu_0}{4\pi}\int\limits_{\tau_1}\frac{j_1}{r^2}\cos\left(\pi-\theta_1\right)d\tau = -\frac{\mu_0}{4\pi}\int\limits_{\tau_1}\frac{j_1}{r^2}\cos\theta_1 d\tau.$$

Здесь $\mathbf{r}_{12}$ – радиус-вектор, проведенный из точки O_1 в точку O_2, $\mathbf{r}_{12}$ – наоборот, из точки O_2 в точку O_1. Модули этих векторов равны и обозначены r.

На элемент тока $\mathbf{j}_1 d\tau$ действует две компоненты силы: поперечная по отношению к линии O_1O_2

$$d\mathbf{F}^*_{1\perp} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{j_2}{r^2}\mathbf{j}_{1\perp}\cos\theta_2 d\tau \tag{5.8}$$

и продольная по отношению к O_1O_2

$$d\mathbf{F}^*_{1\parallel} = -\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{j_2}{r^2}\mathbf{j}_{1\parallel}\cos\theta_2 d\tau\,. \tag{5.9}$$

В сумме они образуют силу:

$$d\mathbf{F}^*_{1} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{j_2}{r^2}\left(\mathbf{j}_{1\perp}-\mathbf{j}_{1\parallel}\right)\cos\theta_2 d\tau. \tag{5.10}$$

Аналогично на второй элемент тока действуют компоненты силы Николаева:

$$d\mathbf{F}^*_{2\perp} = -\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{j_1}{r^2}\mathbf{j}_{2\perp}\cos\theta_1 d\tau\,, \quad d\mathbf{F}^*_{2\parallel} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{j_1}{r^2}\mathbf{j}_{2\parallel}\cos\theta_1 d\tau\,. \tag{5.11}$$

Полная сила Николаева:

$$d\mathbf{F}^*_{2} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{j_1}{r^2}\left(\mathbf{j}_{2\parallel}-\mathbf{j}_{2\perp}\right)\cos\theta_1 d\tau\,. \tag{5.12}$$

Для вычисления сил Ампера используем векторы магнитной индукции в точках O_1 и O_2 соответственно:

$$\mathbf{B}_{O_1} = \frac{\mu_0}{4\pi}\int_\tau \frac{\mathbf{j}_2 \times \mathbf{r}_{21}}{r^3} d\tau, \qquad \mathbf{B}_{O_2} = \frac{\mu_0}{4\pi}\int_\tau \frac{\mathbf{j}_1 \times \mathbf{r}_{12}}{r^3} d\tau.$$

Получаем:

$$d\mathbf{F}_{A1} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{\mathbf{j}_1 \times \left(\mathbf{j}_2 \times \mathbf{r}_{21}\right)}{r^3} d\tau, \tag{5.13}$$

$$d\mathbf{F}_{A2} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{\mathbf{j}_2 \times \left(\mathbf{j}_1 \times \mathbf{r}_{12}\right)}{r^3} d\tau. \tag{5.14}$$

На рис. 30 оставлены только векторы сил. Каждый результирующий вектор сил можно представить в виде суммы вихревой $d\mathbf{F}_A$ и потенциальной $d\mathbf{F}^*$ компонет.

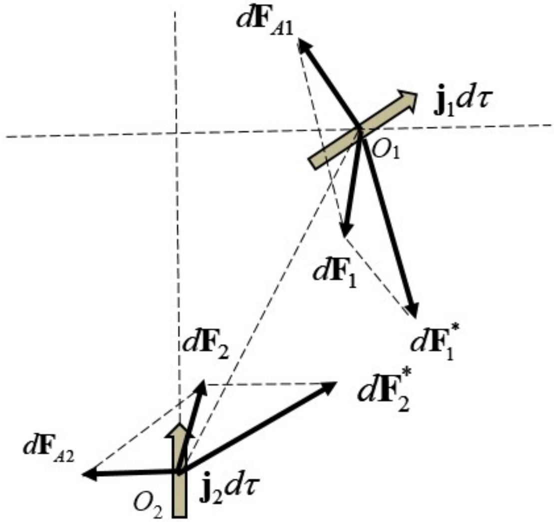


Рис. 30 *Силы, взаимодействия между произвольно расположенными элементами тока*

Заметим, что термин ***«продольная сила»*** возник исторически, поскольку первоначально она была обнаружена при изучении взаимодействия токов в двух частных случаях: 1) при ортогональном расположении токов; 2) когда токи расположены на одной линии. В общем случае этот термин не подходит, поэтому предлагается называть ее ***«силой Ампера-Николаева»*** или просто ***«силой Николаева»***. В отличие от вихревой силы Ампера, сила Николаева является потенциальной.

Вычислим компоненты сил $d\mathbf{F}_1$ и $d\mathbf{F}_2$ в проекции на линию O_1O_2:

$$dF_{1\|} = -\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{j_2}{r^2} j_1 \cos\theta_1 \cos\theta_2 d\tau + \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{\left|\mathbf{j}_1 \times \left(\mathbf{j}_2 \times \mathbf{r}_{21}\right)\right|_{\|}}{r^3} d\tau , \quad (5.15)$$

$$dF_{2\|} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{j_1}{r^2} j_2 \cos\theta_2 \cos\theta_1 d\tau - \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{\left|\mathbf{j}_2 \times \left(\mathbf{j}_1 \times \mathbf{r}_{12}\right)\right|_{\|}}{r^3} d\tau \quad (5.16)$$

Первые члены в этих выражениях равны по модулю и противоположны по направлению. В результате преобразования вторых членов получим одинаковые по модулю выражения:

$$\frac{\mu_0}{4\pi}\left[j_1 j_2 r \cos\theta_1 \cos\theta_2 - j_1 j_2 r \cos\left(\theta_1 + \theta_2\right)\right] = \frac{\mu_0}{4\pi} j_1 j_2 r \sin\theta_1 \sin\theta_2 .$$

Знаки этих членов для $dF_{1\|}$ и $dF_{2\|}$ взаимно противоположные.

Докажем равенство модулей магнитных сил в проекции на направление ортогональное O_1O_2:

$$\begin{aligned} dF_{1\perp} &= \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{j_2}{r^2} j_1 \sin\theta_1 \cos\theta_2 d\tau - \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{\left|\mathbf{j}_1 \times \left(\mathbf{j}_2 \times \mathbf{r}_{21}\right)\right|_{\perp}}{r^3} d\tau = \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{j_2}{r^2} j_1 \sin\theta_1 \cos\theta_2 d\tau - \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{j_2}{r^2} j_1 \cos\theta_1 \cos\theta_2 d\tau, \end{aligned} \quad (5.17)$$

$$\begin{aligned} dF_{2\perp} &= \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{j_1}{r^2} j_2 \cos\theta_2 \cos\theta_1 d\tau - \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{\left|\mathbf{j}_2 \times \left(\mathbf{j}_1 \times \mathbf{r}_{12}\right)\right|_{\perp}}{r^3} d\tau = \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{j_1}{r^2} j_2 \cos\theta_2 \cos\theta_1 d\tau - \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{j_1}{r^2} j_2 \sin\theta_1 \cos\theta_2 d\tau. \end{aligned} \quad (5.18)$$

Члены этих выражений попарно компенсируются. Следовательно

$$d\mathbf{F}_1 = -d\mathbf{F}_2,$$

то есть третья аксиома Ньютона в обобщенном законе электромагнитного взаимодействия выполняется.

В частном случае, представленном на рис. 31, $\theta_1 = \pi/2$, $\theta_2 = 0$, поэтому из (5.17) и (5.18) получаем:

$$dF_{1\perp} = dF_1^* = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{j_1 j_2}{r^2}, \qquad dF_{2\perp} = dF_{2A} = -\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{j_1 j_2}{r^2}.$$

Сила Ампера в этом случае равна силе Николаева и противоположна ей по направлению:

$$d\mathbf{F}_{A2} = -d\mathbf{F}_1^*.$$

Рис. 31 *Взаимодействие ортогонально расположенных элементов тока*

В случае, когда взаимодействующие элементы токов расположены на одной линии и направлены одинаково (рис. 32): $\theta_1 = -\pi$, $\theta_2 = -\pi$. При этом последние члены в (5.15) и (5.16) обращаются в ноль, а первые – соответствуют силам притяжения между элементами.

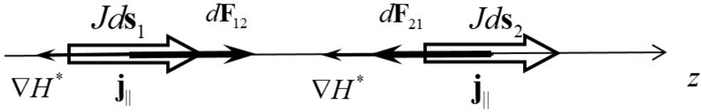


Рис. 32 *Взаимодействие однонаправленных токов*

Этот результат соответствует также соображениям, представленным на рис. 23.

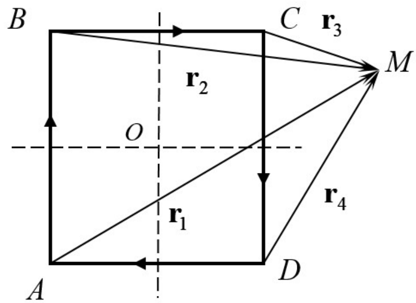


Рис. 33*а* *Определение СМП прямоугольного контура с током*

Рассмотрим замкнутый контур в виде прямоугольника (рис. 33*а*). Если по прямоугольному контуру течет ток, то в любой точке *М* пространства образуется суперпозиция магнитных полей от четырех токовых отрезков.

Покажем, что сумма всех четырех составляющих, вычисленных по формуле (3.7), равна нулю. Выберем произвольную точку пространства *М* и проведем в нее радиус-векторы из всех четырех углов, обозначив их соответственно r_1, r_2, r_3, r_4. Нетрудно показать, что СМП в произвольной точке *М* отсутствует:

$$H^*\left(x', y', z'\right) = \frac{J}{4\pi}\left(\frac{r_1 - r_2}{r_1 r_2} + \frac{r_2 - r_3}{r_2 r_3} + \frac{r_3 - r_4}{r_3 r_4} + \frac{r_4 - r_1}{r_4 r_1}\right) = 0\,. \qquad (5.19)$$

Поскольку при рассмотрении магнитных полей (в частности СМП) необходимо указывать выбранную систему отсчета заметим, что результат, выраженный формулой (6.1) имеет место в СО, связанной с контуром. Можно сделать общий вывод: ***уединенный замкнутый контур в связанной с ним системе отсчета СМП не создает.***

Замкнутый контур с током, представленный на рис. 33*б*, можно рассматривать как ***электромеханическую систему***, состоящую из четырех прямолинейных проводников с током. Каждый проводник в отдельности создает как векторное, так и скалярное магнитное поле.

Изучим вопрос о внутренних взаимодействиях в замкнутом контуре между проводниками за счет магнитных полей.

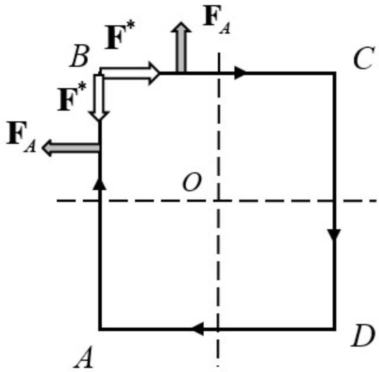


Рис. 33*б* *Внутренние взаимодействия в электрической системе*

Параллельные проводники отталкиваются за счет сил Ампера. Эти силы на рисунке не изображены. Их сумма равна нулю. Вращающие моменты этими силами тоже не создаются.

При взаимодействии двух взаимно перпендикулярных токов образуется четыре силы: две силы Ампера и две силы Николаева (рис.33*б*). Например, в точке *B* проводник *AB* создает СМП положительного знака, поэтому на проводник *BC* действует сила $\mathbf{F}^*$, направленная по току. Проводник *BC* создает вихревое магнитное поле, за счет него на проводник *AB* действует поперечная сила Ампера $\mathbf{F}_A$. Проводник *BC* создает в точке *B* отрицательное СМП, поэтому на проводник *AB* действует сила $\mathbf{F}^*$, направленная против тока. На проводник *BC* действует сила Ампера, за счет вихревого магнитного поля, созданного проводником *AB*.

Такая картина взаимодействия токов возникает в каждом углу контура. Понятно, что сумма всех внутренних сил и их моментов относительно любого центра равна нулю.

6. Магнитные поля сложных электрических систем

Традиционная магнитостатика изучает только магнитные поля, созданные простейшими элементами: прямолинейным бесконечным током и уединенным замкнутым контуром (соленоидом). Скалярные магнитные поля в этих случаях не возникают. Векторные магнитные поля при этом являются простейшими по своей топологии: круговыми (концентрическими или полоидальными) и соленоидальными (тороидальными). Количество витков цилиндрической катушки (соленоида) с однонаправленной намоткой принципиального значения не имеет, так как конфигурация магнитного поля от этого не зависит. Ниже будет показано, что условие прямолинейности оси соленоида является важным для топологии магнитного поля.

Если же встречается электрическая система, включающая несколько таких простейших элементов, например соленоидов, то в традиционной магнитостатике исследование магнитного поля всегда происходит на уровне характеристик **B** и **H**. Вопрос о векторном потенциале **A** обычно не ставится, и его свойства не рассматриваются. Такой подход приводит к исключению из рассмотрения потенциальной компоненты векторного потенциала, а, следовательно, и СМП.

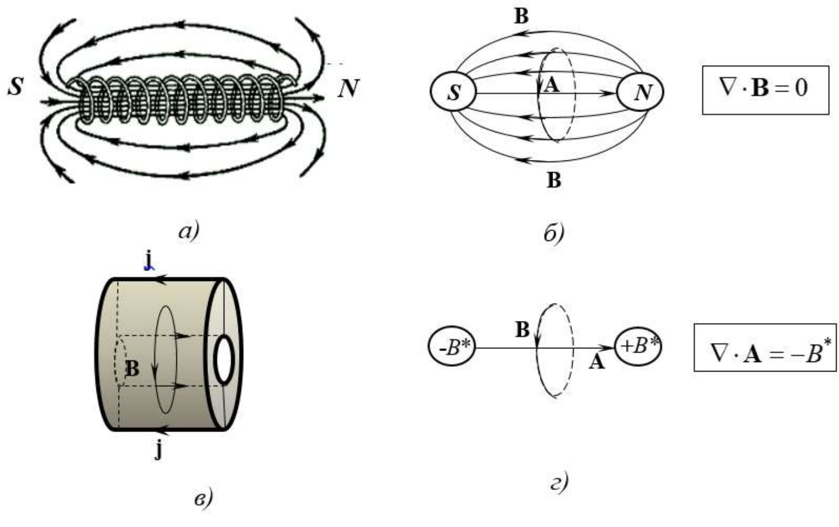


Рис. 34 *Топология векторных полей* **A** *и* **B**

Сравним топологические свойства двух взаимосвязанных векторных полей: **A** и **B**. Рассмотрим, например, цилиндрический соленоид (рис.34*а*). Частным случаем соленоида является замкнутый проводник с током. Именно этот частный случай удобно использовать для дальнейших рассуждений. При этом ток образует ***вихревое кольцо, то есть является полоидальным*** [7], и выделяются ***два класса замкнутых линий***: 1) не охватывающие вихревое кольцо; 2) охватывающие вихревое кольцо. В топологии такой случай соответствует двухсвязному пространству. Полоидальное поле вектора **A** в этом случае изображается замкнутыми линиями первого класса. Они могут быть стянуты в точку без пересечения контура с током. Силовые линии тороидального магнитного поля **B** охватывают контур с током, поэтому относятся ко второму классу. Если на контур с током натянуть непроницаемые для линий **B** перегородки, то линии **B** прервутся, и на перегородке возникнет два магнитных полюса, то есть образуется «магнитный диполь». Соответственно, на торцах соленоида образуются магнитные полюсы (рис. 34*б*). Если рассматривать только магнитное поле снаружи соленоида, то формально можно ввести представление о магнитных зарядах (монополях) [30]. Однако полной аналогии между электрическим и магнитным диполями нет, поскольку магнитные заряды (монополи) реально не существуют. Магнитные силовые линии внутри соленоида (или твердотельного магнита) направлены от южного полюса к северному, а снаружи наоборот, по этой причине линии вектора **B** всегда замкнутые: $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$.

Еще раз подчеркнем, что ***представление о магнитных полюсах*** возникает, когда замкнутый электрический контур заменяется твердотельным магнитом с аналогичным магнитным полем. В магните поле разделяется на внутреннее и внешнее. При рассмотрении только внешнего магнитного поля говорят, что его силовые линии начинаются на северном полюсе и заканчиваются на южном. Однако магнитные полюсы не являются реальными источниками и стоками магнитного поля, так силовые магнитные линии замыкаются внутри магнита.

Таким образом, векторные поля **A** и **B** имеют различную топологию. Можно сказать, ***полоидальное поле вектора* A *образуется замкнутыми линиями первого класса, а порождаемое им тороидальное поле вектора* B *представляется замкнутыми линиями второго класса. Следовательно, топологические свойства первичного и порождаемого векторных полей обязательно различаются.***

Далее рассмотрим поля векторов **A** и **B**, возникающие в тороидальной катушке (рис. 34*в*). Этот случай соответствует трёхсвязному пространству, так как можно выделить ***три типа замкнутых линий***, которые невозможно свести друг к другу. Кроме двух классов, описанных выше, возникают замкнутые линии третьего класса, охватывающие внутренние токи тороида. На рис. 34*в* изображено полоидальное поле вектора **B**, соответствующее току **j**, текущему в тороидальной обмотке. Линии поля вектора **B** относятся к третьему классу и изображаются вихревыми кольцами, поэтому магнитных полюсов нет, как и у поля **A** в соленоиде. Векторное магнитное поле **B** полностью сконцентрировано внутри тороидальной катушки. Аналогии подсказывают, что поле вектора **A** в тороиде должно иметь топологию второго класса, то есть они должны охватывать вихревые кольца **B**. Действительно, перегородка, натянутая на вихревое кольцо **B**, прерывает линии вектора **A**, следовательно, на торцах тороида имеются полюсы, то есть возникает своеобразный диполь. Роль источников и стоков поля **A** выполняют две области СМП: положительная $\left(+B^*\right)$ и отрицательная $\left(-B^*\right)$.

Естественно встает вопрос о физической реальности этих полюсов. Области СМП можно обнаружить экспериментально и даже визуально, как будет показано в конце данного подраздела, а затем и в подразделе 8. Все это указывает на реальный разрыв линий поля вектора **A** на торцах тороида. Более того, поле вектора **A** имеется только во внутреннем отверстии тороида, а за его пределами оно отсутствует (как и векторное магнитное поле). Это означает, что на торцах тороида имеются реальный источник и реальный сток поля вектора **A** (рис. 34*г*), поэтому $\nabla \cdot \mathbf{A} = -B^*$. По этой причине линии поля **A** тороида не являются замкнутыми.

Можно заключить: ***несмотря на некоторые аналогии в топологии векторных полей* A *и* B, *между соленоидом и тороидом, есть и принципиальное различие, поскольку представление о магнитных полюсах соленоида является формальным, а скалярные магнитные поля, созданные тороидом, присутствуют физически.***

Рассмотрим систему двух близко расположенных замкнутых токонесущих контуров прямоугольной формы (рис. 35) или пару плоских магнитов. В этом случае выделяется две области с магнитными полями разной топологии. Часть линий поля **B** охватывает только один ток (второй класс). Для этой части магнитного поля **B** можно выделить магнитные полюсы на поверхностях контуров (магнитов). Это поле порождается полем вектора $\mathbf{A} = \mathbf{A}_r$, которое изображается вихревыми кольцами и не имеет полюсов (первый класс). Другая часть линий поля **B** охватывает два тока, то есть представляется вихревыми кольцами без полюсов (третий класс). Как и в тороиде оно порождается полем вектора $\mathbf{A} = \mathbf{A}_g$ с источником и стоком (второй класс). При этом вблизи оси *x*, создается СМП:

$$H^* = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \cdot \mathbf{A} . \qquad (6.1)$$

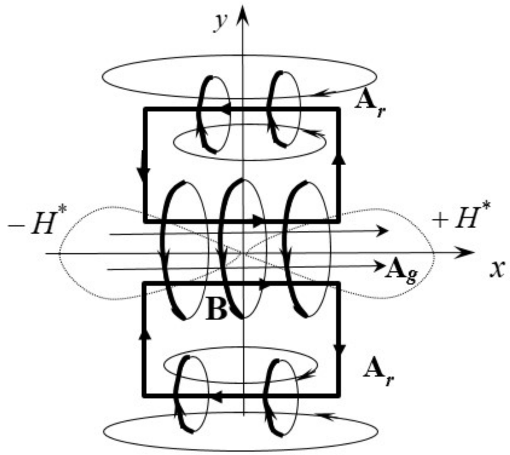


Рис.35 *Топология магнитных полей двухконтурной системы токов*

Отметим, что картины распределения полей на рисунках 35 и 14 совпадают. Можно сделать два вывода:

1) ***Векторные поля* A *и* B *в данной области пространства всегда имеют топологию различных классов. Если поле вектора* A *является полоидальным (без полюсов), то в соответствующем ему тороидальном поле вектора* B *можно условно определить магнитные полюсы (источник и сток). Наоборот, полоидальному векторному магнитному полю* B*, изображаемому вихревыми кольцами (без полюсов) соответствует тороидальное поле вектора* A *с источником и стоком в виде областей СМП.***

2)***Скалярные магнитные поля создаются сложными электрическими системами, представляющими собой совокупность замкнутых токов. При этом образуются области магнитного поля с различной топологией. Все условия теоремы Гельмгольца, упомянутой в подразделе 2, для системы замкнутых токов выполняются.***

Покажем, что закон полного тока в известной форме:

$$\oint_L \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = J\,, \tag{6.2}$$

является частным, поскольку не всегда выполняется для сложных электрических систем.

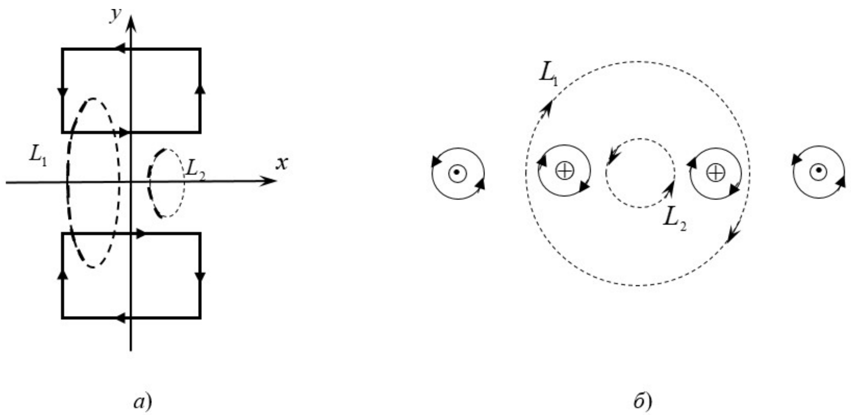


Рис. 36 *К выводу обобщенного закона полного тока*

Рассмотрим систему стационарных токов, представленную на рис. 36*а*. Выберем два круговых контура обхода L_1 и L_2, плоскости которых расположены перпендикулярно оси *x*. Один из них охватывает токи, а другой – нет. Согласно закону полного тока в форме (6.2) циркуляция вектора $\mathbf{H}$ по контуру L_2 должна равняться нулю, так как он не охватывает токов. Изобразив магнитные силовые линии (рис. 36*б*), нетрудно увидеть, что вдоль контура L_2 силовые магнитные линии везде имеют одно направление. Следовательно, циркуляция вектора $\mathbf{H}$ по замкнутому контуру L_2 обязательно отлична от нуля. Кстати обратим внимание на то, что направление линий вихревого магнитного поля на выбранных контурах различное: направление на контуре L_1 совпадает с движением часовой стрелки, а на L_2 векторы напряженности магнитного поля направлены против хода часовой стрелки.

Таким образом, можно заключить, что закон полного тока в общепринятом виде (6.2) в приведенном примере для контура L_2 не выполняется, следовательно, закон не является общим. Аналогичные рассуждения можно применить и к системе двух параллельно расположенных бесконечных токов. Однако расстояние между токами всегда будет ничтожно малым по сравнению с их бесконечной длиной: они как бы «сливаются» при взгляде на них из бесконечности. Следовательно, контур, проведенный между токами (не охватывающий их), в пределе обращается в точку. Поэтому, используя только бесконечные токи, невозможно найти случаи невыполнения закона полного тока в форме (6.2).

Обратимся к уравнению (2.6). Умножим скалярно обе его части на элемент площади $d\mathbf{S}$ поверхности, опирающейся на контур L, и вычислим интегралы по этой поверхности:

$$\int_S (\nabla \times \mathbf{H}) \cdot d\mathbf{S} + \int_S \nabla H^* \cdot d\mathbf{S} = \int_S \mathbf{j} \cdot d\mathbf{S}\,. \tag{6.3}$$

Представим это соотношение в виде:

$$\oint_L \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = J - \int_S \nabla H^* \cdot d\mathbf{S}\,. \tag{6.4}$$

Если кроме тока проводимости учитывается еще и ток смещения, то получаем:

$$\oint_L \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = J + \frac{d}{dt}\int_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} - \int_S \nabla H^* \cdot d\mathbf{S}\,. \tag{6.5}$$

То есть ***циркуляция вектора*** $\mathbf{H}$ ***по некоторому замкнутому контуру соответствует разности суммарного тока проводимости и тока смещения, которые охватываются контуром, и потока***

градиента СМП через поверхность, опирающуюся на данный контур. Очевидно, это и есть ***обобщенный закон полного тока.***

Обобщенный закон полного тока объясняет случай, представленный на рисунках 36*а* и 36*б*. Поскольку контур L_2 не охватывает токи $J = 0$, то из (6.4) получаем:

$$\oint_{L_2} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = -\int_{S_2} \nabla H^* \cdot d\mathbf{S} \cdot$$

Знак «минус» соответствует направлению магнитных силовых линий на контуре L_2, которое, как отмечено выше, противоположно направлению на контуре L_1, которое считается положительным.

Можно сделать вывод: ***в традиционной электродинамике используется частный случай закона полного тока. В общем случае поле токов*** $\mathbf{j}(x, y, z)$ ***связано с характеристиками магнитного поля*** $\mathbf{H}$ ***и*** H^* ***на основе теоремы Гельмгольца.*** Следовательно, построение магнитостатики необходимо начинать с общей теории поля, записав уравнение (2.6), а из него в качестве следствия вытекает обобщенный закон полного тока (6.4). Исторически сложившийся путь: от закона полного тока в его частной форме (6.2) – к уравнению (2.5) приводит к частной теории.

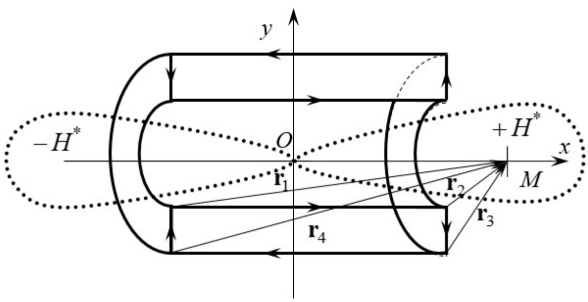


Рис. 37 *Магнитное поле тороидальной катушки*

Предпримем попытку рассчитать СМП тороидальной катушки с током. Рассмотрим тороид с основой в виде кругового цилиндра. В его диаметральном сечении располагаются два прямоугольных контура (рис. 37). Для определенности примем, что стороны контуров, совпадающие с высотой тороида, больше сторон, расположенных в радиальном направлении. То есть выполняется условие:

$$2h > R_{\text{Т}} - r_{\text{Т}} .$$

Топология векторного магнитного поля **B** тороида такая же, как у проводника конечной длины с током: оно является круговым (полоидальным). Следовательно, поле вектора **A** имеет источник и сток, то есть возникает две области СМП.

Можно сказать, что именно ***тороид представляет собой идеальную электрическую систему, создающую магнитное поле, в котором векторная и скалярная компоненты позиционно разделены: векторное поле полностью заключено внутри тороида, а скалярное находится снаружи***.

Так как в рассматриваемом случае основа тороида – цилиндр, то в его диаметральном сечении образуются прямоугольные контуры. Вычислим СМП в некоторой точке M на оси x. Учитывая соотношение осевых и радиальных токов, пренебрежем скалярными магнитными полями, созданными радиальными токами:

$$H^{*}\left(x',0\right) = n\frac{J}{2\pi}\left(\frac{r_1 - r_2}{r_1 r_2} + \frac{r_3 - r_4}{r_3 r_4}\right), \tag{6.6}$$

где n – количество пар витков тороида.

В данном случае при $x' > 0$ скалярное поле имеет положительный знак, при $x' < 0$ – отрицательный. Эти области условно изображены на рис. 37.

Если принять высоту тороида равной $2h$, а его внутренний и внешний радиусы обозначить соответственно $r_{\text{Т}}, R_{\text{Т}}$, то отрезки, входящие в формулу (6.6) удобно представить в виде:

$$r_1 = \sqrt{r_{\text{т}}^2 + \left(x + h\right)^2}, \qquad r_2 = \sqrt{r_{\text{т}}^2 + \left(x - h\right)^2},$$

$$r_3 = \sqrt{R_{\text{т}}^2 + \left(x - h\right)^2}, \qquad r_4 = \sqrt{R_{\text{т}}^2 + \left(x + h\right)^2}.$$

Расчеты показывают, что тороид, состоящий из 100 пар витков, и имеющий размеры: $r_{\text{т}} = 0{,}02\text{м}$, $R_{\text{т}} = 0{,}06\text{м}$, $h = 0{,}06\text{м}$, при пропускании по нему тока $J = 2A$ в точке $x' = h = 0{,}06м$ создает СМП максимальной напряженности $H^* \approx 1034 A/м$. При этом в вакууме индукция этого поля равна $B^* = \mu_0 H^* \approx 1{,}3 \cdot 10^{-3} Тл$.

Определим характеристики вихревого магнитного поля, созданного внутри этой же тороидальной катушки. Поскольку она представляет собой свернутый в кольцо соленоид, можно воспользоваться известной формулой:

$$H = n_0 J ,$$

где n_0– число витков, приходящихся на единицу длины средней окружности тороида. В нашем случае $n_0 \approx 398$, поэтому $H \approx 796$ *А/м.* Для магнитной индукции получим значение $B \approx 10^{-3}$ *Тл.*

Из произведенных расчетов видно, что максимальные значения соответствующих характеристик скалярного и вихревого магнитных полей, созданных тороидом, имеют одинаковый порядок.

Для создания СМП и его визуального наблюдения можно использовать твердотельные магниты. Впервые это было замечено Николаевым Г.В., который создал специальный магнит. Магнит Николаева (МН) представляет собой цилиндрический магнит, распиленный по диаметру на две части, которые перевернуты относительно друг друга на 180 градусов (рис. 38*а*).

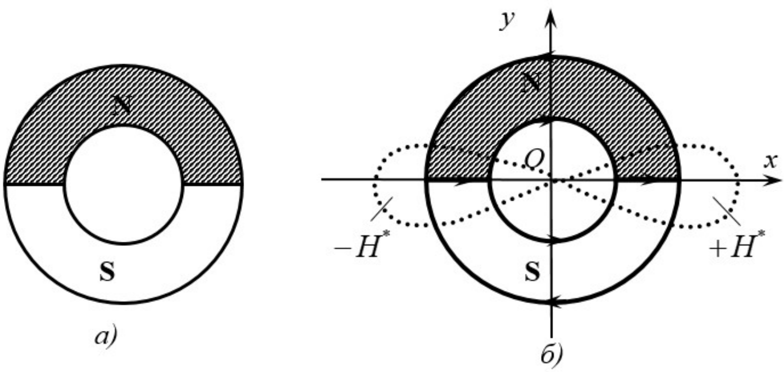


Рис. 38 *Магнит Николаева*

Такая магнитостатическая система моделируется полукольцевыми и радиальными токами, то есть представляет собой сложную конфигурацию (рис. 38*б*). Разработанная выше теория позволяет изобразить на рисунке СМП с учетом знаков. Из соображений симметрии нетрудно догадаться, что в центре электрической системы находится особая точка *O*.

На фотографии рис. 39 поле магнита Николаева представлено при помощи железных опилок. Скопления опилок происходит в областях сильного векторного магнитного поля. Кругами выделены области максимального значения векторного магнитного поля на оси, расположенные вдоль линии распила. Эти области находятся не на поверхности магнита, а на некотором расстоянии от него. Обратим внимание на пустые области в центральной части и снаружи вблизи разрезов (слева и справа). Векторное магнитное поле здесь скомпенсировано. Именно в этих областях создается СМП, что совпадает с теоретическими соображениями.

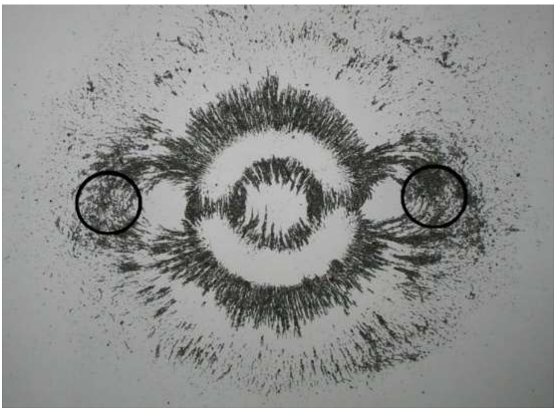


Рис. 39 *Поле магнита Николаева*

Для создания СМП можно использовать пару плоских магнитов с аксиальной намагниченностью, соединив их боковыми сторонами (рис. 40). При этом образуется магнитостатическая система, которая моделируется электрической системой, представленной на рис. 35*д* или 36*а*. Линия соединения магнитов расположена горизонтально, поэтому слева и справа видны «пустые» области, в которых векторное магнитное поле компенсируется и создается СМП. Именно такую магнитостатическую систему проще всего использовать при проведении экспериментов по изучению продольного электромагнитного взаимодействия.

Под фотографией представлен график распределения СМП вдоль линии соединения магнитов. Максимумы напряженности отрицательного и положительного СМП находятся примерно в центрах «пустых» областей. Направление градиента СМП указано стрелками.

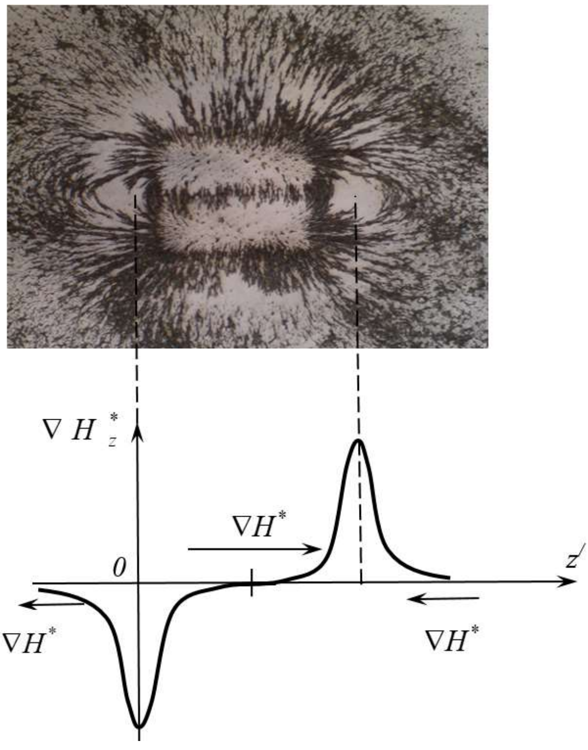


Рис. 40 *Поле магнитной пары*

Таким образом, на основании результатов, изложенных в данном подразделе, можно сделать определенный вывод: ***традиционная магнитостатика не является полной, так как изучает только магнитные поля элементарных объектов: бесконечного линейного***

тока и уединенного замкнутого контура с током (или соленоида). Такие объекты не создают СМП. Обобщенная магнитостатика позволяет исследовать магнитные поля сложных электрических систем, имеющие в общем случае две компоненты: вихревую и потенциальную.

7. Воздействие магнитного поля на вещество

Воздействие магнитного поля на вещество связано с понятием элементарного тока. Элементарным называется замкнутый ток, текущий в области, линейные размеры которой много меньше расстояния от этой области до точек, в которых определяется магнитное поле. Элементарными токами, например, моделируется движение внешних электронов в атоме. Как известно [7-8], основной характеристикой векторного магнитного поля, созданного элементарным током, является магнитный момент:

$$\mathbf{M}_m = \frac{1}{2}\int_{\tau}\left(\mathbf{r}_Э \times \mathbf{j}\right) d\tau, \tag{7.1}$$

где $\mathbf{r}_Э$ – радиус элементарного тока. В случае линейного замкнутого тока:

$$\mathbf{M}_m = J\mathbf{S},$$

где $\mathbf{S}$ – вектор, определяющий площадь элементарного тока и его ориентацию в пространстве.

Векторный потенциал магнитного поля отдельного элементарного тока зависит от его магнитного момента:

$$\mathbf{A} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{\mathbf{M}_m \times \mathbf{r}}{r^3}, \tag{7.2}$$

где $\mathbf{r}$ – радиус-вектор, проведенный из центра элементарного тока в точку определения магнитного поля. Магнитная индукция созданного элементарным током векторного магнитного поля вычисляется по известной формуле:

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\nabla \times \left(\frac{\mathbf{M}_m \times \mathbf{r}}{r^3}\right) = \frac{\mu_0}{4\pi}\left\{\frac{3\left(\mathbf{M}_m \cdot \mathbf{r}\right)\cdot \mathbf{r}}{r^5} - \frac{\mathbf{M}_m}{r^3}\right\}. \tag{7.3}$$

Обычно магнитные моменты атомов в веществе скомпенсированы, и магнитные свойства не проявляются. В присутствии внешнего векторного магнитного поля атомы пара- и диамагнитных сред приобретают не скомпенсированный магнитный момент. В парамагнетиках магнитные моменты атомов ориентируются по направлению вектора $\mathbf{B}$, а в диамагнетиках – против него.

Рассмотрим подробно случай парамагнитной среды (рис. 41). Пусть внешнее магнитное поле создается прямолинейным током, текущим вдоль оси x. Векторное магнитное поле $\mathbf{B}$ в этом случае образует концентрические силовые линии, а молекулярные токи, «нанизанные» на силовые линии, организуют тороидальные структуры, которые в свою очередь создают СМП, как показано в предыдущем подразделе. Рассмотрим два элементарных тока, расположенных в диаметрально противоположных точках магнитной силовой линии (на оси y) и определим созданное ими СМП в некоторой точке на оси x. Магнитные моменты этих токов $\mathbf{M}_{m1}$ и $\mathbf{M}_{m2}$ направлены параллельно оси z и противоположны друг другу.

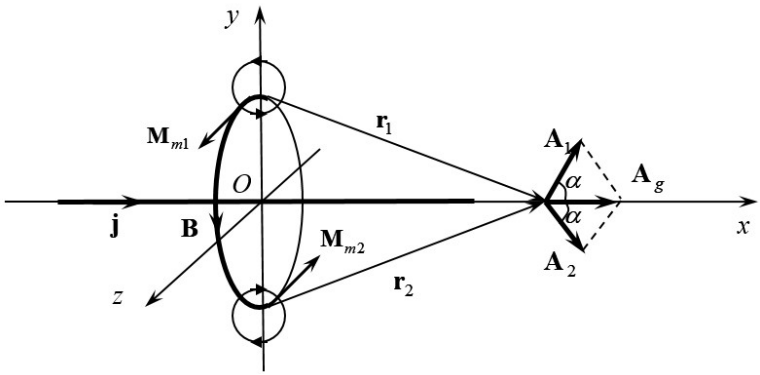


Рис. 41 *СМП системы двух элементарных токов*

При помощи формулы (7.2) вычислим векторы $\mathbf{A}_1$ и $\mathbf{A}_2$ в указанной точке. Так как данные элементарные токи расположены симметрично относительно оси x, модули электродинамических потенциалов равны между собой. Их проекции на ось y компенсируются, а проекции на ось x образуют потенциальный вектор:

$$\mathbf{A}_g = \mathbf{A}_1 + \mathbf{A}_2,$$

модуль которого

$$A_g = \left(A_1 + A_2\right)\cos\alpha = \frac{\mu_0}{2\pi}\frac{M_m}{r^2}\cos\alpha,$$

где $M_m = M_{m1} = M_{m2}$, $r = r_1 = r_2 = \sqrt{a^2 + x^2}$, a – радиус магнитной силовой линии, на которой расположены центры элементарных токов. Угол α зависит от положения точки определения векторного потенциала $\cos\alpha = a/r$, поэтому можно записать:

$$\mathbf{A}_g = \frac{\mu_0}{2\pi}\frac{M_m a}{\left(a^2 + x^2\right)^{3/2}}\mathbf{i}. \tag{7.4}$$

Применив (3.12), вычислим индукцию СМП, созданного системой двух элементарных токов на оси *x*:

$$B^* = -\nabla\cdot\mathbf{A}_g = \frac{3\mu_0 M_m a}{2\pi}\frac{x}{\left(a^2 + x^2\right)^{5/2}}. \tag{7.5}$$

Очевидно, зная концентрацию молекул вещества и распределение в нем внешнего векторного магнитного поля, можно определить конфигурацию наведенного СМП. Из (7.5) видно, что знак СМП меняется в зависимости от знака *x*. Таким же образом распределено и внешнее СМП, созданное прямолинейным током: при $x > 0$ оно положительное, а при $x < 0$ – отрицательное. Следовательно, ***в парамагнитной среде происходит усиление внешнего СМП.***

В диамагнитных средах магнитные моменты элементарных токов ориентированы против внешнего векторного магнитного поля. Следовательно, образуются тороидальные структуры, СМП которых направлено против внешнего СМП, то есть ***в диамагнетиках происходит его ослабление.***

Ферромагнетизм, как известно, объясняется на основе квантовых явлений. В качестве предположения выскажем идею о воздействии СМП на не скомпенсированный электронный или ядерный спин.

Основанием для такого предположения могут служить, например, экспериментальные исследования [31-32]. То есть воздействие СМП на вещество в этом случае приводит к организации молекулярных спинополяризованных структур. Можно предположить, что ***взаимодействие СМП с веществом, очевидно, проявляется и на квантовом уровне.***

Векторное и скалярное магнитные поля неразрывно связаны: ***если какая-либо магнитостатическая система создает одновременно векторное и скалярное магнитные поля, то и в веществе обязательно эти компоненты единого магнитного поля усиливаются или ослабляются в одинаковой степени.*** Таким образом, комплексное электромагнитное воздействие, включающее вихревую и потенциальную компоненты магнитного поля, приводит к организации в веществе молекулярных структур, создающих собственное СМП. При этом в качестве коэффициента усиления (ослабления) СМП в веществе выступает относительная магнитная проницаемость μ'.

Тороидальные структуры часто образуются на молекулярном уровне, и взаимодействие между ними влияет на макроскопические характеристики материала [106-107]. Для описания этого взаимодействия в 1957 академик Я. Зельдович ввел термин «тороидальный момент», который направлен вдоль оси тороида. Как оказалось в последствие тороидальный момент представляет собой градиент собственного СМП ∇H^* тороида.

8. Эксперименты и природные явления

В публикациях Николаева Г.В. [16-18] описаны десятки экспериментов и устройств, в которых проявляется продольная магнитная сила. Приведем некоторые собственные эксперименты, а также эксперименты других авторов, однозначно подтверждающие теорию о продольном электромагнитном взаимодействии.

В первом эксперименте Томилина А.К. и Асылканова Г.Е. [33] изучается движение прямолинейного проводника с током в поле магнита Николаева (МН). Над разрезом МН при помощи непроводящих нитей подвешен прямолинейный электропроводный немагнитный (медный) прямолинейный стержень (рис. 42*а*). К его середине, расположенной над центром магнита, подведен гибкий проводник, соединенный с одним из полюсов постоянного источника тока.

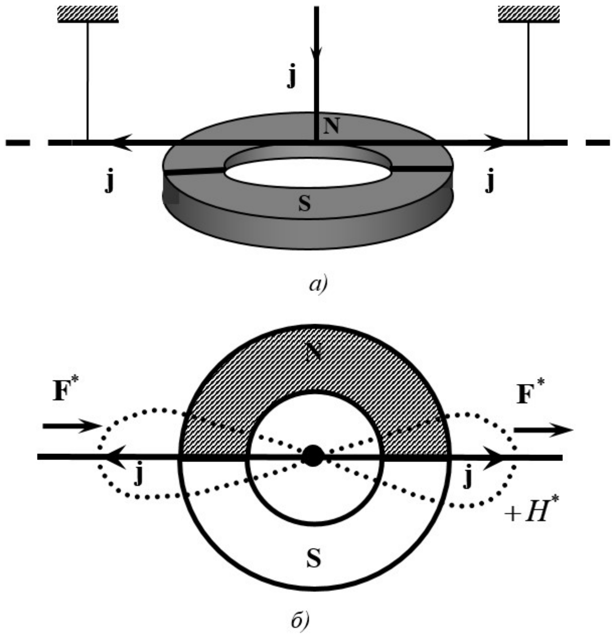


Рис. 42 *Первый эксперимент Томилина-Асылканова*

Оба конца подвешенного проводника соединяются с другим полюсом источника тока. Гибкие проводники, подведенные к концам медного стержня, располагаются по его продолжению. При этом горизонтальный линейный проводник значительно длиннее диаметра МН. В левой и правой частях подвешенного проводника текут взаимно противоположные токи. При замыкании цепи проводник движется вдоль разрезов магнита, т.е. вдоль токов, текущих в нем. Так как система в момент включения тока была симметричной, остается предположить, что на одной половине проводника возникает сила, направленная по току, а на другой против тока. Этот результат совпадает с выводом, вытекающим из предложенной теории, и подтверждает гипотезу о существовании продольной магнитной силы.

На рис. 42*б* показаны действующие на проводник продольные силы с учетом направления токов и градиентов СМП, созданного магнитом. Действительно, направление тока, текущего в правой половине проводника, совпадает с направлением градиента СМП магнита (слева на право). Поэтому на правую часть проводника действует сила, направленная по току. Ток в левой части проводника образует с градиентом внешнего СМП угол 180^0, поэтому продольная сила направлена против тока, текущего в проводнике. Таким образом, проводник в целом испытывает действие продольной силы $\mathbf{F}^*$, направленной слева на право. Движение проводника, наблюдаемое в эксперименте, происходит именно в этом направлении.

Заметим, что в случае, изображенном на рис. 42*а*, на вертикально расположенный проводник действует поперечная сила Ампера. Исходя из расположения полюсов магнита, нетрудно определить, что она направлена противоположно силе $\mathbf{F}^*$, то есть противодействует наблюдаемому движению проводника. Следовательно, поперечная сила, приложенная к вертикальному проводнику, не является причиной наблюдаемого движения. Кстати, эта поперечная сила довольно мала, так как обычное магнитное поле, создаваемое на оси МН его половинками, вблизи поверхности магнита практически компенсируется.

Второй эксперимент Томилина А.К. и Асылканова Г.Е. [33]. Над магнитом Николаева подвешено тонкое кольцо из меди (рис. 43*а*). Точки, расположенные на диаметре, перпендикулярном к линии разреза, соединяются с противоположными полюсами источника постоянного тока. При замыкании цепи по кольцу текут полукольцевые токи. При этом кольцо приходит во вращательное движение в своей плоскости. Если подводка тока осуществляется при помощи гибких проводников, закрепленных на кольце, то эффект можно наблюдать только при кратковременном замыкании цепи.

Выделим условно участок проводника с током, находящийся в правой области СМП, созданного магнитом. На рис. 43*б* ток направлен вниз, градиент внешнего СМП направлен слева на право. Таким образом, ток образует с градиентом внешнего СМП угол 90^0. Поэтому на него действует сила $\mathbf{F}^*$, направленная по току. Слева ток и градиентом внешнего СМП составляет угол -90^0. Поэтому сила $\mathbf{F}^*$ направлена против тока.

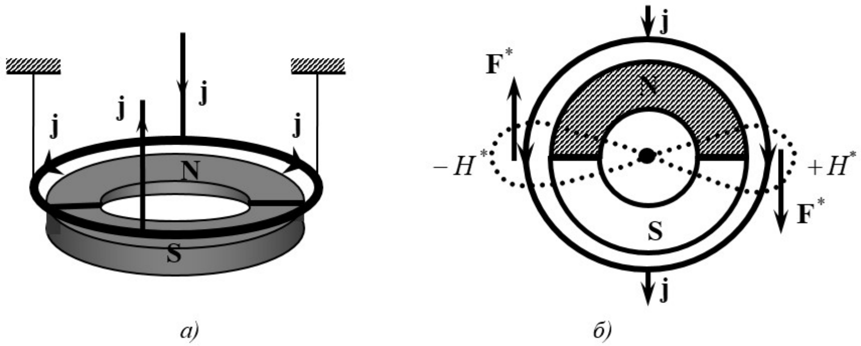


Рис. 43 *Второй эксперимент Томилина-Асылканова*

На рис. 43*б* видно, что за счет продольного электромагнитного взаимодействия создается пара сил, приводящая кольцо во вращение. Если обеспечить подвижный электрический контакт, то кольцо будет вращаться. В этом случае полностью исключается передача кольцу импульсов поперечных сил, действующих на подводящие проводники при любом их расположении.

Аналогичный ***эксперимент проделал Дейна С.А.*** (рис. 44). Он расположил магнит Николаева в вертикальной плоскости и закрепил его на вращающейся платформе. Линия разреза МН расположена горизонтально. В этой же горизонтальной плоскости закреплено кольцо, по которому текут полукольцевые токи. При пропускании тока по кольцу МН поворачивается вокруг вертикальной оси. Если изменить направление тока в кольце, МН поворачивается в другую сторону.

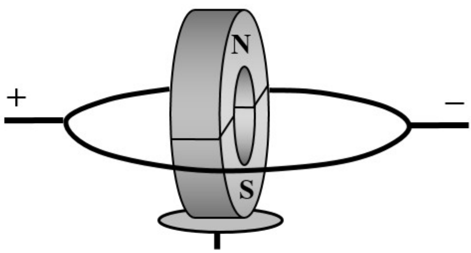


Рис. 44 *Эксперимент Дейны С.А.*

Движение МН происходит под действием пары сил Ампера. Очевидно, такая же по величине пара сил действует в противоположном направлении на кольцо с током. Плоскость действия этой пары совпадает с плоскостью кольца, следовательно, силы ее образующие, направлены вдоль токов, текущих по кольцу.

В статье Wesley J. P. [34], опубликованной в 1998 году, объясняется действие ***мотора Маринова*** (рис. 45). Статором этого мотора является тороидальный магнит. Как показано в подразделе 6, такая система создает СМП. Передняя и задняя части ротора (электропроводное кольцо) располагаются в СМП разных знаков. При этом возникает пара сил, вращающая ротор.

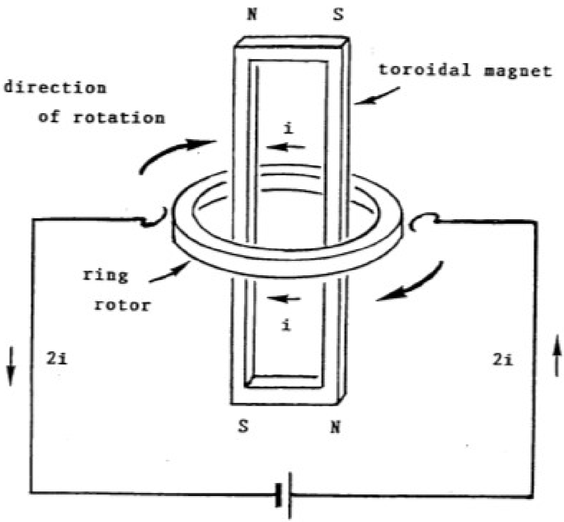


Рис. 45 *Мотор С. Маринова*

На рис. 46 представлена схема ***эксперимента, произведенного Томилиным А.К. и Прокопенко Е.В.*** Медный стержень подвешен с помощью двух проводников, образующих треугольный подвес. Такой тип подвеса позволяет зафиксировать даже малые по величине силы. На недостатки такого подвеса обратим внимание несколько позднее. Пусть по проводнику пропускается постоянный электрический ток в указанном на рис. 46*а* направлении. Под серединой горизонтального стержня расположим магнитную пару, которая, создает СМП.

При заданном направлении тока и указанном расположении полюсов магнитной пары в эксперименте наблюдается движение стержня влево, то есть по току, текущему в стержне (рис. 46*а*). При изменении направления тока горизонтальный проводник движется вправо, то есть вновь по току.

Если магнитную пару повернуть вокруг любой горизонтальной оси *x* или *y* на 180^0 при неизменном направлении тока, то наблюдается движение проводника против текущего в нем тока (рис. 46*б*). Этим подтверждается теоретическое соображение о необходимости различать знак СМП. В позиции, представленной на рис. 46*а*, стержень находится в положительном СМП, созданном магнитной парой. На рис. 46*б* над магнитной парой создается отрицательное СМП. Этим и объясняется различное направление движения стержня по отношению к текущему в нем току.

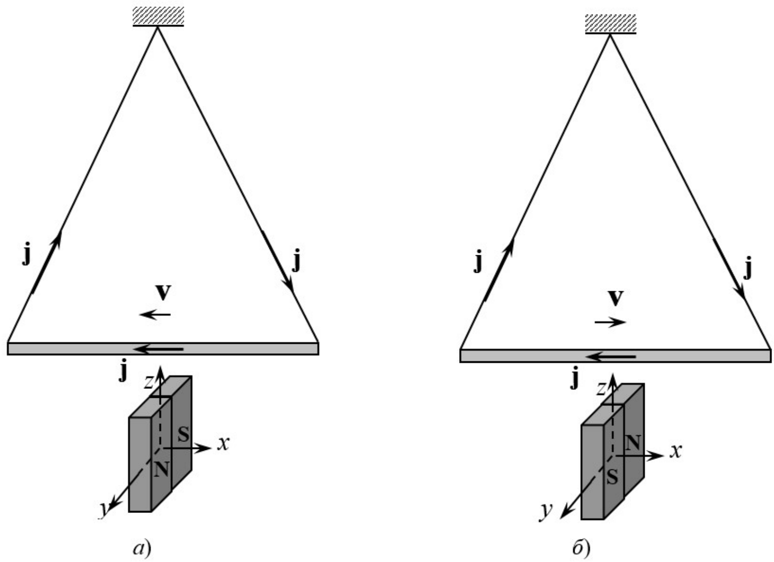


Рис. 46 *Продольное движение проводника на треугольном подвесе в СМП*

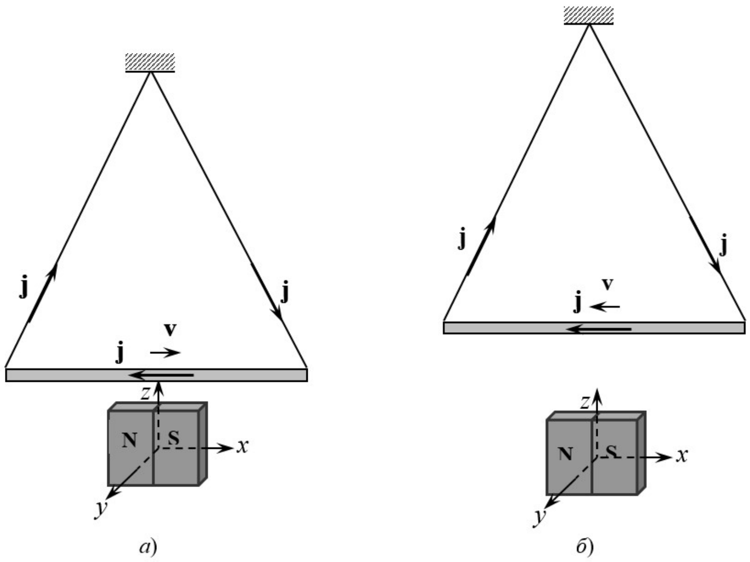


Рис. 47 *Зависимость продольной силы от градиента внешнего СМП*

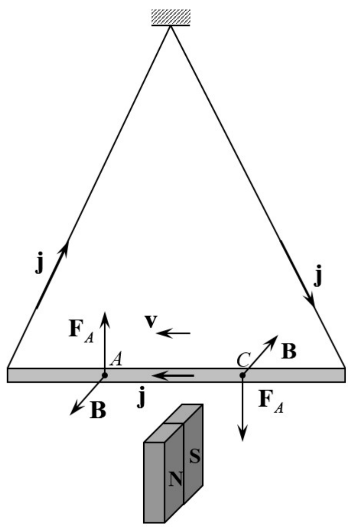


Рис. 48 *Анализ сил в треугольном подвесе*

Экспериментально установлено, что направление движения проводника зависит от высоты его расположения над торцом магнитной пары, расположенной как представлено на рис. 47. Если проводник расположен очень близко к торцу магнитов (на расстоянии менее 0,5 *см*), то он движется против тока, текущего в нем (рис. 47*а*). Это происходит вследствие особенности треугольного подвеса: при близком расположении магнитной пары, она взаимодействует с проводниками подвеса и создается пара сил с моментом, направленным противоположно моменту продольной силы относительно оси подвеса. Очевидно, в этом случае момент пары, приложенной к проводникам подвеса, больше момента продольной силы, действующей на горизонтальный проводник.

Попытаемся объяснить результаты эксперимента с помощью традиционной электродинамики. Рассмотрим первый случай (рис. 46*а*). Возможно, что в точках *A* и *C* система магнитов создает обычное векторное магнитное поле. Векторы индукции этого поля показаны на рис. 48 в соответствии с расположением полюсов магнитов. Естественно создается пара сил Ампера, которая, возможно, и вызывает наблюдаемое в эксперименте движение стержня вокруг точки подвеса. Этот недостаток треугольного подвеса можно устранить, подвесив стержень на двух вертикальных гибких проводниках (рис. 49).

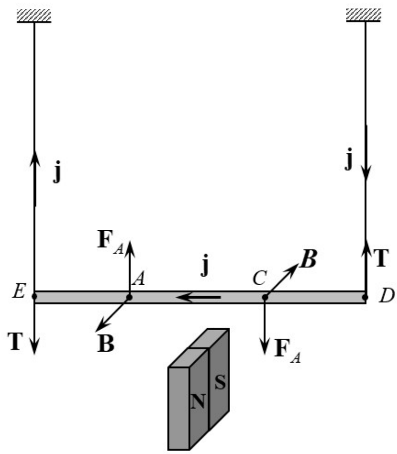


Рис. 49 *Анализ сил в прямоугольном подвесе*

В прямоугольном подвесе паре, образованной силами Ампера $(\mathbf{F}_A, -\mathbf{F}_A)$, противодействует пара, созданная реакциями подвеса $(\mathbf{T}, -\mathbf{T})$. Следовательно, стержень не должен двигаться. Однако в эксперименте и при таком подвесе наблюдается горизонтальное движение стержня по току или против него, в зависимости от знака СМП. Остается сделать вывод, что результаты эксперимента не объясняются в рамках традиционной электродинамики.

Выясним вопрос о взаимодействии магнитной пары с подводящими проводниками при вертикальном расположении подводящих проводников (рис. 50). Магнитная пара располагалась в трех позициях: посередине стержня и близко к каждому из торцов. В каждом положении определялась сила Ампера, действующая на соответствующий подвес, в соответствие с направлением тока и магнитной индукции.

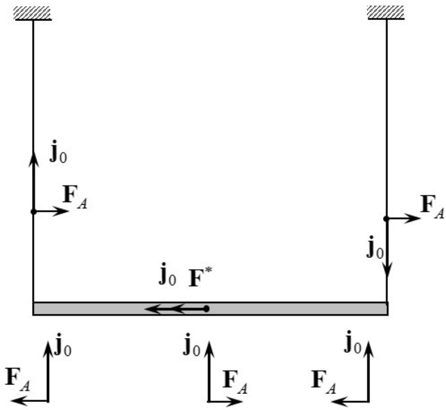
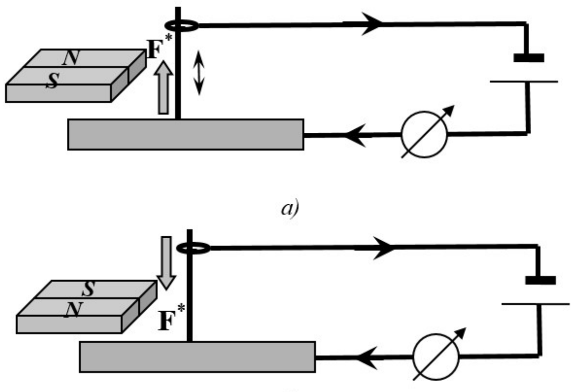


Рис. 50 *Силы, действующие на проводники в прямоугольном подвесе*

В результате установлено, что ***при расположении магнитной пары посередине горизонтального проводника наблюдаемое движение стержня происходит в направлении обратном силам Ампера, действующим на проводники подвеса. Следовательно, результат эксперимента нельзя объяснить взаимодействием магнитов с проводниками подвеса.***

Линейные проводники на подвесе, к сожалению, невозможно использовать в локальной области для тестирования СМП. Они должны быть достаточно длинными, чтобы исключать взаимодействие с проводниками подвеса. Поэтому имеет смысл экспериментировать с подвижными проводниками конечной длины. В ***эксперименте Томилина А.К. и Смагулова А.Е.*** [33] легкий электропроводный немагнитный (медный) стержень длиной 2-3 *см* располагается вертикально на графитовой основе. Верхний конец стержня продет свободно в малую электропроводную петлю, размер которой немного превышает поперечный диаметр стержня. Петля и графитовая основа замыкаются цепью, содержащей источник постоянного тока (аккумуляторная батарея) и амперметр. При замыкании цепи создается постоянный ток, в нашем случае $J \approx 2A$.

Если поднести к медному стержню систему двух плоских магнитов, сложенных как показано на рис. 51*а*, стержень совершает вертикальные вибрации. Если расположить магниты, как показано на рис. 51*б*, стержень не вибрирует.



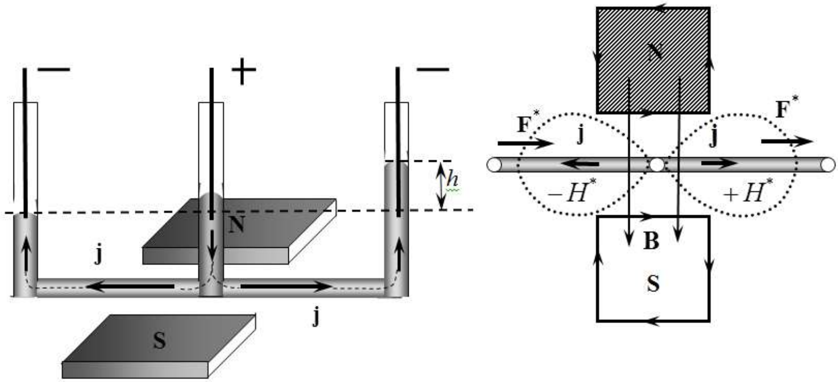
а)

б)

Рис. 51 *Эксперимент с коротким вертикальным проводником*

Результат эксперимента объясняется возникновением продольной электромагнитной силы, действующей вертикально на подвижный проводник с током в СМП. В первом случае эта сила направлена вверх, и, очевидно, она больше силы тяжести, поэтому стержень совершает вертикальные вибрации. За счет прерывания электрического контакта ток в цепи прерывается, поэтому магнитная сила имеет импульсный характер. Во втором случае продольная сила постоянна и направлена вниз, поэтому стержень не вибрирует.

Следующий эксперимент Томилина А.К. и Смагулова А.Е. [33]: Ш-образную стеклянную трубку, заливается ртуть. Средний электрод соединяется с положительным полюсом источника постоянного тока, а крайние подводятся к отрицательному полюсу. Плоские прямоугольные магниты устанавливаются в горизонтальной плоскости симметрично относительно середины трубки (рис. 52*а*). При проведении эксперимента использовались постоянные магниты, изготовленные из сплава «Железо-Неодим-Бор», создающие сильное магнитное поле.



а) *б)*

Рис. 52 *Эксперимент с* Ш-*образной трубкой*

До замыкания электрической цепи мениски ртути во всех вертикальных трубках находятся на одинаковом уровне. При замыкании цепи уровень ртути в вертикальных трубках сосуда резко изменяется. В случае расположения магнитов как показано на рис. 52, в правой трубке мениск поднимается, а в левой – опускается. Если при том же расположении магнитов изменить полярность всех электродов на противоположную, то наблюдается обратный эффект. В отсутствие магнитов при пропускании тока ртутные мениски остаются на одном уровне.

Попытаемся объяснить этот эффект действием обычной поперечной силы Ампера на ртуть в горизонтальной трубке. Действительно, такая сила возникает за счет взаимодействия вертикальной составляющей тока (она имеется в основании средней вертикальной трубки) с горизонтальной составляющей магнитной индукции. Горизонтальная составляющая вектора **B** изображена на рис. 52*б* с учетом полярности магнитов. В таком случае сила Ампера должна привести к поднятию ртути в левой трубке и опусканию – в правой. В эксперименте же при расположении магнитов как показано на рис. 52 наблюдается противоположный эффект. Следовательно, объяснить результат опыта, оперируя обычной поперечной силой Ампера невозможно.

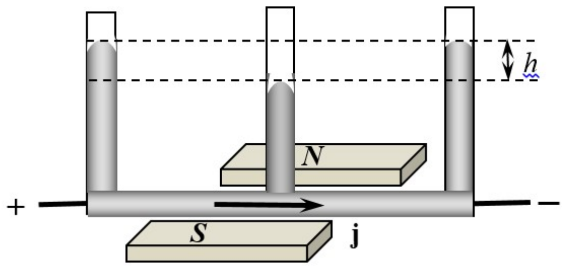


Рис. 53 *Эксперимент С. А. Дейны с* Ш-*образной трубкой*

Аналогичный ***эксперимент произвел Дейна С. А.*** Схема его установки изображена на рис. 53. Электрический ток пропускается по горизонтальному участку. При этом не зависимо от направления тока в крайних трубках происходит подъем ртути, а в средней трубке – опускание (*https://www.youtube.com/watch?v=g8XBb2UCRsI*). Результат эксперимента соответствует предложенной выше теории.

Произведено несколько экспериментов с целью изучения распределения СМП, созданного магнитной парой ***(эксперименты Томилина А.К.)***. При этом в качестве индикатора использовался миниатюрный тороид. В подразделе 6 показано, что конфигурация магнитного поля тороида совпадает с распределением поля, созданного прямолинейным участком тока конечной длины. То есть тороид можно использовать как объект, моделирующий ток конечной длины. Подводящие проводники можно расположить практически на одной линии, то есть компенсировать их магнитные поля. Следует учесть, что при намотке тороида неизбежно образуется так называемый набегающий виток. Если использовать однослойную катушку, то при ее намотке возникает один набегающий виток, то есть круговой ток. За счет взаимодействия этого кругового тока с внешним вихревым магнитным полем может возникнуть вращающий момент. Чтобы избежать этого, следует намотать два слоя с образованием двух набегающих витков противоположного направления.

В экспериментах использовался индикаторный тороид со следующими параметрами: двухслойная обмотка, содержащая $n = 20$ пар витков, внутренний радиус $r_T = 0,003 м$, внешний радиус $R_T = 0,01 м$, длина $l_T = 0,02 м$. Суммарная площадь поперечного сечения внутренних проводников $S = 3,8 \cdot 10^{-6} м$. В экспериментах использовались магниты на основе сплава «Железо-Неодим-Бор» с размерами $10 \times 20 \times 60 мм$.

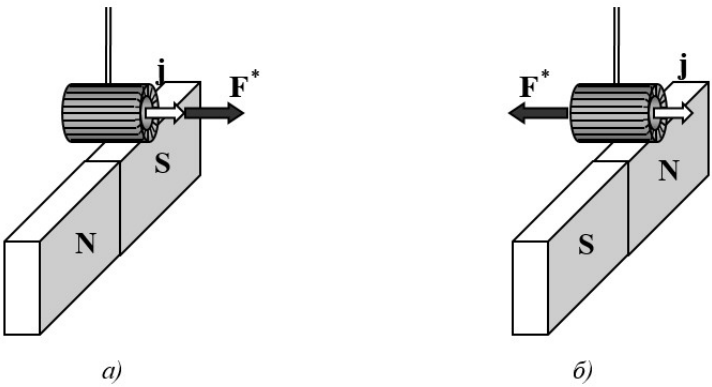


Рис. 54 *Движение тороида в СМП*

В первом эксперименте (рис. 54) магниты соединялись наименьшими гранями. Тороид располагался над линией соединения ортогонально большим плоскостям магнитов. На рис. 54*а* представлен случай, когда тороид находится в положительном СМП. Установлено, что в этом случае на него действует сила, направленная по моделирующему току. Если магниты расположить, как показано на рис. 54*б*, то тороид находится в отрицательном СМП. В этом случае на него действует сила, направленная противоположно моделирующему току.

Однако нельзя утверждать, что в этом эксперименте на тороид действует исключительно продольная магнитная сила. Линии вихревого магнитного поля пересекают вертикальные торцевые токи (рис. 55). За счет этого на нижнюю часть тороида действует сила Ампера, направленная по моделирующему току (на рисунке - к нам). Верхняя часть тороида испытывает действие силы, направленной против моделирующего тока (от нас). Конечно, в верхней части тороида магнитное поле слабее, чем внизу. Поэтому сила, направленная к нам, больше. Она совпадает по направлению с продольной магнитной силой. Следовательно, нельзя однозначно сказать, что наблюдаемый эффект объясняется только действием продольной силы.

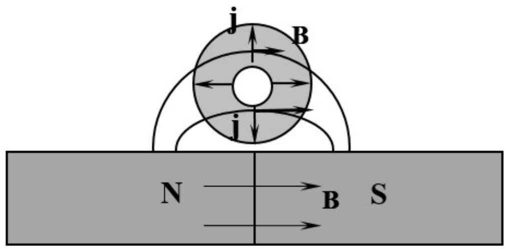


Рис. 55 *Взаимодействие торцевых токов с внешним магнитным полем*

Расположим индуктор в положительном СМП, как изображено на рис. 56. Направим моделирующий ток слева на право. При этом должна возникать продольная магнитная сила, направленная по моделирующему току. Однако в эксперименте тороид движется в противоположном направлении. Это объясняется взаимодействием торцевых токов в нижней части тороида (наиболее близко расположенной к магнитам) с сильным вихревым магнитным полем и возникновением двух одинаково направленных сил Ампера. В верхней части торца тороида возникают силы Ампера противоположного направления, но они меньше, чем силы, действующие на нижнюю часть тороида. Очевидно, в этом случае сумма сил Ампера превосходит продольную силу Николаева.

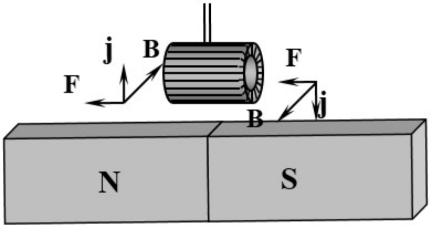


Рис. 56 *Случай, когда поперечные торцевые силы больше продольной силы*

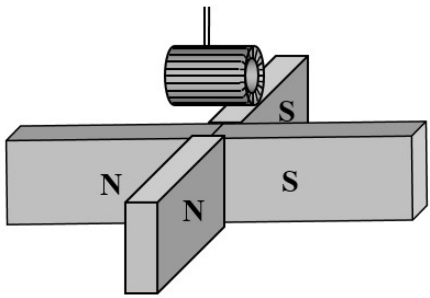


Рис. 57 *Случай компенсации продольных и поперечных сил*

Если индуктор собрать из четырех магнитов, как представлено на рис. 57, то тороид при включении тока практически не движется. Это объясняется компенсацией сил, по отдельности возникающих в случаях, изображенных на рис 55 и 56. Можно сделать вывод о том, что эти силы практически одинаковые по величине.

Если тороид располагается между двумя магнитами наблюдается его движение в соответствие с теорией продольного электромагнитного взаимодействия (рис. 58*а*). На тороид, расположенный в положительном СМП, действует сила, направленная по моделирующему току. Если тороид расположен в отрицательном СМП, наоборот, продольная сила направлена против моделирующего тока.

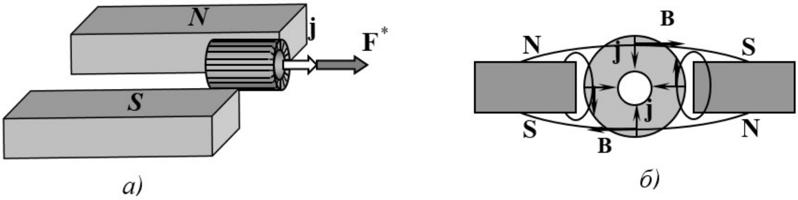


Рис. 58 *Анализ сил при расположении тороида между магнитами*

Однако существует и поперечная магнитная сила того же направления. Она возникает за счет взаимодействия горизонтальных торцевых токов с магнитным полем индуктора (рис. 58*б*). На рис. 58*б* тороид движется от нас. Туда же направлены поперечные силы, действующие на горизонтальные торцевые проводники. На вертикальные торцевые проводники, наоборот, действуют силы, направленные к нам.

Таким образом, в этом случае возникает комбинация продольных и поперечных сил. Выделить продольную электромагнитную в этом случае не удается.

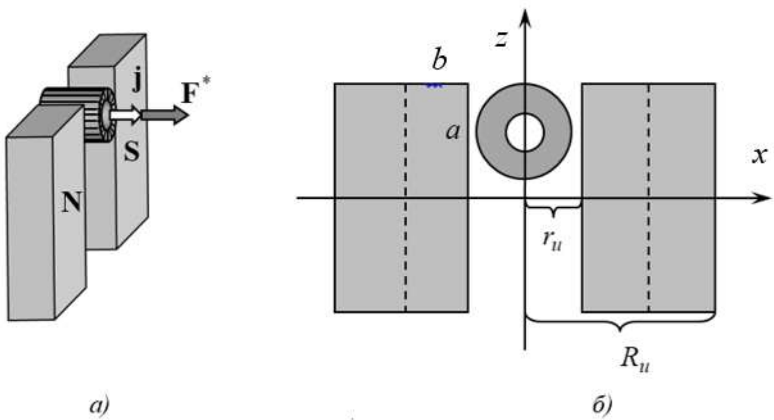


Рис. 59 *Случай компенсации поперечных сил*

При расположении элементов системы, как показано на рис. 59, наблюдается движение тороида в соответствие с теорией продольного электромагнитного взаимодействия. Сумма всех поперечных магнитных сил в этом случае практически равна нулю. Следовательно, подобную установку можно использовать для измерения продольной магнитной силы в «чистом виде».

Все приведенные выше эксперименты носят качественный характер. Для подтверждения обобщенной теории электромагнитного взаимодействия необходимо произвести эксперимент, позволяющий измерить силу Николаева в «чистом» виде и сравнить теоретический расчет с результатами эксперимента. Подобный эксперимент мог бы стать аналогом знаменитого эксперимента, в котором демонстрируется проявление силы Ампера в поле подковообразного магнита.

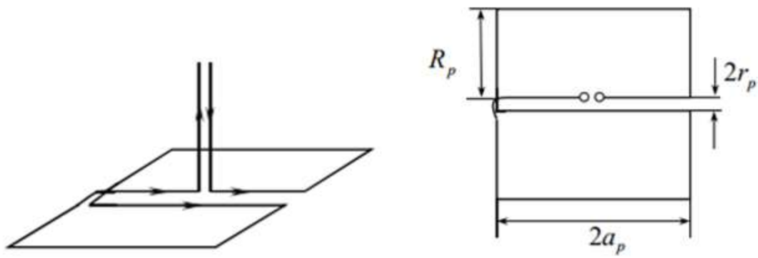


Рис. 60 *Плоская биполярная рамка*

Чтобы измерить силу Николаева в «чистом» виде необходимо решить несколько принципиальных проблем:

1) исключить проявление поперечных сил;

2) обеспечить подвижность индикаторного объекта;

3) создать квазиоднородное внешнее СМП в области, превышающей размеры индикаторного объекта.

Как отмечено выше, идея такого эксперимента реализована в установке, представленной на рис. 59. Вместо тороида предлагается использовать биполярную плоскую рамку (индикаторная рамка), подвешенную на подводящих проводниках (рис. 60).

Как показано в подразделе 6, магнитное поле такой рамки идентично полю линейного проводника конечной длины. То есть создаются обе компоненты магнитного поля: вихревая и потенциальная. Влияние подвеса практически исключается, так как по подводящим проводникам текут противоположно направленные токи. При максимально близком расположении этих проводников их поля компенсируются.

Внешнее магнитное поле создается двумя прямоугольными контурами с током, которые расположены, как представлено на рис. 61. Будем называть эту систему индуктором. Распределение внешнего СМП индуктора можно рассчитать, на основе обобщенной теории.

Расположим биполярную рамку между контуров индуктора, как показано на рис. 61. Индуктор, конечно, создает и вихревое магнитное поле. В пространстве между рамками его силовые линии расположены коллинеарно оси *x*. При взаимодействии с торцевыми токами индикаторной рамки, которые тоже параллельны оси *x*, сила Ампера не создается. Четыре продольных тока, текущих в индикаторной рамке, при взаимодействии с внешним магнитным полем создают силы Ампера. Две из них направлены вверх, а еще две - вниз. Следовательно, они попарно компенсируются. В любом случае, движение индикаторной рамки в направлении оси *y*, его нельзя объяснить действием силы Ампера.

Из обобщенной теории следует, что сила Николаева $\mathbf{F}^*$ должна действовать вдоль эквивалентного тока $\mathbf{j}_0$, так как индикаторная рамка находится в СМП. Если СМП имеет положительный знак, рамка движется по направлению эквивалентного тока. В отрицательном СМП рамка должна двигаться против эквивалентного тока.

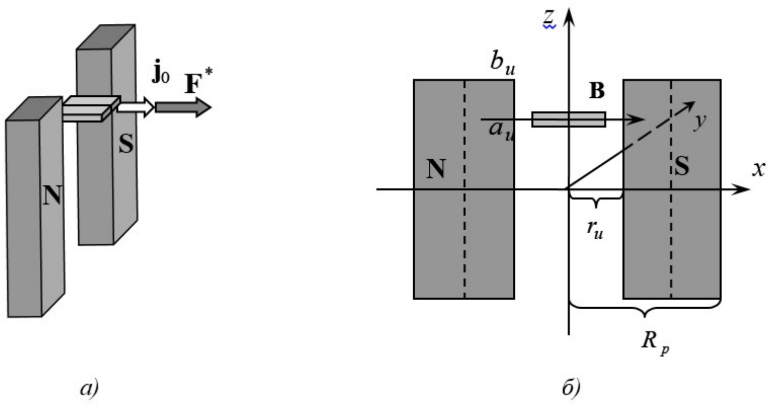


Рис. 61 *Эксперимент по измерению продольной силы*

Экспериментальную установку изготовил ***С. А. Дейна***, им же произведены лабораторные измерения. Ниже приведены параметры лабораторной установки.

Индуктор: размеры каждой обмотки, длина $2a_и = 0{,}16м$, ширина $2b_и = 0{,}11м$, расстояние между обмотками $0{,}055м$, количество пар витков $n_и = 270$, сила тока в каждой обмотке $J_и = 3A$. Внутренний радиус индуктора $r_и = 0{,}0275м$, внешний радиус $R_и = 0{,}1375м$.

Индикаторная рамка: длина $2a_р = 0{,}032м$, ширина $2R_р = 0{,}05м$. Между внутренними проводниками рамки зазора практически нет. Количество пар витков $n_р = 50$. Сила тока $J_р = 2A$. Рамка намотана проводом диаметром 0,5*мм*, покрытым изоляционным лаком. Суммарная площадь поперечного сечения внутренних проводников $S = 0{,}2 \cdot 10^{-4} м^2$. Внутренние проводники плотно прилегают друг к другу. Их можно представить как два ряда плоской намотки, разделенных перегородкой равной толщине изолирующего слоя $2r_р = 0{,}001м$. Измерение силы производилось при помощи электронных весов с точностью до 0,01 *г*.

Расположение координатных осей представлено на рис. 61*б*. Напряженность СМП, созданной индуктором в точке z, определяется по формуле:

$$H_и^*(z,0) = n_и \frac{J_и}{2\pi}\left[\frac{(r_1 - r_2)}{r_1 r_2} + \frac{(r_3 - r_4)}{r_3 r_4}\right], \tag{8.3}$$

где

$$r_1 = \sqrt{r_и^2 + (z + a_и)^2}, \quad r_2 = \sqrt{r_и^2 + (a_и - z)^2},$$
$$r_3 = \sqrt{R_и^2 + (a_и - z)^2}, \quad r_4 = \sqrt{R_и^2 + (z + a_и)^2}. \tag{8.4}$$

Индукция внешнего СМП

$$B_u^* = \mu_0 H_u^* .$$

Ось индикаторной рамки располагается вдоль *Oy*, следовательно, напряженность собственного СМП индикатора является функцией координаты *y*:

$$H_p^*(y,0) = n_p \frac{J_p}{2\pi}\left[\frac{(r_1 - r_2)}{r_1 r_2} + \frac{(r_3 - r_4)}{r_3 r_4}\right]. \qquad (8.5)$$

Здесь

$$r_1 = \sqrt{r_p^2 + (y + a_p)^2}, \qquad r_2 = \sqrt{r_p^2 + (a_p - y)^2},$$

$$(8.6)$$

$$r_3 = \sqrt{R_p^2 + (a_p - y)^2}, \qquad r_4 = \sqrt{R_p^2 + (y + a_p)^2}.$$

В результате вычислений получено значение напряженности $\left(y = \pm a_p = \pm 0,016 м\right)$ собственного СМП на торцах рамки

$$H_p^*\left(a_p\right) = -1,67 \cdot 10^5\, А/м \qquad H_p^*\left(-a_p\right) = 1,67 \cdot 10^5\, А/м.$$

В результате неточностей при измерении расстояний ошибка в расчетах этой величины может составить: $\pm 0,3 \cdot 10^5\, А/м$.

Произведем теоретический расчет продольной силы, действующей на индикаторную рамку в данном эксперименте. Градиент СМП, созданного индуктором, всегда направлен перпендикулярно моделирующему току, соответствующему индикаторной рамке. Поэтому используем частную формулу (5.2):

$$\mathbf{f}_\perp^* = \mathbf{j}_\perp B_u^* \qquad (8.7)$$

Ток $\mathbf{j}_\perp$ создает на оси индикаторной рамки собственное СМП напряженности H_p^*. При этом

$$\mathbf{j}_\perp = \nabla H_p^* = \frac{dH_p^*}{dz}\mathbf{z}^0 .$$

Продольная электромагнитная сила рассчитывается по формуле:

$$F^* = \int_\tau B_и^* \frac{dH_p^*}{dz} d\tau = B_и{}^* S\left[H_p^*\left(a_p\right) - H_p^*\left(-a_p\right)\right]. \qquad (8.8)$$

Результаты расчетов и экспериментальных измерений и оценка возможных ошибок приведены в таблице 1:

Таблица 1

z (м) *положение рамки*	$B_и^*(Тл)$ *расчет*	$F^*(Н)$ *расчет*	$F^*(Н)$ *измерение*
0,08 ± 0,002	$0,45 \cdot 10^{-2} \pm 0,05 \cdot 10^{-2}$	0,0302 ±0,005	0,0441 ± 0,001
0,04 ± 0,002	$0,18 \cdot 10^{-2} \pm 0,05 \cdot 10^{-2}$	0,0120 ± 0,005	0,0088 ± 0,001
0	0	0	0
– 0,04 ± 0,002	$-0,18 \cdot 10^{-2} \pm 0,05 \cdot 10^{-2}$	– 0,0120 ±0,005	– 0,0088 ± 0,001
– 0,08 ± 0,002	$-0,45 \cdot 10^{-2} \pm 0,05 \cdot 10^{-2}$	– 0,0302 ±0,005	– 0,0441 ± 0,001

При $z = \pm 0,08 м$ экспериментальное значение превышает расчетное на 46%. При $z = \pm 0,04 м$, наоборот, результаты измерений меньше расчетных на 26%. Это можно объяснить неоднородностью СМП в пределах области, которую занимает индикаторная рамка. При теоретических расчетах поле принимается однородным. С учетом этого замечания результаты эксперимента можно считать вполне удовлетворительными. Во-первых, теория правильно определяет направление действия магнитной силы и точку ее нулевого значения. Во-вторых, она позволяет произвести достаточно точные численные расчеты.

Тороидальную катушку можно использовать в качестве генератора продольных колебаний. Это подтверждается не сложным экспериментом, в котором миниатюрный тороид подвешен вблизи торца магнитной пары, где образуется область СМП (рис. 54). Для вертикального подвеса удобно использовать подводящие проводники, расположенные на одной линии. При этом их суммарное магнитное поле практически равно нулю.

Используя формулу (8.7), произведем теоретический расчет продольной силы, действующей на тороид в неоднородном внешнем СМП индукцией $B^*(z)$. При малых колебаниях маятника движение тороида практически совпадает с горизонтальной осью z. Движение геометрического центра тороида будем характеризовать функцией $z_0(t)$. Продольная электромагнитная сила, действующая на тороид, рассчитывается по формуле:

$$F^*(z_0) = nJ_\perp \int_{z_0-a}^{z_0+a} B^*(z)\,dz\,, \tag{8.9}$$

где a – половина высоты тороида, n – число витков его обмотки, $J_\perp$ – сила тока, текущего по обмотке.

Если по обмотке пропускается периодический ток от генератора:

$$J_\perp(t) = J_{\perp(0)} \cos\omega t\,,$$

то на тороид действует вынуждающая продольная сила:

$$F^*(z_0,t) = nJ_{\perp(0)} \cos\omega t \int_{z_0-a}^{z_0+a} B^*(z)\,dz\,. \tag{8.10}$$

Закон распределения СМП, созданного магнитной парой, можно аппроксимировать функцией:

$$B^*(z) = B_0^* - \lambda z^2\,, \tag{8.11}$$

где B_0^* – максимальное значение СМП, λ – константа размерности *Тл/м*^{2}. В этом случае продольная магнитная сила изменяется по закону:

$$F^*(z_0,t) = nJ_{\perp(0)} \left(2B_0^* a - \lambda \frac{(z_0-a)^3}{3} \right) \cos\omega t\,. \tag{8.12}$$

В случае малых колебаний функцию (8.12) можно линеаризовать, используя разложение в ряд Маклорена:

$$F^{*}\left(z_{0},t\right)=anJ_{\perp(0)}\left[2B_{0}^{*}+\lambda a\left(\frac{a}{3}-z_{0}\right)\right]\cos\omega t\,. \qquad (8.13)$$

При совпадении частоты вынуждающей электромагнитной силы и частоты собственных колебаний подвешенного тороида, возникает резонанс.

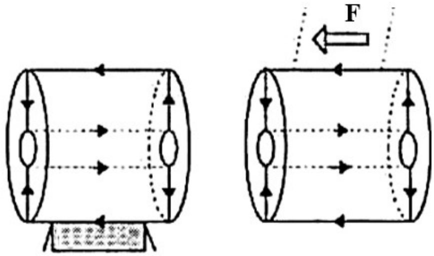


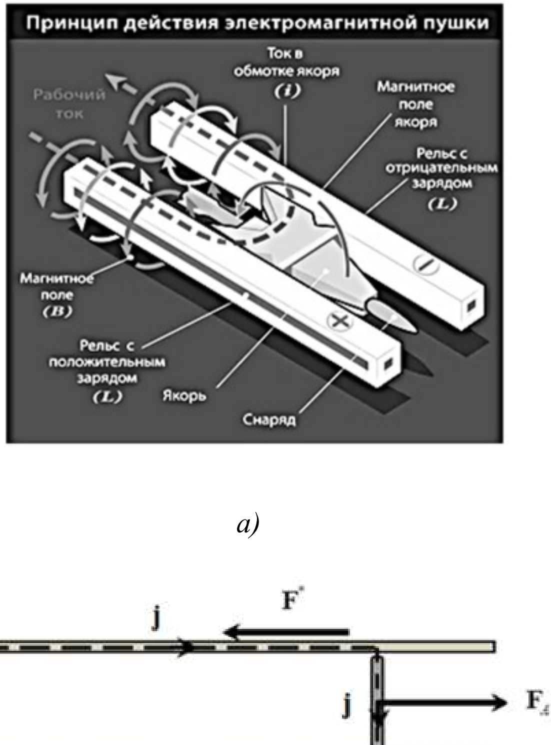
Рис. 62 *Взаимодействие тороидов при одинаковом направлении токов*

Обратим внимание еще на один эксперимент, проделанный Николаевым Г.В. [17] и воспроизведенный Дейна С.А. (рис. 62). Две расположенные на одной оси тороидальные катушки (набегающий виток скомпенсирован) с магнитопроводом при наличии однонаправленных магнитных потоков в них испытывают силы продольного притяжения вместо ожидаемого отталкивания (при допущении наличия в пространстве около них магнитных полей рассеяния). При отсутствии же магнитных полей рассеяния, когда все магнитные поля заключены внутри тороидов, рассматриваемые тороиды, согласно общепринятым представлениям, взаимодействовать не должны. Этот эксперимент подтверждает соображения, представленные на рис. 23 и 33, а также соответствует результату, полученному в подразделе 5 из обобщенного закона электромагнитного взаимодействия.

Продольная электромагнитная сила проявляется в некоторых технических устройствах, например, в электромагнитной пушке (рис. 63). Выброс снаряда происходит под действием силы Ампера. Однако при выстреле электромагнитной пушки неизбежно возникает отдача, хорошо заметная на видеосъемке (<u>https://vk.com/video-</u>

20363721_168394759). Следовательно, на подводящие рельсы действует продольная электромагнитная сила (рис. 63*б*). При этом выполняется третий закон Ньютона:

$$\mathbf{F}_A = -\mathbf{F}^* .$$



а)

б)

Рис. 63 *Принцип действия рельсотронной пушки*

Парадоксальные явления обнаружены при исследовании ***электрической дуги*** [35]. В частности, установлено, что положительные ионы, вырванные из катода при взрывной эмиссии, движутся против электрического поля. А плазменный столб дугового разряда в магнитном поле движется в сторону противоположную силе Ампера. По выражению академика Месяца Г.А. «никто не мог объяснить, почему здесь не работает обычная электродинамика».

В соответствие с порционной концепцией электрическая дуга является нестационарным процессом. При этом необходимо учитывать нестационарное СМП, а, следовательно, возникают заряды смещения и созданные ими электрические поля. Рассмотрим процессы, происходящие в дуговом разряде с учетом СМП. На поверхности катода имеются микронеоднородности. За счет тока автоэлектронной эмиссии они взрываются, и на катоде образуется плазма. Длится этот взрывной процесс примерно 10 наносекунд и далее постоянно возобновляется. Так как происходит последовательность микровзрывов, то протекающий между катодной плазмой и анодом электронный ток пульсирует. Таким образом, поток электронов создает незамкнутый пульсирующий ток конечной длины. Период пульсаций составляет примерно 10 наносекунд, а частота $10^8\,Гц$. За счет этого вблизи катода создается пульсирующее СМП положительного знака. В течение первой половины периода пульсации ток возрастает, при этом вблизи катодной плазмы создается положительный заряд смещения: $\frac{\partial B^*}{\partial t} > 0$. За счет этого вблизи катода резко возрастает напряженность электрического поля, что приводит к скачку тока в микронеоднородностях. Они взрываются и образуется плазма. Во второй половине периода пульсации электронный ток убывает и вблизи катода (над плазмой) образуется отрицательный заряд смещения: $\frac{\partial B^*}{\partial t} < 0$. Очевидно, потенциал этого заряда (вследствие высокой частоты пульсаций тока) выше потенциала катода, поэтому положительные ионы плазмы движутся к нему, то есть против электрического поля между анодом и катодом. Замечено, что при этом одно-, двух-, трех- и четырехзарядные ионы меди, несмотря на разные заряды, движутся с одинаковым ускорением, которое определяется напряженностью электрического поля в данный момент времени. Поэтому скорости всех ионов в любой момент времени одинаковые, что и отмечается в докладе [35]. Аналогические процессы происходят и при коронном разряде.

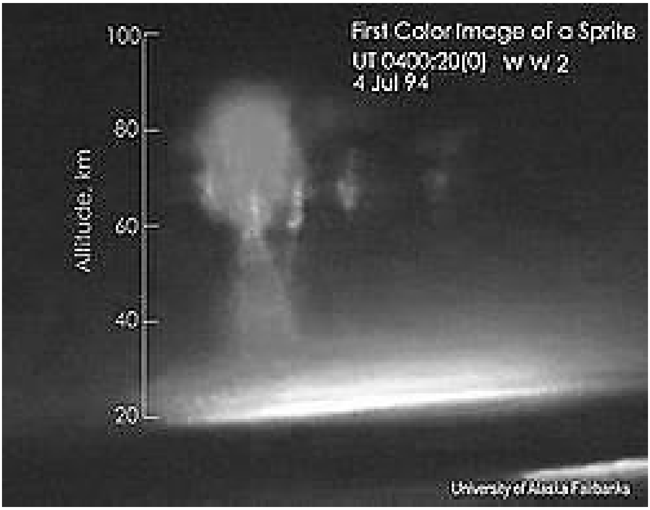


Рис. 64 *Фотография спрайта*

Косвенным подтверждением существования СМП могут служить парадоксальные явления, сопровождающие ***разряд молнии***. Действительно, молния является идеальным объектом для проявления скалярной компоненты магнитного поля, поскольку представляет собой незамкнутый электрический ток проводимости. Исходя из рассмотренной выше теории, перед токовым отрезком (молнией) и позади него образуются области сильных СМП. Воздействие этого поля на объекты живой и неживой природы изучено недостаточно и часто явления, связанные с ним, относят к разряду парадоксальных.

Остановимся лишь на одном из явлений, сопровождающих молнию. Пилоты самолетов, попавших в грозу, иногда наблюдают некоторое слабое свечение, возникающее над грозовыми облаками в момент вспышки молнии или сразу после нее (рис.64). Эти вспышки получили названия: ***спрайты, джеты и эльфы.*** Известными теориями это явление не объясняется. Приведем некоторые сведения об этом явлении, представленные в Википедии.

Спрайты трудно различимы, но они появляются в сильную грозу на высоте примерно от 50 до 130 километров (высота образования «обычных» молний - не более 16 километров) и достигают в длину до 60 *км* и до 100 *км* в диаметре. Спрайты появляются через десятые доли после удара очень сильной молнии и длятся менее 10 миллисекунд. Чаще всего спрайты распространяются одновременно вверх и вниз, но при этом распространение вниз заметно больше и быстрее. О физической природе спрайтов известно крайне мало. Исследованием этого явления занимаются ученые США, Дании, Израиля.

На наш взгляд описанное явление может быть объяснено на основе свойств СМП, которое создается над облаком в момент грозового разряда и является достаточно сильным. Космические частицы, попавшие в это поле, замедляются, что и вызывает кратковременное свечение в атмосфере над облаками. Концентрация космических частиц, как известно, зависит от солнечной активности, и не всегда бывает достаточной, чтобы вызвать свечение в нижних слоях ионосферы, поэтому «спрайт» наблюдается довольно редко. Кроме того, слабые кратковременные вспышки молнии, вероятно, не создают достаточно сильного СМП. Если продолжительность существования грозового ствола превышает указанный минимум, его можно рассматривать в пределах этого времени как квазистационарный незамкнутый ток проводимости, что и обеспечивает создание достаточно сильного квазистационарного СМП.

II. ОБОБЩЕННАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

9. Электронная теория

Изучим взаимодействие металлического токонесущего проводника с внешним СМП. С целью объяснения механизма возникновения продольной магнитной силы применим электронную теорию.

Рассмотрим постоянный электрический ток в проводнике в отсутствие внешних магнитных полей. С точки зрения электронной теории [7] электрический ток в проводнике рассматривается как течение электронного газа, взаимодействующего с неподвижными положительными ионами, расположенными в узлах кристаллической решетки. Со стороны электрического поля $\mathbf{E}$, созданного в проводнике, на заряженные частицы (электроны и ионы) действуют силы ($\mathbf{F}_-$ и $\mathbf{F}_+$ соответственно). Действующие на ионы силы направлены по вектору $\mathbf{E}$, а на свободные электроны – против этого вектора. Так как заряды электронов и ионов по величине одинаковые, эти силы равны по модулю и противоположны по направлению:

$$\mathbf{F}_+ = -\mathbf{F}_- .$$

Электроны под действием электрической силы приходят в движение относительно проводника, то есть создается электрический ток. В процессе своего движения электроны взаимодействуют с ионами, передавая им свой импульс. За счет этого уравновешивается силовое воздействие на кристаллическую решетку со стороны поля $\mathbf{E}$. Движение самих электронов при этом с большой степенью точности рассматривается как равномерное. Таким образом, токонесущий проводник в отсутствие внешних магнитных полей не испытывает силового воздействия и остается в покое.

За счет инерции электронов, конечно, может создаваться продольная сила при переменном токе. Наоборот, может возникать ток при ускоренном движении проводника. Эти эффекты исследованы в опытах Толмена [7]. Известно, что они крайне незначительны и не проявляются при постоянном токе или равномерном движении проводника.

Далее рассмотрим прямолинейный участок проводника *MN*, по которому течет исходный постоянный ток плотности $\mathbf{j}_0$. Пусть только на этом участке (а не на всей электрической цепи) действует стационарное СМП положительного знака $\left(+B^*\right)$ (рис. 65*а*). Пусть направление тока в проводнике образует с градиентом внешнего СМП угол 90^0.

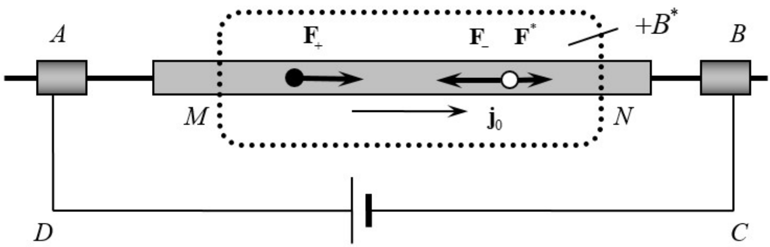


Рис. 65*а Силы, действующие на ион и электрон в положительном СМП*

Выделенный участок токонесущего проводника создает собственное СМП H_c^* и представляет собой градиентную магнитостатическую структуру, на которую в соответствии с законом (5.2) действует продольная сила $\mathbf{F}^*$.

Изучим этот процесс на электронном уровне. Со стороны электрического поля, созданного источником ЭДС, силовое воздействие на электроны и ионы остается тем же, что и в описанном выше случае в отсутствие СМП. В пределах выделенного участка на движущиеся электроны (в отличие от неподвижных ионов), кроме электрической силы $\mathbf{F}_-$, действует тормозящая сила $\mathbf{F}^*$.

Импульс электрона за счет этой силы уменьшается. Этот уменьшенный импульс передается иону при взаимодействии электрона с ним. При этом силовое воздействие на каждый ион не компенсируется полностью:

$$\mathbf{F}_+ > -\left(\mathbf{F}_- - \mathbf{F}^*\right).$$

На данном участке кристаллическая решетка проводника испытывает действие продольной силы $\mathbf{F}^*$, направленной по току (рис. 65*б*). Если продольная подвижность проводника обеспечена, он приходит в движение в направлении тока.

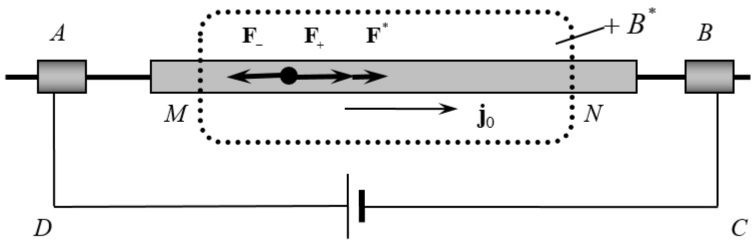


Рис. 65*б* *Возникновение продольной магнитной силы в положительном СМП*

Мы рассмотрели только взаимодействие отдельного электрона с СМП. Если требуется определить силовое воздействие на участок проводника или контур в целом, следует рассматривать ***комплекс электронов, движущихся в пределах действия СМП, как единую градиентную структуру.***

Если рассмотреть комплекс частиц, движущихся последовательно вдоль одной линии, то градиенты СМП всех частиц направлены вдоль линии их движения. В промежутках между частицами накладываются СМП противоположных знаков и частично компенсируют друг друга. При этом образуется ***единое СМП выделенного множества заряженных частиц.*** Механизм образования собственного СМП множеством движущихся положительных зарядов представлен на рис. 66.

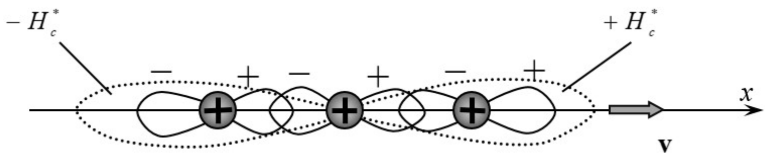


Рис. 66 *СМП комплекса движущихся заряженных частиц*

Заметим, что действие продольной силы $\mathbf{F}^*$ на выделенном участке *MN* (рис.64*б*) эквивалентно возникновению на нем ЭДС, противодействующей исходному току, что приводит к уменьшению результирующего тока в цепи:

$$j < j_0 .$$

Это явление можно назвать ***продольным эффектом Холла***. Экспериментально оно пока не подтверждено. Однако из теоретических соображений понятно, что его проявление весьма незначительно изменяет внешний ток, поэтому им обычно можно пренебречь.

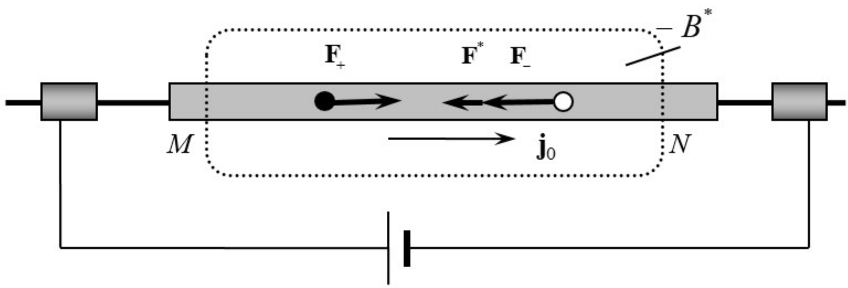


Рис. 67*а Силы, действующие на ион и электрон в отрицательном СМП*

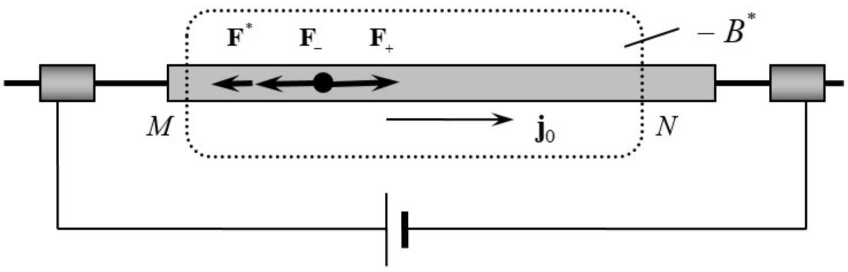


Рис. 67*б Возникновение продольной магнитной силы в отрицательном СМП*

В отрицательном СМП $\left(-B^*\right)$, наоборот, на комплекс электронов в пределах участка *MN* действует ускоряющая сила Николаева (рис. 67*а*). Силовое воздействие на ионы в этом случае больше в направлении движения электронов, т.е. против тока, поэтому на проводник в целом действует продольная сила, направленная против тока (рис. 67*б*). В этом случае ток, текущий в цепи, несколько усиливается:

$$j > j_0 .$$

Итак, установлено, что на токонесущий участок, помещенный в СМП, с поперечным по отношению к току градиентом, действует продольная сила, способная вызвать продольное движение проводника. Естественно встает вопрос о возможности обратного явления: возникает ли электрический ток при движении проводника в СМП? То есть, существует ли явление, аналогичное электромагнитной индукции и при каких условиях оно проявляется.

10. Безвихревая электромагнитная индукция

Рассмотрим движение прямолинейного проводника с незамкнутыми концами, во внешнем положительном СМП. Пусть СМП является стационарным $\left(B^* = const\right)$, прямолинейный проводник расположен на оси x и движется вдоль нее с постоянной скоростью $V_{пер} = const$. СМП неподвижно в лабораторной системе отсчета и действует на участке *MN* постоянной длины (рис. 68).

Из соображений, основанных на электронной теории, можно заключить: поскольку электроны и ионы, содержащиеся в проводнике, участвуют в переносном движении, на них в пределах участка *MN* воздействуют одинаковые по величине и противоположные по направлению силы Николаева: $\mathbf{F}_-^*$ и $\mathbf{F}_+^*$ соответственно. Действие этих сил аналогично созданию на участке *MN* электрического поля некоторой напряженности $\mathbf{E}_{MN}$, действующего в данном случае в направлении движения проводника. Возникает ли при этом в проводнике электрический ток? Ответ на это вопрос зависит от трех условий:

1) является ли индуцированное электрическое поле потенциальным;

2) стационарно ли оно в СО, связанной с проводником;

3) каков способ замыкания цепи.

В результате изменения вихревого магнитного поля, как известно, всегда индуцируется вихревое электрическое поле. Из соображений симметрии предположим, что в случае с СМП индуцируется потенциальное (безвихревое) электрическое поле $\mathbf{E}_g$. Создание потенциального электрического поля, как известно, возможно только при наличии источников и стоков. Проанализируем с этой точки зрения движение проводника в положительном СМП.

Вначале рассмотрим идеализированный случай, когда внешнее СМП является однородным. В процессе своего движения проводник в точке *M* входит в область действия СМП, а в точке *N* из нее выходит (рис. 68). Таким образом, в рассматриваемом случае (при условии стационарности и однородности СМП на участке *MN*) имеется две точки изменения внешнего СМП в системе отсчета, связанной с движущимся проводником: в точке *M* оно увеличивается $\left(\dfrac{d'B^*}{dt} > 0\right)$, а в точке *N* - уменьшается $\left(\dfrac{d'B^*}{dt} < 0\right)$. Штрих при обозначении производной означает, что она определяется в подвижной системе отсчета, связанной с проводником. Поскольку внешнее СМП стационарно в лабораторной системе отсчета, его изменение в подвижной системе отсчета происходит за счет конвекции.

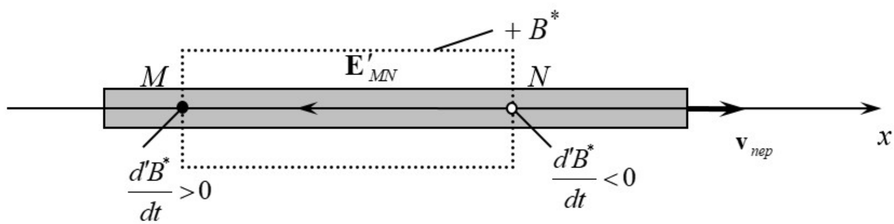


Рис. 68 *Возникновние ЭДС в проводнике, движущемся во внешнем СМП*

Таким образом, при механическом движении проводника во внешнем СМП между точками M и N происходит разделение зарядов: в точке M, где $\frac{d'B^*}{dt} > 0$, возникает положительный полюс (черная точка), а в точке N, где $\frac{d'B^*}{dt} < 0$, – отрицательный полюс (светлая точка). Между точками M и N создается разность потенциалов. Иными словами, между точками M и N возникает сторонняя (за механического движения) ЭДС, ей соответствует электрическое поле напряженности $\mathbf{E}'_{MN}$.

Следовательно, именно нестационарные процессы, происходящие в точках M и N, являются первичной причиной возникновения потенциального электрического поля в проводнике.

Заметим, что указанные источники и стоки электрического поля (полюсы) неподвижны в лабораторной системе отсчета, и при постоянной скорости движения проводника в стационарном СМП имеют постоянную интенсивность $\left(\frac{d'B^*}{dt} = const\right)$. Для возникновения постоянного тока необходимо замкнуть точки M и N электрической цепью со скользящими контактами, чтобы она оставалась неподвижной в лабораторной системе отсчета, и двигать проводник с постоянной переносной скоростью (рис. 69). При этом ЭДС индуцируется только на участке MN, а в замыкающей части цепи собственная ЭДС не возникает, так как она неподвижна относительно стационарного СМП.

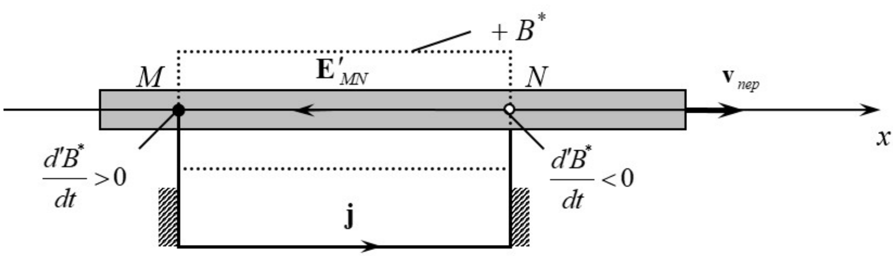


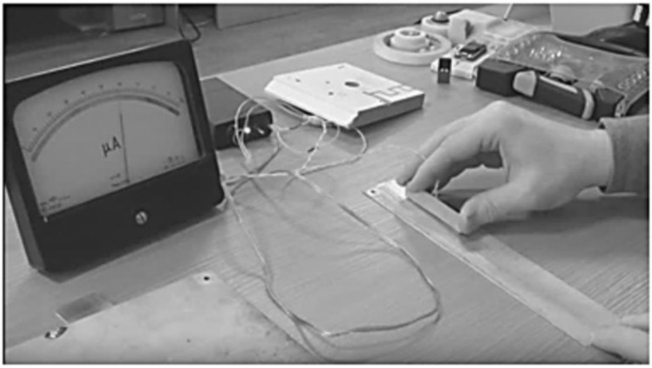
Рис. 69 *Индукция тока в неподвижной замыкающей цепи*

Ток, индуцированный в замыкающей цепи, создает собственное СМП. При этом в точке M оно является отрицательным, а в точке N – положительным. В точке M собственное СМП, тока индуцированного в цепи стремится уменьшить $\left(\frac{d'B^*_{инд}}{dt} < 0\right)$ возрастающее внешнее СМП, а в точке N – увеличить $\left(\frac{d'B^*_{инд}}{dt} > 0\right)$ убывающее внешнее СМП. Можно сформулировать ***аналог правила Ленца применительно к СМП: ток, возникающий в замыкающей цепи, за счет изменения внешнего СМП, создает собственное СМП, которое стремиться скомпенсировать изменение внешнего СМП, его породившего.***

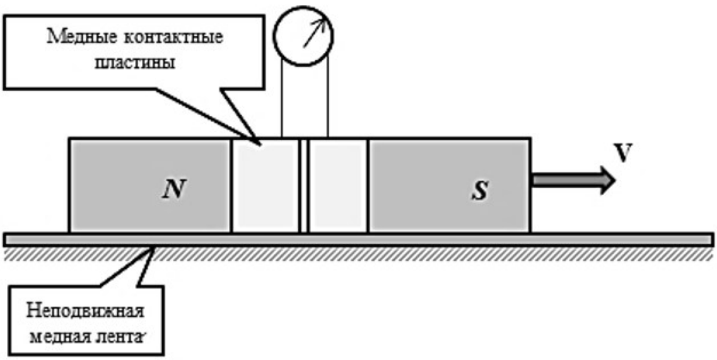
Аналогичные рассуждения можно привести и для случая движения проводника в отрицательном СМП. Источники и стоки при этом поменяются местами и на участке MN возникнет электрическое поле, вектор напряженности $\mathbf{E}'_{MN}$ которого совпадет с $\mathbf{v}_{пер}$.

В рассмотренном случае активными являются только две точки, поскольку только в них индуцируются квазизаряды. Расстояние между точками в данном случае значения не имеет, поэтому называть участок MN активным не совсем верно. Этот случай, хотя и помогает понять суть явления, крайне идеализирован: создать однородное СМП в области со строго определенными границами, как это предполагается в рассуждениях, приведенных выше, невозможно. СМП по своей сути всегда неоднородно и простирается до бесконечности. Следовательно, при движении проводника в неоднородном СМП источники и стоки индуцированного электрического поля не являются точечными, а распределяются по закону, зависящему от конфигурации СМП и от движения проводника относительно него. То есть активными являются не отдельные точки, а участки движущегося проводника, в пределах которых СМП изменяется в системе отсчета, связанной с проводником.

Идея, описанная выше, реализована в простом ***эксперименте Мисюченко И.Л.*** (рис. 70*а*). Магнитная пара, создающая СМП, закреплена на двух медных пластинках (рис. 70*б*). Пластинки между собой разделены (изолированы) и соединены гибкими проводниками с микроамперметром. Эта сборка движется по медной ленте, лежащей на столе, вдоль линии, соединяющей контакты на пластинах. Медные пластины служат подвижными токосъемными контактами. Таким образом, происходит относительное движение медной ленты и внешнего СМП, то есть создаются условия, соответствующие рис. 69. Наблюдается однозначная зависимость индуцированного тока от скорости движения магнитной пары по ленте. При изменении направления движения магнитов ток изменяется на противоположный. Если убрать медную ленту и двигать магнитную пару по деревянному столу, то ток не регистрируется. Этим исключается предположение о наводках ЭДС в подводящих проводниках.



а)



б)

Рис. 70 *Эксперимент по обнаружению явления безвихревой электромагнитной индукции*

Рассмотрим случай, когда интенсивность источников и стоков электрического поля изменяется $\left(\frac{d'^2 B^*}{dt^2} \neq 0\right)$ в системе отсчета, связанной с проводником. Это возможно, если проводник движется неравномерно, или внешнее СМП является нестационарным. Очевидно, в этом случае в проводнике, даже если он не замкнут, индуцируется переменный электрический ток.

Другой пример. Пусть всего одна точка неподвижного замкнутого кругового электропроводного контура находится в нестационарном СМП. Примем, для определенности, что в данный момент времени в этой точке возникает источник электрического поля. При этом неизбежно в какой-то другой точке контура, образуется сток поля **E** (рис.71*а*). Если интенсивность источника постоянна, т. е. $\frac{dB^*}{dt} = const$, то токи не возникают, просто происходит поляризация зарядов в контуре. Может показаться, что замыкание источника и стока дополнительной электрической цепью (а это можно сделать, так как кольцо неподвижно) позволит создать ток (рис. 71*б*). Однако этого не происходит, поскольку кольцо и замыкающий проводник находятся в одной системе отсчета, а СМП в ней не стационарно, следовательно, в замыкающем проводнике индуцируется электрическое поле, создающее такую же поляризацию зарядов, как и в круговом контуре.

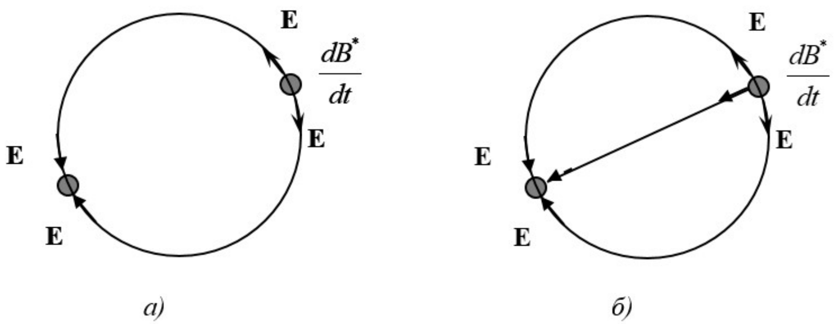


Рис. 71 *Мысленный эксперимент с нестационарным СМП в одной точке замкнутого контура*

Очевидно, требуется ввести некоторую количественную характеристику нестационарного электромагнитного процесса применительно к СМП. Такой характеристикой служит величина, аналогичная изменению магнитного потока на некотором элементе длины проводника Δx за время Δt. В случае движения проводника вдоль оси x в присутствии внешнего СМП эта величина в сопровождающей системе отсчета записывается в виде:

$$\Delta\Phi^{*'} = B^* v_{пер} \Delta x \Delta t \ , \tag{10.1}$$

где Δx – ширина активного участка, в пределах которого электромагнитный процесс является нестационарным в системе отсчета, связанной с проводником.

Пусть линейный проводник движется поступательно, как показано на рис. 69, в неоднородном стационарном СМП $B^*(x)$. Выберем на нем достаточно малый (элементарный) участок Δx. Интенсивность источников (стоков) электрического поля в пределах этого участка в течение малого промежутка времени Δt можно считать постоянной величиной $\left(\frac{d'B^*}{dt} = const\right)$, а СМП можно характеризовать некоторым средним значением $B^*_{ср}$. При этом ЭДС индукции, созданную в данный момент времени на данном элементарном участке, можно вычислить по формуле:

$$\varepsilon^* = -\frac{\Delta\Phi^*}{\Delta t} = -B^*_{ср} v_{пер} \Delta x \ . \tag{10.2}$$

Знак «минус» здесь ставится в соответствие с аналогом правила Ленца: при движении проводника в направлении оси x в СМП положительного знака на активном участке индуцируется ЭДС, направленная противоположно переносной скорости. Из (10.2), кстати, следует соотношение:

$$\mathbf{E}'_{MN} = -B^*_{ср} \mathbf{v}_{пер} \ . \tag{10.3}$$

На активном участке Δx, включенном в замкнутую цепь, при постоянной интенсивности источников электрического поля в данный момент времени индуцируется ток величиной:

$$J = \frac{\varepsilon^*}{\Delta R} = \frac{B^*_{ср} v_{пер} \Delta x}{\Delta R},$$

где ΔR – электрическое сопротивление участка проводника Δx. Плотность этого тока на активном участке Δx с учетом его направления

$$\mathbf{j} = -\frac{B^*_{ср} \Delta x}{S \Delta R} \mathbf{v}_{пер}, \tag{10.4}$$

где S – площадь поперечного сечения проводника.

Если закон распределения СМП на активном участке конечной длины известен, для вычисления индуцированной в данный момент времени ЭДС следует воспользоваться формулой:

$$\varepsilon^* = -v_{пер} \int_{x_1}^{x_2} B^*(x)\, dx. \tag{10.5}$$

Преступим к выводу закона безвихревой электромагнитной индукции в дифференциальной форме. Пусть в условно неподвижной системе отсчета создано неоднородное и нестационарное СМП $B^*(x, y, z, t)$. Наличие источников и стоков потенциального электрического поля в данной точке подвижной среды, как показано выше, характеризуется производной $\frac{d'B^*}{dt}$, которая в общем случае может иметь локальную и конвективную составляющие:

$$\frac{d'B^*}{dt} = \frac{\partial B^*}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla B^*.$$

В элементарном объеме $d\tau'$ подвижной среды наличие источников и стоков поля $\mathbf{E}'$ определяется величиной $\frac{d'B^*}{dt} d\tau'$, а для всего выделенного конечного объема τ'

$$\Phi^{*\prime} = \int_{\tau'} \frac{d'B^*}{dt} d\tau' . \qquad (10.7)$$

Поток вектора $\mathbf{E}'$, характеризующего потенциальное электрическое поле, через поверхность S', ограничивающую выделенный объем подвижной среды:

$$\Phi^{*\prime} = \int_{S'} E'_n dS' . \qquad (10.8)$$

С использованием теоремы Гаусса из (10.7) и (10.8) получаем

$$\int_{\tau'} \frac{d'B^*}{dt} d\tau' = \int_{\tau'} \nabla \cdot \mathbf{E}' d\tau' ,$$

а отсюда следует важнейшее соотношение, которое приводится в монографии Николаева Г.В. без вывода [16]:

$$\nabla \cdot \mathbf{E}' = \frac{d'B^*}{dt} . \qquad (10.9)$$

Сформулируем закон безвихревой электромагнитной индукции в дифференциальной форме: ***точка пространства, в которой в данной системе отсчета создано нестационарное СМП, является источником или стоком электрического поля в этой системе отсчета.*** Таким образом, получается, что потенциальное электрическое поле можно создавать как электрическими зарядами, так и при помощи нестационарного СМП. В этом смысле величину $\frac{d'B^*}{dt}$ можно ***назвать зарядом смещения.*** Физическое содержание этого понятия исследуем позднее.

Итак, одно из уравнений обобщенной электродинамики при условии неподвижности среды имеет вид:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho + \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial B^*}{\partial t} , \qquad (10.10)$$

где **D** - вектор индукции электрического поля, ε' - относительная диэлектрическая проницаемость среды, ρ - плотность электрических зарядов.

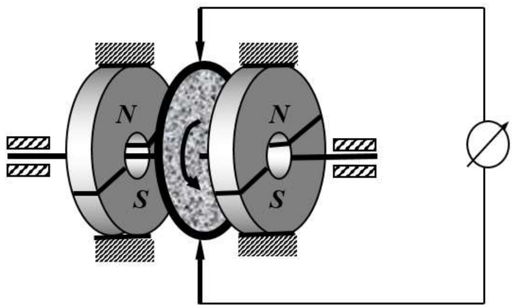


Рис. 72 *Первый тип электрогенератора на принципе безвихревой электромагнитной индукции*

Эта идея использована нами для создания генератора нового типа с использованием безвихревой электромагнитной индукции. Принципиальная схема генератора (***эксперимент Томилина А.К. и Тупицына О.В.*** [33]) представлена на рис. 72.

В качестве индукторов используются два магнита Николаева. Магниты устанавливаются и закрепляются в коллинеарных плоскостях, линии распилов располагаются параллельно друг другу. Между магнитами коллинеарно их плоскостям располагается ротор, представляющий собой диск, изготовленный из диэлектрического материала с электропроводным немагнитным ободом. Обод контактирует со щетками, расположенными в диаметрально противоположных точках на линии, перпендикулярно скрещивающейся с линиями распилов МН. Щетки соединяются с прибором, регистрирующим электрический ток (микроамперметр, осциллограф).

При вращении ротора вокруг своей оси прибор регистрирует постоянный ток. В проведенном эксперименте ротор вращался со скоростью 2700 *об/мин.*, при этом регистрировался постоянный ток $J = 10\,мкА$.

Принципиальное отличие этого генератора от существующих заключается в том, что здесь не применим закон вихревой электромагнитной индукции, так как при вращении ротора вокруг оси, перпендикулярной его плоскости, поток магнитной индукции, пересекающий проводящий обод, не изменяется. Этот же принцип можно использовать для создания электродвигателя, работающего на основе продольного электромагнитного взаимодействия.

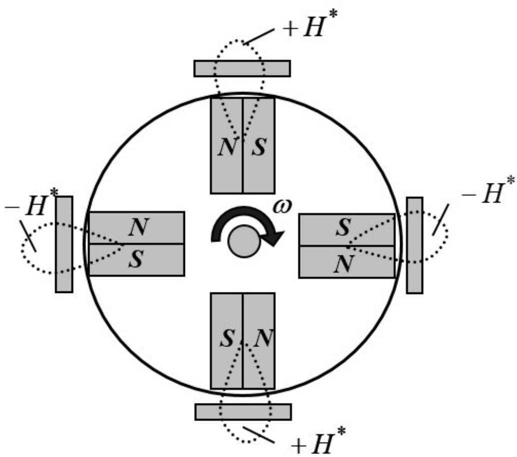


Рис. 73 *Второй тип электрогенератора на принципе безвихревой электромагнитной индукции*

Второй экспериментально испытанный тип электрогенератора ***(эксперимент Томилина А.К.)*** представляет собой электрическую машину переменного тока. На диэлектрическом роторе располагается несколько пар плоских постоянных магнитов. Их количество должно быть кратным 4. Вдоль линий соединения магнитов создается СМП. Магнитные пары располагаются так, что на периферии ротора знаки СМП чередуются (рис. 73).

В качестве обмоток статора используются биполярные рамки. Намотка биполярной рамки показана на рис. 74. Количество витков желательно сделать как можно больше.

Рамки располагаются на статоре перпендикулярно к линиям соединения магнитов. Пусть внешнее СМП движется вдоль оси x. В системе отсчета, связанной с рамкой вектор $\mathbf{A}$, характеризующий поле движущейся магнитной пары, имеет компоненты A_x и A_z . Поэтому

$$B^* = -\nabla \cdot \mathbf{A} = -\frac{\partial A_x}{\partial x} . \qquad (10.11)$$

В проекции на ось x уравнение (10.10) с учетом (10.11) примет вид:

$$\frac{\partial D_x}{\partial x} = \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial^2 A_x}{\partial x \partial t} , \text{ или } \quad E_x = \frac{\partial A_x}{\partial t} .$$

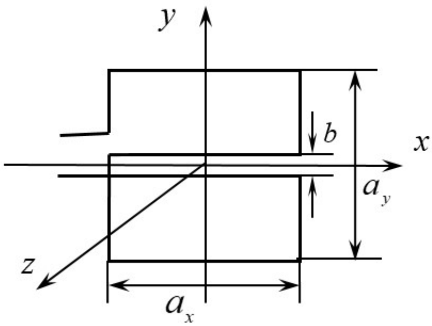
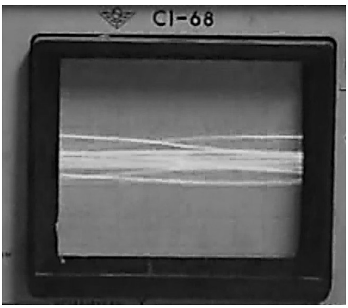


Рис. 74 *Биполярная рамка*

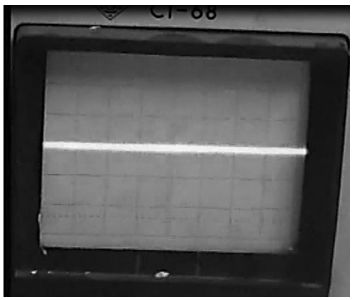
То есть в проводниках, расположенных вдоль оси x, индуцируется электрическое поле и создается электрический ток. Следует заметить, что ток индуцируется во всех четырех проводниках, параллельных оси x, следовательно, в обмотке возникают противотоки. Однако наиболее сильное СМП создается на оси x, и оно довольно быстро убывает по мере удаления вдоль оси y. Поэтому токи, индуцированные на внутренних проводниках рамки, существенно больше токов, наведенных во внешних проводниках рамки. Для усиления эффекта биполярные рамки соединяются между собой последовательно или параллельно, но обязательно с учетом фазы индуцированных токов, чтобы исключить противотоки или компенсацию напряжений. Эта электрическая машина тоже может работать в обратном режиме, то есть служить в качестве электродвигателя.

В проведенном эксперименте использовались четыре пары магнитов, каждый из которых имел размеры: $10 \times 20 \times 60$ *мм*. Они были закреплены на деревянном диске радиуса 100 *мм*. Зазор между торцами магнитов и обмотками составлял примерно 9 *мм*. Обмотка статора состояла из четырех рамок с размерами $a_x = a_y = 50$*мм*, и зазором между внутренними проводниками $b = 6$ *мм* . Рамки имели по 20 витков медной проволоки. Ротор разгонялся до 2500 *об/мин*. Машина генерировала переменный ток, который регистрировался лучевым осциллографом. При этом наблюдалась зависимость частоты и амплитуды индуцированного тока от угловой скорости вращения ротора (рис.75*а*).

Заметим, что наведение токов за счет изменения векторного магнитного поля в тороидальных обмотках практически исключается, так как токи, индуцированные при этом в их половинах, взаимно компенсируются. В сравнительном эксперименте на роторном диске располагались четыре непарных магнита. Направление векторов магнитной индукции всех этих магнитов было одинаковым, этим исключалась возможность создания СМП. При таких условиях ток в биполярных обмотках не возникает (рис. 75*б*). Незначительные наводки возможны только за счет асимметрии в расположении обмоток и магнитов.



а)



б)

Рис. 75 *Осциллограммы в основном и сравнительном экспериментах*

К аналогичному выводу пришли Букина Е.Н. и Дубовик В.М. [36]: «если ток в обмотке тороидного соленоида растет линейно, то линии "пустого" французского потенциала превращаются в дипольное статическое электрическое поле. Таким образом, тороидный диполь в этом режиме имитирует точечный электрический диполь и может описываться двумя эффективными зарядами».

Для описания этого явления академик Зельдович Я.Б. [37] ввел термин «анаполь». Моделью анаполя может служить соленоид, имеющий форму тора, по обмотке которого течёт ток. Анапольный момент **T** тороидального соленоида представляет собой вектор, направленный по оси тора x. Магнитное поле на оси анаполя описывается векторным потенциалом:

$$\mathbf{A}(x,0,0)=4\pi\mathbf{T}\delta(y,z),$$

где $\delta(y,z)$ – дельта-функция.

Поскольку вектор **T** является не завихренным, то есть потенциальным, то и векторный потенциал на оси анаполя обладает тем же свойством: $\mathbf{A}(x,0,0)=\mathbf{A}_g(x,0,0)$. Это подтверждает идею о потенциально-вихревом характере векторного электродинамического потенциала.

11. Система дифференциальных уравнений обобщенной электродинамики

В результате проведенного выше исследования можно записать систему обобщенных электродинамических уравнений (макроскопическое приближение), учитывающих обе компоненты магнитного поля: вихревую и потенциальную. Система дифференциальных уравнений обобщенной электродинамики в условно неподвижной системе отсчета выглядит следующим образом:

$$\nabla\times\mathbf{H}+\nabla H^{*}=\mathbf{j}+\frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t}, \qquad (11.1)$$

$$\nabla\times\mathbf{E}=-\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t}, \qquad (11.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho + \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial B^*}{\partial t}, \qquad (11.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \qquad (11.4)$$

$$\mathbf{B} = \mu' \mu_0 \mathbf{H}, \qquad (11.5)$$

$$B^* = \mu' \mu_0 H^*. \qquad (11.6)$$

Электрическое поле имеет вихревую $(\mathbf{E}_r)$ и градиентную $(\mathbf{E}_g)$ компоненты:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_r + \mathbf{E}_g, \qquad (11.7)$$

или

$$\mathbf{D} = \varepsilon' \varepsilon_0 \mathbf{E}_r + \varepsilon' \varepsilon_0 \mathbf{E}_g. \qquad (11.8)$$

Из уравнения (11.1) видно, что ток проводимости $\mathbf{j}$ создает как векторное (вихревое), так и скалярное (потенциальное) магнитные поля. В общем случае обе эти составляющие единого магнитного поля являются нестационарными и неоднородными. За счет изменения индукции векторного магнитного поля $\mathbf{B}$, как известно, образуется вихревое электрическое поле $\mathbf{E}_r$ (11.2). Изменение индукции СМП приводит к возникновению зарядов смещения $\varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial B^*}{\partial t}$, которые наравне с электрическими зарядами являются источниками и стоками потенциального электрического поля (11.3). Таким образом, электрическое поле в общем случае включает в себя потенциальную и вихревую компоненты (11.7). Поэтому при вычислении производной $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$, возникают вихревая (векторная) и потенциальная (скалярная) составляющие магнитного поля (11.1). То есть токи смещения, как и токи проводимости, порождают обе компоненты магнитного поля (вихревую и потенциальную), поскольку

$$\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{D}_r}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{D}_g}{\partial t}.$$

Уравнение (11.4) указывает на вихревой характер векторного магнитного поля. Это уравнение не относится к числу основных. Соотношения (11.5) и (11.6) так же являются дополнительными и устанавливают взаимосвязь соответственно между характеристиками векторного и скалярного магнитных полей в отдельности.

Заметим, что приведенные выше уравнения обобщенной электродинамики различными путями получили многие авторы независимо друг от друга. Ссылки на некоторые публикации приведены по ходу нашего исследования. Самая ранняя (1956 г.) из обнаруженных публикаций, содержащих уравнения обобщенной электродинамики, принадлежит японскому физику Ohmura T. [40].

К основным уравнениям (11.1) – (11.3) следует присоединить закон Ома в дифференциальной форме, записанный при условии неподвижности сред:

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}, \tag{11.9}$$

где σ - электропроводность среды, а под вектором $\mathbf{E}$ в общем случае понимается сумма напряженностей обеих составляющих электрического поля: вихревой и потенциальной (11.7).

Уравнения (11.1) – (11.9) справедливы при следующих предположениях:

1) все тела, находящиеся в электромагнитном поле, неподвижны,
2) величины $\varepsilon', \mu', \sigma$ являются функциями координат, не зависят от времени и от характеристик электромагнитного поля.

Поскольку в обобщенной электродинамике кроме электрических зарядов, источниками и стоками электрического поля является еще и заряды смещения, то уравнение неразрывности, очевидно, содержит дополнительный член. Вначале рассмотрим ***случай идеальной электропроводной среды.*** На основе уравнения (11.3) введем понятие плотности ***эффективного электрического заряда***:

$$\rho_{эф} = \rho + \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial B^*}{\partial t}. \tag{11.10}$$

Возникновение электрического тока в электропроводной среде возможно как за счет изменения электрических зарядов в некотором объеме τ , так и вследствие изменения в нем внешнего СМП. Полный электрический ток, текущий через поверхность S, ограничивающую объем τ, связан с изменением эффективного заряда соотношением:

$$\int_S \mathbf{j} \cdot d\mathbf{S} = -\int_\tau \frac{\partial \rho_{эф}}{\partial t} d\tau .$$

Применив к левой части теорему Гаусса, получим обобщенное уравнение неразрывности в случае идеальной электропроводной среды:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial^2 B^*}{\partial t^2} + \nabla \cdot \mathbf{j} = 0 . \qquad (11.11)$$

Таким образом, ***источниками (стоками) тока проводимости являются нестационарные электрические заряды и нестационарные заряды смещения.***

В диэлектрике токи проводимости не возникают, а, следовательно, и $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$, поэтому уравнение неразрывности принимает вид:

$$\varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial^2 B^*}{\partial t^2} + \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = 0 . \qquad (11.12)$$

То есть ***источниками (стоками) тока смещения являются нестационарные заряды смещения.***

В общем случае, когда среда обладает одновременно свойствами проводника и диэлектрика, имеем:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial^2 B^*}{\partial t^2} + \nabla \cdot \left(\mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) = 0 . \qquad (11.13)$$

Дополнительно заметим, что все величины в (11.11) – (11.13) относятся к одной точке пространства. Это важно иметь в виду при его использовании совместно с основными дифференциальными уравнениями электродинамики (11.1) – (11.3), в которых величины, стоящие в правых и левых частях относятся соответственно к различным точкам пространства.

В интегральной форме уравнению (11.1) соответствует обобщенный закон полного тока (6.5):

$$\oint_L \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = J + \frac{d}{dt}\int_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} - \int_S \nabla H^* \cdot d\mathbf{S} \cdot$$

То есть ***циркуляция вектора* H *по некоторому замкнутому контуру соответствует разности суммарного тока проводимости и смещения, который охватывается контуром, и потока градиента СМП через поверхность, опирающуюся на данный контур.***

Уравнение (11.2), выражающее закон электромагнитной индукции, можно записать в виде:

$$\oint_L \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{d}{dt}\int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} \cdot \tag{11.14}$$

Уравнение (11.3) в интегральном виде выражает обобщенную теорему Гаусса:

$$\oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = q + \varepsilon'\varepsilon_0 \int_\tau \frac{\partial B^*}{\partial t} d\tau . \tag{11.15}$$

Последний член в этом уравнении отражает закон безвихревой электромагнитной индукции: ***область пространства, в которой в данной системе отсчета создано нестационарное СМП, является источником или стоком электрического поля в этой системе отсчета.***

Уравнение (11.4) в интегральном виде:

$$\oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0 \cdot \tag{11.16}$$

Как следует из проведенных выше исследований, ***электродинамика Максвелла является ограниченной теорией, так как описывает только электромагнитное поле, созданное простейшими элементами: бесконечным током или отдельным замкнутым контуром. Обобщенная электродинамика позволяет***

исследовать электромагнитные поля электродинамических систем, состоящих из многих элементов. Следующий уровень обобщения – квантовая электродинамика.

Самая древняя из наук – механика – в своем развитии уже прошла все подобные ступени развития. Проводя аналогии, электродинамику Максвелла можно сравнить с элементарной механикой, изучающей статику, кинематику и динамику простейших объектов: материальной точки и твердого тела. Обобщенную электродинамику следует сравнивать с аналитической механикой материальной системы, а обобщенную квантовую электродинамику – с квантовой механикой.

В современной электродинамике до настоящего времени отсутствовала теория электродинамических систем (обобщенная электродинамика). Поэтому электродинамика Максвелла с одной стороны и квантовая электродинамика – с другой вынуждены использовать искусственные ограничения (калибровки), чтобы «отрезать» пути, ведущие к несуществующей части науки. На одно из таких ограничений, а именно калибровку Кулона (2.2), мы уже обратили внимание и показали, что она «закрывает» путь в обобщенную магнитостатику. Аналогичная ситуация, как будет показано в дальнейшем, имеет место и в теории электромагнитного поля, а также в квантовой электродинамике.

Анализ причин появления калибровок в электродинамике Максвелла содержится, например, в статье Доктoровича З.И. [38]. Автор этой статьи, опубликованной впервые в 1994 году, обоснованно указывает на парадоксальность существующей теории. Он приходит к выводу, что разделение полей на вихревые и градиентные не условно, а фундаментально, и справедливо обращает внимание на отсутствие в уравнениях Максвелла нестационарного градиентного электрического поля. Однако, он искусственно («из физических соображений») исключает градиентное магнитное поле. Векторный потенциал в его теории остается сугубо вихревым, то есть сохраняется калибровка Кулона: $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$.

По существу Доктoрович З.И. приходит к выводу о фундаментальности поля вектора $\mathbf{A}$, хотя и не формулирует эту мысль в явном виде. В частности, он правильно указывает, что ЭДС (в том числе и ЭДС индукции) всегда возникает за счет сил неэлектрической природы. Поэтому во вторичной обмотке трансформатора электрические заряды приходят в движение не под действием индуцированного электрического поля (как принято считать), а за счет силы

$$\mathbf{F} = -q\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t},$$

которая возникает в результате взаимодействия заряда с нестационарным полем вектора $\mathbf{A}$. В результате Докторович З.И. предлагает записывать уравнения электродинамики только с использованием векторного потенциала $\mathbf{A}$, полагая другие характеристики нестационарного электромагнитного поля вторичными.

Схожая точка зрения изложена в монографии Менде Ф.Ф. [39]. Автор этой работы заключает, что «движущийся или неподвижный заряд взаимодействует не с магнитным полем, а с полем магнитного векторного потенциала, и только знание этого потенциала и его эволюции дают возможность вычислить все составляющие сил, действующих на заряды».

12. Обобщенный закон сохранения энергии электромагнитного поля

Рассмотрим некоторый объем τ, ограниченный поверхностью S. Пусть внутри этого объема имеется электромагнитное поле и за счет электромагнитных процессов выделяется теплота:

$$Q = \int_{\tau} \mathbf{j}\cdot\mathbf{E}\,d\tau\,. \qquad (12.1)$$

С учетом уравнения (11.1), получим:

$$Q = \int_{\tau}\mathbf{E}\cdot\left(\nabla\times\mathbf{H}\right)d\tau + \int_{\tau}\mathbf{E}\cdot\left(\nabla H^{*}\right)d\tau - \int_{\tau}\mathbf{E}\cdot\frac{\partial\mathbf{D}}{dt}d\tau\,. \qquad (12.2)$$

Используя формулы векторного анализа, в результате преобразований имеем:

$$Q = -\int_{\tau} \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) d\tau + \int_{\tau} \nabla \cdot (\mathbf{E} H^*) d\tau -$$
$$- \int_{\tau} H^* \nabla \cdot \mathbf{E} d\tau - \int_{\tau} \left(\mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{dt} + \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right) d\tau. \tag{12.3}$$

Помимо известного вектора Умова-Пойтинга:

$$\mathbf{p}_{\perp} = \mathbf{E}_r \times \mathbf{H},$$

введем аналогичный вектор для характеристики переноса энергии электромагнитными волнами в направлении вектора $\mathbf{E}_g$:

$$\mathbf{p}_{\parallel} = \mathbf{E}_g H^*. \tag{12.4}$$

Тогда характеристикой полного переноса электромагнитной энергии послужит вектор

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_{\perp} + \mathbf{p}_{\parallel} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} + \mathbf{E}_g H^*. \tag{12.5}$$

Для преобразования третьего члена (12.3) применим уравнение (11.3) при $\rho = 0$:

$$\int_{\tau} H^* (\nabla \cdot \mathbf{E}) d\tau = \int_{\tau} H^* \frac{\partial B^*}{\partial t} d\tau.$$

Объединив два последних члена (12.3), получим слагаемое

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\tau} \left(\mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \mathbf{H} \cdot \mathbf{B} + H^* B^* \right) d\tau, \tag{12.6}$$

характеризующее изменение полной энергии электромагнитного поля, плотность которой определяется выражением:

$$w = \frac{1}{2} \left(\mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \mathbf{H} \cdot \mathbf{B} + H^* B^* \right). \tag{12.7}$$

В нем можно выделить вихревую и потенциальную части:

$$w = \frac{1}{2}\left(\mathbf{E}_r \cdot \mathbf{D}_r + \mathbf{H} \cdot \mathbf{B} + H^* B^* + \mathbf{E}_g \cdot \mathbf{D}_g\right). \qquad (12.8)$$

Это выражение удовлетворяет условию положительной определенности, необходимому для энергетической функции. С учетом (12.5) - (12.7) из (12.3) получим закон сохранения электромагнитной энергии в обобщенном виде:

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -Q - \int_S \mathbf{p} \cdot d\mathbf{S}\ . \qquad (12.9)$$

По своей форме и смыслу он не отличается от известного частного случая, но, кроме переноса энергии в направлении перпендикулярном векторам $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$, он учитывает и перенос энергии в направлении вектора $\mathbf{E}$.

13. Граничные условия

На границах раздела сред с различными свойствами величины $\varepsilon', \mu', \sigma$ терпят разрыв. Сформулируем граничные условия для всех шести величин, характеризующих электромагнитное поле в обобщенной макроскопической теории: $\mathbf{E}, \mathbf{D}, \mathbf{H}, \mathbf{B}, H^*, B^*$.

Из уравнения (11.4), как известно [8], вытекают условия для нормальной составляющей векторов $\mathbf{B}$ и $\mathbf{H}$:

$$B_{2n} = B_{1n}\,, \quad \mu_2' H_{2n} = \mu_1' H_{1n}\,. \qquad (13.1)$$

При помощи уравнения (11.3) получим условия для нормальных составляющих векторов $\mathbf{E}$ и $\mathbf{D}$. В результате интегрирования (11.3) по объему τ малого цилиндра, пересекаемого границей раздела сред (рис. 76), после преобразований получим:

$$\left(D_{2n} - D_{1n}\right) S_0 = q + \varepsilon_1' \varepsilon_0 \int_{\tau_1} \frac{\partial B_1^*}{\partial t} d\tau + \varepsilon_2' \varepsilon_0 \int_{\tau_2} \frac{\partial B_2^*}{\partial t} d\tau\,, \qquad (13.2)$$

где S_0 - площадь поверхности раздела сред, находящаяся внутри цилиндра, τ_1, τ_2 - объемы частей выделенного цилиндра соответственно в первой и второй среде.

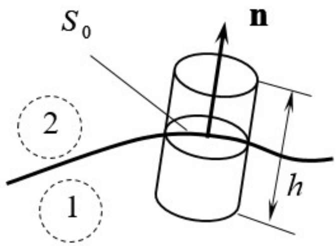


Рис. 76 *К выводу граничных условий для нормальных составляющих характеристик электромагнитного поля*

В предельном случае, когда высота цилиндра стремится к нулю, условие (13.2) записывается в виде:

$$D_{2n} - D_{1n} = \delta_{эф}, \tag{13.3}$$

где $\delta_{эф} = \delta + \frac{\varepsilon_1' \varepsilon_0}{S_0} \int\limits_{\tau_1} \frac{\partial B_1^*}{\partial t} d\tau + \frac{\varepsilon_2' \varepsilon_0}{S_0} \int\limits_{\tau_2} \frac{\partial B_2^*}{\partial t} d\tau$ – поверхностная плотность эффективного заряда, которая складывается из плотности обычного электрического заряда δ и плотности зарядов смещения, наведенных нестационарным СМП в первой и второй средах.

Для нормальной составляющей вектора $\mathbf{E}$ соответственно имеем:

$$\varepsilon_2' \varepsilon_0 E_{2n} - \varepsilon_1' \varepsilon_0 E_{1n} = \delta_{эф}. \tag{13.4}$$

Из уравнения (11.2) вытекают известные условия для тангенциальных составляющих векторов $\mathbf{E}$ и $\mathbf{D}$:

$$E_{2\varsigma} - E_{1\varsigma} = 0, \quad \varepsilon_1' D_{2\varsigma} - \varepsilon_2' D_{1\varsigma} = 0. \tag{13.5}$$

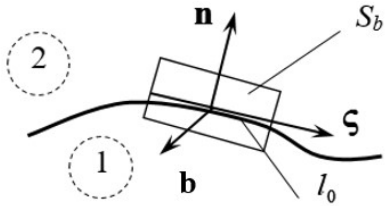


Рис. 77 *К выводу граничных условий для тангенциальных составляющих характеристик электромагнитного поля*

Умножим уравнение (11.1) скалярно на $d\mathbf{S}_b$ – элемент поверхности малого прямоугольного контура, расположенного перпендикулярно поверхности раздела сред (рис. 69):

$$(\nabla\times\mathbf{H})\cdot d\mathbf{S}_b+(\nabla H^*)\cdot d\mathbf{S}_b=\left(\mathbf{j}+\frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t}\right)\cdot d\mathbf{S}_b\cdot$$

В результате интегрирования по поверхности контура, получим:

$$\int_S(\nabla\times\mathbf{H})\cdot d\mathbf{S}_b+\int_S(\nabla H^*)\cdot d\mathbf{S}_b=\int_S\left(\mathbf{j}+\frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t}\right)\cdot d\mathbf{S}_b\cdot \tag{13.6}$$

В предельном случае, когда контур сжимается в линию длины l_0, первый интеграл в левой части преобразуется к разности тангенциальных составляющих вектора $\mathbf{H}$ в двух средах:

$$\int_S(\nabla\times\mathbf{H})\cdot d\mathbf{S}_b=(H_{2\varsigma}-H_{1\varsigma})l_0\cdot \tag{13.7}$$

Правая часть (13.6) определяет поверхностный ток, текущий по границе раздела сред в направлении **b**, перпендикулярном плоскости выделенного контура:

$$i_b=\frac{1}{l_0}\int_S\left(\mathbf{j}+\frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t}\right)\cdot d\mathbf{S}\cdot$$

Такой ток создает векторное магнитное поле, причем $\mathbf{H}_1$ и $\mathbf{H}_2$ направлены взаимно противоположно по разные стороны границы раздела сред, что соответствует (13.7). Исходя из представлений о распределении СМП (рис. 15), можно заключить, что значение напряженности СМП такого тока в обеих средах одинаково, следовательно,

$$\int_S \left(\nabla H^*\right) \cdot d\mathbf{S}_\varsigma = 0 \cdot$$

Тогда из (13.6) получим обычное условие для тангенциальной составляющей вектора напряженности:

$$H_{2\varsigma} - H_{1\varsigma} = i_b . \tag{13.8}$$

Выделим малый прямоугольный участок поверхности раздела сред площади *S*, расположенный в плоскости, образованной векторами $\boldsymbol{\varsigma}$ и $\mathbf{b}$. Элемент этого участка $d\mathbf{S}_n$ совпадает по направлению с нормалью к границе раздела сред. Умножим уравнение (11.1) скалярно на $d\mathbf{S}_n$:

$$\left(\nabla \times \mathbf{H}\right) \cdot d\mathbf{S}_n + \left(\nabla H^*\right) \cdot d\mathbf{S}_n = \left(\mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}\right) \cdot d\mathbf{S}_n \cdot$$

После интегрирования в правой части получим полный ток, текущий через границу раздела сред по нормали к ней:

$$J_n = \int_S \left(\mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}\right) \cdot d\mathbf{S}_n \cdot$$

Напряженность векторного магнитного поля, созданного таким током по обе стороны границы раздела сред, является одинаковой, т.е.

$$\int_S \left(\nabla \times \mathbf{H}\right) \cdot d\mathbf{S}_n = 0 \cdot$$

Однако такой ток создает СМП, градиент которого совпадает с нормалью к границе раздела сред, поэтому в предельном случае, когда прямоугольный участок вырождается в линию длины l_0, получим:

$$\int_S \left(\nabla H^*\right) d\mathbf{S}_n = \left(H_2^* - H_1^*\right) l_0 .$$

Следовательно

$$\left(H_2^* - H_1^*\right) l_0 = J_n ,$$

или

$$H_2^* - H_1^* = i_n , \tag{13.9}$$

где $i_n = \dfrac{J_n}{l_0}$ – поверхностная плотность полного тока, текущего нормально к границе раздела сред. Следовательно, напряженность СМП одинакова в обеих средах, если через границу раздела сред ток не течет. Соответственно для индукции СМП получим условие:

$$\frac{B_2^*}{\mu_2' \mu_0} - \frac{B_1^*}{\mu_1' \mu_0} = i_n . \tag{13.10}$$

Из закона Ома в форме (11.9) вытекает условие для тангенциальной составляющей плотности тока проводимости:

$$\frac{j_{2\varsigma}}{j_{1\varsigma}} = \frac{\sigma_2}{\sigma_1} . \tag{13.11}$$

Из уравнений неразрывности (11.11) и (11.11*а*) получим граничное условие для нормальной составляющей плотности полного тока. Проинтегрируем (11.11) по объему малого цилиндра, расположенного на границе раздела сред (рис. 75):

$$\int_\tau \nabla \cdot \mathbf{j}_{полн} d\tau = -\int_\tau \frac{\partial \rho}{\partial t} d\tau - \int_\tau \frac{\partial^2 B^*}{\partial t^2} d\tau .$$

Для электропроводной среды под $\mathbf{j}_{полн}$ понимается ток проводимости, для диэлектрика – ток смещения. В результате преобразования левой части в предельном случае, когда боковая поверхность цилиндра стремится к нулю, имеем:

$$\int\limits_{\tau} \nabla \cdot \mathbf{j}_{полн} d\tau = (J_{2n} - J_{1n}) S_0 .$$

Правую часть с учетом (11.10) представим в виде:

$$-\int\limits_{\tau} \frac{\partial \rho}{\partial t} d\tau - \varepsilon' \varepsilon_0 \int\limits_{\tau} \frac{\partial^2 B^*}{\partial t^2} d\tau = -\frac{\partial}{\partial t} \left(\int\limits_{\tau} \rho d\tau + \varepsilon' \varepsilon_0 \int\limits_{\tau} \frac{\partial B^*}{\partial t} d\tau \right) = -\frac{\partial q_{эф}}{\partial t} .$$

Окончательно имеем:

$$J_{2n} - J_{1n} = -\frac{\partial \delta_{эф}}{\partial t} . \qquad (13.12)$$

Если граница разделяет электропроводные среды, уравнение (13.12) принимает вид:

$$J_{2n} - J_{1n} = -\frac{\partial \delta}{\partial t} , \qquad (13.13)$$

где J_{1n} и J_{2n} – токи проводимости, δ – плотность электрических зарядов на границе раздела сред.

На границе двух диэлектрических сред имеем:

$$J_{2n}^{см} - J_{1n}^{см} = -\frac{\varepsilon' \varepsilon_0}{S_0} \frac{\partial^2 B^*}{\partial t^2} , \qquad (13.14)$$

где $J_{1n}^{см}$ и $J_{2n}^{см}$ – токи смещения.

В случае, когда граница разделяет проводник и диэлектрик, получим:

$$J_{2n}^{см} - J_{1n} = -\frac{\partial \delta}{\partial t} - \frac{\varepsilon' \varepsilon_0}{S_0} \frac{\partial^2 B^*}{\partial t^2} . \qquad (13.15)$$

Таким образом, за счет нормальной составляющей плотности полного тока на границе раздела сред возникают нестационарные поверхностные электрические заряды и заряды смещения.

14. Симметрия и инвариантность

Суть электродинамики заключается во взаимных превращениях электрического и магнитного полей. Обычно представляют электрическое и магнитное поля как два равнозначных объекта с симметричными свойствами. Попытки построить полностью симметричную электродинамику предпринимались неоднократно, например, в монографии [30]. При этом возникает необходимость вводить в рассмотрение магнитные заряды – монополи, которые, как известно, экспериментально не обнаружены. На наш взгляд при рассмотрении этого вопроса нельзя забывать о физической сути магнитного поля, о чем шла речь в подразделе 4.

Если оставаться ***в рамках классической электродинамики,*** взаимные превращения электрического и магнитного полей в отсутствие токов проводимости описываются уравнениями:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \tag{14.1}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \tag{14.2}$$

Закон электромагнитной индукции, выраженный уравнением (14.2), в условно неподвижной системе отсчета можно записать в виде:

$$\oint_L \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{\partial \Phi_B}{\partial t}, \tag{14.3}$$

где $\Phi_B = \oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}$ – магнитный поток.

Обратное явление: возникновение вихревого магнитного поля за счет изменения электрического поля, можно назвать, как предлагает Менде Ф.Ф. [39], ***магнитоэлектрической индукцией.*** Действительно по аналогии с (14.3) в условно неподвижной системе отсчета можно записать:

$$\oint_L \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{\partial \Phi_D}{\partial t}, \tag{14.4}$$

где $\Phi_D = \oint\limits_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S}$ – электрический поток.

Для описания магнитного поля используется электродинамический векторный потенциал **A**:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \,. \tag{14.5}$$

По аналогии можно ввести и магнитодинамический векторный потенциал **M** [39]:

$$\mathbf{D} = \nabla \times \mathbf{M} \,. \tag{14.6}$$

Соображения симметрии требуют помимо электрического скалярного потенциала ϕ, ввести еще и магнитный скалярный потенциал. Обозначим его ψ. Таким образом, описание электромагнитного поля в классической теории можно представить с помощью двух четырехмерных векторов: $(\mathbf{A}, \phi/c)$ и $(\mathbf{M}, \psi/c)$. При этом характеристики электромагнитного поля в неподвижной среде выражаются через компоненты этих векторов:

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}, \qquad \mathbf{H} = -\nabla\psi - \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}. \tag{14.7}$$

Заметим, что такое представление вектора $\mathbf{H}$ допускает наличие его потенциальной компоненты, а, следовательно, нужны магнитные заряды - монополи. Поскольку они не обнаружены и, как показано в подразделе 4, сама природа магнитного поля не предполагает их наличия, то в классической макроскопической теории, очевидно, требуется ввести условие, исключающее потенциальную компоненту вектора $\mathbf{H}$:

$$\frac{\partial \mathbf{M}_g}{\partial t} + \nabla\psi = 0, \tag{14.8}$$

где $\mathbf{M}_g$ - потенциальная составляющая вектора $\mathbf{M}$. Тогда второе уравнение (14.7) примет вид:

$$\mathbf{H} = -\frac{\partial \mathbf{M}_r}{\partial t}.$$

В обобщенной электродинамике, как показано в нашем исследовании, электродинамический векторный потенциал $\mathbf{A}$, кроме вихревой, имеет и потенциальную компоненту, поэтому введено понятие СМП:

$$B^{*} = -\nabla \cdot \mathbf{A}, \qquad B^{*} = \mu_0 H^{*}.$$

Из соображений симметрии для описания электрического поля тоже требуется ввести две взаимосвязанные скалярные функции (скалярная индукция и напряженность скалярного электрического поля):

$$D^{*} = \nabla \cdot \mathbf{M}, \qquad D^{*} = \varepsilon_0 E^{*}.$$

Таким образом, для описания электромагнитного поля в общем случае следует использовать два четырехмерных вектора: $\left(\mathbf{H}, H^{*}\right)$ и $\left(\mathbf{E}, E^{*}\right)$. Этот вывод мы получили из соображений симметрии. Однако уравнения обобщенной электродинамики (11.1) – (11.4) не вполне симметричны: в них не содержатся скалярные функции E^{*} и D^{*}. Дело в том, что эти уравнения описывают только макроскопические электродинамические явления. Следующий уровень обобщения теории возможен на квантовом уровне.

Дифференциальные уравнения обобщенной квантовой электродинамики вывели Ohmura T. [40] и Хворостенко Н.П. [41]. В результате отказа от калибровок Фока-Подольского, ими получена система дифференциальных уравнений обобщенной квантовой электродинамики с источниками в виде:

$$\nabla \times \mathbf{H} + \nabla H^{*} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \tag{14.9}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} + \nabla E^{*} = -\mathbf{j}_s - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \tag{14.10}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho + \varepsilon_0 \frac{\partial B^{*}}{\partial t}, \tag{14.11}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \rho_s - \mu_0 \frac{\partial D^*}{\partial t}. \qquad (14.12)$$

Здесь $\left(\mathbf{H}, H^*\right)$ и $\left(\mathbf{E}, E^*\right)$ – 4-векторы напряженности магнитного и электрического полей соответственно, $\left(\mathbf{j}, c\rho\right)$ – 4-вектор плотности электрического тока, $\left(\mathbf{j}_s, c\rho_s\right)$ – 4-вектор аксиального (спинорного) тока.

В статье [41] обоснованно вводятся в рассмотрение два 4-потенциала: $\left(\mathbf{A}, A_0\right)$ и $\left(\mathbf{M}, M_0\right)$. В наших обозначениях соответственно: $A_0 \to \phi / c$, $M_0 \to \psi / c$. Потенциал $\left(\mathbf{M}, M_0\right)$ является специфичным для квантовой электродинамики, он используется при описании взаимодействия электромагнитного поля со спинорным полем электронов [43]. Как видно из (14.12), в квантовой электродинамике используются понятия, аналогичные «монополям», которые являются источниками и стоками потенциального векторного магнитного поля. То есть условие (14.8) в квантовой теории не применяется, поэтому она обладает большей симметрией, чем макроскопическая электродинамика.

При рассмотрении процессов, учитывающих только токи проводимости (аксиальные токи отсутствуют), использовать потенциал $\left(\mathbf{M}, M_0\right)$ не требуется. Заметим, что уравнения (14.9) – (14.12) совпадают с полученными нами уравнениями (11.1) – (11.4) при условиях, исключающих квантовые явления:

$$E^* = 0, \ \rho_s = 0, \ \mathbf{j}_s = 0. \qquad (14.13)$$

Для описания четырехмерных полей удобно использовать кватернионы. Кватернион представляет собой упорядоченную пару, образованную вектором трёхмерного пространства и скалярной величиной. Кватернион имеет две компоненты: действительную и мнимую.

В статье Алексеевой Л. А. [44] электродинамическая теория описана с помощью полей кватернионов. В результате использования такого подхода получены обобщенные уравнения квантовой электродинамики, полностью совпадающие с уравнениями Ohmura T. и Хворостенко Н.П. (14.9)–(14.12).

Очевидно, ***первичными характеристиками при описании электродинамических процессов следует признать четырехмерные векторы*** $(\mathbf{A}, \phi/c)$ ***и*** $(\mathbf{M}, \psi/c)$***, которые можно представить в виде кватернионов. Они определяют состояние какого-то фундаментального материального полевого объекта.*** Характеристики электромагнитного поля представляют собой лишь пространственно-временные производные этих фундаментальных векторов. Кстати общие выражения для них имеют удивительно симметричный вид [41, 42]:

$$\mathbf{H} = -\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} + \frac{1}{\mu_0}\nabla \times \mathbf{A} - \nabla\psi, \qquad H^* = -\varepsilon_0 \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{1}{\mu_0}\nabla \cdot \mathbf{A}, \tag{14.14}$$

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \frac{1}{\varepsilon_0}\nabla \times \mathbf{M} - \nabla\phi, \qquad E^* = \mu_0 \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon_0}\nabla \cdot \mathbf{M}. \tag{14.15}$$

Условие (14.8) при этом сохраняется в рамках макроскопического подхода. Некоторое различие в знаках, нарушающее полную симметрию этих соотношений, объясняется лишь исторически сложившимся определением входящих величин.

Для описания макроскопических электродинамических явлений, как показано выше, достаточно использовать только представления о четырехмерном вектор-потенциале $(\mathbf{A}, \phi/c)$. Поэтому в рамках макроскопической обобщенной теории используются соотношения:

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0}\nabla \times \mathbf{A}, \qquad \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla\phi, \tag{14.16}$$

$$H^* = -\varepsilon_0 \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{1}{\mu_0}\nabla \cdot \mathbf{A}, \qquad E^* = 0. \tag{14.17}$$

Классической макроскопической электродинамике соответствуют только соотношения (14.16). К ним обычно применяется градиентное преобразование:

$$\mathbf{A}' = \mathbf{A}_0 + \nabla\chi, \quad \phi' = \phi_0 - \frac{\partial\chi}{\partial t}, \tag{14.18}$$

где $\chi(x, y, z, t)$ – произвольная скалярная координатно-временная функция, $\mathbf{A}_0$ и ϕ_0 – соответственно векторный и скалярный потенциалы электромагнитного поля в заданной СО K_0.

Характеристики вихревого магнитного поля $\mathbf{B}$, $\mathbf{H}$ и электрического поля $\mathbf{E}$, $\mathbf{D}$ оказываются инвариантными по отношению к преобразованию (14.18). В обычной электродинамике других характеристик электромагнитного поля нет, поэтому делается вывод о градиентной инвариантности электромагнитного поля в целом. Этот вывод служит основанием для введения калибровок. Физический смысл преобразований (14.18) обычно не обсуждается.

Попытаемся выяснить физический смысл градиентного преобразования (14.18). Заметим, что за счет вектора $\nabla\chi$ изменяется потенциальная часть векторного потенциала, которая в обобщенной теории, как видно из (14.17), связана с СМП. Изменение потенциальной части поля вектора **A** происходит при переходе от заданной системы отсчета K_0 к ***поступательно*** движущейся относительно нее системе отсчета K'_n. Условие поступательного движения систем отсчета относительно друг друга определяется точечной идеализацией движущихся объектов. При этом направления движения систем отсчета в общем случае не совпадают. Возможно ли изменение потенциальной компоненты вектора **A** без изменения его вихревой компоненты? Выясним это на примере движущейся заряженной точечной частицы. В разных системах отсчета скорость частицы определяется разными векторами. Следовательно, ток, созданный этой частицей тоже надо различать в зависимости от системы отсчета. Векторный потенциал, как известно, определяется током, который его создает, и в общем случае имеет две компоненты: вихревую и потенциальную (рис.14). Обе компоненты вектора **A** изменяются при изменении тока по величине и направлению, то есть каждую из них надо определять с указанием СО. Значит ***первое соотношение (14.18) при переходе между системами отсчета, которые движутся относительно друг друга, следует писать в виде***

$$\mathbf{A}' = \mathbf{A}_0 + \mathbf{a}_r + \mathbf{a}_g, \qquad (14.19)$$

где $\mathbf{a}_r$ и $\mathbf{a}_g$ - соответственно изменения вихревой и потенциальной компонент вектора **A** при переходе между системами отсчета.

Очевидно, при изменении СО должно изменится и электрическое поле. Чтобы учесть это изменение, во второе соотношение (14.18) и вводится добавка $\frac{\partial\chi}{\partial t}$ со знаком «минус».

Разберемся с этим на примере точечного заряда. Скалярный потенциал, как известно, зависит от местоположения заряда и его величины. Заряд является релятивистки инвариантной величиной [10]. Следовательно, скалярный потенциал изменяется при переходе от одной СО к другой только за счет релятивистского сокращения расстояния между зарядом и точкой определения потенциала. Это учитывается соотношениями (4.1) и (4.2):

$$\phi' = \phi_0 - \mathbf{v}\cdot\mathbf{A}' = \phi_0 - \frac{v^2}{c^2}\phi_0. \qquad (14.20)$$

Следовательно

$$\frac{\partial\chi}{\partial t} = \mathbf{v}\cdot\mathbf{A}' = \frac{v^2}{c^2}\phi_0 \qquad (14.21)$$

Скалярный потенциал, как известно, определяется с точностью до аддитивной константы, поэтому и значение функции χ выбирается произвольно. Таким образом, скалярный потенциал преобразовывается по формуле (14.20) при переходе от СО, сопровождающей заряженную частицу, к СО, в которой частица движется со скоростью **v**. В этом и заключается физический смысл градиентного преобразования применительно к скалярному потенциалу.

Рассмотрим преобразование векторного потенциала (14.19) при переходе между системами отсчета K_0 и K', которые поступательно движутся относительно друг друга со скоростью $\mathbf{v}(t)$. Вычислим полную производную по времени от первого соотношения (14.18):

$$\frac{d\mathbf{A}'}{dt}=\frac{d\mathbf{A}_0}{dt}+\frac{d\mathbf{a}_r}{dt}+\frac{d\mathbf{a}_g}{dt}. \qquad (14.22)$$

Преобразуем левую часть (14.22). В подвижной системе отсчета K' между полной и локальной производными электродинамического потенциала имеется связь:

$$\frac{d\mathbf{A}'}{dt}=\frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t}+\left(\mathbf{v}\nabla\right)\mathbf{A}_g+\left(\mathbf{v}\nabla\right)\mathbf{A}_r=\frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t}-\mathbf{v}B^*+\mathbf{v}\times\mathbf{B}. \qquad (14.23)$$

Для преобразования второго члена справа использована известная формула векторного анализа:

$$\nabla\times\left(\mathbf{a}\times\mathbf{b}\right)=\left(\mathbf{b}\nabla\right)\mathbf{a}-\left(\mathbf{a}\nabla\right)\mathbf{b}+\mathbf{a}\nabla\cdot\mathbf{b}-\mathbf{b}\nabla\cdot\mathbf{a}.$$

В случае, когда векторы **a** и **b** потенциальны, левая часть этой формулы тождественна нулю. Пусть $\mathbf{b}=\mathbf{b}(t)$, тогда $(\mathbf{a}\nabla)\mathbf{b}=0$ и $\mathbf{a}\nabla\cdot\mathbf{b}=0$. Получим соотношение:

$$\left(\mathbf{b}\nabla\right)\mathbf{a}=\mathbf{b}\nabla\cdot\mathbf{a}.$$

В наших обозначениях:

$$\left(\mathbf{v}\nabla\right)\mathbf{A}_g=\mathbf{v}\nabla\cdot\mathbf{A}_g=-\mathbf{v}B^*.$$

Формула (14.23) совпадает, например, с выражением (4.5) при $\mathbf{E}=-\dfrac{d\mathbf{A}'}{dt}$, $\mathbf{E}_0=-\dfrac{\partial\mathbf{A}_0}{\partial t}$. Это подтверждает физический смысл соотношения (14.19), связанный с преобразованием электродинамических величин при изменении СО.

Применив оператор «ротор» к (14.19), получим:

$$\frac{1}{\mu_0}\nabla\times\mathbf{A}'=\frac{1}{\mu_0}\nabla\times\mathbf{A}_0+\frac{1}{\mu_0}\nabla\times\mathbf{a}_r,\ \text{т. е. }\ \mathbf{H}'\neq\mathbf{H}_0, \qquad (14.24)$$

Это соотношение подтверждает известное явление: зависимость магнитного поля от выбора СО. Если же применить «ротор» к первому соотношению (14.18), то получается $\mathbf{H}' = \mathbf{H}_0$, что не соответствует действительности.

Применим оператор «дивергенция» к (14.19):

$$\frac{1}{\mu_0}\nabla \cdot \mathbf{A}' = \frac{1}{\mu_0}\nabla \cdot \mathbf{A}_0 + \frac{1}{\mu_0}\nabla \cdot \mathbf{a}_g, \quad \text{т.е. } H^{*\prime} \neq H_0^*. \qquad (14.25)$$

Это соотношение учитывает изменение потенциальной компоненты электрического поля при переходе к СО K' от K_0.

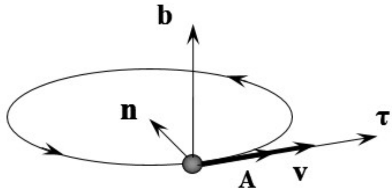


Рис. 78 *Трансформация вихревого поля в потенциальное*

При переходе между системами отсчета потенциальная и вихревая компоненты поля вектора **A** изменяются в различной мере. Это зависит от движения систем отсчета по отношению друг к другу. Все рассмотренные выше преобразования относятся к случаю поступательного относительного движения систем отсчета. Рассмотрим случай, когда СО K' движется по отношению к СО K_0 произвольным образом, то есть совершает поступательно-вращательное движение. В качестве примера рассмотрим случай, когда СО K' движется по вихревой линии поля вектора $\mathbf{A}$, и совпадает с соответствующим естественным трехгранником. На рис. 78 представлен случай круговой линии вектора $\mathbf{A}$. В этом частном случае вихревая компонента вектора **A** при переходе к сопровождающей частицу СО K' полностью исчезает, но при этом возникает потенциальная составляющая $\mathbf{a}_g$. Можно сказать, что в ***результате преобразования векторного потенциала* A *произошла трансформация вихревого поля в потенциальное.***

Итак, сделаем вывод: ***соотношение соленоидальной и потенциальной компонент электродинамического вектора* A**

зависит от выбора системы отсчета. В обобщенной электродинамике калибровочные условия заменяются преобразованиями электродинамических характеристик при изменении системы отсчета.

Симметрия дифференциальных уравнений обобщенной электродинамики хорошо проявляется при использовании тензоров. На основе уравнений (11.1) – (11.2) можно составить тензор:

$$\widetilde{\mathbf{h}}_{\mu\nu} = \begin{Bmatrix} H^* & H_z & -H_y & -icD_x \\ -H_z & H^* & H_x & -icD_y \\ H_y & -H_x & H^* & -icD_z \\ icD_x & icD_y & icD_z & -iH^* \end{Bmatrix}. \qquad (14.26)$$

Совокупность уравнений (11.3) – (11.4) сводится к тензору:

$$\widetilde{\mathbf{b}}_{\mu\nu} = \begin{Bmatrix} cB^* & cB_z & -cB_y & -iE_x \\ -cB_z & cB^* & cB_x & -iE_y \\ cB_y & -cB_x & cB^* & -iE_z \\ iE_x & iE_y & iE_z & -icB^* \end{Bmatrix}. \qquad (14.27)$$

Заметим, что в традиционной электродинамике используются тензоры с нулевыми диагональными компонентами, поскольку представление об СМП там не используется.

Между компонентами тензоров (14.26) и (14.27) устанавливается связь:

$$\tilde{h}_{\mu\nu} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \cdot \tilde{b}_{\mu\nu}\,, \quad (\mu, \nu = 1, 2, 3, 4).$$

В обобщенной теории введено и используется понятие эффективного электрического заряда плотности:

$$\rho_{эф} = \rho + \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial B^*}{\partial t}\,.$$

Проверим его инвариантность. Введем понятие четырехмерной плотности полного тока с компонентами:

$$\tilde{J}_1 = \rho_{эф} V_x, \quad \tilde{J}_2 = \rho_{эф} V_y, \quad \tilde{J}_3 = \rho_{эф} V_z, \quad \tilde{J}_4 = ic\rho_{эф}.$$

Запишем уравнение неразрывности (11.13) в тензорной форме:

$$\frac{\partial \tilde{J}_1}{\partial x_1} + \frac{\partial \tilde{J}_2}{\partial x_2} + \frac{\partial \tilde{J}_3}{\partial x_3} + \frac{\partial \tilde{J}_4}{\partial x_4} = 0, \tag{14.28}$$

где $x_1 = x, \quad x_2 = y, \quad x_3 = z, \quad x_4 = ict$.

Пусть эффективный заряд покоится в поступательно движущейся системе отсчета K_n':

$$\tilde{J}_1' = 0, \quad \tilde{J}_2' = 0, \quad \tilde{J}_3' = 0, \quad \tilde{J}_4' = ic\left(\rho_{эф}\right)_0.$$

В лабораторной системе отсчета K_0, ось x которой совпадает с направлением движения K_n', т.е. заряд движется со скоростью $\mathbf{v}$ вдоль оси x. Используем известные преобразования специальной теории относительности [8]:

$$\tilde{J}_1 = \frac{\left(\rho_{эф}\right)_0 v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad \tilde{J}_2 = \tilde{J}_2', \quad \tilde{J}_3 = \tilde{J}_3', \quad \tilde{J}_4 = \frac{ic\left(\rho_{эф}\right)_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Из этих формул следует, что

$$\rho_{эф} = \frac{\left(\rho_{эф}\right)_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \tag{14.29}$$

Объем, в котором находится эффективный заряд, тоже преобразуется при переходе от неподвижной системы отсчета к подвижной:

$$d\tau' = d\tau_0 \sqrt{1 - v^2/c^2},$$

поэтому

$$dq_{эф} = \rho_{эф} d\tau' = \left(\rho_{эф}\right)_0 d\tau_0 = d\left(q_{эф}\right)_0 .$$

То есть ***эффективный заряд является инвариантом, он не зависит от выбора системы отсчета*** и с ним можно обращаться как с реальным электрическим зарядом.

Естественно встает вопрос об инвариантности уравнений обобщенной электродинамики по отношению к преобразованиям Лоренца. В обобщенной электродинамике, как и в традиционной теории, потенциалы $\mathbf{A}$ и ϕ удовлетворяют уравнениям Даламбера. Известно [13], что это достаточный признак инвариантности исходных уравнений (11.1) – (11.4) относительно преобразований Лоренца. Таким образом, ***обобщенная электродинамика является релятивистски инвариантной теорией.***

III. ОБОБЩЕННАЯ ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

15. Волновые уравнения

Электродинамическая теория сформировалась в конце XIX века благодаря работам Максвелла, Лоренца, Хэвисайда и Герца. Она позволила создать современные средства радиосвязи и телекоммуникаций. Однако существуют проблемы, связанные с описанием электромагнитного волнового процесса. Перечислим основные несоответствия современной волновой электродинамической теории.

1) Функция плотности энергии, записанная для свободной одночастотной электромагнитной волны, на фронте ее распространения самопроизвольно изменяется от нуля до максимума.

2) Несоответствие, указанное в первом пункте, является следствием синфазного изменения электрической и магнитной компонент волны в дальней зоне. Исходя из физических представлений, аргументы функций $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ должны быть смещены на $\pi/2$. Однако этому препятствуют математические соображения, описанные в следующем пункте.

3) Если в уравнения Максвелла подставить сдвинутые по фазе законы электрических и магнитных компонент, нарушится тождество. Именно это и является главным аргументом, заставляющим закрывать глаза на первые два несоответствия.

4) Предыдущий аргумент вынуждает считать, что выражения, стоящие в левой и правой частях уравнений Максвелла, относятся к одной точке, а явления, которые они описывают, совершаются одновременно. Такой подход полностью исключает возможность распространения электромагнитного процесса в пространстве и времени, так как причина и следствие не различаются, то есть игнорируется сама суть динамического процесса.

5) Чтобы устранить несоответствие 4, в волновых уравнениях Даламбера (которые, заметим, выводятся из уравнений Максвелла), вводят различия между аргументами левой и правой частей. То есть разделяют причины и их следствия, разводя их в пространстве и времени. Решения волновых уравнений записывают с учетом запаздывания. Однако подставлять эти решения в исходные уравнения

Максвелла не рекомендуется, поскольку при этом обнаруживается несоответствие 3.

Таким образом, современная электромагнитная теория в угоду математическим соображениям вынуждена мириться с принципиальными несоответствиями, которые противоречат физическим представлениям.

Предпримем попытку построения непротиворечивой теории электромагнитного поля. При описании электромагнитной волны учтем, как вихревые, так и потенциальные электродинамические процессы. При этом откажемся от произвольных математических ограничений в виде калибровок.

Отметим, что к настоящему моменту накоплено достаточно экспериментальных и теоретических фактов, требующих пересмотра существующей теории электромагнитных волн. Так называемые электроскалярные волны обнаружены в экспериментах Monstein C., Wesley J. P. [45], Meil K. [46,47], Sacco B., Tomilin A. [48]. Теоретическое обоснование существования электроскалярных волн содержится в работах K. J. van Vlaenderen [49], Woodside D.A. [50], Arbab I. A., Satti Z. A. [51], Podgainy D.V., Zaimidoroga O.A. [52-53], Tomilin A.K. [54-59].

Запишем уравнение (11.2) в виде:

$$\nabla \times \left(\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = 0 \cdot$$

Отсюда следует известная связь напряженности электрического поля со скалярным и векторным потенциалами:

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}. \tag{15.1}$$

В предыдущих разделах показано, что вектор $\mathbf{A}$ имеет две компоненты: вихревую $\mathbf{A}_r$ и потенциальную компоненту $\mathbf{A}_g$. В соотношении (15.1) можно выделить потенциальную и вихревую составляющие электрического поля:

$$\mathbf{E}_g = -\nabla \phi - \frac{\partial \mathbf{A}_g}{\partial t}, \quad \mathbf{E}_r = -\frac{\partial \mathbf{A}_r}{\partial t}. \tag{15.2}$$

Как уже отмечалось выше, в классической электродинамике потенциальная компонента $\mathbf{A}_g$ неявно присутствует. Но в волновых дифференциальных уравнениях она обычно исключается при помощи калибровок. Рассмотрим, например, калибровку Лоренца:

$$\nabla \cdot \mathbf{A} + \mu' \mu_0 \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0 .$$

Вопрос о физическом смысле этой калибровки обычно не ставится. Если же попытаться этот смысл выяснить, то неизбежно придется принять во внимание, что здесь $\nabla \cdot \mathbf{A} \neq 0$, и возникнет необходимость рассматривать все, что связано с потенциальной компонентой вектора $\mathbf{A}$, и с СМП.

Если же записать соотношение:

$$H^* \left(x', y', z', t \right) = -\frac{1}{\mu' \mu_0} \nabla \cdot \mathbf{A} - \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial \phi}{\partial t}, \qquad (15.3)$$

то появляется возможность учесть скалярную компоненту магнитного поля и, используя полученную теорию, проверить реальное существование СМП. Заметим, что в стационарном случае (15.3) совпадает с (2.3).

Подставив в (11.1) выражение (15.3), с учетом (15.1) получим:

$$\frac{1}{\mu' \mu_0} \nabla \times \left(\nabla \times \mathbf{A} \right) - \frac{1}{\mu' \mu_0} \nabla \left(\nabla \cdot \mathbf{A} \right) - \varepsilon' \varepsilon_0 \nabla \frac{\partial \phi}{\partial t} = \mathbf{j} - \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\nabla \phi + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right).$$

В результате приходим к волновому уравнению Даламбера для векторного потенциала:

$$\Delta \mathbf{A} - \varepsilon' \varepsilon_0 \mu' \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\mu' \mu_0 \mathbf{j} . \qquad (15.4)$$

Уравнение (15.4) можно расщепить на два отдельных уравнения для вихревой и потенциальной компонент вектора $\mathbf{A}$. При этом следует выделить замкнутые $\left(\mathbf{j}_r \right)$ и незамкнутые $\left(\mathbf{j}_g \right)$ электрические токи. Получим соответственно:

$$\Delta\mathbf{A}_r - \varepsilon'\varepsilon_0\mu'\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{A}_r}{\partial t^2} = -\mu'\mu_0 \mathbf{j}_r\,, \qquad (15.5)$$

$$\Delta\mathbf{A}_g - \varepsilon'\varepsilon_0\mu'\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{A}_g}{\partial t^2} = -\mu'\mu_0 \mathbf{j}_g\,. \qquad (15.6)$$

Поскольку уравнение (15.6) содержит только потенциальные векторные функции, его можно записать в скалярной форме. Для этого нужно ввести две скалярных функции: ξ – потенциал компоненты $\mathbf{A}_g$ и η – потенциал тока $\mathbf{j}_g$. Тогда можно записать

$$\nabla\xi = -\mathbf{A}_g\,, \qquad \nabla\eta = -\mathbf{j}_g\,.$$

Тогда уравнение (15.6) представляется в виде:

$$\Delta\,\xi - \varepsilon'\varepsilon_0\mu'\mu_0 \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -\mu'\mu_0\eta. \qquad (15.7)$$

Аналогично, преобразовав (11.3) с учетом (15.1) и (15.3), получим волновое уравнение для скалярного потенциала:

$$\Delta\phi - \varepsilon'\varepsilon_0\mu'\mu_0 \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon'\varepsilon_0}\,. \qquad (15.8)$$

Обратим внимание на совпадение форм дифференциальных уравнений (15.7) и (15.8). Можно ввести полный скалярный потенциал нестационарного электрического поля:

$$\zeta = \phi + \frac{\partial\xi}{\partial t}. \qquad (15.9)$$

Это соотношение можно получить и из первого выражения (15.2), положив что

$$\mathbf{E}_g = -\nabla\xi\,.$$

Продифференцируем уравнение (15.7) по времени и, сложив его почленно с (15.8), получим дифференциальное уравнение, объединяющее описание потенциальных электродинамических процессов:

$$\Delta\xi - \varepsilon'\varepsilon_0\mu'\mu_0 \frac{\partial^2\xi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon'\varepsilon_0} - \mu'\mu_0 \frac{\partial\eta}{\partial t}. \qquad (15.10)$$

Представим правую часть уравнения (15.10) в виде

$$\frac{1}{\varepsilon'\varepsilon_0}\left(\rho + \mu'\mu_0\varepsilon'\varepsilon_0 \frac{\partial\eta}{\partial t}\right).$$

Выражение, стоящее в скобках можно назвать объемной плотностью эффективного заряда:

$$\rho_{эф} = \rho + \mu'\mu_0\varepsilon'\varepsilon_0 \frac{\partial\eta}{\partial t}.$$

Сравнив это выражение с (11.10):

$$\rho_{эф} = \rho + \varepsilon'\varepsilon_0 \frac{\partial B^*}{\partial t},$$

заключаем, что введенный нами потенциал электрического тока η есть уже известная нам напряженность СМП:

$$\eta = H^*.$$

Следовательно, уравнение (15.10) можно представить в виде:

$$\Delta\xi - \varepsilon'\varepsilon_0\mu'\mu_0 \frac{\partial^2\xi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon'\varepsilon_0} - \frac{\partial B^*}{\partial t}. \qquad (15.11)$$

Из этого уравнения видно, что существует два способа генерации потенциального электрического поля: 1) при помощи нестационарного электрического заряда $\rho(t)$; 2) при помощи нестационарного СМП.

Получается, что для полного описания волнового электродинамического процесса требуется два вектора: **B** и $\mathbf{E}_r$, и две скалярные функции: ϕ и H^*. Это означает, что электродинамический процесс в общем случае является потенциально-вихревым. Вихревая (поперечная) электромагнитная волна описывается векторами **B** и $\mathbf{E}_r$, кроме того возникает еще электроскалярная (продольная) волна, которая описывается скалярными функциями ϕ и H^*.

Из сказанного можно заключить, что в ***качестве основной характеристики электромагнитного поля удобно принять 4-вектор, записанный в виде*** $(\mathbf{A}_r, \xi / c)$. В нем полностью разделены векторная (вихревая) и скалярная (потенциальная) компоненты. Этот же вектор-потенциал можно, как предлагалось раньше, представлять в виде $\left(\mathbf{A}, \phi / c\right)$. Все характеристики электромагнитного поля, присутствующие в обобщенных уравнениях (11.1)–(11.3), представляются вторичными, поскольку являются пространственно-временными производными вектор-потенциала. Такой подход требует определить физический смысл четырехмерного вектора. Этот вопрос рассмотрен в IV разделе.

Расщепленные уравнения описывают частные случаи. В общем случае каждая из компонент тока порождает как вихревое, так и потенциальное магнитное поле, а, следовательно, расщепление уравнения (15.4) не всегда возможно. Примером может служить линейный незамкнутый ток, который одновременно порождает обе компоненты магнитного поля. Другой случай представлен на рис.35: система замкнутых токов порождает как вихревое, так и потенциальное магнитное поле.

На этом этапе исследования становится понятным, что ***использование калибровок Кулона или Лоренца привело к ограничению теории и исключению из рассмотрения СМП,*** а, следовательно, и всех явлений, которые с ним связаны. Как уже было сказано выше, эти условия закрыли путь к созданию теории поля сложных электродинамических систем.

При рассмотрении волновых электродинамических процессов удобно перейти от уравнений в потенциалах к уравнениям с использованием характеристик электрического и магнитного полей.

Получим волновые уравнения для электромагнитного поля с источниками непосредственно из уравнений (11.1) – (11.4). Применив оператор $\partial/\partial t$ к уравнению (11.1), после преобразований с учетом (11.2) и (11.3) имеем:

$$\mathbf{\Delta E} - \mu'\mu_0\varepsilon'\varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu'\mu_0 \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon'\varepsilon_0}\nabla\rho \,. \qquad (15.12)$$

В частном случае возможно расщепление уравнения (15.12) на два независимых уравнения для потенциальной и вихревой компонент электрического поля соответственно:

$$\Delta\mathbf{E}_g - \mu'\mu_0\varepsilon'\varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}_g}{\partial t^2} = \mu'\mu_0 \frac{\partial \mathbf{j}_g}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon'\varepsilon_0}\nabla\rho \,, \qquad (15.13)$$

$$\Delta\mathbf{E}_r - \mu'\mu_0\varepsilon'\varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}_r}{\partial t^2} = \mu'\mu_0 \frac{\partial \mathbf{j}_r}{\partial t} \,. \qquad (15.14)$$

Вычислив производную по времени от уравнения (11.2), с учетом (11.1), получим волновое уравнение для вектора $\mathbf{H}$:

$$\Delta\mathbf{H} - \varepsilon'\varepsilon_0\mu'\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = -\nabla\times\mathbf{j} \,. \qquad (15.15)$$

На основе уравнений (15.14) и (15.15) объясняется известный механизм излучения поперечных электромагнитных волн.

Аналогичным образом, преобразовав (11.3) с учетом (11.1), получим волновое уравнение для скалярной функции H^*:

$$\Delta H^* - \varepsilon'\varepsilon_0\mu'\mu_0 \frac{\partial^2 H^*}{\partial t^2} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla\cdot\mathbf{j} \,. \qquad (15.16)$$

Если в некоторой точке электропроводной среды происходит изменение электрического заряда, она становится источником или стоком электрического тока, который в свою очередь порождает в смежных точках пространства СМП. Заметим, что величины, стоящие в (15.16) справа и слева относятся к различным точкам пространства, поэтому, применив уравнение неразрывности (11.11), получим дифференциальное уравнение, в котором второй член, стоящий в левой части, не компенсируется аналогичным правым членом, так как они характеризуют поле в различных точках пространства и в разные моменты времени:

$$\Delta H^*\left(x',y',z',t\right)-\varepsilon'\varepsilon_0\mu'\mu_0\frac{\partial^2 H^*\left(x',y',z',t\right)}{\partial t^2}=-\varepsilon'\varepsilon_0\frac{\partial^2 B^*\left(x,y,z,t-r/v\right)}{\partial t^2}. \tag{15.17}$$

На основе дифференциальных уравнений (15.13) и (15.16) объясняется механизм излучения продольных электромагнитных волн. Этот вопрос рассмотрен в следующем подразделе.

Обычно при изучении электродинамики следуют по историческому пути: вначале рассматривают отдельные электрические и магнитные явления, а затем переходят к формированию представлений об электромагнитном поле. Вершиной электродинамической теории считаются уравнения Максвелла, из которых, как следствия, выводятся волновые уравнения.

Описание волновых электродинамических процессов в теории Максвелла-Лоренца основывается исключительно на представлениях о вихрях электрического и магнитного полей. Участие потенциальной компоненты электрического поля в волновом процессе не предусматривается. А вопрос о потенциальных свойствах магнитного поля даже не ставится. Из математических соображений вводятся калибровки Кулона или Лоренца, которые исключают потенциальную компоненту магнитного (электромагнитного) поля.

Обратимся к аналогиям между механикой и электродинамикой. Современные физики обычно считают, что механистическое описание принципиально ограничено и непригодно для изучения электромагнитных процессов. Однако эта точка зрения обоснованно опровергается в содержательной статье П.А. Жилина [60]. В частности показано, что аналогии между теорией упругости и электродинамикой позволяют увидеть принципиальную ограниченность теории, основанной на уравнениях Максвелла.

В теории упругости (и вообще в механике сплошных сред) общий полевой подход используется в полной мере: за счет движения твердых частиц в сплошной упругой среде, в ней возникают потенциальные и вихревые течения, и наоборот, движением сплошной среды увлекаются твердые частицы. При этом хорошо видны сторонние источники, возбуждающие волновые процессы. Эти явления описываются четырехмерным уравнением Даламбера.

Электродинамика тоже сводится к четырехмерному волновому уравнению. Однако при его выводе из уравнений Максвелла используются калибровочные условия Кулона или Лоренца. Аналогичных условий в механике сплошных сред нет. Таким образом, формальное совпадение механики и электродинамики происходит при записи волновых уравнений, а при рассмотрении отдельных процессов аналогии обнаруживаются не всегда. В этом смысле современная электродинамика не является вполне полевой теорией.

Используем формальный полевой подход при построении электродинамики. Поскольку рассматриваются полевые явления, то описывать их следует четырехмерным уравнением Даламбера. По существу это является постулатом общей теории поля. Все макроскопические электродинамические процессы описывает четырехмерный вектор-потенциал $(\mathbf{A}, \phi / c)$ или $(\mathbf{A}_r, \xi / c)$.

Поскольку причина и следствие всегда разведены в пространстве и времени, координатно-временные континуумы источников поля и характеристик самого поля следует различать. Будем характеризовать область определения токов и зарядов координатами без штрихов, а потенциалов поля - штрихованными координатами. Решения уравнений (15.4) и (15.8) записываются в виде запаздывающих потенциалов для 4-вектора $(\mathbf{A}_r, \xi / c)$:

$$\mathbf{A}_r\left(x', y', z', t\right) = \frac{\mu' \mu_0}{4\pi} \int_\tau \frac{\mathbf{j}_r\left(x, y, z, t - r/v\right)}{r} d\tau, \tag{15.18}$$

$$\xi\left(x', y', z', t\right) = \frac{1}{4\pi\varepsilon'\varepsilon_0} \int_\tau \frac{\rho_{эф}\left(x, y, z, t - r/v\right)}{r} d\tau, \tag{15.19}$$

где $r = \sqrt{(x' - x)^2 + (y' - y)^2 + (z' - z)^2}$ – расстояние между источником и точкой определения поля, v – модуль скорости распространения волнового процесса, τ – объем области, содержащей источники.

Введем четырехмерное пространство:

$$x_1 = x, \quad x_2 = y, \quad x_3 = z, \quad x_4 = ict.$$

Представим соответствующие компоненты вектор-потенциала $(\mathbf{A}_r, \xi / c)$ в виде:

$$\Phi_1 = A_x, \quad \Phi_2 = A_y, \quad \Phi_3 = A_z, \quad \Phi_4 = ic\xi,$$

и запишем четырехмерное волновое уравнение, объединяющее (15.4) и (15.8):

$$\Box \Phi_\nu = -\mu' \mu_0 s_\nu . \tag{15.20}$$

Здесь $\Box$ – инвариантный оператор Даламбера и использованы компоненты четырехмерного вектора плотности тока:

$$s_1 = \rho_{эф} v_x, \quad s_2 = \rho_{эф} v_y, \quad s_3 = \rho_{эф} v_3, \quad s_4 = ic\rho_{эф}.$$

Вычислим четырехмерную дивергенцию вектор-потенциала:

$$\frac{\partial \Phi_1}{\partial x_1} + \frac{\partial \Phi_2}{\partial x_2} + \frac{\partial \Phi_3}{\partial x_3} + \frac{\partial \Phi_4}{\partial x_4} = \nabla \cdot \mathbf{A}_r + \varepsilon' \varepsilon_0 \mu' \mu_0 \frac{\partial \xi}{\partial t}. \tag{15.21}$$

Обычно из математических соображений правую часть этого уравнения тождественно приравнивают к нулю, то есть применяют условие Лоренца. Попробуем отказаться от калибровки Лоренца, приняв соотношение (15.3), которое запишем в виде:

$$B^*\left(x', y', z', t\right) = -\nabla \cdot \mathbf{A}_r - \varepsilon' \varepsilon_0 \mu' \mu_0 \frac{\partial \xi}{\partial t},$$

получим

$$\frac{\partial \Phi_1}{\partial x_1} + \frac{\partial \Phi_2}{\partial x_2} + \frac{\partial \Phi_3}{\partial x_3} + \frac{\partial \Phi_4}{\partial x_4} = -B^*\left(x', y', z', t\right) . \tag{15.22}$$

Из волновых уравнений (15.4) и (15.8) с учетом (15.1) и (15.22) нетрудно получить уравнения обобщенной электродинамики (модифицированные уравнения Максвелла) (11.1) и (11.3). Именно такой путь – от волновых уравнений к обобщенным уравнениям электродинамики – представляется самым рациональным. Он позволяет учесть, как вихревые, так и потенциальные электромагнитные процессы.

Можно сделать вывод: основой электродинамической теории (макроскопическое приближение) являются волновые уравнения (15.4) – (15.8) или объединяющее их уравнение (15.20). Уравнения Максвелла (а также и обобщенные уравнения электродинамики) лишь устанавливают взаимосвязь между вторичными характеристиками электромагнитного поля в отдельных электромагнитных процессах.

16. Продольные электромагнитные волны

Как показано выше, обобщенная электродинамика (макроскопическая теория) указывает на ***два типа электромагнитных волн: поперечные и продольные.*** Первый тип волн давно известен, хорошо исследован и используется на практике. Второй тип волн почти не исследован, хотя публикаций о продольных электромагнитных волнах много. Анализ литературных источников по этому вопросу произведем позднее. Однако сразу отметим, что под термином «продольные электромагнитные волны» в классической электродинамике понимают некоторую составляющую не плоской волны, определяемой вихревыми векторами $\mathbf{E}_r$ и $\mathbf{H}$. Продольные составляющие обычной электромагнитной волны образуются, например, при ее распространении в волноводах. Это явление не выходит за рамки традиционной электродинамики и хорошо изучено. В зарождающейся обобщенной электродинамике для обозначения второго типа волн тоже имеется необходимость воспользоваться термином ***«продольные электромагнитные волны»***, но смысл его отличается от понятия, применяемого в традиционной теории. ***Под продольными электромагнитными волнами будем понимать волны образованные в результате изменения вектора $\mathbf{E}_g$ и скалярной функции H^*.*** Поскольку эти волны распространяются в направлении вектора $\mathbf{E}_g$, их можно называть ***Е-волнами или электроскалярными волнами***.

Изложенная выше теория объясняет механизм возникновения и распространения продольных электромагнитных *Е*-волн. Рассмотрим случай, когда используется вибратор Герца, то есть магнитное поле создается прямолинейным переменным импульсом тока $\mathbf{j}_g(t)$ (рис. 79). При этом частота ν колебаний тока подобрана таким образом, что длина вибратора l совпадает с длиной полуволны электромагнитного излучения:

$$l = \frac{\lambda}{2}. \qquad (16.1)$$

Поскольку проводник с током имеет конечную длину, кроме векторного магнитного поля, создается СМП. Пусть ток возрастает, следовательно, индукция СМП увеличивается. Рассмотрим поле вблизи точек A и B, совпадающих с концами токового отрезка. В близи точки A создается отрицательное возрастающее по модулю СМП $\left(\frac{\partial B^*}{\partial t} < 0\right)$. Следовательно, в это время в точке A образуется сток электрического поля $\mathbf{E}_g$. Вблизи точки B создается положительное СМП, которое тоже возрастает $\left(\frac{\partial B^*}{\partial t} > 0\right)$, следовательно, здесь имеется источник электрического поля $\mathbf{E}_g$.

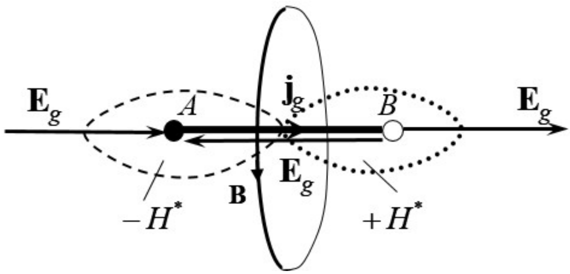


Рис. 79*а* *Излучение электромагнитной волны линейным вибратором Герца*

На рис. 79*а* стоки изображены черными точками, а источники – белыми. Обратим внимание на ***аналог правила Ленца, согласно которому электрическое поле, индуцированное на участке АВ,***

направлено против исходного тока, и стремится скомпенсировать его возрастание.

Векторы потенциального электрического поля $\mathbf{E}_g$ в точках A и B направлены во все стороны, поэтому, вообще говоря, фронт распространения продольной электромагнитной волны в близи каждой из точек A и B близок к сферическому. На рисунке в точках A и B изображены только векторы $\mathbf{E}_g$, направленные вдоль линии исходного тока $\mathbf{j}_g$. В некоторых точках C и D соответственно образуются источник и сток электрического поля. Электрические поля с центрами в точках C и D возникают с некоторым запаздыванием по отношению к полям с центрами точках A и B, поскольку электромагнитная волна распространяется с конечной скоростью.

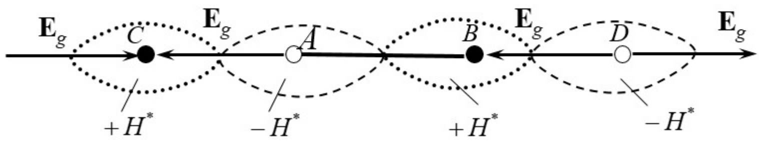


Рис. 79*б* *Распространение продольной электромагнитной волны*

Пусть теперь ток в проводнике *AB*, сохраняя прежнее направление, уменьшается по величине, соответственно СМП, созданное им в близи точек A и B тоже уменьшается. При этом в точке A образуется источник поля вектора $\mathbf{E}_g$, а в точке B – сток (рис. 79*б*). В точках C и D, спустя некоторое время, возникнут соответственно сток и источник поля $\mathbf{E}_g$.

Далее следует рассмотреть еще два временных интервала, каждый из которых соответствует четверти периода изменения направления тока в отрезке *AB*. Когда ток, текущий в направлении от B к A, возрастает, то в точке A образуется источник, а в токе B – сток. Затем, когда ток убывает, в точке A возникает сток, а в точке B – источник. Таким образом, происходит генерация и распространение переменного электромагнитного поля, определяемого скалярной величиной $B^*(t)$ и векторной $\mathbf{E}_g$. Распространение этой волны происходит в направлении вектора $\mathbf{E}_g$, следовательно, образуется продольная электромагнитная волна.

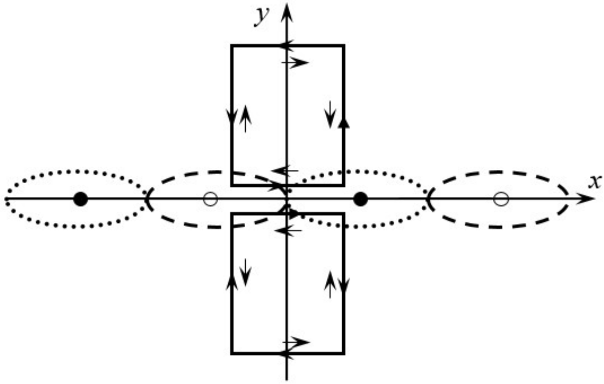


Рис. 80 *Генерация продольной волны биполярной антенной*

В подразделе 6 рассмотрены электрические системы, создающие СМП. Любая из них может служить в качестве антенны, генерирующей или принимающей продольные электромагнитные волны. Рассмотрим процесс генерации продольной электромагнитной волны на примере двойной (биполярной) антенны (рис.80). Пусть по каждой из частей контура пропускается синхронизированный по частоте и фазе переменный электрический ток. Длина состыкованных участков должно отвечать соотношению (16.1). При этом создается переменное СМП, а, следовательно, генерируется продольная электромагнитная волна.

Наоборот, когда такая электропроводная система находится в области распространения продольной электромагнитной волны, при выполнении условия (16.1) в замкнутых электропроводных контурах создаются синхронизированные по фазе и частоте токи, то есть происходит прием электромагнитного сигнала. Следовательно, принципиальное устройство генератора (излучающей антенны) и приемника (принимающей антенны) одинаково.

Как отмечено выше, продольные и поперечные электромагнитные волны неразрывно связаны и порождают друг друга. Механизм этой взаимосвязи представлен на рис. 81. Пусть вдоль оси *x* распространяется поперечная электромагнитная волна. При этом вокруг каждой магнитной силовой линии поля **B** образуется тороидальная система силовых линий вихревого поля $\mathbf{E}_r$ (рис. 81*а*). Рассмотрим волну в промежуток времени, когда электрическое поле возрастает (первая четверть периода). Во второй четверти периода возникает потенциальная электрического поля, при этом вектор $\mathbf{E}_g$ расположен ортогонально оси x и направлен в соответствие с правилом Ленца (рис. 81*б*).

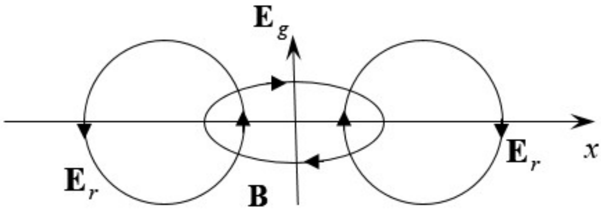


Рис. 81*а Первая четверть периода электромагнитной волны*

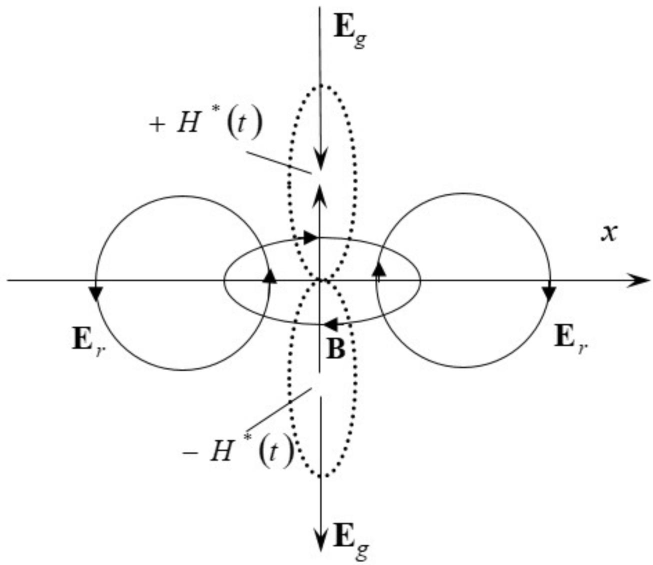


Рис. 81*б Вторая четверть периода*

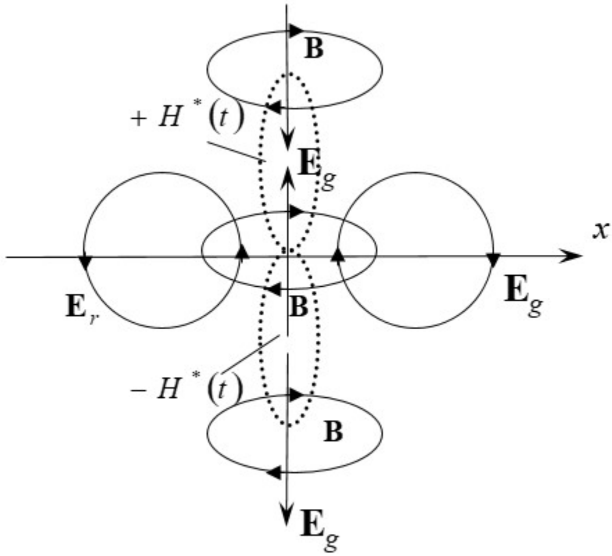


Рис.81*в Третья четверть периода*

Тороидальная электрическая система индуцирует СМП $\left(H^*\right)$, которое в данном случае является нестационарным, и имеет градиент, ориентированный перпендикулярно к направлению распространения поперечной волны (рис. 81*б*). В нестационарном СМП, создаются источники и стоки потенциального электрического поля $\mathbf{E}_g$. В верхней части рисунка 81*б* в данный промежуток времени образуется сток поля $\mathbf{E}_g$, а в нижней – источник. Иными словами: ***возникает нестационарный квазидиполь, расположенный ортогонально оси x.***

В третьей четверти периода потенциальное электрическое поле $\mathbf{E}_g$ порождает вихревое магнитное поле $\mathbf{B}$, создается поперечная электромагнитная волна, распространяющаяся в направлении перпендикулярном $\mathbf{E}_g$, то есть параллельно оси *x* (рис. 81*в*). Таким образом, поперечные и продольные электромагнитные волны неразрывно связаны и образуют единый процесс.

Очевидно, процесс взаимных преобразований компонент электромагнитного поля происходит с некоторым запаздыванием, то есть характеристики продольной волны смещены по времени относительно характеристик поперечной волны. Справедливо предположить, что поперечные и продольные волны изменяются по противофазным законам. Это же подсказывают энергетические соображения, вытекающие из идеи взаимных преобразований продольных и поперечных волн. При таком подходе устраняется парадокс, возникающий при рассмотрении отдельно взятой поперечной электромагнитной волны, о котором говорится, например, в статье [54]. Суть парадокса заключается в том, что в традиционной теории векторы $\mathbf{E}_r$ и $\mathbf{B}$ свободной поперечной электромагнитной волны синфазны, то есть энергии электрического и магнитного полей одновременно проходят через максимум и одновременно обращаются в ноль. Такое представление не соответствует закону сохранения энергии.

В пользу теории, описывающей электромагнитную волну как процесс взаимного преобразования поперечных и продольных волн, свидетельствует способ излучения и приема электромагнитных сигналов при помощи линейного вибратора Герца. Импульс тока, пробегающий (в момент излучения или приема сигнала) по проводнику конечной длины не что иное, как *E*-волна. В случае излучения эта *E*-волна генерирует вихревое электромагнитное поле. При приеме сигнала, наоборот, за счет поперечной электромагнитной волны в проводнике создается потенциальное электрическое поле, то есть продольная *E*-волна.

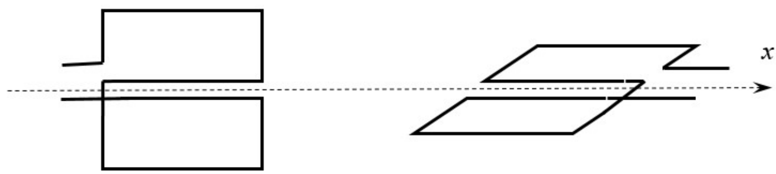


Рис. 82 *Эксперимент Николаева Г.В. с продольными волнами*

Обратимся к публикациям, относящимся к проблеме продольных электромагнитных волн. Если исключить работы, в которых под продольными понимаются волны, определяемые вихревыми векторами $\mathbf{E}_r$ и $\mathbf{B}$, и отбросить все околонаучные публикации, то окажется, что серьезных исследований по этой тематике крайне мало. В работах Николаева Г.В. [16-18] содержится только принципиальная идея о возможности электромагнитных волн, определяемых потенциальным вектором $\mathbf{E}_g$ и скалярной функцией H^*, а так же описаны эксперименты с двухконтурными (биполярными) антеннами, одна из которых служит излучателем, другая – приемником продольных электромагнитных волн, распространяющихся вдоль оси x (рис. 82).

В статьях [61-62] содержится постановка сферически симметричной электродинамической задачи. Предлагается определить электромагнитное поле расширяющегося шара, по поверхности которого распределен заряд $q = const$. Поверхностная плотность заряда при этом меняется $\rho = \rho(t)$ и, поскольку заряды движутся в радиальном направлении, возникает незамкнутый электрический ток $\mathbf{j}_g(t)$.

Болотовский Б.М. и Угаров В.А. – авторы статьи [61], опубликованной в 1976 году, приходят к выводу, что электрическое поле вне расширяющегося шара будет постоянным, а магнитное (вихревое) поле не создается, то есть все сводится к электростатике. Они соглашаются с мнением Зельдовича Я.Б. и Яковлева И.А. о том, что закон сохранения заряда запрещает саму постановку нестационарной задачи.

В 2008 году Кузнецов Ю.В. обратил [62] внимание на энергетическое несоответствие в поставленной задаче. Если представить, что на поверхности сферы находится множество точечных зарядов, то каждый из них при движении создает магнитное поле. Энергия каждого заряда при этом пропорциональна квадрату напряженности магнитного поля. То есть энергия магнитного поля – определенно положительная функция. Но суперпозиция этих вихревых магнитных полей дает нулевой результат («нуль-вектор»). Куда же делась энергия суммируемых полей? Сумма положительных функций не может равняться нулю. Если оперировать только представлением о вихревом магнитном поле, то этот энергетический парадокс разрешить невозможно. Остается предположить, что образуется СМП. Именно к такому выводу приходит Кузнецов Ю.Н.

Этот «парадокс» легко решается при помощи полученных нами волновых уравнений обобщенной электродинамики. Действительно, вне расширяющейся сферы векторного магнитного поля нет. Это хорошо видно из (15.15), поскольку вихревых токов нет $(\nabla \times \mathbf{j} = 0)$. Однако, в каждой точке на поверхности расширяющейся сферы плотность заряда меняется и создается источник тока, поэтому в соответствии с (15.16) генерируется нестационарное СМП $H^*(t - r/c)$. Поскольку вектор $\nabla\rho$ направлен радиально, в соответствие с (15.3) образуется потенциальное радиальное электрическое поле $\mathbf{E}_g(t - r/c)$. Это нестационарное поле накладывается на постоянное электрическое поле $\mathbf{E}_{0g}(\mathbf{r})$, образованное неизменным зарядом q. Таким образом, за пределами расширяющейся сферы, несущей постоянный заряд, создается постоянное электрическое поле и, коме того, распространяется электромагнитная E-волна.

Эта же проблема возникает при прохождении переменного тока смещения через сферический конденсатор. Вследствие сферической симметрии тока вихревое магнитное поле существовать не может. Только ∇H^* обеспечивает ток смещения в сферическом конденсаторе [21].

Эксперименты, подтверждающие приведенные выше теоретические рассуждения, описаны в статье немецких исследователей C. Monstein и J. P. Wesley [45]. В первом эксперименте этих авторов демонстрируется передача энергии за счет продольных волн между пластинами конденсатора, раздвинутыми на расстояние большее длины волны. При этом между пластинами устанавливается фильтр, поглощающий поперечные волны. Во втором эксперименте использовались шаровые антенны, установленные на расстоянии от 10 до 1000 *м*. На излучающей антенне создавался переменный электрический заряд за счет подачи переменного потенциала на внутреннюю часть металлической сферы через коаксиальный кабель. Выводящий конец кабеля был заземлен. В результате получилась осциллирующая сферическая антенна, расположенная над заземленным экраном. Приемная антенна, устроенная так же, при этом регистрировала сигнал, затухающий по экспоненте, то есть быстрее, чем обратно пропорционально квадрату расстояния от источника излучения. Это объясняется тем, что антенна в этом эксперименте не является уединенным переменным зарядом. Дипольный эффект сохраняется, за счет разделения зарядов между сферой и землей.

Авторы статьи [45] не пользуются понятием СМП и не стремятся выйти за рамки классической электродинамики, поэтому их подход к проблеме оказался односторонним: они опираются только на уравнение Пуассона для скалярного электрического потенциала и исследуют только изменение потенциального вектора $\mathbf{E}_g$. Тем не менее, для понимания исследуемого явления опыты C. Monstein и J. P. Wesley чрезвычайно важны, поскольку они показывают, ограниченность общепринятых представлений об электромагнитном поле и позволяют «перебросить мостик» к обобщенной электродинамике. Как следует из уравнения (11.3) обобщенной электродинамики, продольные электромагнитные волны можно генерировать не только переменным электрическим зарядом, но и нестационарным СМП, что и подтверждается в эксперименте Николаева Г.В. с двухконтурными антеннами.

Довольно обстоятельный анализ проблем, связанных с электромагнитным излучением, содержится в статьях Еньшина А.В. и Илиодорова В.А. [31-32]. Авторами этих публикаций экспериментально установлено, «…что при воздействии на парамагнитную газовую среду лазерным излучением со специальным спектральным составом происходит поляризация спинов входящих в него молекул или атомов. Под резонансным воздействием пондеромоторных сил лазерного излучения происходит формирование квазикристаллической спинполяризованной структуры, имеющей ярко выраженные ферромагнитные свойства. То есть в спинполяризованной среде становится возможным проявление макроскопических квантовых эффектов. В спинополяризованной структуре из парамагнитного газа (исследования проводились с молекулярными газами, имеющими не скомпенсированный электронный или ядерный спин и некоторыми другими веществами) происходит преобразование лазерного излучения в продольные электромагнитные волны, то есть волны, у которых вектор электрического поля совпадает с направлением волнового вектора. Такое преобразование становится возможным вследствие того, что в излучении участвуют не отдельные электроны, которые действительно могут излучать только поперечные электромагнитные волны, а совокупность внешних электронов объединенных обменным взаимодействием и ведущих себя как квантовая жидкость. У продольных электромагнитных волн, генерируемых спинополяризованной структурой, направленность и когерентность оказались значительно выше, чем у исходного лазерного излучения. Причём речь идёт не о процентах или разах, а о порядках. Сечение поглощения продольного излучения также значительно меньше, чем поперечного».

Результаты работы Еньшина А.В. и Илиодорова В.А. хорошо согласуются с выводами обобщенной электродинамики: продольные электромагнитные волны невозможно создать отдельным замкнутым током, но система замкнутых токов (например, тороидальная) способна их генерировать. Таким образом, внешнее лазерное излучение, очевидно, способствует организации электронных структур тороидального типа, излучающих продольные электромагнитные волны. Свойства направленности и когерентности индуцированного излучения позволяют передавать сигнал на большие расстояния, а, следовательно, эффективно использовать продольные электромагнитные волны (по крайней мере, в световом диапазоне). Очевидно, полное объяснение этому явлению можно дать в рамках квантовой электродинамики. Этого вопроса коснемся в последствие.

В монографии [63] и статье [64] описаны эффекты, возникающие при колебаниях электромеханических систем в нестационарном СМП. Указано на некоторые возможные технические приложения.

Таким образом, опираясь на результаты приведенных выше публикаций и собственные исследования, можем однозначно сказать, что ***свойства продольных электромагнитных волн существенно отличаются от свойств поперечных волн*** и их дальнейшее исследование откроет новые перспективы развития электронных средств связи и позволит изменять свойства различных материалов, в частности с целью записи и хранения информации.

17. Продольные электромагнитные волны в квантовой электродинамике

Проблема продольных электромагнитных волн впервые возникла в квантовой электродинамике в 30-х годах прошлого века, поскольку 4-мерный математический аппарат требовал их введения. Однако чтобы удовлетворить теории Максвелла, Фоком В. и Подольским Б. были введены специальные калибровочные условия, исключающие продольные электромагнитные волны, а сами волны были объявлены «нефизическими».

В конце 70-х и в начале 80-х годов Харченко К.П. провел эксперименты со специальной антенной, которые дали поразительные результаты, противоречащие традиционной электродинамике [65]. Очевидно, впервые обобщенные уравнения квантовой электродинамики были получены японским физиком Ohmura T. [40] в 1956 году. В начале 90-х годов эту проблему вновь поднял Хворостенко Н.П. [41]. На основе двух 4-потенциалов он строго показал, что выделяются три возможных типа электромагнитных волн: одна поперечная и две продольные. Волны, распространяющиеся в направлении вектора электрической напряженности, названы E-волнами, а волны, распространяющиеся в направлении магнитной напряженности соответственно H- волнами.

В работе [41] получены волновые уравнения для электромагнитного поля с источниками, которые воспроизводим в авторских обозначениях в безразмерном виде:

$$\Delta\mathbf{E}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial t^2}=q_e\left(\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{I}}{\partial t}+\nabla I_0\right)+q_m\nabla\times\mathbf{J}, \tag{17.1}$$

$$\Delta E_0-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E_0}{\partial t^2}=-q_e\left(\frac{1}{c}\frac{\partial I_0}{\partial t}+\nabla\cdot\mathbf{I}\right), \tag{17.2}$$

$$\Delta\mathbf{H}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\mathbf{H}}{\partial t^2}=q_m\left(\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{J}}{\partial t}+\nabla J_0\right)-q_e\nabla\times\mathbf{I}, \tag{17.3}$$

$$\Delta H_0-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 H_0}{\partial t^2}=-q_m\left(\frac{1}{c}\frac{\partial J_0}{\partial t}+\nabla\cdot\mathbf{J}\right). \tag{17.4}$$

С учетом различия в обозначениях, при условиях (14.13) уравнения (17.1), (17.2) и (17.3) совпадают с полученными нами уравнениями (15.14), (15.16) и (15.16) соответственно. Специфичное для квантовой электродинамики уравнение (17.4) нами не рассматривалось.

Далее Хворостенко Н.П. использует обычное условие непрерывности, записанное в виде

$$\frac{1}{c}\frac{\partial I_0}{\partial t}+\nabla\cdot\mathbf{I}=0. \tag{17.5}$$

Подставляет его в (17.2), при этом правая часть уравнения обращается в ноль. На этом основании он заключает, что «…скалярная напряженность E_0 и связанные с нею продольные E-волны могут существовать только в виде свободных нулевых колебаний вакуума. Возбудить их материальным источником невозможно. Таким образом, квантовая электродинамическая трактовка таких волн как «нефизических», достаточно обоснована» [41].

Однако заметим, что уравнение (14.11), полученное Хворостенко Н.П., идентично с (11.3) и приводит, как мы установили к уравнению неразрывности в форме (11.11). Если записать его в обозначениях, использованных в статье [41], получится

$$q_e\left(\frac{1}{c}\frac{\partial I_0}{\partial t}+\nabla\cdot\boldsymbol{I}\right)+\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E_0}{\partial t^2}=0. \tag{17.6}$$

Применяя (17.6) к (17.2), получим безразмерное уравнение, совпадающее с (15.11), но записанное в СГС:

$$\Delta E_0(x',y',z',t)-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E_0(x',y',z',t)}{\partial t^2}=-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E_0(x,y,z,t-r/v)}{\partial t^2}. \tag{17.7}$$

Важно заметить, что второй член, стоящий в левой части, не компенсируется правым членом, так как они относятся к различным точкам пространства и определяются в различные моменты времени. Из (17.7) следует: нестационарное СМП, созданное в некоторой точке пространства с координатами x,y,z, создает в этой же точке источники (стоки) электрического поля (тока), что приводит к возникновению нестационарного СМП в соседних точках пространства (x',y',z'), спустя время r/v.

К сожалению, ошибочный вывод Хворостенко Н.П. лишил теоретической основы все последующие исследования, связанные с E-волнами и официальная наука до сих пор продолжает оперировать только поперечными электромагнитными волнами.

Заметим, что с учетом всех трех типов электромагнитных волн вектор переноса энергии запишется в виде:

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_{\perp} + \mathbf{p}_{||} = \mathbf{E}_r \times \mathbf{H} + \mathbf{E}_g H^* + \mathbf{H} E^*. \qquad (17.8)$$

Эта общая формула содержится в статье Хворостенко Н.П. [41], а полученная нами частная формула (12.5) применима только в макроскопической электродинамике.

18. Квазистационарное электромагнитное поле

Квазистационарную теорию обычно используют при рассмотрении движения электропроводных сред в электромагнитном поле. В этом случае при вычислении производных, кроме локальных, возникают и конвективные компоненты. Поэтому в дифференциальных уравнениях следует использовать символы полных производных. В квазистационарном случае, как известно, не рассматривается процесс излучения электромагнитных волн, поэтому пренебрегается токами смещения по сравнению с токами проводимости, и не учитываются эффекты запаздывания.

Пусть в лабораторной системе отсчета K_0 созданы электрическое поле $\mathbf{E}_0(x, y, z, t)$ и магнитное поле с характеристиками $\mathbf{B}_0(x, y, z, t)$ и $B_0^*(x, y, z, t)$. Рассмотрим движение электропроводной среды в этих полях. Свяжем с некоторой точкой среды подвижную систему отсчета K', которая совершает поступательное движение.

При обозначении величин в подвижной системе отсчета будем употреблять штрихи. В электропроводной среде, которая движется во внешнем магнитном поле, создается дополнительное электрическое поле, которое в общем случае имеет вихревую $\mathbf{E}_r'$ и потенциальную $\mathbf{E}_g'$ компоненты. В подвижной электропроводной среде индуцируются токи $\mathbf{j}'$. Они в свою очередь генерируют дополнительное магнитное поле. Характеристики ***полного магнитного поля*** в подвижной системе отсчета обозначим $\mathbf{H}'$, $H^{*\prime}$ или $\mathbf{B}$, $B^{*\prime}$. Таким образом, основные дифференциальные уравнения обобщенной электродинамики в квазистационарном приближении в подвижной СО примут вид:

$$\nabla \times \mathbf{H}' + \nabla H^{*\prime} = \mathbf{j}', \tag{18.1}$$

$$\nabla \times \mathbf{E}' = -\frac{d'\mathbf{B}_0}{dt}, \tag{18.2}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D}' = \rho + \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{d' B_0^*}{dt}. \tag{18.3}$$

Заметим, что функции, стоящие в левых и правых частях этих уравнений относятся к одной точке среды, поскольку процесс распространения поля в квазистатической теории не учитывается.

Выделим в правой части уравнения (18.2) локальную и конвективную производные:

$$\nabla \times \mathbf{E}' = -\frac{\partial \mathbf{B}_0}{\partial t} - (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{B}_0, \tag{18.4}$$

где $\mathbf{v}(t)$ – скорость данной точки электропроводной среды в условно не подвижной СО K_0.

Используем известную формулу векторного анализа:

$$\nabla \times (\mathbf{B}_0 \times \mathbf{v}) = (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{B}_0 - (\mathbf{B}_0\nabla)\mathbf{v} + \mathbf{B}_0 \nabla \cdot \mathbf{v} - \mathbf{v}\nabla \cdot \mathbf{B}_0.$$

Так как $\mathbf{v}(t)$ – функция времени, а вектор $\mathbf{B}_0$ – сугубо вихревой, получим:

$$\nabla \times (\mathbf{B}_0 \times \mathbf{v}) = (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{B}_0.$$

После преобразований имеем:

$$\nabla\times\mathbf{E}' = -\frac{\partial\left(\nabla\times\mathbf{A}'\right)}{\partial t} - \nabla\times\left(\mathbf{B}_0\times\mathbf{v}\right).$$

Последнее соотношение устанавливает связь между вихревыми векторами:

$$\mathbf{E}'_r = -\frac{\partial\mathbf{A}'_r}{\partial t} + \mathbf{v}\times\mathbf{B}_0 . \tag{18.5}$$

В соответствии с этим соотношением происходит преобразование вихревой части электрического поля при переходе к подвижной системе отсчета.

Уравнение (18.3) представим в виде:

$$\nabla\cdot\mathbf{D}' = \rho + \varepsilon'\varepsilon_0\left(\frac{\partial B_0^*}{\partial t} + \mathbf{v}\cdot\nabla B_0^*\right). \tag{18.6}$$

Уравнение (18.6) записано с учетом имеющихся электрических зарядов плотности ρ . Напомним, что заряд является инвариантом преобразования координат, поэтому штрих при нем не ставим.

Скалярный потенциал и плотность заряда связаны уравнением Пуассона:

$$\Delta\phi = -\frac{\rho}{\varepsilon'\varepsilon_0}, \tag{18.7}$$

то есть

$$\rho = -\varepsilon'\varepsilon_0\Delta\phi . \tag{18.8}$$

Кроме того, как следует из (18.6), за счет движения электропроводной жидкости в направлении градиента СМП возникают квазизаряды:

$$\mathbf{v}\cdot\nabla B_0^* = \nabla\cdot\left(\mathbf{v}B_0^*\right) - B_0^*\nabla\cdot\mathbf{v} .$$

Такой случай, например, имеет место, когда источник (или сток) жидкости расположен в точке, из которой (или к которой) радиально направлен градиент СМП. В этом случае

$$\mathbf{v}\cdot\nabla B_0^* = \nabla\cdot\left(\mathbf{v}B_0^*\right). \tag{18.9}$$

Тогда, преобразовав (18.6) с учетом (18.8) и (18.9), получим частное выражение для потенциальной части электрического поля в подвижной системе отсчета:

$$\mathbf{E}'_g = -\nabla\phi - \frac{\partial \mathbf{A}'_g}{\partial t} + \mathbf{v}B_0^* . \tag{18.10}$$

Объединив (18.5) и (18.10), придем к частному соотношению:

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E}_0 + \mathbf{v}\times\mathbf{B}_0 + \mathbf{v}B_0^* .$$

Для этого случая закон Ома можно представить в виде:

$$\mathbf{j}' = \sigma\left[\mathbf{E}_0 + \mathbf{v}\times\mathbf{B}_0 + \mathbf{v}B_0^*\right]. \tag{18.11}$$

Здесь $\mathbf{E}_0 = -\nabla\phi - \dfrac{\partial \mathbf{A}_0}{\partial t}$ – напряженность электрического поля в условно неподвижной системе отсчета. При этом $\mathbf{A}_0 = \mathbf{A}_{(0)r} + \mathbf{A}_{(0)g}$.

В общем случае можно записать закон Ома с использованием потенциалов:

$$\mathbf{j}' = -\sigma\left(\nabla\phi + \frac{d\mathbf{A}'}{dt}\right). \tag{18.12}$$

Такая форма закона обладает более глубоким физическим содержанием, чем (18.11), она указывает на ***основную причину возникновения электрического тока в подвижных средах: нестационарный характер поля векторного потенциала в сопровождающей системе отсчета.***

Можно сформулировать и более общее положение: ***при любом изменении четырехмерного вектор-потенциала*** $(\mathbf{A}, \phi/c)$ ***в выбранной системе отсчета в электропроводной среде генерируется электрический ток.***

Из уравнения (18.1) с учетом соотношений (2.1) и (2.3), следует:

$$\frac{1}{\mu'\mu_0}\nabla\times\left(\nabla\times\mathbf{A}'\right) - \frac{1}{\mu'\mu_0}\nabla\left(\nabla\cdot\mathbf{A}'\right) = \mathbf{j}' .$$

Для векторного потенциала получим уравнение Пуассона:

$$\Delta \mathbf{A}' = -\mu' \mu_0 \mathbf{j}' . \tag{18.13}$$

Если квазистационарный процесс рассматривается в неподвижной среде, подвижную систему отсчета вводить не требуется, и штрихи не ставятся. В частном случае можно расщепить (18.13) на два отдельных уравнения для вихревой и потенциальной составляющих векторного потенциала. В общем случае токи проводимости одновременно индуцируют векторное и скалярное магнитные поля. Даже в случае, когда все токи проводимости замкнутые, СМП может индуцироваться электродинамической системой, образованной несколькими замкнутыми контурами. Примером служит система токов, изображенная на рис. 35.

Таким образом, решение квазистационарных задач обобщенной электродинамики сводится к совместному рассмотрению уравнений (18.7), (18.12) и (18.13). ***Отличие от классической теории заключается в свойствах вектор-потенциала: за счет его потенциальной компоненты возникает конвективная часть*** $\mathbf{v}B_0^*$***, не учтенная ранее в дифференциальной форме закона Ома.***

19. Электромагнитные волны в диэлектрике

Рассмотрим процесс распространения ***плоской электромагнитной волны*** в неподвижной однородной диэлектрической незаряженной среде:

$$\varepsilon' = const, \qquad \mu' = const, \qquad \sigma = 0, \qquad \rho = 0 .$$

Уравнения (11.1) – (11.3) в этом случае примут вид:

$$\nabla \times \mathbf{H} + \nabla H^* = \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \tag{19.1}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu' \mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \tag{19.2}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \mu' \mu_0 \frac{\partial H^*}{\partial t} . \tag{19.3}$$

Из уравнений (19.1) – (19.3) получаем однородное уравнение Даламбера для вихревого вектора $\mathbf{E}$:

$$\Delta \mathbf{E} - \mu' \mu_0 \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 . \tag{19.4}$$

Оно распадается на два волновых уравнения для вихревой и потенциальной компонент соответственно:

$$\Delta \mathbf{E}_r - \mu' \mu_0 \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}_r}{\partial t^2} = 0 . \tag{19.5}$$

$$\Delta \mathbf{E}_g - \mu' \mu_0 \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}_g}{\partial t^2} = 0 . \tag{19.6}$$

Последнее уравнение можно записать с использованием скалярного потенциала:

$$\Delta \phi - \mu' \mu_0 \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 0 .$$

Аналогичным способом получаем уравнение Даламбера для вектора $\mathbf{H}$:

$$\Delta \mathbf{H} - \mu' \mu_0 \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0 . \tag{19.7}$$

и скалярной функции H^* :

$$\Delta H^* - \mu' \mu_0 \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial^2 H^*}{\partial t^2} = 0 . \tag{19.8}$$

Таким, образом, ***электромагнитная волна имеет четыре характеристики. Условно можно выделить поперечную компоненту волны, которая определяется вихревыми векторами*** $\mathbf{E}_r, \mathbf{H}$***, и продольную, для описания которой используются***

потенциальный вектор $\mathbf{E}_g$ ***(или скалярный потенциал*** ϕ ***) и скалярная функция*** H^* **.**

Обратим внимание на то, что скорости распространения поперечных и продольных электромагнитных волн, являются одинаковыми:

$$V_\perp = V_\parallel = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon'\varepsilon_0\mu'\mu_0}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon'\mu'}}, \tag{19.9}$$

где $c = \dfrac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}$ – скорость света в вакууме.

В этом выражается неразрывная связь всех составляющих электромагнитного процесса и невозможность их полного позиционного разделения в общем случае. Более того: ***поперечные электромагнитные волны, распространяющиеся в материальной среде, в каждой точке пространства порождают продольные волны и наоборот.*** Физическая суть механизма этой взаимосвязи выявлена в подразделе 16.

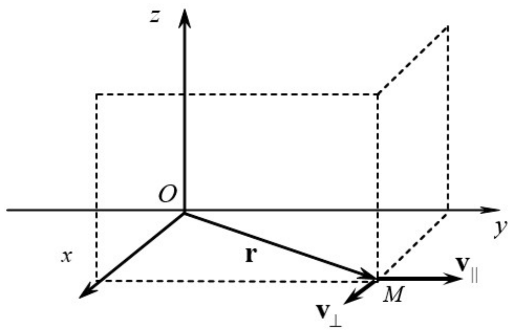


Рис. 83*а* *Направления распространения компонент электромагнитной волны: поперечной и продольной*

Рассмотрим процесс распространения плоской электромагнитной волны в диэлектрической среде. Пусть каким-либо вибратором, расположенным в центре *O*, одновременно создаются поперечные и продольные электромагнитные волны, которые распространяются в диэлектрической незаряженной среде, и рассматриваются на большом удалении от источника излучения. Исследуем процесс вблизи некоторой точке $M(x,y)$, расположенной в координатной плоскости Oxy. В этой точке одновременно присутствуют обе компоненты волны: поперечная и продольная. Каждая из них является практически плоской, т.е. фронт распространения каждой волны совпадает с плоскостью, расположенной перпендикулярно направлению ее распространения. Выделим продольную электромагнитную волну, распространяющуюся вдоль оси x, и поперечную – вдоль оси y. (рис. 83*a*).

При описании электромагнитного волнового процесса будем опираться на физические представления, изложенные в подразделе 16. В пределах одного волнового периода можно выделить четыре последовательных этапа:

1) образование вихревого магнитного поля $\mathbf{H}$ в точке $M(x,y)$;
2) возникновение вихревого электрического поля тороидальной конфигурации $\mathbf{E}_r$ в точке $M_1(x_1,y_1)$;
3) генерация СМП H^* в точке $M_2(x_2,y_2)$;
4) создание потенциального электрического поля $\mathbf{E}_g$ в точке $M_3(x_3,y_3)$.

Соседние точки $M(x,y)$, $M_1(x_1,y_1)$, $M_2(x_2,y_2)$ и $M_3(x_3,y_3)$ расположены последовательно. В предельном случае (на дифференциальном уровне) они являются смежными. На макроскопическом уровне расстояние между соседними точками удобно принять равным четверти длины волны $(\lambda/4)$. Каждый последующий этап при этом происходит с запаздыванием на четверть периода. Исходя из этих физических представлений о волновом процессе, решения дифференциальных уравнений (19.5) – (19.8) следует искать в форме:

$$\mathbf{H}(x,t)=\mathbf{H}_z(x)\exp(i\omega t)\ , \tag{19.10}$$

$$\mathbf{E}_r(x_1,t_1)=\mathbf{E}_{ry}(x_1)\exp(i\omega t_1), \qquad x_1=x+\frac{\lambda}{4}, \quad t_1=t+\frac{T}{4}, \tag{19.11}$$

$$H^*\left(y_2,t_2\right)=H^*\left(y_2\right)\exp\left(i\omega t_2\right), \qquad y_2=y_1+\frac{\lambda}{4} \quad t_2=t+\frac{T}{2}, \tag{19.12}$$

$$\mathbf{E}_g\left(y_3,t_3\right)=\mathbf{E}_{gy}\left(y_3\right)\exp\left(i\omega t_3\right), \qquad y_3=y_2+\frac{\lambda}{4}, \quad t_3=t+\frac{3T}{4}. \tag{19.13}$$

Здесь ω – циклическая частота. Нижний индекс y или z обозначает ось, на которой расположен соответствующий вектор.

Подставив (19.10) в (19.7), получим обыкновенное дифференциальное уравнение:

$$\frac{d^2\mathbf{H}_z(x)}{dx^2}+k_\perp^2\mathbf{H}_z(x)=0, \tag{19.14}$$

где $k_\perp=\omega\sqrt{\varepsilon'\varepsilon_0\mu'\mu_0}$ – волновое число поперечной электромагнитной волны.

В результате решения уравнения (19.14) для поперечной волны, распространяющейся в положительном направлении оси x, получим:

$$\mathbf{H}\left(\mathbf{r},t\right)=\mathbf{H}_z^0\exp i\left(\omega t-k_\perp x\right)=\mathbf{H}_z^0\exp i\left(\omega t-k_\perp\mathbf{x}^0\cdot\mathbf{r}\right), \tag{19.15}$$

где $\mathbf{H}_z^0$ – амплитуда напряженности вихревого магнитного поля, $\mathbf{r}$ – радиус-вектор, определяющий положение точки M, $\mathbf{x}^0$- единичный вектор оси x.

Из уравнения (19.5) с учетом (19.11) находим:

$$\mathbf{E}_r\left(\mathbf{r}_1,t_1\right)=\mathbf{E}_{ry}^0\exp i\left(\omega t_1-k_\perp x_1\right)=\mathbf{E}_{ry}^0\exp i\left(\omega t_1-k_\perp\mathbf{x}^0\cdot\mathbf{r}_1\right), \tag{19.16}$$

где $\mathbf{E}_{ry}^0$ – амплитуда напряженности вихревого электрического поля, $\mathbf{r}_1$ – радиус-вектор, определяющий положение точки $M_1(x_1,y_1)$.

Из (19.8) с учетом (19.12) получаем решение:

$$H^*\left(\mathbf{r}_2,t_2\right)=H^{*0}\exp i\left(\omega t_2-k_\parallel y_2\right)=H^{*0}\exp i\left(\omega t_2-k_\parallel\mathbf{y}^0\cdot\mathbf{r}_2\right), \tag{19.17}$$

где H^{*0} – амплитуда напряженности СМП, $\mathbf{r}_2$– радиус-вектор, определяющий положение точки $M_2(x_2,y_2)$, $k_{\parallel}=\omega\sqrt{\varepsilon'\varepsilon_0\mu'\mu_0}$ - волновое число продольной электромагнитной волны.

И, наконец, из (19.6) и (19.13) имеем:

$$\mathbf{E}_g\left(\mathbf{r}_3,t_3\right)=\mathbf{E}^0_{gy}\exp i\left(\omega t_3-k_{\parallel}y_3\right)=\mathbf{E}^0_{gy}\exp i\left(\omega t_3-k_{\parallel}\mathbf{y}^0\cdot\mathbf{r}_3\right), \quad (19.18)$$

где $\mathbf{E}^0_{gy}$ – амплитуда напряженности потенциального электрического поля, $\mathbf{r}_3$ – радиус-вектор, определяющий положение точки $M_3(x_3,y_3)$.

Для вихревого электрического поля:

$$\nabla\cdot\mathbf{E}_r=0.$$

Подставив сюда (19.16), получим:

$$\nabla\cdot\mathbf{E}_r=-ik_{\perp}\left(\mathbf{x}^0\cdot\mathbf{E}_r\right)=0,$$

следовательно $\mathbf{E}_r\perp\mathbf{x}^0$.

Аналогично для вектора напряженности магнитного поля на основе решения (19.15) имеем

$$\nabla\cdot\mathbf{H}=-ik_{\perp}\left(\mathbf{x}^0\cdot\mathbf{H}\right)=0,$$

то есть $\mathbf{H}\perp\mathbf{x}^0$.

Таким образом, вихревые векторы $\mathbf{E}_r$ и $\mathbf{H}$ в случае плоской волны перпендикулярны направлению ее распространения.

Подставим (19.15) и (19.16) в уравнение (19.2). В результате преобразования аргумента вектора $\mathbf{E}_r$ в соответствии с (19.11) получим

$$\omega t_1-k_{\perp}x_1=\omega t-k_{\perp}x.$$

Это означает, что слева и справа в преобразованном уравнении (19.2) присутствуют одинаковые периодические функции. Сократив их, получим:

$$k_{\perp}E^0_{ry}\mathbf{z}^0=-\omega\mu'\mu_0\mathbf{H}^0_z,$$

или

$$\mathbf{k}_{\perp} \times \mathbf{E}_{ry}^{0} = \omega\mu'\mu_0 \mathbf{H}_z^0 .$$

Отсюда видно, что векторы $\mathbf{E}_r$ и $\mathbf{H}$ взаимно ортогональны. Этот вывод совпадает с известным результатом традиционной теории.

Подставим в (19.3) решения (19.17) и (19.18). Преобразуем аргументы в соответствии с (19.13):

$$\omega t_3 - k_{\parallel} y_3 = \omega t_2 - k_{\parallel} y_2 .$$

При этом в преобразованном уравнении (19.3) получим одинаковые периодические функции слева и справа. С учетом этого имеем:

$$\mathbf{E}_g = -\sqrt{\frac{\mu'\mu_0}{\varepsilon'\varepsilon_0}} H^* \mathbf{y}^0 . \qquad (19.19)$$

Следовательно, потенциальный вектор $\mathbf{E}_g$ распространяется вдоль оси Oy. Это означает правомерность использования термина «продольная электромагнитная волна» для исследуемого типа волн.

Подставив (19.15) и (19.16) в (19.2), а (19.17) и (19.18) в (19.3), получаем два соотношения:

$$\sqrt{\mu'\mu_0} H_z^0 = -\sqrt{\varepsilon'\varepsilon_0} E_{ry}^0 , \qquad (19.20)$$

$$\sqrt{\mu'\mu_0} H^{*0} = -\sqrt{\varepsilon'\varepsilon_0} E_{gy}^0 . \qquad (19.21)$$

В результате приходим к уравнению энергетического баланса между магнитными и электрическими компонентами:

$$\mu'\mu_0 \left[\left(H_z^0 \right)^2 + \left(H^{*0} \right)^2 \right] = \varepsilon'\varepsilon_0 \left[\left(E_{ry}^0 \right)^2 + \left(E_{gy}^0 \right)^2 \right] . \qquad (19.22)$$

Полученный результат согласуется с выводом, сделанным в подразделе 12: энергию переносят как поперечные, так и продольные электромагнитные волны. Этот процесс характеризуются обобщенным вектором Пойтинга (12.5), который для плоских волн записывается в виде:

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_{\perp} + \mathbf{p}_{\|} = \mathbf{E}_r \times \mathbf{H} + \mathbf{E}_g H^* . \qquad (19.23)$$

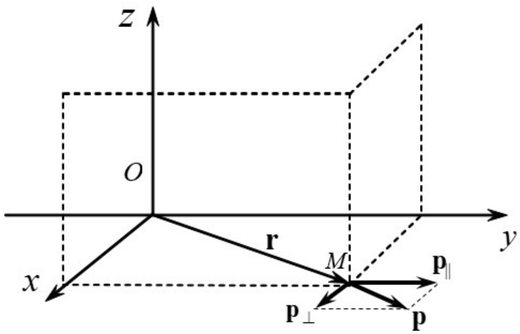


Рис. 83*б Направление обобщенного вектора Пойтинга*

Направление результирующего вектора $\mathbf{p}$ совпадает с радиус-вектором $\mathbf{r}$ (рис. 83*б*). Именно в этом направлении распространяется результирующая электромагнитная волна в данной точке пространства.

Энергетических парадоксов при таком подходе тоже не возникает, поскольку выражение для плотности электромагнитной энергии (12.7) представляется в виде:

$$w = \frac{1}{2}\left(\mathbf{E}_r \cdot \mathbf{D}_r + \mathbf{H} \cdot \mathbf{B} + H^* B^* + \mathbf{E}_g \cdot \mathbf{D}_g\right). \qquad (19.24)$$

Первые два члена в этом выражении характеризуют энергию поперечной волны, а последние два – продольной. Если подставить в (19.24) решения (19.15)-(19.18), то при любом значении времени t получим постоянное значение:

$$w = \frac{\varepsilon' \varepsilon_0}{2}\left[\left(E_{ry}^0\right)^2 + \left(E_{gy}^0\right)^2\right] = \frac{\mu' \mu_0}{2}\left[\left(H_z^0\right)^2 + \left(H^{*0}\right)^2\right] = const .$$

То есть функция w на фронте волны не может самопроизвольно изменяться, как это имеет место в классической теории. Происходит преобразование энергии электрического поля в энергию магнитного поля и наоборот. Изменение полной энергии электромагнитного поля возможно только за счет выделения тепла и переноса энергии в соответствии с законом (12.9).

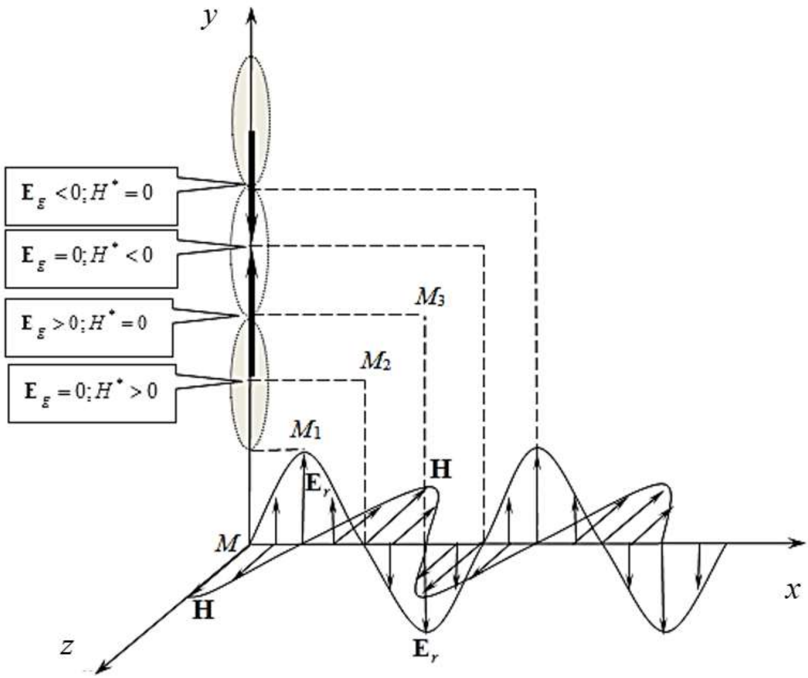


Рис. 84 *Графическое представление о комплексной электромагнитной волне*

Таким образом, электромагнитную волну следует рассматривать как комплекс, состоящий из поперечной и продольной компонент. Будем называть ее ***комплексной электромагнитной волной.*** Интересно представить комплексную электромагнитную волну графически (рис. 84). Пусть поперечная волна распространяется вдоль оси x, а продольная – вдоль y . На пересечениях пунктирных линий находятся точки $M(x,y)$, $M_1(x_1,y_1)$, $M_2(x_2,y_2)$ и $M_3(x_3,y_3)$, в которых обе компоненты объединяются, образуя комплексную волну.

Из рисунка видно, что каждая из компонент вектора Пойтинга ($\mathbf{p}_{\parallel}$ и $\mathbf{p}_{\perp}$) изменяется по периодическому закону. То есть за один волновой период направление вектора **p** изменяется дважды. Происходит ли при этом перенос энергии? Разъясним это кажущееся противоречие.

Рассмотрим отдельно поперечную волну. Пусть в точке M, расположенной в начале координат, в интервал времени $0<t<T/4$ имеется нестационарное вихревое электрическое поле: $\mathbf{E}_r$, $\frac{\partial \mathbf{E}_r}{\partial t}<0$. Вследствие убывания электрического поля в первой четверти периода, возникает возрастающее вихревое магнитное поле с соответствующим направлением силовых линий (рис. 85*а*). На рисунке изображены составляющие электромагнитной волны, распространяющиеся в положительном и отрицательном направлениях оси x и соответствующие векторы Пойтинга.

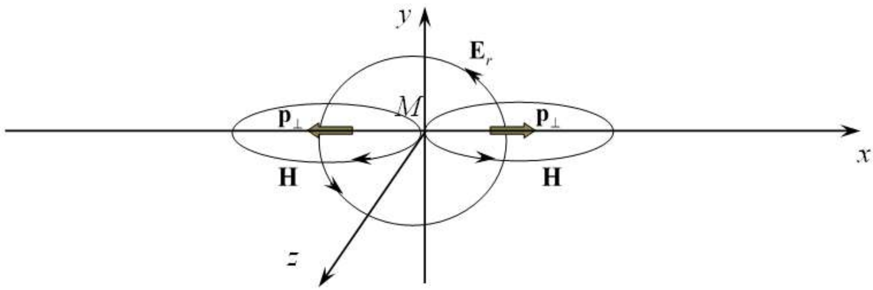


Рис. 85*а Распространение поперечной волны в первой четверти периода*

В течение второй четверти периода интенсивность магнитных силовых вихрей убывает без изменения их направлений. Изобразим возникающие при этом вихри электрического поля и векторы Пойтинга на каждом из четырех участков в пределах распространения волны (рис. 85*б*). Потоки энергии, возникшие на внутренних участках, компенсируют друг друга, а на внешних – способствуют дальнейшему распространению волны. Таким образом, позади волнового фронта электромагнитные возмущения прекращаются.

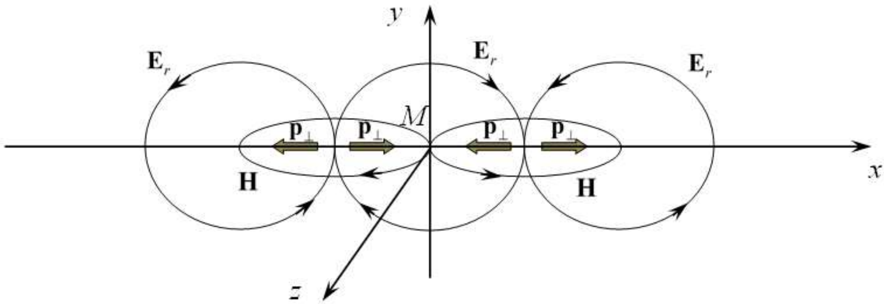


Рис. 85*б Поперечная волна во второй четверти периода*

Картина электромагнитного процесса в течение третьей четверти периода представлена на рис. 85*в*. Вновь происходит компенсация энергетических потоков позади волнового фронта и перенос энергии во внешнем направлении.

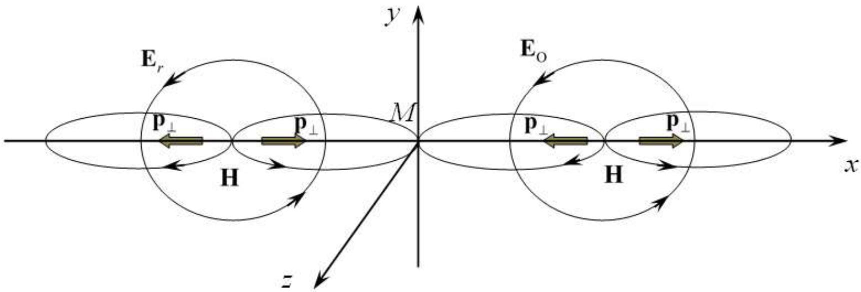


Рис. 85*в Поперечная волна в третьей четверти периода*

Таким образом, представление о поперечной электромагнитной волне, характеристики которой сдвинуты по фазе на $\pi/2$, позволяет объяснить перенос энергии и образование расширяющегося волнового фронта, позади которого возмущения отсутствуют. Аналогичные представления, следует применить и к продольной электромагнитной волне с учетом ее распространения в положительном и отрицательном направлениях оси *y*.

Используя представление о комплексной электромагнитной волне, можно дать физическое толкование принципу Гюйгенса. В соответствие с этим принципом каждая точка фронта волны представляется как элементарный источник сферической волны. При этом на границах фронта вектор Пойтинга имеет составляющую, расположенную в плоскости волнового фронта. Это и есть компонента $\mathbf{p}_{\parallel}$, характеризующая продольную электромагнитную волну. Таким образом, способность электромагнитной волны огибать препятствия физически объясняется на основе представлений о ее комплексных свойствах.

Зададимся вопросом: ***возможно ли в диэлектрической среде создать монопродольную электромагнитную волну, содержащую только электроскалярную компоненту?*** Известные попытки экспериментально реализовать эту идею описаны в подразделе 16. В эксперименте C. Monstein и J. P. Wesley [45] для этого использовались шаровые антенны. На передающей заземленной сфере создавался пульсирующий электрический заряд. Так как при этом происходит разделение зарядов между сферой и «землей», то неизбежно возникал дипольный эффект, при котором затухание сигнала соответствует закону $1/r^3$.

Возникает проблема устранения дипольного эффекта с целью увеличения дальности передачи сигнала. Теоретически излучающая антенна должна представлять собой уединенную незаземленную сферу с переменной плотностью заряда на поверхности. Именно такая модель рассматривается в статьях [61-62]. Например, можно представить заряженную сферу, радиус которой периодически изменяется. Но такую модель не удобно использовать при радиочастотах. Возможные способы технической реализации этой радиотехнической задачи обсуждаются в подразделе 23.

Рассмотрим теоретически процесс распространения ***сферической продольной электромагнитной волны*** в неограниченной диэлектрической среде. При описании свободной сферически симметричной продольной волны длиной λ можно выделить следующие этапы в течение одного периода T:

1) создание сферически симметричного радиального электрического поля $\mathbf{E}_g$ в момент времени t на поверхности сферы радиуса r;

2) генерация положительного СМП на сферической поверхности радиуса $r_1 = r + \lambda/4$ в момент времени $t_1 = t + T/4$, возникновение заряда смещения $\varepsilon'\varepsilon_0 \dfrac{\partial B^*}{\partial t}$ и стока радиального тока смещения $\dfrac{\partial \mathbf{D}_g}{\partial t}$;

3) генерация отрицательного СМП на сферической поверхности радиуса $r_2 < r + \lambda/2$ в момент времени $t_2 = t + T/2$ возникновение заряда смещения и источника радиального тока смещения;

4) генерация положительного СМП на сферической поверхности радиуса $r_3 < r + 3\lambda/4$ в момент времени $t_3 = t + 3T/4$, возникновение заряда смещения и стока радиального тока смещения.

Распространение продольной сферической волны можно представить, как поочередное образование на фронте распространения источников и стоков токов смещения.

Используем дифференциальные уравнения (15.13), (15.16). Учтем, что свободных зарядов нет и токи проводимости не возникают. В сферических координатах эти уравнения имеют вид:

$$\frac{\partial^2 E_g}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial E_g}{\partial r} - \varepsilon'\varepsilon_0\mu'\mu_0 \frac{\partial^2 E_g}{\partial t^2} = 0, \qquad (19.25)$$

$$\frac{\partial^2 H^*}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial H^*}{\partial r} - \varepsilon'\varepsilon_0\mu'\mu_0 \frac{\partial^2 H^*}{\partial t^2} = 0. \qquad (19.26)$$

Ищем решения этих уравнений на каждом из четырех этапов в виде:

$$E_g(r,t) = E_{(r)}(r)\exp(i\omega t),$$

$$H^*(r_1,t_1) = H^*_{(r)}(r_1)\exp(i\omega t_1), \;\; r_1 = r + \lambda/4, \;\; t_1 = t + T/4,$$

$$E_g(r_2,t_2) = E_{(r)}(r_2)\exp(i\omega t_2), \; r_2 < r + \lambda/2, \; t_2 = t + T/2,$$

$$H^*(r_3,t_3) = H^*_{(r)}(r_3)\exp(i\omega t_3), \;\; r_3 < r + 3\lambda/4, \; t_3 = t + 3T/4.$$

Получаем соответственно

$$E_g\left(r,t\right)=\frac{E_g^0}{r}\exp i\left(\omega t-kr\right), \tag{19.27}$$

$$H^*\left(r_1,t_1\right)=\frac{H^{0*}}{r}\exp i\left(\omega t_1-kr_1\right),\ \ r_1=r+\lambda/4,\ \ t_1=t+T/4, \tag{19.28}$$

$$E_g\left(r_2,t_2\right)=\frac{E_g^0}{r}\exp i\left(\omega t_2-kr_2\right),\ r_2<r+\lambda/2,\ t_2=t+T/2, \tag{19.29}$$

$$H^*\left(r_3,t_3\right)=\frac{H^{0*}}{r}\exp i\left(\omega t_3-kr_3\right),\ \ r_3<r+3\lambda/4,\ t_3=t+3T/4. \tag{19.30}$$

где $k=\omega\sqrt{\varepsilon'\varepsilon_0\mu'\mu_0}$ – волновое число.

Плотность энергии на сферическом фронте убывает в соответствие с (12.8) по закону:

$$w\left(r,t\right)=\frac{1}{2}\left(\mu'\mu_0H^{*2}+\varepsilon'\varepsilon_0E_g^2\right). \tag{19.31}$$

Как следует из полученных решений, в диэлектрической среде затухание сферической продольной волны происходит по $1/r$ закону, а ее энергия в соответствие с (19.31) убывает по закону $1/r^2$. Однако, как уже отмечалось выше, обеспечить идеальную сферическую симметрию технически сложно из-за дипольного эффекта, возникающего при разделении зарядов. Это основная причина, препятствующая применению электроскалярных волн в радиотехнике.

20. Электромагнитные волны в электропроводной среде

Рассмотрим процесс распространения ***плоской электромагнитной волны*** в неподвижной однородной неограниченной электропроводной среде:

$$\sigma=const\neq 0,\qquad \varepsilon'=const,\qquad \mu'=const,\qquad \rho=0.$$

Запишем уравнения (11.1) – (11.3) в виде:

$$\nabla\times\mathbf{H}+\nabla H^{*}=\sigma\left(\mathbf{E}_r+\mathbf{E}_g\right)+\varepsilon'\varepsilon_0\frac{\partial\left(\mathbf{E}_r+\mathbf{E}_g\right)}{\partial t}, \tag{20.1}$$

$$\nabla\times\mathbf{E}_r=-\mu'\mu_0\frac{\partial\mathbf{H}}{\partial t}, \tag{20.2}$$

$$\nabla\cdot\mathbf{E}_g=\mu'\mu_0\frac{\partial H^{*}}{\partial t}. \tag{20.3}$$

Решение поставленной задачи ищем в виде аналогичном (19.15), (19.16), (19.17) и (19.18):

$$\mathbf{H}(\mathbf{r},t)=\mathbf{H}_z^0\exp i\left(\omega t-\mathbf{K}_\perp\cdot\mathbf{r}\right), \tag{20.4}$$

$$\mathbf{E}_r\left(\mathbf{r}_1,t_1\right)=\mathbf{E}_{ry}^0\exp i\left(\omega t_1-\mathbf{K}_\perp\cdot\mathbf{r}_1\right),\qquad x_1=x+\frac{\lambda}{4},\quad t_1=t+\frac{T}{4}, \tag{20.5}$$

$$H^{*}\left(\mathbf{r}_2,t_2\right)=H^{*0}\exp i\left(\omega t_2-\mathbf{K}_\parallel\cdot\mathbf{r}_2\right),\qquad y_2=y_1+\frac{\lambda}{4},\quad t_2=t+\frac{T}{2}, \tag{20.6}$$

$$\mathbf{E}_g\left(\mathbf{r}_3,t_3\right)=\mathbf{E}_{gy}^0\exp i\left(\omega t_3-\mathbf{K}_\parallel\cdot\mathbf{r}_3\right),\qquad y_3=y_2+\frac{\lambda}{4},\quad t_3=t+\frac{3T}{4}, \tag{20.7}$$

где $\mathbf{K}_\perp=K_\perp\mathbf{x}^0$, $\mathbf{K}_\parallel=K_\parallel\mathbf{y}^0$ – волновые векторы, характеризующие комплексную электромагнитную волну в электропроводной среде.

Заметим, что расстояния между последующими точками не обязательно должно равняться четверти длины волны. При любом расстоянии между точками аргументы координатно-временных функций $\mathbf{H}(\mathbf{r},t)$ и $H^{*}\left(\mathbf{r}_2,t_2\right)$, а также $\mathbf{E}_r\left(\mathbf{r}_1,t_1\right)$ и $\mathbf{E}_g\left(\mathbf{r}_3,t_3\right)$ соответственно совпадают.

Подставив (20.4) – (20.7) в уравнения (20.1) – (20.3), получим:

$$-i\mathbf{K}_\perp\times\mathbf{H}-i\mathbf{K}_\parallel H^{*}=\sigma\left(\mathbf{E}_r+\mathbf{E}_g\right)+i\omega\varepsilon'\varepsilon_0\left(\mathbf{E}_r+\mathbf{E}_g\right), \tag{20.8}$$

$$-i\mathbf{K}_{\parallel} \cdot \mathbf{E}_g = i\omega\mu'\mu_0 H^*, \tag{20.9}$$

$$i\mathbf{K}_{\perp} \times \mathbf{E}_0 = -i\omega\mu'\mu_0 \mathbf{H}. \tag{20.10}$$

Выразив из (20.9) – (20.10) H^*, $\mathbf{H}$ и подставив их в (20.8), приходим к комплексному уравнению:

$$\frac{K_{\perp}^2 \mathbf{E}_r}{\mu'\mu_0} + \frac{K_{\parallel}^2 \mathbf{E}_g}{\mu'\mu_0} = \omega^2 \left(\frac{\sigma}{i\omega} + \varepsilon'\varepsilon_0 \right) \left(\mathbf{E}_r + \mathbf{E}_g \right),$$

в котором легко выделяются вихревая и потенциальная части:

$$K_{\perp}^2 = \omega^2 \mu'\mu_0 \left(\varepsilon'\varepsilon_0 - i\frac{\sigma}{\omega} \right), \tag{20.11}$$

$$K_{\parallel}^2 = \omega^2 \mu'\mu_0 \left(\varepsilon'\varepsilon_0 - i\frac{\sigma}{\omega} \right). \tag{20.12}$$

Отсюда видно, что модули волновых векторов в поперечном и продольном направлениях одинаковые. В случае электропроводной среды волновые векторы являются комплексными:

$$\mathbf{K}_{\perp} = \mathbf{k}_{\perp} - i\mathbf{s}_{\perp}, \ \mathbf{K}_{\parallel} = \mathbf{k}_{\parallel} - i\mathbf{s}_{\parallel}, \tag{20.13}$$

где $\mathbf{s}_{\perp} = \omega\mu'\mu_0\sigma\mathbf{x}^0$, $\mathbf{s}_{\parallel} = \omega\mu'\mu_0\sigma\mathbf{y}^0$.

Подставив (20.13) в (20.11) и (20.12), получим соответственно по два биквадратных уравнения для каждого типа волн:

$$k_{\perp}^4 - \omega^2\mu'\mu_0\varepsilon'\varepsilon_0 k_{\perp}^2 - \frac{(\omega\mu'\mu_0\sigma)^2}{4} = 0, \tag{20.14}$$

$$s_{\perp}^4 + \omega^2\mu'\mu_0\varepsilon'\varepsilon_0 s_{\perp}^2 - \frac{(\omega\mu'\mu_0\sigma)^2}{4} = 0, \tag{20.15}$$

$$k_{\parallel}^{4}-\omega^{2}\mu'\mu_{0}\varepsilon'\varepsilon_{0}k_{\parallel}^{2}-\frac{\left(\omega\mu'\mu_{0}\sigma\right)^{2}}{4}=0\,, \qquad (20.16)$$

$$s_{\parallel}^{4}+\omega^{2}\mu'\mu_{0}\varepsilon'\varepsilon_{0}s_{\parallel}^{2}-\frac{\left(\omega\mu'\mu_{0}\sigma\right)^{2}}{4}=0\,. \qquad (20.17)$$

В традиционной теории при решении уравнений (20.14) – (20.15), принимают во внимание только действительные корни, которые отвечают физическому смыслу задачи. Положительные действительные корни соответствуют поперечной волне, распространяющейся в положительном направлении оси x:

$$k_{\perp}=\omega\sqrt{\frac{\varepsilon'\varepsilon_{0}\mu'\mu_{0}}{2}\left[\sqrt{1+\left(\frac{\sigma}{\varepsilon'\varepsilon_{0}\omega}\right)^{2}}+1\right]}\,, \qquad (20.18)$$

$$s_{\perp}=\omega\sqrt{\frac{\varepsilon'\varepsilon_{0}\mu'\mu_{0}}{2}\left[\sqrt{1+\left(\frac{\sigma}{\varepsilon'\varepsilon_{0}\omega}\right)^{2}}-1\right]}\,. \qquad (20.19)$$

При этом для поперечных электромагнитных волн имеем:

$$\mathbf{H}(\mathbf{r},t)=\mathbf{H}_{z}^{0}\exp\left(-\mathbf{s}_{\perp}\cdot\mathbf{r}\right)\exp i\left(\omega t-\mathbf{k}_{\perp}\cdot\mathbf{r}\right), \qquad (20.20)$$

$$\mathbf{E}_{r}\left(\mathbf{r_1},t_1\right)=\mathbf{E}_{ry}^{0}\exp\left(-\mathbf{s}_{\perp}\cdot\mathbf{r}_1\right)\cdot\exp i\left(\omega t_1-\mathbf{k}_{\perp}\cdot\mathbf{r}_1\right). \qquad (20.21)$$

Отсюда видно, что поперечные электромагнитные волны в электропроводной среде затухают, и это подтверждается на практике.

Как мы уже знаем, продольные электромагнитные волны обладают существенно иными свойствами, и это, очевидно, должно отражаться в теории. Решения уравнений (20.16) и (20.17) имеют по две пары корней: два действительных и два мнимых. Если выбрать действительные корни, то свойства продольных волн не будут отличаться от свойств поперечных волн. Это не соответствует известным нам фактам. Поэтому исследуем случай мнимых корней. При этом корень, стоящий в квадратной скобке, берется со знаком «минус». Общее подкоренное выражение становится отрицательным. Соответственно получаем мнимые величины:

$$k_{\parallel} = i\omega\sqrt{\frac{\varepsilon'\varepsilon_0\mu'\mu_0}{2}\left[\sqrt{1+\left(\frac{\sigma}{\varepsilon'\varepsilon_0\omega}\right)^2}-1\right]}, \text{ то есть } \quad k_{\parallel} = is_{\perp}, \quad (20.22)$$

$$s_{\parallel} = i\omega\sqrt{\frac{\varepsilon'\varepsilon_0\mu'\mu_0}{2}\left[\sqrt{1+\left(\frac{\sigma}{\varepsilon'\varepsilon_0\omega}\right)^2}+1\right]}, \text{ то есть } \quad s_{\parallel} = ik_{\perp}. \quad (20.23)$$

Положительные мнимые корни соответствуют волне, распространяющейся в положительном направлении оси y. С учетом этих решений для продольной электромагнитной волны, распространяющейся в электропроводной среде в положительном направлении вдоль оси y, получим:

$$H^*(\mathbf{r}_2,t_2) = H^{*0}\exp i\left(\omega t_2 - \mathbf{K}_{\parallel}\cdot\mathbf{r}_2\right) = H^{*0}\exp\left(s_{\perp}y_2\right)\exp i\left(\omega t_2 - k_{\perp}y_2\right), \quad (20.24)$$

$$\mathbf{E}_g(\mathbf{r}_3,t_3) = \mathbf{E}^0_{gy}\exp i\left(\omega t_3 - \mathbf{K}_{\parallel}\cdot\mathbf{r}_3\right) = \mathbf{E}^0_{gy}\exp\left(s_{\perp}y_3\right)\exp i\left(\omega t_3 - k_{\perp}y_3\right). \quad (20.25)$$

Здесь использованы действительные величины $k_{\perp}$ и $s_{\perp}$. Из сравнения (20.20), (20.21) и (20.24), (20.25), видно, что возрастание амплитуд характеристик продольной волны происходит в такой же степени, как и затухание поперечной волны. Это означает, что энергия поперечной волны полностью преобразуется в энергию продольной волны.

Как следует из полученного решения на расстоянии равном $1/s_{\perp}$ амплитуда плоской продольной электромагнитной волны возрастает в e раз. Именно в такой же зависимости $\left(1/s_{\perp}\right)$ от глубины проникновения в проводник затухает поперечная электромагнитная волна, взаимодействуя со свободными зарядами. Продольная *E*-волна вызывает в проводнике переменный электрический ток.

Мы уже обращали внимание на то, что в вибраторе Герца импульс тока, пробегающий по проводнику, связан с потенциальным электрическим полем, созданным в проводнике. То есть в проводнике распространяется продольная *E*-волна. Нестационарное СМП при этом неизбежно возникает и распределено вдоль проводника. То есть присутствуют обе характеристики продольной волны: $\mathbf{E}_g$ и $\overset{*}{H}$. Если вибратор работает в режиме принимающей антенны, *E*-волна образуется в нем за счет внешних поперечных электромагнитных волн. Получается, что поперечные электромагнитные волны в проводнике затухают и передают свою энергию продольной волне.

Формулы (20.21), (20.22) и (20.24), (20.25) относятся к случаю распространения плоской волны в слое проводника толщиной меньше глубины проникновения поперечной волны в проводник:

$$\Delta_{\perp} = \frac{1}{s_{\perp}} = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi\sigma}\sqrt[4]{\frac{\varepsilon'\varepsilon_0}{\mu'\mu_0}}}\,, \tag{20.26}$$

где λ – длина волны. Волновое сопротивление для поперечной волны:

$$R_{\omega\perp} = \sqrt{\frac{\mu'\mu_0}{\varepsilon'\varepsilon_0}}\,. \tag{20.27}$$

Для продольной волны соответственно получаем значение глубины усиления:

$$\Delta_{||} = \frac{1}{s_{||}} = i\sqrt{\frac{\lambda}{\pi\sigma}\sqrt[4]{\frac{\varepsilon'\varepsilon_0}{\mu'\mu_0}}}\,, \tag{20.28}$$

и волновое усиление:

$$R_{\omega||} = i\sqrt{\frac{\mu'\mu_0}{\varepsilon'\varepsilon_0}}\,. \tag{20.29}$$

Следовательно, полное волновое сопротивление электропроводной среды можно представить в комплексном виде:

$$R_\omega = \left(1+i\right)\sqrt{\frac{\mu'\mu_0}{\varepsilon'\varepsilon_0}}\,. \qquad (20.30)$$

Исследуем процесс распространения ***сферической продольной электромагнитной волны*** в электропроводной среде с теми же свойствами. Дифференциальные уравнения (15.13) и (15.16) представим в сферических координатах:

$$\frac{\partial^2 E_g}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial E_g}{\partial r} - \mu'\mu_0\varepsilon'\varepsilon_0\frac{\partial^2 E_g}{\partial t^2} = \mu'\mu_0\frac{\partial j_g}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon'\varepsilon_0}\frac{\partial\rho}{\partial r}, \qquad (20.31)$$

$$\frac{\partial^2 H^*}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial H^*}{\partial r} - \varepsilon'\varepsilon_0\mu'\mu_0\frac{\partial^2 H^*}{\partial t^2} = \frac{\partial\rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial\left(r^2 j_g\right)}{\partial r}\,. \qquad (20.32)$$

В отличие от диэлектрика в электропроводной среде происходят два параллельных процесса: распространение электромагнитного поля и распространение тока проводимости. Оба процесса способствуют переносу энергии в радиальном направлении. Продольная волна в проводнике затухает так же, как в диэлектрике: по закону $1/r$. Ток проводимости определяется при помощи известного соотношения:

$$j_g = \sigma E_g\,.$$

Следовательно, при электропроводности среды выше единицы происходит как бы усиление напряженности поля. Например, удельная электропроводность морской воды в зависимости от солености и температуры составляет 3-7 *См/м*. По этой причине перенос энергии сферической продольной электромагнитной волной в морской воде усиливается в 3-7 раз.

Заметим, что условие создания монопродольной волны в проводящей среде обеспечить проще, чем в диэлектрике, поскольку поперечная компонента быстро затухает, а ее энергия передается продольной волне. Это повышает устойчивость продольной волны.

Теория, изложенная в этом подразделе, приводит к выводу о принципиальной возможности создания электромагнитных средств связи в электропроводной среде, например, между подводными объектами.

21. Экспериментальное исследование электроскалярных волн

В начале XX века Н. Тесла произвел эксперименты с шаровыми антеннами, в которых были обнаружены необычные свойства электромагнитных волн [66]. Однако теоретического объяснения и практического применения результаты этой работы не получили до сих пор.

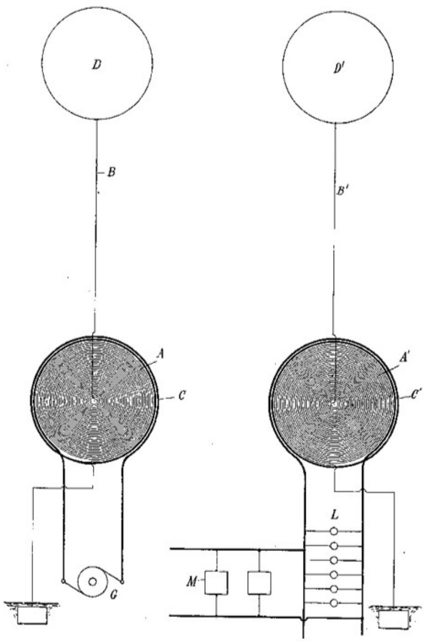


Рис. 86 *Схема установки Теслы*

Установка Теслы [66] (рис. 86), состоит из передатчика и приемника. Основными элементами передатчика являются металлическая сфера, соединенная со спиральной катушкой, включенной во вторичную цепь резонансного трансформатора. Первичная цепь трансформатора подключена к источнику высокой частоты и высокого напряжения. Во вторичной цепи создается высокий электрический потенциал. Приемник устроен аналогично. В качестве нагрузки к нему подключено множество ламп, соединенных параллельно. Заземление в этой структуре играет важную роль.

При помощи такой установки Тесла продемонстрировал то, что немыслимо осуществить за счет обычных радиоволн. В Колорадо-Спрингс он построил две башни, одна с передатчиком мощностью 10 *кВт*, другая с приемником, была расположена на расстоянии 25 миль. Он показал, что энергия в этой системе передается практически без потерь. Принимаемой энергии было достаточно, чтобы обеспечить свечение 200 люминесцентных ламп мощностью в 50 *Вт* каждая.

Спустя сто лет, К. Мейл [46] повторил эксперименты Теслы в лабораторных условиях на миниатюрной установке: размер "башен" составляет около тридцати сантиметров. Каждая башня имеет в основании плоскую катушку Теслы, состоящую из двух спиральных обмоток. Центр вторичной спиральной катушки соединен с металлической сферой. Из-за относительно небольших размеров оборудования, диапазон частот резонанса имеет порядок в несколько *МГц*, в то время как Тесла работал на частотах гораздо ниже. Входной сигнал подается при напряжении 2*В*, в то время как Тесла создавал входной импульс при напряжении 60*кВ*.

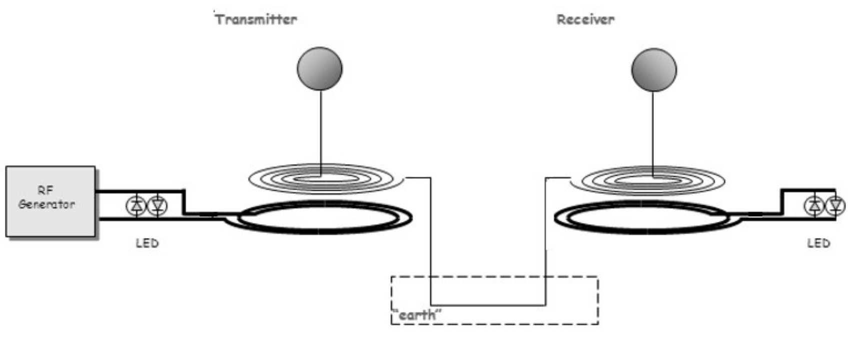


Рис.87 *Схема установки К. Мейла*

На рис. 87 изображена схема установки К. Мейла. ВЧ-генератор тока с цифровым индикатором подключен параллельно к первичной обмотке передатчика. Параллельная цепь образована двумя светодиодами. Внутренний конец вторичной катушки, как уже упоминалось, связан с металлическим шаром, наружный подключен к "земле". Для приемника и передатчика используется единый заземляющий контур, выполненный из медного провода.

Приемник и передатчик полностью симметричны. В качестве "нагрузки" на выходе приемника использовались два светодиода, такие же, как и в цепи передатчика. В своем эксперименте Мейл проделал следующие процедуры.

1. Выходной уровень генератора устанавливается примерно $2B$. Частота генератора регулируется. Резонанс обнаруживаются по яркости светодиодного индикатора на приемнике. Он соответствует частоте $f_{02} = 7 MГц$. При этом светодиоды на передатчике имеют минимальное свечение.

2. Затем при частоте $f_{02} = 7 MГц$ приемник отключается от заземления. При этом светодиоды в приемнике гаснут, а на передатчике загораются ярко. То есть передатчик как бы "чувствует", что приемник получает сигнал. Мейл назвал это "реакцией приемника на передатчик".

3. На частоте $f_{01} = 4,7 MГц$ обнаружен еще один резонансный пик. При этом светодиоды приемника светятся менее ярко, чем на частоте $f_{02} = 7 MГц$. Обратная реакция передатчика на приемник на частоте $f_{01} = 4,7 MГц$ отсутствует.

К. Мейл утверждает, что с ее помощью можно обнаружить необычные явления, которые объясняются наличием электроскалярных (продольных) волн. Однозначной научной оценки выводы К. Мейла до сих пор не получили. Авторы некоторых статей, например [67], считают, что наблюдаемые явления можно объяснить на основе свойств обычных поперечных электромагнитных волн. Высказывается мнение, что установка К. Мейла не воспроизводит всех условий эксперимента Теслы.

Заметим, что описанные выше явления наблюдаются в ближней зоне, когда расстояние между передающей и приемной антенной меньше длины волны. По этой причине на основании этих экспериментов невозможно сделать заключение о свойства свободных продольных волн.

Аналогичные эксперименты, но с более короткими волнами, были произведены Б. Сакко в лаборатории Центра исследований технологических инноваций в 2011 году (*г. Турин, Италия*) [48]. Уединенная шаровая антенна испытывалась в широком диапазоне частот: от 0 до 300*МГц*. Из осциллограммы поглощения энергии (рис. 88) видно, что основной резонанс возникает в диапазоне ультракоротких волн (УКВ) и имеет три пика (***трехгорбый резонанс***) на частотах $f_1 = 141{,}7 МГц$, $f_2 = 161{,}5 МГц$ и $f_3 = 179{,}8 МГц$.

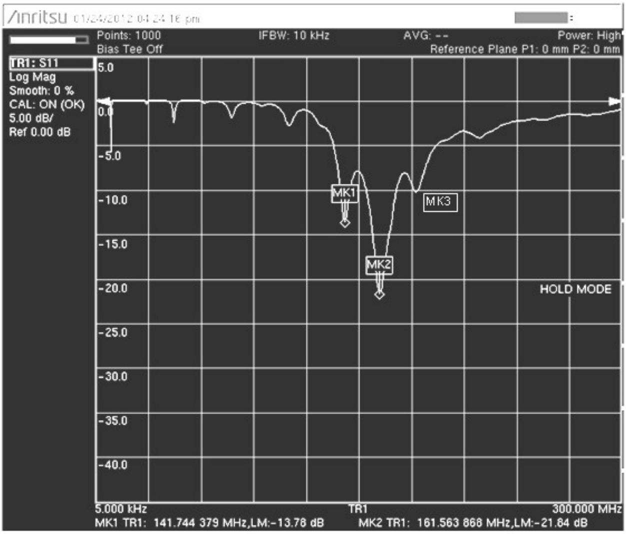


Рис. 88 *Трехгорбый резонанс*

Чтобы доказать, что сигнал передается за счет процесса отличного от поперечных электромагнитных волн, передатчик был помещен в клетку Фарадея. Все соединения выполнены при помощи коаксиального кабеля через разъемы панели. Приемник был помещен вне клетки. Принимаемый сигнал передавался в порт анализатора VNA 2.

В первом испытании заземляющий ***провод от передатчика был выведен из клетки через маленькое изолированное отверстие в металлической стене*** (рис. 89). Отверстие было около 8 *мм* в диаметре, то есть много меньше длины волны, поэтому оно не может влиять на экранирование излучаемых электромагнитных сигналов. Дверь клетки в первом случае остается открытой, передатчик и приемник находятся в прямой видимости.

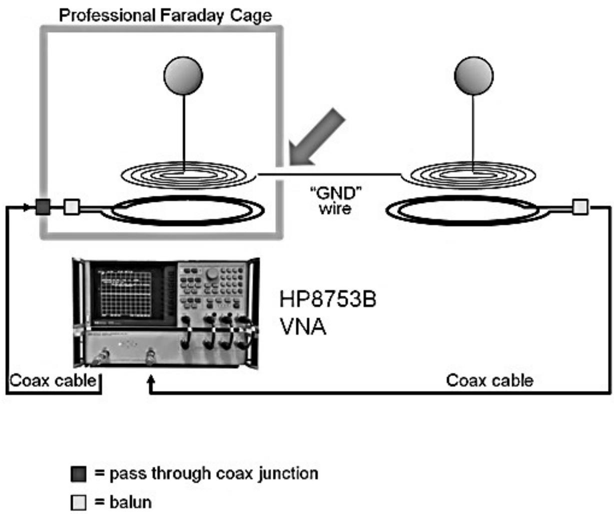


Рис. 89 *Первый тест с клеткой Фарадея*

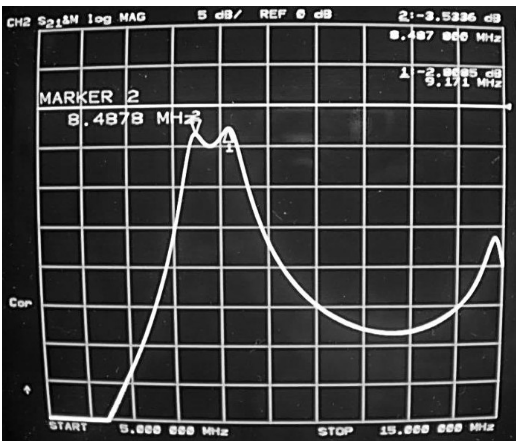


Рис. 90 *Амплитудно-частотная характеристика сигнала, передаваемого из клетки Фарадея в первом тесте*

Затем при тех же условиях дверь камеры была закрыта. Удивительно, но никакой разницы не обнаружено: на рис. 90 две кривые (при открытой двери и закрытой двери) идентичны. Казалось бы, можно сделать вывод: сигнал между передатчиком и приемником передается исключительно по заземляющему проводу.

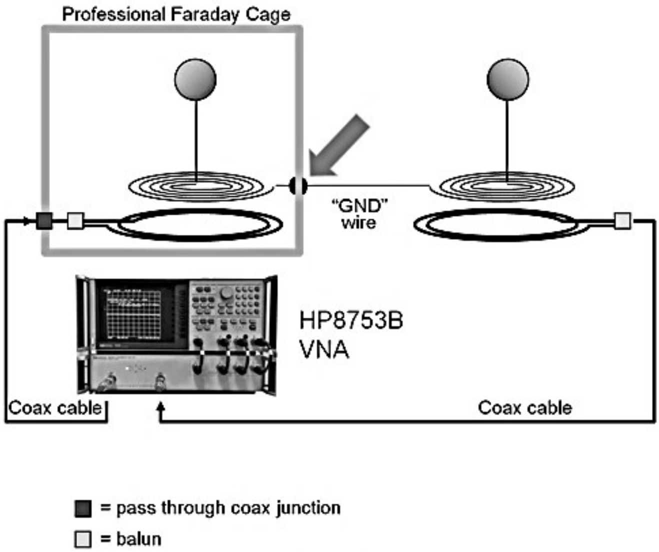


Рис. 91 *Второй тест с клеткой Фарадея*

Далее эксперимент был повторен при той же конфигурации, что и выше, но ***заземляющий провод передатчика был подключен к внутренней стороне металлической стенки клетки, а заземляющий провод приемника – к внешней стороне металлической стенки клетки*** (рис. 91). При этих условиях нет препятствий для передачи сигнала от передатчика к приемнику по заземляющему проводнику.

Однако в этом случае ослабление сигнала было огромным (высокая эффективность экранирования). Сигнал в этих условиях не выходит из клетки Фарадея при закрытой двери. Если дверь открыта и антенны установлены в пределах прямой видимости, сигнал хорошо передается. ***Следовательно, и в первом тесте передача сигнала***

происходит не за счет заземляющего проводника. Между сферическими антеннами возникает электромагнитный волновой процесс, но он отличается от поперечной электромагнитной волны.

Таким образом, исходя из наблюдаемых феноменов, ***необходимо:***

- ***теоретически рассчитать частоты пиков трехгорбого резонанса;***
- ***исследовать электромагнитный процесс, происходящий между передатчиком и приемником и выяснить его особенности.***

С точки зрения традиционной теории электромагнитных волн результаты описанных выше экспериментов представляются парадоксальными. Наблюдаемые феномены, очевидно, выходят за рамки традиционных представлений об электромагнитном процессе.

22. Электромагнитные процессы в катушке Теслы

Прежде всего, выясним: чем принципиально отличаются установки Теслы и Мейла от обычной радиосистемы? Обратим внимание на спиральные катушки Теслы – они отличаются от соленоидальных обмоток обычного трансформатора. В обычном трансформаторе используется явление вихревой электромагнитной индукции, основанное на представлении о вихревом магнитном поле. В обмотках обычного трансформатора текут круговые (вихревые) токи.

Обмотки трансформатора Теслы устроены так, что в них присутствуют две компоненты тока проводимости: тангенциальная (вихревая) $\mathbf{j}_r$ и радиальная (безвихревая) $\mathbf{j}_g$ (рис 92*а*):

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_r + \mathbf{j}_g \,.$$

Следовательно, и электрическое поле в спиральной катушке можно представить, как суперпозицию вихревой (соленоидальной) и потенциальной (безвихревой) компонент:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_r + \mathbf{E}_g \,.$$

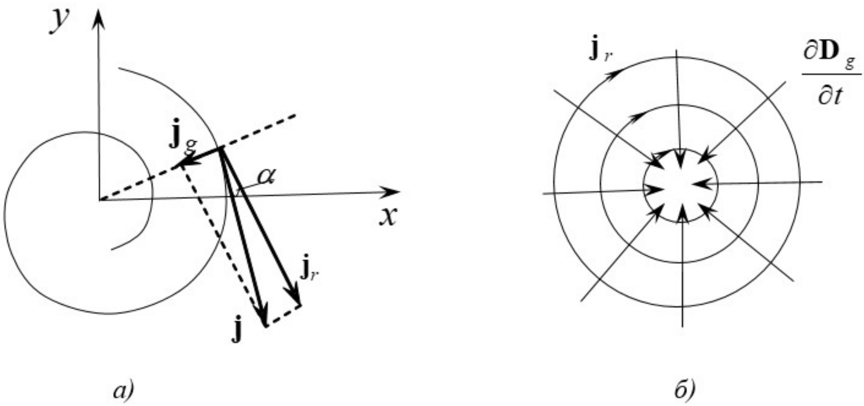


Рис. 92 *Два типа токов в катушке Теслы*

Уравнение (11.1) при описании процессов, происходящих в спиральной катушке, распадается на два дифференциальных уравнения:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j}_r + \frac{\partial \mathbf{D}_r}{\partial t}, \qquad (22.1)$$

$$\nabla H^* = \mathbf{j}_g + \frac{\partial \mathbf{D}_g}{\partial t}. \qquad (22.2)$$

Уравнение (22.1) описывает вихревой электромагнитный процесс, а безвихревой электромагнитный процесс представляется уравнением (22.2). При стационарном (или квазистационаном) процессе в правых частях этих уравнений сохраняются только компоненты тока проводимости: $\mathbf{j}_r$ и $\mathbf{j}_g$. Соотношение амплитудных значений компонент тока проводимости и электрического поля зависит от конструкции спиральной катушки и определяется углом α:

$$tg\alpha = \frac{j_g}{j_r} = \frac{E_g}{E_r}. \qquad (22.3)$$

Следовательно, уравнения (22.1) и (22.2) в общем случае взаимосвязаны соотношением (22.3). Поскольку рассматривается электромагнитный процесс, происходящий в проводниках катушки, то в уравнении (22.1) следует пренебречь вихревыми токами смещения $\frac{\partial \mathbf{D}_r}{\partial t}$ по сравнению с токами проводимости $\mathbf{j}_r$. Так как угол α мал, то $\mathbf{j}_g << \mathbf{j}_r$, поэтому в уравнении (22.2) можно пренебречь токами проводимости $\mathbf{j}_g$ по сравнению с токами смещения $\left(\frac{\partial \mathbf{D}_g}{\partial t}\right)$. Таким образом, уравнения (22.1) и (22.2) приобретают вид:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j}_r, \tag{22.4}$$

$$\nabla H^* = \frac{\partial \mathbf{D}_g}{\partial t}. \tag{22.5}$$

На рис. 92*б* изображены раздельно тангенциальная $(\mathbf{j}_r)$ и радиальная $\left(\frac{\partial \mathbf{D}_g}{\partial t}\right)$ компоненты тока в катушке Теслы в определенный момент времени.

В трансформаторе Теслы, состоящем из двух спиральных катушек, одновременно происходят два явления:

- вихревая электромагнитная индукция;
- безвихревая электромагнитная индукция.

Вихревая электромагнитная индукция, как известно, приводит к трансформации вихревых токов. То есть во вторичной катушке возникают токи проводимости $\mathbf{j}_r(t)$. За счет безвихревой электромагнитной индукции происходит трансформация радиальных токов. Радиальные токи проводимости $\mathbf{j}_g(t)$, текущие в первичной катушке, трансформируются в радиальные токи смещения $\frac{\partial \mathbf{D}_g}{\partial t}$, которые возникают во вторичной катушке.

Опишем этот процесс подробнее. За счет нестационарного СМП, которое создают радиальные токи проводимости $\mathbf{j}_g(t)$, текущие в первичной катушке, возникает безвихревое электрическое поле $\mathbf{D}_g(t)$. Это явление описывается уравнением (11.3). Так как поле $\mathbf{D}_g(t)$ является нестационарным, возникают радиальные токи смещения $\frac{\partial \mathbf{D}_g}{\partial t}$. Эти токи можно представлять как движение зарядов смещения (квазизарядов) $\varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial B^*}{\partial t}$ в радиальном направлении. Они позволяют «замыкать» несоединенные участки безвихревых токов в соответствие с уравнением неразрывности, записанным в форме:

$$\varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial^2 B^*}{\partial t^2} + \nabla \cdot \left(\mathbf{j}_g + \frac{\partial \mathbf{D}_g}{\partial t} \right) = 0 . \qquad (22.6)$$

Радиальные токи $\frac{\partial \mathbf{D}_g}{\partial t}$ можно назвать ***«токами смещения второго типа»*** в отличие от известных токов смещения Максвелла $\frac{\partial \mathbf{D}_r}{\partial t}$, которые замыкают вихревые токи. Заметим, что токи смещения распространяются в отсутствие электропроводной среды. Поэтому изоляция между витками катушки не препятствует токам $\frac{\partial \mathbf{D}_g}{\partial t}$.

Радиальный ток смещения приводит к разделению квазизарядов в радиальном направлении между центром и периферией вторичной катушки. То есть между центром и периферией катушки возникает градиент потенциала. На сферической излучающей антенне, соединенной с центром катушки, возникает нестационарный электрический потенциал. Это позволяет создать вокруг шара сильное электрическое поле. Оно является нестационарным, имеет радиальную структуру и характеризуется вектором $\mathbf{E}_g\left(x, y, z, t - r/c\right)$.

Изучим механизм трансформации радиальных токов. Рассмотрим два участка проводника, расположенных на одной линии (рис. 93*а*). Левый моделирует элемент радиального тока, текущего в первичной катушке. Правый – элемент вторичной катушки. Считаем, что условие замыкания каждого тока обеспечено. Пусть первичный ток изменяется по закону:

$$\mathbf{j}_1 = \mathbf{j}_{01}\sin\omega t\,. \qquad (22.7)$$

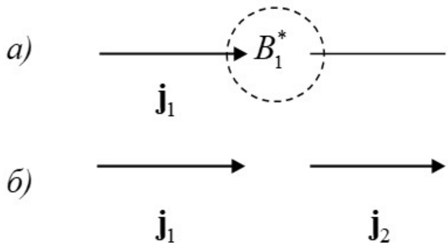


Рис. 93 *Трансформация безвихревых токов*

В пространстве между проводниками ток $\mathbf{j}_1$ создает СМП (рис. 93*а*):

$$B_1^* = B_{01}^* \sin\omega t\,. \qquad (22.8)$$

Следовательно, в этой области возникает нестационарный эффективный заряд (квазизаряд):

$$\rho_{эф} = \frac{\partial B_1^*}{\partial t} = B_{01}^*\omega\cos\omega t\,.$$

В соответствии с уравнением непрерывности (11.12) в этой области возникает источник тока смещения:

$$\nabla\cdot\frac{\partial \mathbf{D}_g}{\partial t} = \varepsilon'\varepsilon_0\frac{\partial^2 B_1^*}{\partial t^2} = -\varepsilon'\varepsilon_0 B_{01}^*\omega^2\sin\omega t\,. \qquad (22.9)$$

При этом в правом проводнике возникает ток проводимости:

$$\nabla\cdot\mathbf{j}_2 = \varepsilon'\varepsilon_0\frac{\partial^2 B_1^*}{\partial t^2} = \varepsilon'\varepsilon_0 B_{01}^*\omega^2\sin\omega t\,. \qquad (22.10)$$

Таким образом, во вторичной катушке индуцируется ток $\mathbf{j}_2$, ***направленный синфазно*** с первичным током $\mathbf{j}_1$ (рис. 103*б*). Связь между проводниками осуществляется при помощи токов смещения в соответствии с уравнением непрерывности (11.12). При этих рассуждениях мы пренебрегли запаздыванием, полагая, что проводники расположены на расстоянии значительно меньшем, чем длина соответствующей волны.

В первом проводнике, естественно, возникает противоток (аналог правила Ленца). То есть первичный ток несколько ослабляется, и его энергия уменьшается. Можно сказать, что в этом процессе происходит передача энергии от первичного тока вторичному.

Описанное явление объясняет механизм разделения зарядов в спиральной катушке. В результате потенциалы электрического поля внутри катушки и на ее периферии изменяются в противофазе и имеют большую амплитуду.

Закон электромагнитной индукции для вихревого процесса, как известно, можно записать в виде:

$$U_r = -L_r \frac{dJ_r}{dt}. \tag{22.11}$$

Для вывода аналогичной формулы, описывающей безвихревой электромагнитный процесс, воспользуемся уравнением (11.3), записанным в виде:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial B^*}{\partial t}. \tag{22.12}$$

В результате интегрирования по объему и применения теоремы Гаусса к (22.12), определим эффективный заряд (заряд смещения), индуцированный в области объема τ :

$$q_{эф} = \varepsilon' \varepsilon_0 \int_\tau \frac{\partial B^*}{\partial t} d\tau. \tag{22.13}$$

В случае плоской катушки $d\tau = 2\pi rb \cdot dr$, где b – диаметр проводящей части кабеля (высота катушки). В дальнейшем принимаем $\varepsilon' = 1$.

В соответствие с уравнением (22.5) СМП в нашем случае создается радиальными токами смещения. Запишем уравнение (22.5) в цилиндрических координатах:

$$\frac{\partial H^*(r,t)}{\partial r} = j_g^{см}(r,t).$$

Предположим, что во всех витках катушки в данный момент времени ток имеет одинаковое направление: от периферии к центру. Это соответствует приближению Г. Уиллера (Wheeler H. A.) [68]. Плотность тока смещения в этом случае изменяется в зависимости от радиуса по закону:

$$j_g^{см}(r,t) = \frac{R_0}{r} j_g^{см}(R_0,t).$$

С учетом этого соотношения, в результате интегрирования получим:

$$H^*(r,t) = R_0 \ln|r| j_g^{см}(R_0,t),$$

или

$$B^*(r,t) = \mu_0 R_0 \ln|r| j_g^{см}(R_0,t). \tag{22.14}$$

Подставив (22.14) в (22.13), определим заряд смещения, возникающий на периферии катушки (такой же заряд формируется на внутреннем витке катушки):

$$q_{эф} = \mu_0 \varepsilon_0 \int_{r_0}^{R_0} r \ln|r| dr \cdot \frac{dJ_g^{см}(R_0,t)}{dt}.$$

Здесь учтено, что сила радиального тока смещения на периферии катушки:

$$J_g^{см} = j_g^{см}(R_0,t) \cdot 2\pi R_0 b.$$

Заметим, что интеграл $\int\limits_{r_0}^{R_0} r\ln|r|dr$ имеет отрицательное значение, поэтому при заданном направлении тока на периферии катушки формируется отрицательный заряд, а в центре – положительный.

Таким образом, спиральная катушка подобна цилиндрическому конденсатору: радиальные токи смещения приводят к разделению зарядов смещения $q^{см}$ в радиальном направлении (рис. 94). Эти заряды создают электрическое поле, которое противодействует току смещения. В этом физическая суть безвихревой электромагнитной индукции. Следовательно, спиральная катушка представляет собой аналог цилиндрического конденсатора емкостью:

$$C_g = \frac{2\pi\varepsilon_0 b}{\ln|R_0/r_0|}.$$

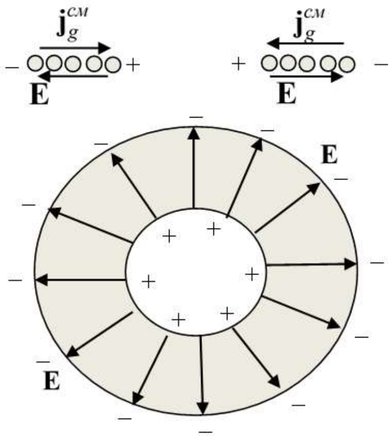


Рис. 94 *Радиальное разделение зарядов в катушке Теслы*

Так как $q_{эф} = C_g U_g$, получаем:

$$U_g = \frac{\mu_0}{2\pi b} \ln\left|\frac{R_o}{r_0}\right| \int\limits_{r_0}^{R_0} r \ln|r|\, dr \cdot \frac{dJ_g^{см}\left(R_0, t\right)}{dt}. \qquad (22.15)$$

Записав по аналогии с (22.11)

$$U_g = -L_g \frac{dJ_g^{см}}{dt}, \qquad (22.16)$$

и сравнив с (22.15) получаем:

$$L_g = -\frac{\mu_0}{2\pi b} \ln\left|\frac{R_o}{r_0}\right| \int\limits_{r_0}^{R_0} r \ln|r|\, dr\ . \qquad (22.17)$$

Как уже отмечалось выше, интеграл, стоящий в (22.16), имеет отрицательное значение, поэтому коэффициент L_g является положительным. Это соответствует соображениям, приведенным в подразделе 10. Суть явления безвихревой электромагнитной индукции заключается в том, что за счет индуцированного заряда смещения создается ЭДС, которая противодействует изменению радиального тока смещения. Таким образом, возникает реактивное сопротивление, которое зависит от емкостных свойств спиральной катушки. При этом напряжение U_g опережает ток смещения $J_g^{см}$ по фазе на $\pi/2$.

Из (22.11) и (22.17) видно, что индуктивные свойства спиральной катушки следует характеризовать двумя различными коэффициентами: L_g и L_r. Очевидно, имеется два типа индуктивного сопротивления:

$$\text{круговое } X_{L(r)} = \omega L_r \quad \text{и радиальное} \quad X_{L(g)} = \omega L_g\ . \qquad (22.18)$$

Установим фазовые соотношения при вихревых и безвихревых процессах. Компоненты тока, текущего в первичной катушке, имеют одинаковую фазу, например,

$$\mathbf{j}_r = \mathbf{j}_r^{(0)} \sin\omega t, \quad \mathbf{j}_g = \mathbf{j}_g^{(0)} \sin\omega t\ .$$

Напряженность безвихревого электрического поля, наведенного во вторичной катушке, определяется при помощи дифференциального уравнения (15.13), которое следует записать в виде:

$$\Delta \mathbf{E}_g - \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}_g}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial \mathbf{j}_g}{\partial t}.$$

Из него следует, что фаза вектора $\mathbf{E}_g$ (а, следовательно, и $\mathbf{D}_g$) смещена относительно $\mathbf{j}_g$ на $\pi/2$:

$$\mathbf{D}_g = \mathbf{D}_g^{(0)} \cos \omega t.$$

Следовательно, безвихревой ток смещения изменяется со временем по закону:

$$\frac{\partial \mathbf{D}_g}{\partial t} = -\mathbf{D}_g^{(0)} \omega \sin \omega t,$$

то есть в противофазе по отношению к току $\mathbf{j}_g$, текущему в первичной катушке.

Выражения (22.18) соответствуют модулям сопротивлений индуктивного типа и записаны без учета их фаз. Реактивные сопротивления в тангенциальном и радиальном направлениях следует записать с учетом фазовых соотношений в вихревых и безвихревых процессах:

$$X_r = \omega L_r - \frac{1}{\omega C}, \qquad X_g = -\omega L_g + \frac{1}{\omega C}. \tag{22.19}$$

Эти процессы по отдельности представлены на двух векторных диаграммах (рис. 95). Векторы, соответствующие токам $\mathbf{j}_r$ и $\frac{\partial \mathbf{D}_g}{\partial t}$, взаимно противоположны, так как изменяются в противофазе. Соответствующие напряжения по отношению к каждому току изображены по известному правилу: напряжение на индуктивном элементе опережает ток на $\pi/2$, а напряжение на емкостном элементе отстает на $\pi/2$. В выражениях (22.19) положительные знаки соответствуют напряжениям, отложенным по вертикали вверх, а отрицательные – вниз.

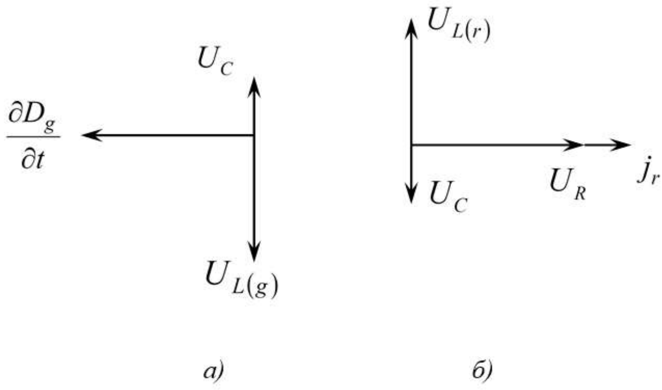


Рис. 95 *Векторные диаграммы для радиальных и круговых процессов*

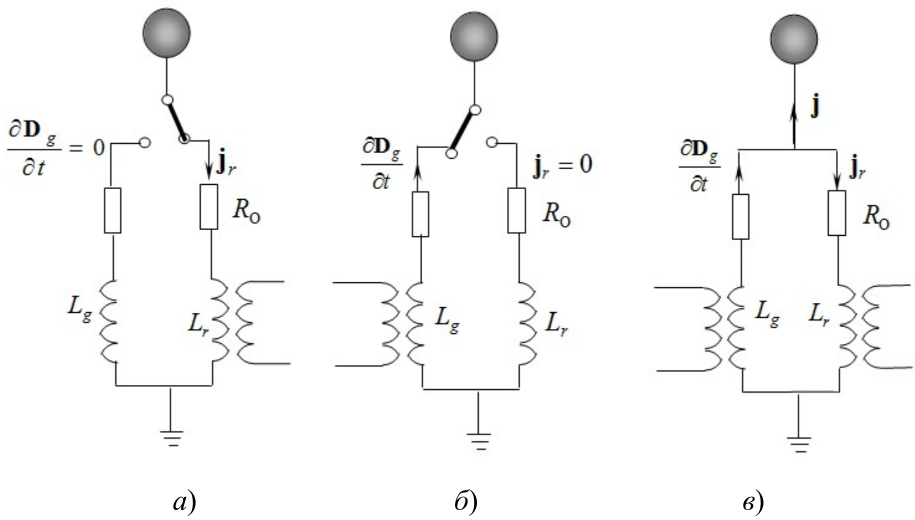


Рис. 96 *Эквивалентные схемы процессов при трех резонансах*

Токи $\mathbf{j}_r$ и $\dfrac{\partial \mathbf{D}_g}{\partial t}$ образуют в спиральной катушке как бы две независимые параллельные ветви (рис.96). При работе на частоте f_{01}

ток $\mathbf{j}_r$ идет по правой ветви, так как ее реактивное сопротивление X_r резко снижается при $\omega L_r = \dfrac{1}{\omega C}$. Эквивалентная схема представлена на рис. 96*а*. При частоте f_{02}, наоборот $\left(\omega L_g = \dfrac{1}{\omega C}\right)$, правая ветвь заперта, а реактивное сопротивление левой ветви X_g отсутствует (рис. 96*б*).

Эквивалентная схема при работе на частоте f_{03} представлена на рис. 96*в*. Поскольку индуктивные элементы с коэффициентами L_g и L_r соединены параллельно, их суммарная индуктивность определяется по формуле:

$$L = \frac{L_g L_r}{L_g + L_r} \cdot$$

В проводнике, идущем к сфере, ток представляется суперпозицией $\mathbf{j}_r$ и $\dfrac{\partial \mathbf{D}_g}{\partial t}$. С учетом фазовых соотношений результирующий ток вне катушки Теслы представляется в виде разности вихревого тока проводимости и радиального тока смещения:

$$j = j_r - j_{см}.$$

Следовательно, при формировании третьего резонансного пика на расчетной частоте $f_{03} = 15 МГц$ происходит частичное гашение двух противофазных сигналов. На осциллограммах, представленных на рис. 88, 90, видны все три пика. Возможен случай, когда два сигнала практически полностью гасят друг друга и третий пик не проявляется.

Однако, схема, представленная на рис. 96, не в полной мере моделирует процессы, происходящие в катушке Теслы. Первое отличие состоит в том, что в моделирущей системе по обеим ветвям электрической схемы текут токи проводимости, и не следует забывать, что один из них моделирует ток смещения.

Второе отличие заключается в том, что при проведении реального эксперимента со схемой, изображенной на рис. 96, коммутатор нужно переключать «вручную». Поэтому при помощи моделирующей схемы можно определить каждый из трех резонансов по отдельности. Получить все три пика на одной осциллограмме невозможно. Свойство катушки Теслы состоит в том, что «переключение» процессов происходит автоматически в зависимости от частоты. Поэтому на амплитудно-частотной осциллограмме отражается «трехгорбый» резонанс.

Исходя из изложенных выше соображений, в каждом частотном диапазоне (КВ и УКВ) можно выделить три резонансных частоты. Вначале изучим резонанс в диапазоне КВ:

$$\omega_{01} = 2\pi f_{01} = \sqrt{\frac{1}{L_r C}}, \quad \omega_{02} = 2\pi f_{02} = \sqrt{\frac{1}{L_g C}},$$

$$\omega_{03} = 2\pi f_{03} = \sqrt{\frac{1}{LC}}. \tag{22.20}$$

При частоте ω_{01} усиливается азимутальный (круговой) ток $\mathbf{j}_r$ в спиральной катушке. При ω_{02} картина существенно меняется. Возникает СМП, градиент которого направлен по радиусу катушки. За счет этого реактивное сопротивление в радиальном направлении значительно снижается, поэтому радиальный ток смещения $\frac{\partial \mathbf{D}_g}{\partial t}$ возрастает. Это приводит к созданию в центре вторичной катушки сильного переменного СМП, следовательно, там возникает эффективный заряд (потенциал) большой амплитуды. Можно сказать, ***происходит «резонанс заряда».***

На третьей резонансной частоте ω_{03} максимальным является полный ток $\mathbf{j}$, текущий в спиральной катушке. В этом случае минимальным является суммарное реактивное сопротивление параллельных ветвей контура.

Для расчета резонансных частот удобно использовать специальный web-калькулятор:

http://www.circuits.dk/calculator_flat_spiral_coil_inductor.htm.

Заложенная в него программа позволяет рассчитывать вихревую индуктивность спиральной катушки Теслы при частотах меньше 30 *МГц,* в рамках приближения Г. Уиллера [68**].** Это приближение применимо при длине провода намотки не более половины длины электромагнитной волны. В этом случае направление тока на всех участках антенны изменяется одновременно.

Рассчитанный коэффициент индуктивности обозначим: $L_r^{(0)} = 44,7\,мкГн$. В результате экспериментального измерения емкости передающей антенны получено значение: $C = 5,7\,пкФ$. С учетом имеющихся параметров емкости и индуктивности вычисляем частоту первого резонансного пика: $f_{01} \approx 10\,МГц$. Этот результат хорошо согласуется с экспериментальным значением, полученным в эксперименте Сакко [48]: $f_{01} = 9\,МГц$. Расхождение этих значений можно объяснить наличием «блуждающих» потенциалов, которые обычно создают емкость $C \approx 2 - 3\,пкФ$.

При частоте $10\ МГц$ длина полуволны составляет 15 *м*. В данном случае длина намотки катушки примерно 6 *м*, то есть условие приближения Г. Уиллера выполняется. При частоте 30 *МГц* длина полуволны составляет 5*м*. Следовательно, условия эксперимента на этой частоте несколько выходят за рамки приближения Г. Уиллера. Однако для оценочного расчета применим формулу (22.17), по которой определяется безвихревой индуктивный коэффициент $L_g^{(0)}$ в приближении Г. Уиллера. Для заданных размеров катушки получим

$$L_g^{(0)} = -\frac{\mu_0}{2\pi b} \ln\left|\frac{R_0}{r_0}\right| \int_{r_0}^{R_0} r \ln|r|\, dr = 2{,}13 \cdot 10^{-6}\,Гн.$$

Расчетное значение соответствующей резонансной частоты:

$$f_{02} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{L_g C}} = 45\,МГц.$$

Расхождение между ним и экспериментальным значением $\left(f_{02}=30 МГц\right)$ объясняется не строгим выполнением условия Г. Уиллера.

Электромагнитный процесс на частоте $f_{03} = 45,6 МГц$ еще дальше выходит за рамки приближения Г. Уиллера. Это не позволяет получить адекватный расчетный результат третьего резонансного пика.

Наибольший интерес представляет теоретический расчет основных резонансных частот в диапазоне УКВ. Чтобы рассчитать основные резонансные частоты f_1, f_2 и f_3, понадобится вычислить основные индуктивные коэффициенты L_r и L_g .

Длина провода катушки составляет примерно 6*м*, а длина электромагнитной волны на частотах основного резонанса близка к 2*м*. Следовательно, по длине проводника укладывается 3 бегущих поперечных волны. Создается сложное распределение плотности тока в зависимости от радиуса и полярного угла $j_r\left(r,\varphi,t\right)$. Условие приближения Г. Уиллера в этом случае для всей антенны не выполняется. Однако можно условно разбить спиральную катушку на круговые участки, в пределах каждого из которых укладывается одна полуволна. В этом состоит суть ***метода сегментации***.

Условие приближения Уиллера предполагает, что по длине прямолинейного проводника укладывается одна поперечная электромагнитная полуволна. Если этот проводник свернуть в виде спирали, то при любых значениях внешнего $\left(R_0\right)$ и внутреннего$\left(r_0\right)$ радиусов их разность $R_0 - r_0$ будет равна половине продольной волны. Таким образом, следует различать длину продольной (радиальной) и длину поперечной (азимутальной) волн. Эти значения различны, но они связаны между собой через размеры катушки R_0 и r_0. Всегда длина проводника на каждом сегменте равна половине длины поперечной волны, а ширина сегмента в радиальном направлении равна половине продольной волны.

Запишем необходимые формулы для одного *n*-ого сегмента с внутренним радиусом r_n и внешним радиусом R_n . Переменный круговой ток радиуса *r*, текущий по проводнику с поперечным сечением ds , создает в центре витка вихревое магнитное поле (без учета запаздывания):

$$dB = \frac{\mu_0 j_r(t)}{2r} ds\,. \qquad (22.21)$$

Элемент площади радиального сечения катушки: $ds = bdr$. В результате интегрирования из (22.21) получим:

$$B_n(t) = \frac{\mu_0 b j_r(t)}{2} \ln\left|\frac{R_n}{r_n}\right|, \quad (n = 1,\dots 6)\,. \qquad (22.24)$$

Подставим (22.24) в дифференциальное уравнение (20.2):

$$\nabla\times\mathbf{E}_n = -\frac{\mu_0 b}{2}\ln\left|\frac{R_n}{r_n}\right|\cdot\frac{\partial\mathbf{j}_r}{\partial t}, \quad (n=1,\dots 6).$$

Умножаем это уравнение на площадь кольцевого элемента поверхности катушки: $ds_O = 2\pi r dr$. В результате интегрирования и применения теоремы Стокса имеем

$$U_{(r)n} = -\frac{\mu_0\pi}{2}\left(R_n + r_n\right)\ln\left|\frac{R_n}{r_n}\right|\cdot\frac{dJ_{(r)n}}{dt}, \ (n = 1,\dots 6)\,. \qquad (22.25)$$

где $J_{(r)n} = j_r b\left(R_n - r_n\right)$ – сила кругового тока на n-ом сегменте.

Сравнивая (22.25) с законом (22.11), находим вихревой индуктивный коэффициент для n-ого сегмента:

$$L_{(r)n} = \frac{\mu_0\pi}{2}\left(R_n + r_n\right)\ln\left|\frac{R_n}{r_n}\right|, \quad (n = 1,\dots 6)\,. \qquad (22.26)$$

В таблице 2 приведены результаты расчетов для каждого участка и значение суммарного индуктивного коэффициента. Здесь учтено, что при $f_1 = 141{,}7\,МГц$ длина полуволны практически равна 1 *м*, поэтому в нашей установке выделяется 6 участков.

Таблица 2

Номер участка	Внутренний радиус r_n (*мм*)	Внешний радиус R_n (*мм*)	Количество витков	Индуктивность $L_{(r)n}$ (*мкГн*)
1	5	25	12	0,094
2	25	35	6	0,039
3	35	42	4	0,027
4	42	48,5	4	0,024
5	48,5	53,5	3	0,019
6	53,5	58,5	2	0,018
Сумма			31	0,222

Образуется система катушек индуктивности, которые соединены последовательно. Результирующая индуктивность определяется простым суммированием. В результате расчетов получено значение

$$L_r = 0{,}222 \cdot 10^{-6}\, Гн\,.$$

Расчетное значение первой резонансной частоты точно совпадает с результатом эксперимента:

$$f_1 = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{L_r C}} = 141 МГц\,.$$

Далее произведем теоретический расчет безвихревого индуктивного коэффициента на каждом из выделенных участков при помощи формулы (22.17):

$$L_{(g)n} = -\frac{\mu_0}{2\pi b}\ln\left|\frac{R_n}{r_n}\right|\int\limits_{r_n}^{R_n} r\ln|r|\,dr\,, \qquad (n = 1,\ldots 6)\,.$$

При этом следует учесть, что на частоте второго резонансного пика $f_2 = 161{,}5 МГц$ длина полуволны меньше метра и составляет 0,925 *м*. В этом случае в нашей катушке укладывается 6,5 полуволн, то есть выделяется 7 сегментов. Кроме того, обратим внимание на то, что направления ЭДС индукции на этих сегментах, чередуются. Расчеты приведены в таблице 3.

Таблица 3

Номер сегмента	Внутренний радиус r_n (*мм*)	Внешний радиус R_n (*мм*)	Количество витков	Индуктивность $L_{(g)n}$ (*мкГн*)
1	5	23	10,5	+0,262
2	23	32,25	5,5	–0,107
3	32,25	39	4,25	+0,023
4	39	45,5	3,5	–0,019
5	45,5	51	3	+0,015
6	50,5	55,5	2,75	–0,009
7	55,5	58,5	1,5	+0,004
Сумма			31	0,169

На каждом сегменте происходит разделение зарядов в радиальном направлении. Поэтому каждый сегмент можно моделировать конденсатором. Если сегментов несколько, получается система последовательно соединенных конденсаторов. Изобразим систему двух последовательно соединенных конденсаторов различной емкости C_1 и C_2 (рис. 97). Обратим внимание на порядок знаков.

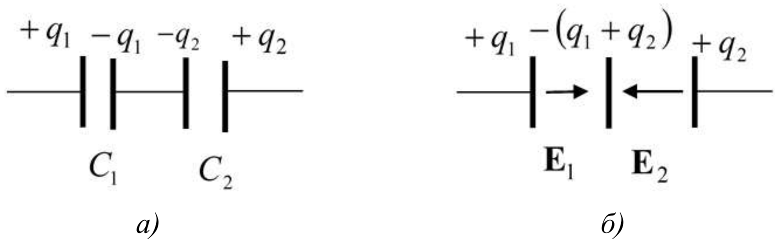


Рис. 97 *Распределение квазизарядов в радиальном направлении в катушке Теслы*

Эту систему можно представить в виде многослойного конденсатора (рис. 98*б*) и заменить одним эквивалентным конденсатором, в котором создается поле: $E = E_1 - E_2$.

То есть ЭДС безвихревой индукции, возникающие на соседних сегментах, частично компенсируются. Чтобы учесть это, нужно чередовать знаки коэффициентов $L_{(g)n}$.

С учетом полученного значения безвихревого индуктивного коэффициента находим расчетное значение частоты второго резонансного пика, практически совпадающее с экспериментальным:

$$f_2 = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{L_g C}} = 162 \, МГц \cdot$$

Если использовать, полученные выше значения индуктивных коэффициентов, найдем результирующую индуктивность катушки Теслы:

$$L = \frac{L_g L_r}{L_g + L_r} = 0{,}096 \cdot 10^{-6} \, Гн \cdot$$

Ей соответствует расчетное значение третьего резонансного пика:

$$f_3 = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{LC}} = 215 \, МГц \, .$$

Оно существенно отличается от экспериментального $\left(f_3 = 179{,}8 \, МГц\right)$. Причина заключается в том, что на частоте третьего резонансного пика реальные коэффициенты L_r и L_g отличаются от рассчитанных выше. Расчетная длина соответствующей полуволны составляет 0,83*м*. При длине намотки катушки в 6 *м* выделяется 8 сегментов, в пределах каждого из которых можно применять приближение Г. Уиллера. Можно определить $L_r(f_3)$ и $L_g(f_3)$, а, следовательно, получить расчетное значение $L(f_3)$.

$$L = \frac{L_g L_r}{L_g + L_r} = 0{,}109 \cdot 10^{-6} \, Гн, \qquad f_3 = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{LC}} = 202 \, МГц \, .$$

Расчеты приведены индуктивных коэффициентов в таблице 4.

Таблица 4

Номер сегмен-та	Внутр. радиус $r_n\,(мм)$	Внешн. радиус R_n $(мм)$	Кол. витков	Индукт. коэфф-т $L_{(r)n}(мкГн)$	Индукт. коэфф-т $L_{(g)n}$ $(мкГн)$
1	5	22	10	0,079	+0,238
2	22	30,5	5	0,034	-0,041
3	30,5	37,3	4	0,027	+0,024
4	37,3	42,8	3,25	0,022	-0,014
5	42,8	47,7	2,9	0,019	+0,011
6	47,7	52,15	2,6	0,017	-0,008
7	52,15	56,2	2,4	0,016	+0,007
8 *(не полный)*	56,2	58,5	0,85	0,009	-0,002
Сумма			31	0,223	0,215

Это более точный результат, он отличается от экспериментального значения примерно на 10%.

Таким образом, обобщенная электродинамика позволяет адекватно описать электромагнитные процессы, происходящие в катушке Теслы.

Остается объяснить результаты экспериментов по передаче сигнала из клетки Фарадея. На наш взгляд, при условиях первого теста проявляется безвихревая электромагнитная индукция. Это явление выражено дополнительным членом $\varepsilon'\varepsilon_0 \dfrac{\partial B^*}{\partial t}$ в обобщенном уравнении (11.3). В нестационарном СМП металлическая поверхность клетки приобретает переменный электрический заряд. ***Заряды на излучающей антенне, находящейся внутри клетки, и на самой клетке Фарадея изменяются синфазно.*** На рис. 98*а* система изображена в момент времени, когда излучающая антенна заряжена положительно. Клетка Фарадея в этот момент тоже имеет положительный заряд. Нестационарное электрическое поле при этом создается снаружи клетки. Поскольку клетка Фарадея заземлена, она сама становится антенной, излучающей электроскалярные волны. Эти волны принимаются приемником и регистрируются анализатором. Таким образом, электроскалярные волны не экранируются клеткой Фарадея при условиях теста 1.

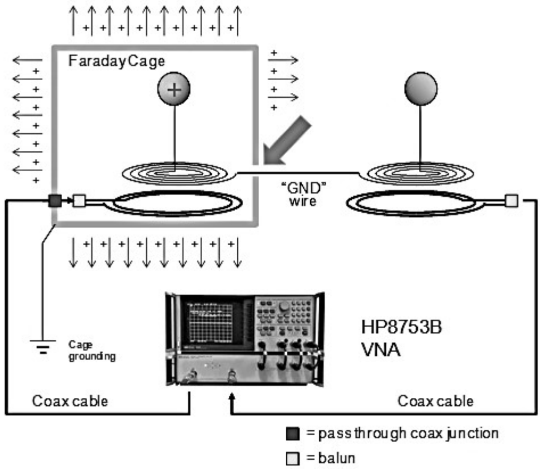


Рис. 98*а Объяснение результата теста 1*

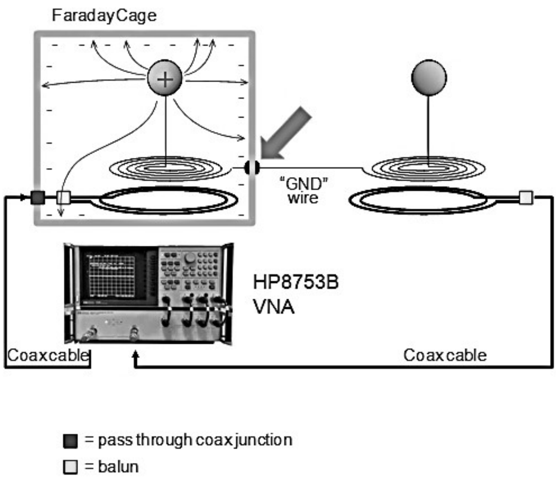


Рис. 98*б Объяснение результата теста 2*

В тесте 2 сфера излучающей антенны и клетка Фарадея образуют подобие сферического конденсатора, их ***заряды в любой момент времени имеют различные знаки*** (рис. 98*б*)**.** Электромагнитный процесс, происходящий внутри конденсатора, не выходит за его пределы. В этих условиях электроскалярные волны экранируются клеткой Фарадея.

Гипотеза о том, что сигнал передается из клетки Фарадея при помощи поперечных электромагнитных волн, которые распространяются вдоль провода заземления, не может считаться удовлетворительной. Наблюдаемые явления адекватно объясняются на основе теоретических представлений об электроскалярных волнах.

23. Проекты антенн на продольных электромагнитных волнах

Опираясь на полученные выше результаты, можно решить задачу, поставленную в подразделе 16, о создании приемопередающих антенн на ПЭМВ. В настоящее время известно несколько типов антенн, излучающих и принимающих ПЭМВ.

1. Шаровые антенны

Шаровые антенны, соединенные со спиральными катушками, использовались в экспериментах ***Н. Теслы*** [66-67]. Эти эксперименты воспроизведены, описаны и проанализированы в работах ***Meyl K.*** [46-47], а также ***Сакко Б. и Томилина*** А.К. [48]. Шаровые антенны без спиральных катушек использовали ***Monstein C., Wesley J.P.*** [45]. Результаты всех этих экспериментов обсуждались в подразделе 21.

В 2019 году ***Томилин А.К. и Лукин А.Ф.*** спроектировали приемопередающее устройство с шаровыми антеннами и произвели испытание в Японском море (бухта Новик, г. Владивосток). Батареи питания с напряжением 12 *В* вместе с колебательным контуром были смонтированы в водонепроницаемом боксе из полиэтилена. Шаровая антенна и соединительный проводник выведены за пределы бокса и изолированы от морской воды термоусадочными трубками. Кабель от приемной антенны был помещен в дополнительный экран, который соединялся с морской водой и земляным контактом спектроанализатора. Шар и проводник приемной антенны были выполнены по аналогии с передающей антенной. Шаровая антенна передатчика и бокс с генератором и батареей питания были полностью погружены в морскую воду, без каких либо соединительных кабелей с поверхностью. Шаровая приемная антенна и колебательный контур в аналогичном боксе были также погружены в морскую воду и присоединены коаксиальным кабелем в дополнительном экране к спектроанализатору «Tektronix MSO 4020», установленному на пирсе. Расстояние между антеннами составило 5 метров при заглубления шара передатчика на 80*см*, относительно поверхности. Превышение спектрального уровня на резонансной частоте 20,5 МГц (длина волны 1,63 *м*) составляет 12 дБ.

2. Антенны с миниатюрной излучающей головкой

В некоторых типах антенн в качестве излучающего элемента используется миниатюрная электропроводная головка. Обычно это оголенная часть центрального провода коаксиального кабеля. Подобная антенна запатентована ***Hively L.M.*** в США [69] (рис. 99).

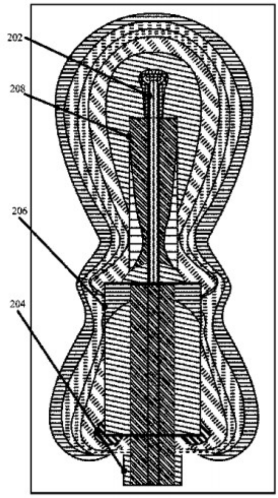


Рис. 99 *Антенна Hively L.M.*

Излучающая головка антенны соединена со спиральной катушкой Теслы. Подобные антенны предлагается использовать для ультракоротких волн. Испытание производилось на частоте источник 8,606 ГГц с длиной волны в воздухе 3,48 *см*. Установлено, что затухание сигнала в дальней зоне происходит по закону $1/r^2$. В одном из тестов передача электромагнитного сигнала происходила в условиях, когда каждая из антенн размещалась внутри своей клетки Фарадея. Это доказывает, что сигнал имеет природу отличную от поперечных электромагнитных волн.

Эксперименты с антенной, которая излучает явно выраженную продольную составляющую электрического поля в ближней зоне, произведены ***Клюевым С.Б., Нефедовым Е.И.*** [70] (рис. 100-101). Приведены результаты расчетов ближнего поля двух типов излучателей, расположенных на конце коаксиального кабеля. Показано, что в ближней зоне можно получить эффективную продольную составляющую электрического поля, существенно превосходящую поперечную. Отмечены особенности ближнего поля, позволяющие уверенно проводить опыты в медицинских и биологических целях.

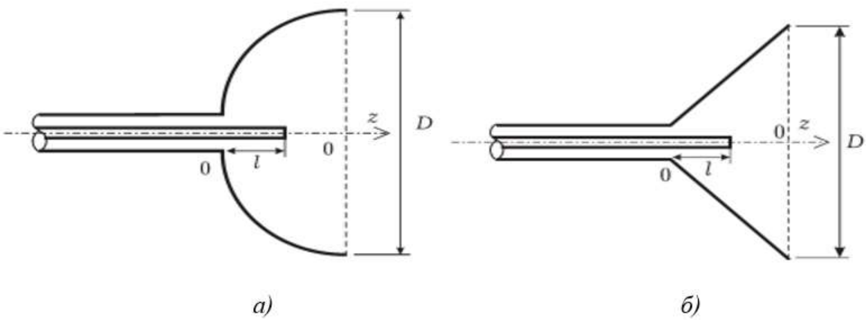


Рис. 100 *Варианты антенн с зеркалами:*
а) антенна со сферическим зеркалом; б) антенна с коническим зеркалом

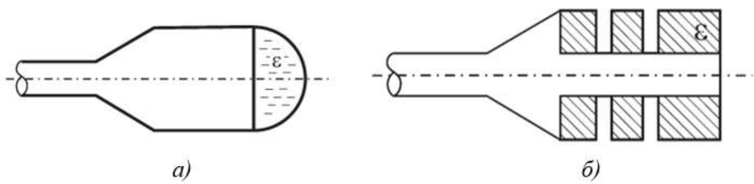


Рис. 101 *Оптимальные формы излучающей головки а) для антенны со сферическим зеркалом; б) для антенны с коническим зеркалом*

На рис. 102 представлено продольное электрическое поле в ближней зоне, полностью соответствующее теоретическим представлениям о продольной электромагнитной волне (подраздел 16).

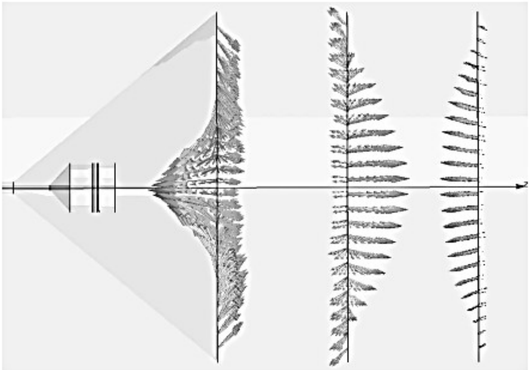


Рис.102 *Мгновенная картина поля в трех сечениях для конического зеркала*

В 2007 году ***Харченко К. П.*** запатентовал способ излучения продольных электромагнитных радиоволн и антенну для его осуществления [71] (рис.103).

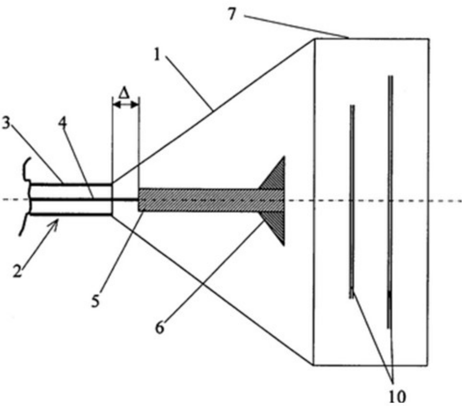


Рис. 103 *Антенна Харченко К.П.*

Наружный проводник 3 отрезка 2 коаксиальной линии подсоединен к рефлектору 1 в области основания с наименьшим диаметром конусообразной поверхности. Внутренний проводник 4 подсоединен к возбудителю 5 в области торца трубки, обращенного к основанию с наименьшим диаметром конусообразной поверхности рефлектора 1. Элемент 6 для компенсации реактивностей выполнен в форме цилиндра, установленного на наружной поверхности возбудителя 5. Как показали экспериментальные исследования, заявленная «энергическая» антенна отличается от известных антенн тем, что создает излучение, которое по свойствам отличаются от поперечной электромагнитной волны.

В 2009 году ***Смелов М.В.*** также запатентовал способ и антенну для передачи и приема продольных электромагнитных волн [72] (рис. 104). Возбуждение продольной электромагнитной волны производится путем продольной концентрации силовых линий электрического или магнитного полей ближней зоны антенны в направлении волнового вектора и образования фронта продольной волны в пространстве. Излучающий элемент антенны выполнен заостренным, и обеспечивает концентрацию силовых линий электрического или магнитного полей ближней зоны. Антенна может включать в себя несколько излучающих элементов, образующих фазированную антенную решетку, создающую более узконаправленный луч продольной волны. Специфическим свойством продольных волн является обнаруженная высокая проникающая способность их излучения.

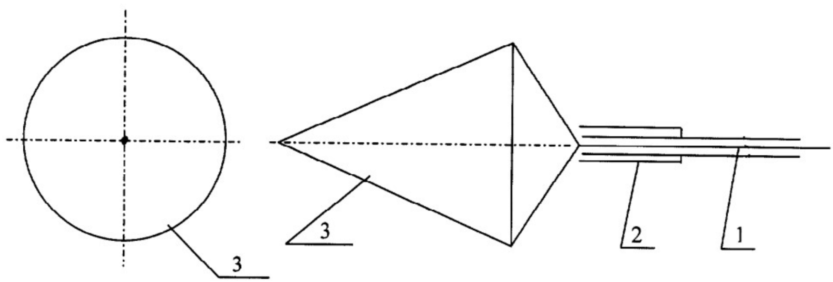


Рис. 104 *Излучатель антенны Смелова В.М.*

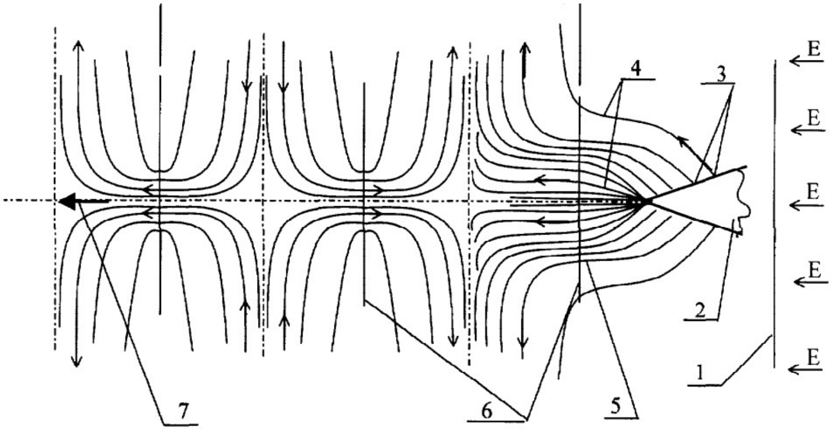


Рис. 105 *Распределение электрического поля вблизи конической излучающей головки*

На рис. 105 представлено распределение электрического поля вблизи конической излучающей головки. Вдоль горизонтальной оси распространяется продольная электромагнитная волна.

3. Двухэлектродные антенны с поверхностными излучателями

В 2009 году ***Стрижаченко Н.В.*** произвел испытание антенны с двумя излучателями в виде конических поверхностей. Испытания производились в озере с пресной водой. Результаты экспериментов опубликованы в 2011 году [73]. Излучатели разведены на расстояние, равное длине волны в жидкой среде и расположены по торцам гидроизолированного цилиндра (рис. 106). Устройство принимающей антенны представлено на рис. 107.

Дальность связи для устройства с выходной мощностью 100 *мкВт*, частотой модуляции до 5 *кГц* (аудиосвязь) на частоте 27 *МГц* в пресном водоеме составила более 300 метров. Влияния глубины погружения на дальность связи не обнаружено. Глубина погружения передатчика проверялась до опускания передатчика на дно, то есть до 6,5 метров. Подтвердился эффект прохождения сигналов из-под воды через лед с затуханием не более 10-12 *дБ* (на данной частоте). Также ранее проводились проверки (на имеющемся оборудовании с выходной мощностью передатчика менее 10 *мкВт*) на частотах от единиц килогерц до 160 *МГц* и с ЧМ-модуляцией до 250 *кГц*.

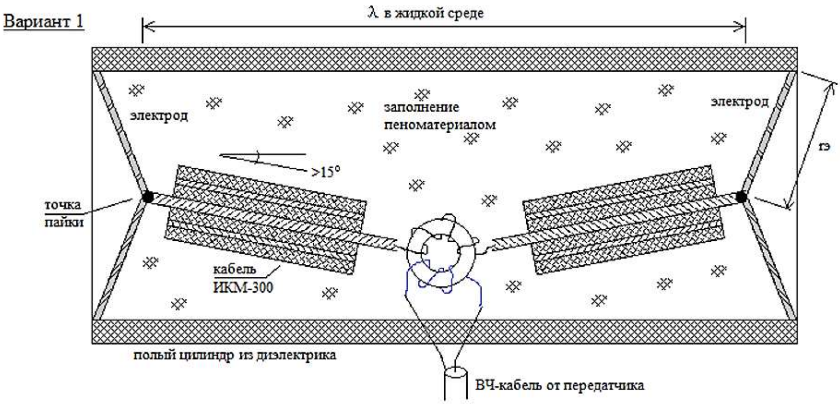


Рис. 106 *Излучающая антенна Стрижаченко Н.В.*

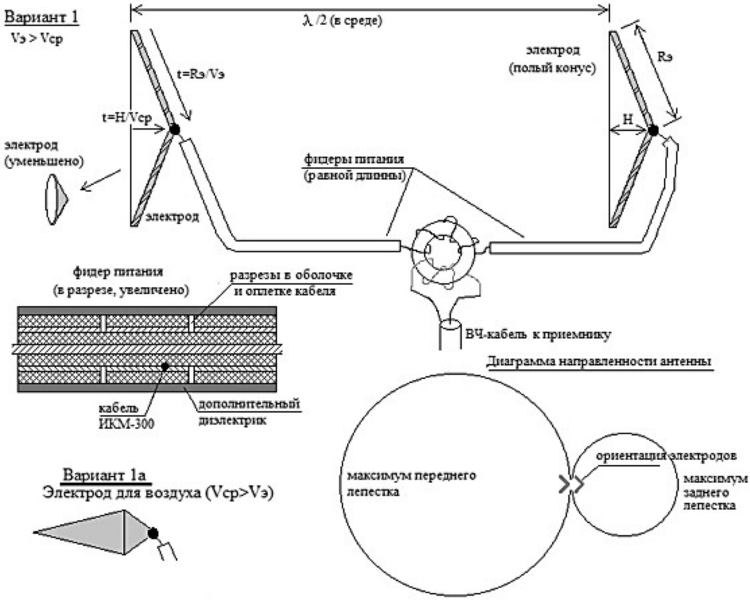


Рис. 107 *Приемная антенна Стрижаченко Н.В.*

Антенны Стрижаченко Н.В. испытаны также в морской воде. Принимаемый сигнал в морской воде оказался значительно слабее, чем в речной. Это объясняется соотношением сопротивления водной среды между электродами $R_в$ и внутренним сопротивлением принимающей антенны R_a. Для уверенного приема сигнала должно выполняться условие:

$$R_в >> R_a .$$

Этим недостатком обладают все двухэлектродные антенны.

В 2017 и 2018 годах ***Ацюковский В.А. и Сурин М.А.*** произвели испытание аналогичной приемопередающей аппаратуры с плоскими электродами в речной воде (https://www.youtube.com/watch?v=_y5rE-iBflg). Модулированный сигнал на частоте $27 МГц$ уверенно принимался на расстоянии более километра в отсутствие прямой видимости между передатчиком и приемником.

Недостатком экспериментов Стрижаченко Н.В., а также Ацюковского В.А. и Сурина М.А. является не полное погружение в воду передающей и приемной аппаратуры. По этой причине остается открытым вопрос передаче сигнала за счет генерации поперечных радиоволн.

4. Антенна катушечного типа

В 2005 году оригинальную антенну изобрел ***Коробейников В.И.*** Она состоит из двух одинаковых соленоидальных катушек со встречным направлением магнитного потока (рис. 108).

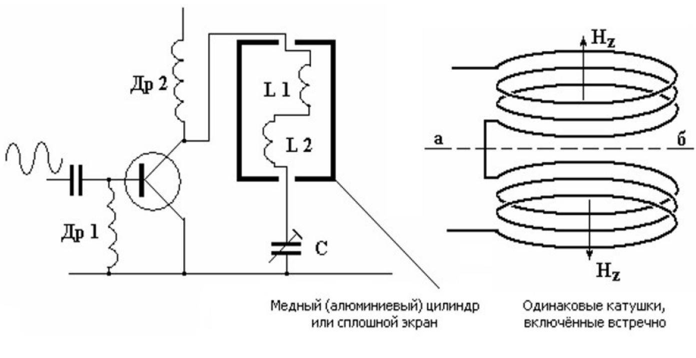


Рис. 108 *Схема антенны Коробейникова В.И.*

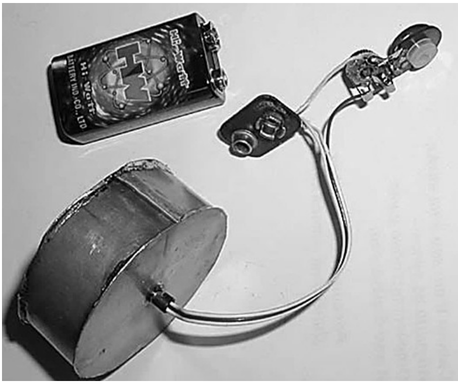


Рис. 109 *Антенна Коробейникова В.И.*

В плоскости *аб* вихревые магнитные поля компенсируются, и образуется нестационарное СМП, то есть генерируется квазизаряд. При этом металлический корпус, в который заключены катушки, становится излучателем потенциального электрического поля, то есть создается продольная электромагнитная волна.

Антенна Коробейникова В.И. имеет малые габариты (рис. 109) и одинаково эффективна при использовании в речной и в морской воде, поскольку амплитуда принимаемого сигнала не зависит от проводимости среды. По имеющимся данным успешные эксперименты с антеннами Коробейникова В.И. произведены в Белом море.

IV. ФИЗИЧЕСКАЯ КАРТИНА МИРА

24. Концепции и гипотезы

Новый взгляд на электромагнитное поле, предложенный в обобщенной электродинамике, неизбежно приводит к новой концепции общей физической картины мироздания. Как уже отмечалось во Введении и по ходу исследования, это касается проблемы физических взаимодействий, и связанных с ними фундаментальных понятий физики: «масса», «заряд», «поле», «вакуум». В данной главе анализируются некоторые современные концепции и гипотезы, а также высказываются аргументы, подтверждающие необходимость развития, а возможно, и пересмотра представлений, считающихся в настоящее время общепринятыми.

Многие развивающиеся теории отрицают вакуум как пустое арифметизированное пространство и наделяют его физическими свойствами. Иными словами, предполагается, что все мировое пространство заполнено сплошной средой. При этом используются термины: «физический вакуум», «мировая среда», «эфир». Сложилось несколько различных подходов в представлениях и описании этой среды [75-80]. Обычно предполагается, что структура физического вакуума является супертонкой, так как образована парами «частица-античастица». Часто моделируя физический вакуум, представляют его состоящим из электронно-позитронных пар – это плазма виртуальных электронов и позитронов. Такой подход уже давно используется в квантовой электродинамике [42]. Как пишет основатель квантовой механики П. Дирак: «…вакуум не является пустотой, в которой ничего не находится. Он заполнен колоссальным количеством электронов, находящихся в состоянии с отрицательной энергией, которое можно рассматривать как некий океан» [75].

Иногда физический вакуум называют «скрытой» или «темной» формой материи, возникающей в процессе аннигиляции пар «частица-античастица». Аннигиляция вещества происходит со значительными энергетическими затратами. Известен и обратный процесс: образование пар «частица-античастица» с выделением энергии в виде световых квантов. Таким образом, физический вакуум представляется как высокоэнергетическая материальная среда, заполняющая все пространство даже на внутриядерном уровне. Приведем высказывание академика Мигдала А.Б. по этому поводу: «Когда к электромагнитному полю и к полям, описывающим пары частиц (электрон-позитрон, протон-антипротон и т.д.) применили квантовую механику, оказалось, что в пустоте происходят непрерывные колебания электромагнитного поля, рождаются и исчезают элементарные частицы. При столкновении нуклонов (нейтронов и протонов) из пустоты возникает целый сноп различных частиц – вакуум полон частиц. По существу, физики снова вернулись к понятию эфира, но уже без противоречий. Удивительно сложную и интересную среду – вакуум – можно было бы снова назвать эфиром, если бы не боязнь путаницы с наивным понятием XIX века».

При таком взгляде на организацию материи понятно, что физический вакуум и его свойства должны играть важнейшую роль в физических взаимодействиях: внутриядерном, электромагнитном и гравитационном. Эта идея лежит в основе современных развивающихся теорий. Можно говорить о возвращении на новом уровне к физической концепции, которая не допускает возможность существования абсолютной пустоты. Эта концепция имеет глубокие исторические корни, теорию эфира разрабатывали практически все классики физики. Она зародилась в трудах Фарадея и Максвелла, которые, в отличие от Ампера, были сторонниками принципа близкодействия. Во втором томе своего «Трактата» [3] Максвелл пишет: «Идеи, которые руководили Ампером, принадлежат к системе взглядов, допускающих прямое действие на расстоянии. Идеи, которым я пытался следовать, это идеи действия через среду – от одной части к другой, близлежащей, примыкающей к ней. Такой подход часто применялся Фарадеем …».

В фундаментальном труде выдающегося английского ученого Э. Уиттекера [6] описана история развития теории эфира и электричества. Следует заметить, что Уиттекер работал над своей монографией в период, когда понятие эфира было полностью изгнано из науки. Первый том его трактата появился в 1910 г., а второй – в 1959. Касаясь вопроса терминологии, Э. Уиттекер пишет: «Мне кажется абсурдным сохранять название «вакуум» для категории, обладающей таким количеством физических свойств, а вот исторический термин «эфир» как нельзя лучше подходит для этой цели». Будем в дальнейшем пользоваться именно этим термином. Во избежание путаницы с терминологией применительно к современной концепции можно употреблять термин ***«физический эфир».***

Однако физический вакуум-эфир сегодня используется только в квантовой физике, применение этого понятия в других разделах современной физики, в частности при описании макроскопических процессов в электродинамике, считается недопустимым. До сих пор полагается, что электромагнитная волна способна распространяться в пустом пространстве. Соответственно теории, разработанные с использованием концепции эфира, не являются общепризнанными, считается, что они противоречат постулатам теории относительности. На протяжение последних 50 лет большие надежды физиков-теоретиков, отрицающих наличие эфира, связаны с теорией струн. Однако, как отмечает известный специалист по квантовой физике L. Smolin «теория струн зашла в тупик». В своей монографии [115] он приводит эксперриметальные данные, не находящие объяснения в ее рамках.

Очевидно, разрешение этого противоречия между сложившимися представлениями и развивающимися теориями позволит выйти на новый уровень понимания фундаментальных основ мироздания.

Как уже отмечалось, в рамках настоящей работы не преследуется цель решить все фундаментальные проблемы физики, выскажем лишь соображения по некоторым вопросам электродинамики. На данном этапе исследования мы пришли к однозначному выводу: ***обобщенная электродинамика, основанная на материалистической концепции, требует использования материальной среды для объяснения механизма электромагнитного взаимодействия и распространения электромагнитных волн.***

Обращаясь к вопросу о взаимодействии движущейся заряженной частицы с внешним магнитным полем, можно предположить, что это поле (в совокупности векторной и скалярной компонент) представляет собой как бы деформации (напряжения, движения) или поляризацию эфира, то есть он не представляется однородным. Понятно, что такой механистический подход несколько «хромает», однако, используя его можно в некоторой степени представить и объяснить механизм взаимодействия поля и частицы. Можно даже предложить простой аналог этого явления: движение твердой частицы в жидкости. Известно, что движение частицы зависит не только от ее собственных свойств (например, плотности, формы), но и от движения окружающей ее жидкости. Следует различать потенциальное и вихревое движения жидкости. Это соответствует потенциальной и вихревой компонентам магнитного поля. Плотность частицы может быть больше или меньше плотности жидкости, этот признак аналогичен знаку заряда частицы в моделируемом явлении. Понятно, что движение частицы малой плотности и большой плотности в потоке жидкости происходит по-разному. Аналогично, по-разному движутся положительные и отрицательные частицы в каждой из составляющих магнитного поля.

Движущаяся заряженная частица, как мы выяснили, представляет собой градиентную структуру (рис.17). Движение такой частицы в однородном СМП можно моделировать движением вращающегося тора (например, дымового кольца) во внешней однородной среде – воздухе. Присутствие внешней вязкой среды для такого движения, как известно, необходимо, а направление движения тора зависит от направления его собственного вращения, но связано также с движением среды и ее неоднородностью. Поэтому при движении заряженной частицы в СМП важно знать как направлен градиент ее собственного СМП, а так же градиент внешнего СМП, в котором происходит движение частицы.

Обратимся к энергетическим соображениям. Как известно, в традиционной электродинамике сила Лоренца, действующая на заряженную частицу, движущуюся в векторном магнитном поле, направлена по нормали к траектории движения частицы. При этом частица приобретает нормальное ускорение, и сила Лоренца работу не совершает, следовательно, кинетическая энергия частицы не изменяется. За счет продольной магнитной силы, не только возникает ускорение частицы, но и совершается работа, что приводит к изменению кинетической энергии частицы. Следовательно, можно предположить, что за счет ***векторного магнитного поля заряженная частица не обмениваться энергией с физическим эфиром, а СМП такую возможность предоставляет.*** Однако, заметим, что сделанное предположение основывается только на исследовании движения отдельной точечной частицы, и, следовательно, носит частный характер. В отличие от точечной частицы при рассмотрении электродинамических систем следует различать поступательное и вращательное движения. Можно предположить, что при вращении электродинамической системы тоже возможен обмен энергией между ней и физическим эфиром, но уже за счет векторной компоненты магнитного поля. Эти соображения приводят к выводу о всеобщей взаимосвязи всех электродинамических объектов посредством физического эфира, в результате происходящих в нем процессов, то есть электромагнитных полей. Поскольку все электромагнитные поля безграничны, можно сделать общий вывод: ***в природе не существует замкнутых электромеханических систем.***

Этот вывод следует иметь в виду, анализируя результаты теоретических и экспериментальных исследований. Он подтверждает высказывание Н. Теслы о том, что «…существует возможность получения энергии не только в форме света, но и в форме движущей силы, и в виде любых других форм энергии, … прямым способом от среды. Наступит время, когда эта задача будет решена…» [5].

Следует заметить, что включать электромагнитное поле в состав системы, как это предполагалось в одном из случаев (в рамках традиционных представлений об электромагнитном поле) в подразделе 1, очевидно, не совсем правомерно. На новом уровне познания, становится понятно, что электромагнитное поле не является самостоятельным материальным объектом, а лишь отражает состояние и эволюцию физического эфира. При любом электромагнитном взаимодействии участие эфира, как внешней среды, неизбежно. Если обратиться к проблеме взаимодействия двух прямолинейных участков тока (подраздел 1) при данном подходе получается, что первый элемент воздействует на эфир, а эфир в свою очередь передает воздействие второму элементу. Поскольку эфир является энергетической средой, возможен случай, когда его энергия в этом процессе поступает в электромеханическую систему, или наоборот извлекается из нее. Иначе говоря, воздействие первого элемента на эфир может играть роль своеобразного «клапана», открывающего источники или стоки для энергетического обмена между эфиром и электромеханической системой. Последняя мысль носит характер научной гипотезы. Пока можно говорить только о некоторых теоретических соображениях и экспериментальных сведениях, подтверждающих ее в той или иной мере. Поскольку общая теория эфира еще не разработана, не ясен и механизм взаимодействия на уровне «частица-эфир», хотя, очевидно, что это взаимодействие есть и имеет квантовый характер. Остается открытым и вопрос о превращениях (изменениях), происходящих в самом эфире в результате отдачи или приема энергии из вещества. Возникает и много других вопросов. Тем не менее, предлагаемая концепция имеет право на существование и развитие.

Элементарные частицы, обладающие массой и зарядом, неразрывно связаны с эфиром. При рассмотрении любого процесса с участием элементарной частицы, ее невозможно представлять в отрыве от этой среды, занимающей все мировое пространство. Более того, возможно, сами частицы, представляют собой эфирные образования с определенной устойчивой структурой. Очевидно, структура частицы может быть различной, именно она определяет квантовые характеристики: заряд, массу, спин. Такой подход согласуется с предложенной Сидоренковым В.В. концепцией ***«корпускулярно-полевого дуализма»*** [81], который, принципиально отличается от схожего по названию «корпускулярно-волнового дуализма», применяемого в современной квантовой механике. Корпускулярно-волновой дуализм, как известно, исходит из неразрывной связи вещества частицы и ее собственного волнообразного поля и допускает рассмотрение уединенной частицы в абсолютно пустом пространстве. ***Корпускулярно-полевой дуализм предполагает неразрывную квантовую связь частицы с мировым эфиром и волновыми процессами, возникающими в нем при движении частицы. Такое представление соответствует неразрывному единству вещества и эфира.***

Для объяснения механизма распространения электромагнитных волн, очевидно, в некоторой степени допустимы аналогии между свойствами эфира и свойствами упругой механической среды или вязкого газа, как предлагает Ацюковский В.А. [77]. В первом приближении, можно представлять распространение электромагнитного поля в эфире, как процесс передачи механических напряжений в упругой среде. Более того, поперечные и продольные механические волны, распространяющиеся в упругой среде, обычно взаимосвязаны и порождают друг друга. Это же происходит и в процессе распространения электромагнитных волн (поперечных и продольных) в эфире.

Аналогии электродинамики и механики с одной стороны, как бы помогают пониманию происходящих процессов, но с другой – существует опасность исключения специфических свойств эфира и возникновения тупиковых ситуаций. Любая аналогия имеет пределы применения. Важно определиться с физическими характеристиками эфира и на их основе строить новую эфиродинамику.

Как показано в подразделе 14, все свойства электромагнитного поля на квантовом уровне определяются двумя четырехмерными вектор-потенциалами: $(\mathbf{A}, \phi / c)$ и $(\mathbf{M}, \psi / c)$. Очевидно, это и есть фундаментальные характеристики состояния физического эфира. ***Электромагнитное поле при таком подходе представляет собой процессы возникновения и эволюции возмущений эфира***. Иными словами, характеристики электромагнитного поля определяют отдельные типы возмущений эфира. Характер возмущений может быть различным: вихревым и градиентным (поляризационным). Векторное магнитное поле является следствием вихревой неоднородности поля вектора $\mathbf{A}_r$, а СМП связано с потенциальной компонентой вектора $\mathbf{A}_g$. Обе компоненты возникают в результате возмущений эфира электрическим током. Естественно, состояние эфира не является стационарным, динамические процессы, происходящие в нем, и составляют суть электродинамики.

При таком подходе становится ясным механизм электромагнитного взаимодействия, заключенный в обобщенном законе (5.6): ***токи, текущие в проводниках возмущают (активизируют) окружающий их эфир, взаимодействие этих возмущений порождает электромагнитную силу.*** При помощи соотношений (3.11)-(3.12) обобщенный закон электромагнитного взаимодействия (5.6) можно представить в виде:

$$\mathbf{f} = \frac{1}{\mu'\mu_0}\nabla\times(\nabla\times\mathbf{A}_c)\times(\nabla\times\mathbf{A}) + \frac{1}{\mu'\mu_0}(\nabla\cdot\mathbf{A})\cdot\left[\nabla(\nabla\cdot\mathbf{A}_c)_\perp - \nabla(\nabla\cdot\mathbf{A}_c)_\parallel\right]. \quad (24.1)$$

Здесь $\mathbf{A}_c$ – собственное поле, созданное током, $\mathbf{A}$ – внешнее поле, в котором находится проводник с током или движущаяся заряженная частица.

Отсюда видно, что ***сила Ампера (Лоренца) возникает в результате взаимодействия между собой вихревых возмущений эфира, а сила Николаева есть результат взаимодействия поляризационных эфирных возмущений.***

С эфиром обычно ассоциируется вопрос о возможности введения абсолютной системы отсчета. Как показано выше, эфир является неоднородной подвижной субстанцией: в нем возможны возмущения: «деформации» и «течения». Следовательно, невозможно связать с ним систему отсчета, единую для всего мирового пространства. Вообще, систему отсчета можно связывать только с вещественным объектом, да и то при возможности моделировать его материальной точкой или абсолютно твердым телом. Основным свойством континуальной полевой формы материи является распространение в ней волновых процессов, что исключает возможность однозначного выбора системы отсчета, связанной с ней. Даже в невозмущенном состоянии эфир колеблется («нулевые колебания»). К тому же состояние эфира, вероятно, существенно меняется вблизи массивных тел, какими являются планеты, звезды, «черные дыры». Одна из самых ранних гипотез предполагает возможность «увлечения» эфира массивными телами. Она использовалась, в частности, для объяснения результатов эксперимента Майкельсона. При таком подходе, очевидно, можно выбрать систему отсчета, в которой, пренебрегая нулевыми колебаниями, можно считать, что эфир не движется. Но такая система отсчета обязательно должна быть привязана к массивному телу (звезда, планета). В этом случае можно говорить о ***«местной инерциальной системе отсчета»***, привязанной к какой-то части условно неподвижного эфира.

На основании высказанных выше соображений, очевидно, можно построить обновленную теорию относительности, в которой с одной стороны сохраняется принцип относительности движения (отсутствие абсолютной инерциальной системы отсчета), а с другой – допускается присутствие эфира. Остается надеяться, что диалектическое объединение теории относительности и эфиродинамики возможно и действительно состоится. Аналогичную точку зрения высказывает Воронков С.С. в монографии «Общая динамика» [78]. В этой работе содержится глубокий анализ фундаментальных физических понятий («масса», «заряд», «поле») и сделан вывод о необходимости построения теории, учитывающей нелинейные свойства эфира.

Термин «Эфиродинамика», введенный Ацюковским В.А. [77], в отличие от статической гипотезы эфира XIX предполагает изучение эволюции этой мировой субстанции. Эфиродинамика, выстроенная на материалистической основе, может открыть верный путь к познанию физической сути природных явлений от микромира до масштабов Вселенной. Обобщенная электродинамика, очевидно, связана только с одной из сторон эфира и не отражает всех его свойств, тем не менее, она может послужить научной платформой для построения общей эфиродинамики.

Физика – наука о взаимодействии материальных объектов. Следовательно, необходимо обсудить еще один принципиальный вопрос: какое положение принять в качестве первичного физического постулата: принцип «действия-противодействия» или закон сохранения энергии в процессах взаимодействия? Может показаться, что в рамках обобщенной теории оба этих положения не совмещаются. Напомним, что мы начали наше исследование с проблемы нарушения закона «действия-противодействия» в электродинамике. В результате ее решения пришли к выводу, что энергия электромеханической системы в результате взаимодействия может изменяться, поскольку, вообще говоря, любая система не является замкнутой. Заметим, что именно закон сохранения энергии, сформулированный для замкнутых систем, считается материалистической основой естествознания. Обобщенная теория требует расширить взгляд на этот закон, поскольку всегда приходится иметь дело с незамкнутыми системами. Существует только одна абсолютно замкнутая материальная система – это вся Вселенная, в пределах которой закон сохранения энергии, безусловно, выполняется.

Любая материальная частица связана с эфиром. Если частица неподвижна относительно местной инерциальной СО, то энергия этой связи постоянна и определяется характеристиками частицы: зарядом, массой и другими. Однако при некоторых условиях энергия связи может меняться. Именно такой случай следует называть актом взаимодействия частицы с эфиром. При рассмотрении одного акта взаимодействия между частицей и эфиром энергия может передаваться в ту или иную сторону, но она не возникает и не теряется. Если рассматривается взаимодействие двух частиц между собой посредством поля, то здесь происходит два акта взаимодействия: 1) взаимодействие первой частицы с эфиром, 2) взаимодействие эфира со второй частицей. При каждом акте происходит передача энергии. В результате могут возникнуть условия, при которых сумма начальных энергий частиц не равна их суммарной энергии после взаимодействия. Но закон сохранения энергии при этом не нарушается, поскольку разность этих энергий (с плюсом или с минусом) передается третьему участнику процесса взаимодействия – эфиру. Конечно, возникает интригующий вопрос: как создать такие условия, чтобы извлекать энергию из эфира? Некоторые соображения по этой проблеме и экспериментальные факты приведены в следующем подразделе.

«Природа хранит во Вселенной бесконечную энергию. Признание существования эфира, а также функций, которые он выполняет – вот один из важнейших результатов современных научных исследований». Эти слова из лекции Н. Теслы [5], прочитанной в колледже Колумбия, Нью-Йорк, в 1891 году, с учетом нового понимания природы и свойств эфира, сегодня так же актуальны, как и более века назад.

25. Соотношения между механическими и электромагнитными характеристиками элементарных частиц

Исследование взаимосвязей и аналогий между механикой и электродинамикой представляется актуальной и перспективной научной задачей. Такой подход позволяет не только расширить и дополнить каждую из этих наук, но и установить новые соотношения между фундаментальными константами, определить физическую суть понятий и постулатов, лежащих в основе естествознания, решить существующие проблемы и объяснить некоторые парадоксы [82].

Весьма перспективной считается идея представить массу электрона как чисто электромагнитный эффект [83]. Однако эту идею до сих пор не удавалось реализовать до конца и получить самосогласованную теорию электромагнитной массы. На наш взгляд причина заключается в неадекватной модели электрона и недостаточно полных представлениях об электромагнитном поле.

Обычно уединенный электрон представляется как находящаяся в пустоте сфера, по поверхности которой распределен заряд [83]. Такая модель требует введения сил, которые удерживают заряды на поверхности частицы. По этой причине используются «напряжения Пуанкаре», которые должны иметь неэлектромагнитную природу. Как заметил Фейнман, в такой модели «красота всей картины тотчас исчезает, все становится слишком сложным» [83]. Иначе, говоря, Фейнман считал чисто электромагнитное объяснение массы самым красивым и естественным, но не смог его обосновать. Очевидно, объяснение массы, как электромагнитного феномена, возможно только на основе полных и адекватных представлений о природе двух взаимосвязанных феноменов: электрического заряда и электромагнитного поля.

Научная дискуссия по поводу структуры электрона остается актуальной много десятилетий [84-88]. Достаточно полный обзор моделей устройства микромира содержится в статье Кирьяко А. Г. [89]. Рассмотрены три гипотезы происхождения массы: электронная теория, механизм Хиггса Стандартной Модели и принцип генерации массы в нелинейной теории элементарных частиц. Показаны достоинства и недостатки каждой из них, а также наличие тесных связей между ними.

Модель Пуанкаре развивается в некоторых современных исследованиях [90-91]. В частности, предлагается рассматривать электрон как множество одинаковых частиц, образующих гравитационно связанную систему и заполняющих некоторый сферический объём [86]. При рассмотрении внутренних взаимодействий учитывается не только электромагнитное, но и гравитационное поле, а также поле ускорений и поле давлений. Считается, что все свойства электрона и связанные с ним феномены можно объяснить исключительно внутренними процессами.

На наш взгляд, модель Пуанкаре и ее модификации обладают принципиальным недостатком. Применительно к элементарной частице невозможно использовать функции распределения заряда и массы. Поэтому нельзя выделять внутренние структурные объекты, обладающие зарядом меньше элементарного. Такую модель невозможно использовать для объяснения природы элементарного электрического заряда и связанного с ним электромагнитного поля.

Однако, у модели Пуанкаре есть приоритетное достоинство: отказ от точечной идеализации и использование определенного радиуса электрона r_e. Заметим, что он должен отличаться от известного классического радиуса электрона $R_e = 2{,}81 \cdot 10^{-15}\,м$, который определяет размер его эффективного электрического поля. Понятно, что в такой модели должно выполняться соотношение: $r_e < R_e$.

Другая модель представляет электрон электромагнитным процессом, происходящим в области с нечеткими границами [90]. При таком подходе нет необходимости вводить в рассмотрение силы неэлектромагнитной природы – в этом его достоинство. За пределами указанной области возникает электрическое поле. Эту модель можно развивать и использовать для изучения процессов, происходящих внутри частицы, с целью объяснения природы элементарного электрического заряда. Трудность использования этой модели заключается в отсутствии четкой границы области, в которой генерируется заряд [90]. Кроме того, остается открытым вопрос об окружающей среде и ее свойствах.

Используем энергетический метод, в основе которого лежит гибридная модель электрона [89]. Будем считать, что его заряд генерируется электромагнитным процессом, локализованным в сфере определенного радиуса r_e. Значение r_e предстоит определить. ***Таким образом, электрон представляется локализованной частицей сферической формы с четкой границей. Частице присущи заряд и масса. За пределами сферической частицы создается собственное электромагнитное поле.***

Вопрос о физической сути электромагнитного поля нами уже затрагивался. Он связан с концептуальными основами естествознания. Материалистическая концепция близкодействия отрицает вакуум как абсолютную пустоту. Пустое пространство, не обладающее ни какими физическими свойствами, не может использоваться при описании физического взаимодействия даже в качестве абстракции. Поэтому физики используют «физический вакуум» – материальную сплошную среду с известными электромагнитными свойствами. Предложенная нами модель электрона предполагает, что он образован процессом, происходящим в этой среде (возможно, тороидальным квантовым вихрем). Таким образом, ***электрон является порождением материальной вакуумной среды, всегда находится в ней и неразрывно с ней связан***. Подобная модель используется, например, в [90].

В рамках такой концепции электромагнитное поле представляется в виде возмущений этой среды: течений, деформаций, волн. Всех свойств этой среды мы не знаем, даже сама ее природа остается неизвестной. Поэтому предлагаемая модель не претендует на полноту, поскольку детально не описывает электромагнитный процесс, происходящий внутри электрона, а, следовательно, и саму природу заряда. Она не может объяснить, например, всех его квантовых свойств и проблему устойчивости. Тем не менее, она позволяет оперировать понятиями «заряд», «масса», «поле», и соотносить эти понятия с определенными материальными объектами. Взаимосвязь этих объектов должна выражаться в виде определенных соотношений между их физическими характеристиками.

Рассмотрим заряженную частицу радиуса r_e, движущуюся прямолинейно и равномерно со скоростью **v.** Для определенности будем считать ее положительной. Поместим наблюдателя в некоторую условно неподвижную точку, с которой свяжем местную инерциальную систему отсчета. Весь заряд q частицы пройдёт мимо наблюдателя за время, равное отношению ее продольного размера к скорости движения:

$$t = \frac{l}{v} \cdot$$

В общем случае линейный размер частицы в выбранной СО определяется с учетом релятивистского сокращения вдоль направления движения:

$$l = l_0 \sqrt{1 - v^2 / c^2} \,. \tag{25.1}$$

где $l_0 = 2r_e$. Но в большинстве случаев при рассмотрении движения заряженных частиц релятивистским эффектом можно пренебречь. Поэтому предлагаемая теория опирается на классические представления о пространстве и времени. В некоторых случаях обсуждаются причины проявления эффектов СТО.

Наблюдатель фиксирует локальный ток:

$$I = \frac{qv}{l} \cdot$$

Току соответствует энергия:

$$W = \frac{LI^2}{2} \cdot \tag{25.2}$$

Кинетическую индуктивность сферической частицы можно с высокой точностью вычислять по формуле, полученной в [82]:

$$L = \frac{\mu_0 l}{4\pi} = \frac{\mu_0 r_e}{2\pi} . \tag{25.3}$$

Заметим, что при моделировании частицы материальной точкой, понятие «кинетическая индуктивность» теряет смысл и исчезает возможность определить ее электромагнитную энергию.

Записав (25.2) с учетом (25.3), получим выражение для энергии локального тока:

$$W = \frac{\mu_0 q^2 v^2}{8\pi l}. \tag{25.4}$$

С другой стороны движущаяся частица массой m имеет кинетическую энергию:

$$K = \frac{mv^2}{2}. \tag{25.5}$$

Изменение каждой из этих энергий представляет собой работу сил, вызывающих разгон (торможение) частицы. По существу, формулы (25.4) и (25.5) выражают одну величину, поэтому их можно приравнять. Отсюда получим выражение, связывающее заряд и массу:

$$m = \frac{\mu_0 q^2}{4\pi l}. \tag{25.6}$$

Пренебрегая релятивистским эффектом, примем $l = l_0 = 2r_e$, и получим значение, которое принято называть «массой покоя» заряженной частицы:

$$m_0 = \frac{\mu_0 q^2}{8\pi r_e}. \tag{25.7}$$

Точно такое же выражение получил Морозов В.Б. [92], рассматривая движение заряженной сферы.

Из (25.6) и (25.7) видно масса частицы, связана с зарядом, но не зависит от знака заряда. В частности, эти формулы можно применить к электрону. С учетом известного значения массы покоя электрона, получим его собственный радиус:

$$r_e = \frac{\mu_0 q^2}{8\pi m_0} = 1,4 \cdot 10^{-15}\, м, \tag{25.8}$$

где $m_0 = 9{,}1 \cdot 10^{-31}\,кг$ – масса покоя электрона, $q = 1{,}6 \cdot 10^{-19}\,Кл$ – элементарный заряд, $\mu_0 = 1{,}256 \cdot 10^{-6}\ Гн/м$ – магнитная постоянная.

Получившийся собственный радиус электрона оказался вдвое меньше, чем его классический радиус $R_e = 2{,}81 \cdot 10^{-15}\,м$. Отметим, что Лоренц, получил почти такое же значение радиуса свободного электрона: $r_0 = 1{,}5 \cdot 10^{-15}\,м$ [88].

Учитывая использованный способ определения массы, ее следует назвать инерционной. Однако встает вопрос о гравитационной (тяжелой) массе и самом явлении гравитации. Этот вопрос, как и проблему эквивалентности инерционной и тяжелой масс, рассмотрим в следующем подразделе.

Обсудим полученный результат и его достоверность. Мы рассмотрели процесс разгона отдельного электрона и приравняли работу разгоняющей силы к кинетической энергии, которую приобретает электрон. При разгоне электрона, конечно, изменяется энергия его взаимодействия с физическим вакуумом и возникает магнитное поле. Встает вопрос об энергии электромагнитного поля: надо ли к кинетической энергии электрона прибавлять еще и энергию его поля? Такой вопрос предполагает гипотетическое разделение процесса движения: сначала рассматривается электрон, движущийся в пустоте, и определяется его кинетическая энергия, а потом вводится в рассмотрение внешняя среда и определяется энергия ее возмущения за счет движения электрона. Такой подход используется, например, при рассмотрении движения тел в вязкой среде. Но дело в том, что известное выражение кинетической энергии получено для движения материальных объектов в реальных условиях, то есть в физическом вакууме, а не в пустоте. Поэтому оно учитывает изменение энергии связи объекта с этой средой. В нашем случае кинетическая энергия электрона и энергия его поля суть одно и то же. ***Формулы механики и электродинамики для энергии выглядят различно, но выражают одну и ту же суть.*** Поэтому эти энергии в нашей задаче не суммируются, а приравниваются.

Здесь необходимо объяснить полученный результат с позиций СТО. Масса частицы, как известно, в СТО зависит от скорости ее движения:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}\cdot \tag{25.9}$$

Величина заряда (в отличие от массы) не зависит от скорости движения частицы. Заряд – релятивистский инвариант [10]. Может показаться, что мы пришли к противоречию, связывая это два понятия. Однако полученное соотношение (25.6) отвечает свойствам и заряда и массы. Релятивистское возрастание массы объясняется сокращением размеров частицы в направлении ее движения в соответствие с (25.1).

Рассмотрим другую элементарную частицу – протон. Известно, что масса протона в 1836 раз больше массы электрона:

$$m_p = 1{,}672 \cdot 10^{-27} кг \cdot$$

При этом его радиус примерно в 3,2 раза меньше классического радиуса электрона. Обычно используется значение:

$$R_p = 0{,}8751 \cdot 10^{-15} м \cdot$$

Наблюдается обратная нелинейная зависимость между массой и размером элементарных частиц. Соответственно, истинный радиус протона, вычисленный по формуле (25.8), значительно меньше радиуса электрона:

$$r_p = \frac{\mu_0}{8\pi} \cdot \frac{q^2}{m_p} = 0{,}761 \cdot 10^{-18} м\ .$$

Вычислим отношение:

$$\frac{R_p}{r_p} = 1150 \cdot$$

Аналогичное отношение для электрона равно 2. Эти соотношения подтверждают изложенный выше взгляд на природу массы: ***чем меньше размер элементарной частицы, тем сильнее она связана с физическим вакуумом, а, следовательно, больше ее масса.***

Встает вопрос о массе нейтральных по отношению к заряду частиц, например, нейтрона. Известно, что при распаде нейтрона образуется две противоположно заряженных частицы, обладающие массой покоя: электрон и протон. Очевидно, при определении массы нейтрона следует дважды воспользоваться формулой (25.7) отдельно для каждой из элементарных частиц, образующих нейтрон, а затем сложить их массы. Возникающий при этом дефект масс, связан с образованием антинейтрино при распаде нейтрона. О массе фотона и нейтрино (антинейтрино) следует сказать отдельно.

Фотон считается электрически нейтральной частицей. Он рассматривается как электромагнитная волна. В обобщенной теории электромагнитная волна имеет четыре характеристики: два вихревых вектора $\mathbf{E}_r, \mathbf{H}$, потенциальный вектор $\mathbf{E}_g$ (или скалярный потенциал ϕ) и скалярную функцию H^*. Все характеристики электромагнитной волны периодически изменяются во времени. Представим закон изменения напряженности СМП синусоидальной функцией. В пределах целой волны можно выделить два участка: на одном из них $\frac{\partial H^*}{\partial t} > 0$, на другом, наоборот, $\frac{\partial H^*}{\partial t} < 0$. Следовательно, в определенный момент времени в пределах одной полуволны распределен положительный заряд смещения, а на другой полуволне – отрицательный. Это позволяет моделировать фотон линейным электромагнитным вибратором, что полностью соответствует представлению о нем, как об электромагнитной структуре. Если просуммировать заряд смещения по всему объему фотона, получим ноль, поэтому заряд фотона в целом практически не обнаруживается. Однако поскольку в нем выделяются две заряженные области, то для каждой из них можно вычислить массу по формуле аналогичной (25.7):

$$m_{1/2}c^2 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q^2}{l_\phi}, \tag{25.10}$$

где l_ϕ – линейный размер заряженной области (диаметр), который предстоит определить. Пока только можно сказать, что $l_\phi < \lambda/2$.

Так как заряженных областей две, то полная энергия фотона:

$$mc^2 = 2m_{1/2}c^2 = \frac{1}{2\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q^2}{l_\phi}. \tag{25.11}$$

Эту формулу можно трактовать, как энергию поляризации физического вакуума. Если представить физический вакуум как сплошную среду, состоящую из виртуальных электронно-позитронных пар, то, можно предположить, что ***фотон представляет собой процесс распространения поляризационных возмущений в этой среде***.

С другой стороны масса фотона определяется соотношением:

$$mc^2 = h\nu, \tag{25.12}$$

где h – постоянная Планка, ν – частота.

В результате можно определить линейный параметр поляризации (размер каждой из двух заряженных областей):

$$l_{ф} = \frac{1}{2\pi\varepsilon_0}\frac{q}{h\nu}. \tag{25.13}$$

Здесь q – элементарный заряд.

Например, при частоте $\nu = 700 ТГц$ ($\lambda = 4,28\cdot 10^{-7}\,м$) поляризационный параметр составляет $l_{ф} = 9,93\cdot 10^{-8}\,м$, то есть равен примерно четверти длины волны:

$$l_{ф} = \frac{\lambda}{4}. \tag{25.14}$$

Возможно, это соотношение справедливо для всех других частиц с нулевой массой покоя, в частности для нейтрино. Тогда масса такой частицы однозначно определяется соответствующей длиной волны (или частотой) в соответствие с (25.11).

26. Инерция и гравитация

Рассмотрим случай ускоренного движения заряженной частицы, модель которой предложена в предыдущем подразделе. Локальный ток уже не будет постоянным, следовательно, его производная по времени отлична от нуля:

$$\dot{I} = \frac{\partial I}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{qv}{2r_e}\right) = \frac{q}{2r_e}a, \tag{26.1}$$

где $a = \dfrac{\partial v}{\partial t}$ – ускорение частицы.

Согласно закону электромагнитной индукции, такой ток вызывает ЭДС самоиндукции, которая препятствует изменению порождающего ее тока:

$$U = -L\dot{I}\ .$$

С учетом (25.3), можно записать:

$$U = -\frac{\mu_0 r_e}{2\pi}\cdot\frac{q}{2r_e}a = -\frac{\mu_0 q}{4\pi}a\ . \qquad (26.2)$$

При перемещении заряда совершается работа:

$$Uq = -\frac{\mu_0 q^2}{4\pi}a\ . \qquad (26.3)$$

При положительном ускорении эта работа имеет отрицательный знак, наоборот, при торможении частицы совершается положительная работа. Определим силу, совершающую эту работу на перемещении $2r_e$:

$$F = \frac{Uq}{2r_e} = -\frac{\mu_0 q^2}{4\pi}\cdot\frac{1}{2r_e}a = -ma\ . \qquad (26.4)$$

Сила (26.4) направлена противоположно ускорению независимо от знака заряда, следовательно, это – сила инерции. Таким образом, ***происхождение силы инерции объясняется электродинамическим процессом***.

Известно, что силы возникают в результате взаимодействия материальных объектов. Силы инерции не должны быть исключением. Одним из участников взаимодействия выступает заряженная частица. Возникает вопрос о втором объекте взаимодействия. Используемая нами модель предполагает, что частица движется не в абсолютной пустоте, а в материальной среде с физическими свойствами. Подобная концепция в различных вариациях давно используется в физике [93]. Получается, что ***силы инерции возникают в результате взаимодействия тел с эфирной средой.*** В рамках такой научной концепции силы инерции перестают быть «особым» классом сил, для которых не применим закон «действия-противодействия».

Из (26.4) следует, что инерция проявляется только при ускоренном движении заряженной частицы относительно физического вакуума, иначе говоря, относительно местной инерциальной СО. При равномерном и прямолинейном движении частицы относительно физического вакуума инерция не проявляется. Это соответствует закону инерции Ньютона.

Как известно, основная идея теории тяготения Эйнштейна заключается в том, что все природные процессы совершаются в пространстве и времени, которые соответствуют не геометрии Евклида, а геометрии Римана. Пространство считается абсолютно пустым, но его свойства неразрывно связаны с распределением тяготеющих масс и их движением. Отклонения геометрических свойств пространства от евклидовых обусловлены наличием тяготеющих масс, то есть массы определяют свойства пространства и времени, а эти свойства влияют на движение масс. Такой сугубо математический подход позволил получить адекватный результат, составляющий основу ОТО. Из концепции физического вакуума вытекает идея о построении физически содержательной теории гравитации. Ее результаты, конечно, должны совпадать с известными результатами ОТО, но в иной трактовке: без использования представлений о пустом искривленном пространстве.

Из закона всемирного тяготения не трудно получить выражение для ускорения свободного падения на поверхности Земли:

$$g = \frac{GM}{R^2}, \tag{26.5}$$

а также для первой и второй космических скоростей:

$$v_1 = \sqrt{\frac{GM}{R}}; \qquad v_2 = \sqrt{2\frac{GM}{R}}. \tag{26.6}$$

Здесь $G = 6{,}67408 \cdot 10^{-11}\, м^3 с^{-2} кг^{-1}$ – гравитационная постоянная, $M = 5{,}9 \cdot 10^{24}\, кг$ и $R = 6{,}37 \cdot 10^6\, м$ – масса и радиус Земли соответственно.

Для описания гравитационного поля в классической механике обычно используется гравитационный потенциал. Он имеет размерность квадрата скорости и его трактуют как отношение потенциальной энергии материальной точки, находящейся на расстоянии *r* от гравитирующего центра, к массе этой точки:

$$\Phi(r) = -\frac{GM}{r}. \tag{26.7}$$

На поверхности Земли гравитационный потенциал выражается через первую и вторую космические скорости:

$$\Phi(R) = -\frac{GM}{R} = -\frac{v_2^2}{2} = -v_1^2.$$

Заметим, что скалярные потенциалы определяются с точностью до произвольной константы. Поэтому полный гравитационный потенциал следует записывать в виде:

$$\Phi(r) = -\frac{GM}{r} - C, \tag{26.8}$$

где C – константа. Выбор конкретного значения константы называется калибровкой. Обычно считают, что $C = 0$, то есть полагают, что в бесконечности гравитационный потенциал обнуляется. Это справедливо, если считать гравитирующее тело уединенным. Однако все реальные космические объекты взаимодействуют между собой и входят в состав Вселенной. Такое представление требует использования другой калибровки.

Вычислим первую космическую скорость для всей Вселенной, считая ее шаровым образованием:

$$v_{1U} = \sqrt{\frac{GM_U}{R_U}}, \tag{26.9}$$

где M_U, R_U – масса и радиус Вселенной соответственно.

По сегодняшним представлениям возраст Вселенной составляет 13.8 млрд. лет. В таком случае её радиус не должен превышать 13.8

млрд. световых лет, т.е. $1.3047 \cdot 10^{26}$ *м*. Масса Вселенной сегодня оценивается в пределах от $6 \cdot 10^{52}$ до 8,84 10^{52} *кг* [94]. Приняв верхнюю оценку значения массы из (25.9), получим

$$v_{1U} = \sqrt{\frac{GM_U}{R_U}} = 2{,}12 \cdot 10^8 \, м/с \cdot$$

Учитывая не высокую точность наших оценок массы и размеров Вселенной, получено значение, достаточно близкое к скорости света. Получается, что ***известная нам скорость света соответствует первой вселенской космической скорости***:

$$c_\infty = v_{1U} = \sqrt{\frac{GM_U}{R_U}} = 299\,792\,458 \, м\,/\,с \cdot$$

Заметим, что применять вторую космическую скорость ко всей Вселенной мы не можем, поскольку не имеем представления об условиях движения тел за ее пределами. В предлагаемой теории постулат о предельном значении скорости света в масштабах Вселенной не нарушается.

На границе Вселенной примем значение гравитационного потенциала:

$$\varPhi\left(R_U\right) = -c_\infty^2 = -9 \cdot 10^{16} \, м^2/с^2 \, .$$

Его и следует использовать в качестве калибровочного условия. Полный гравитационный потенциал любого массивного объекта в такой калибровке имеет вид:

$$\varPhi(r) = -\frac{GM}{r} - c_\infty^2 \, . \qquad (26.10)$$

Под *M* здесь подразумевается масса, заключенная в шаровом объеме радиуса *r*. Модуль полного гравитационного потенциала на поверхности Земли, например, равен сумме квадратов первой космической скорости Вселенной и первой космической скорости Земли:

$$\varPhi(R) = -\frac{GM}{R} - c_\infty^2 = -\left(v_1^2 + c_\infty^2\right). \qquad (26.11)$$

Исходя из соображений размерности, предположим, что диэлектрическая проницаемость мировой среды (физического вакуума) вблизи гравитирующих тел изменяется по закону:

$$\varepsilon_0\left(r\right) = -\frac{\xi}{\Phi\left(r\right)} . \qquad (25.12)$$

Коэффициент ξ подлежит определению. В СГС он является безразмерным, а в СИ имеет размерность *м/Гн.* Знак «–» необходим, поскольку гравитационный потенциал Φ является отрицательным.

Поскольку диэлектрическая проницаемость мировой среды связана со значением скорости света, то из принятой гипотезы следует, что скорость света изменяется с расстоянием от центра гравитирующей Вселенной. Из ОТО вытекает такой же результат [93]. Однако известные астрономические данные не выявляют существенной разницы между скоростью света c_∞ в удалённых участках Вселенной и c_R вблизи Земли [94]. Попытаемся определить расхождение между c_∞ и c_R в рамках принятой гипотезы. Из (26.11) следует, что различие между ними равно первой земной космической скорости:

$$c_\infty^2 - c_R^2 = v_1^2 = \left(7,9 \cdot 10^3\right)^2 м^2 / c^2 .$$

Из (26.12) с учетом (26.10) получим закон изменения диэлектрической проницаемости вакуума в зависимости от расстояния до гравитирующего центра *r*:

$$\varepsilon_0\left(r\right) = \frac{\xi r}{c^2 r + GM} . \qquad (26.13)$$

Строго говоря, скорость света следует рассматривать как функцию $c = c(r)$. Если принять, что на границе Вселенной $r \to \infty$, то получим:

$$\varepsilon_0\left(\infty\right) = \frac{\xi}{c_\infty^2} . \qquad (26.14)$$

Здесь опущен член с производной dc/dr, поскольку, как показано выше, градиент скорости света мал.

Поскольку

$$c_\infty^2 = \frac{1}{\mu_0 \varepsilon_0(\infty)}, \tag{26.15}$$

то из (26.14) и (26.15) получаем, что

$$\xi = \frac{1}{\mu_0}. \tag{26.16}$$

При этом (26.13) примет вид:

$$\varepsilon_0(r) = \frac{r}{\mu_0\left(c^2 r + GM\right)}, \tag{26.17}$$

На поверхности Земли:

$$\varepsilon_0(R) = \frac{R}{\mu_0\left(c_R^2 R + GM\right)}. \tag{26.18}$$

Определим разницу между значениями диэлектрической проницаемости у границ Вселенной и нашей «земной»:

$$\varepsilon_\infty - \varepsilon_R = \frac{1}{\mu_0 c_\infty^2} - \frac{R}{\mu_0\left(c_R^2 R + GM\right)} \approx 1{,}23 \cdot 10^{-20} \,\Phi / м.$$

Относительное изменение диэлектрической проницаемости вакуума (её уменьшение) вблизи Земли составляет:

$$\frac{\varepsilon_\infty - \varepsilon_R}{\varepsilon_R} = 1{,}3 \cdot 10^{-9}.$$

Определить экспериментально различие значений ε_∞ и ε_R очень не просто. То есть диэлектрическая проницаемость вакуумной среды – практически постоянна в рамках достижимой на сегодня точности измерений. Но, тем не менее, она хотя и очень слабо, но зависит от тяготения и имеет ненулевой градиент вблизи массивных тел. Это открывает возможность рассматривать ***гравитационные волны как процесс распространения возмущений диэлектрической проницаемости в эфирной среде.***

Полученные выше результаты позволяют построить ***электростатическую теорию гравитации.*** Вычислим градиент функции (26.17):

$$\nabla\varepsilon_0(r) = \frac{\partial\varepsilon_0(r)}{\partial r} = \frac{GM}{\mu_0\left(c^2 r + GM\right)^2}, \qquad (26.19)$$

В (26.19), как и в (26.14), член, содержащий производную dc/dr, опущен. На поверхности Земли имеем значение:

$$\nabla\varepsilon_0(R) = \frac{GM}{\mu_0\left(c^2 R + GM\right)^2} = 0,96\cdot 10^{-27}\,\Phi/\text{м}^2. \qquad (26.20)$$

Определим электростатическую силу, действующую на электрон в вакуумной среде, которую считаем анизотропным диэлектриком. Известно, что анизотропная диэлектрическая среда, помещенная в электростатическое поле, испытывает действие пондеромоторной силы [7], объемная плотность которой определяется по формуле

$$\mathbf{f} = -\frac{1}{2}E^2\nabla\varepsilon. \qquad (26.20)$$

Формула (26.20), строго говоря, применяется только в случаях линейной зависимости диэлектрической проницаемости от плотности диэлектрика [7]. Это условие выполняется, например, в газах. Будем считать, что анизотропию вакуумной среды, по крайней мере, в первом приближении можно аппроксимировать линейной функцией. Именно такой случай рассмотрен ниже.

В нашем случае заряд находится в неограниченной анизотропной диэлектрической среде. Очевидно, что сила, с которой заряд воздействует на эту среду, по модулю равна силе, действующей на заряд со стороны среды. Знаки этих сил взаимно противоположны. В результате интегрирования (26.20) по объему вычислим силу, действующую на заряженную частицу:

$$\mathbf{F} = \frac{1}{2}\int_{\tau_0}^{\infty} E^2 \nabla \varepsilon d\tau, \tag{26.26}$$

где τ_0 – объем частицы.

Формулу (26.26) нельзя применять для точечной частицы. Воспользуемся предложенной выше моделью электрона в виде частицы сферической формы с четкой границей. Считается, что электрон находится в вакуумной среде, и неразрывно с ней связан. С центром электрона свяжем систему отсчета и начала двух координатных систем: прямоугольной декартовой и сферической. Связь между декартовыми и сферическими координатами устанавливается соотношениями:

$$\begin{cases} x = r \cdot \cos\varphi \cdot \sin\theta; \\ y = r \cdot \sin\varphi \cdot \sin\theta; \\ z = r \cdot \cos\theta. \end{cases}$$

В выбранной системе отсчета электрическое поле частицы является сферически симметричным:

$$E = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r^2}. \tag{26.26}$$

Диэлектрическую проницаемость анизотропной среды представим в виде линейной функции:

$$\varepsilon_0 = \varepsilon_0^{(0)}(1+\chi z) = \varepsilon_0^{(0)}(1+\chi r\cos\theta), \tag{26.27}$$

где χ – некоторый постоянный параметр, характеризующий неоднородность диэлектрической проницаемости мировой среды, окружающей частицу. В центре частицы диэлектрическая проницаемость равна $\varepsilon_0^{(0)}$, а градиент функции $\varepsilon(z)$ направлен по оси z и по модулю равен:

$$\nabla_z \varepsilon(z) = \chi\varepsilon_0^{(0)}. \tag{26.28}$$

Подставив (26.26) и (26.28) в (26.26), вычислим модуль силы, действующей на заряд в направлении градиента диэлектрической проницаемости среды:

$$F=\frac{q^2\chi}{32\pi^2\varepsilon_0^{(0)}}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\int_{r_0}^{\infty}\frac{\sin\theta d\varphi d\theta dr}{\left(1+\chi r\cos\theta\right)^2 r^2}=\frac{q^2\chi}{8\pi\varepsilon_0^{(0)}r_0}. \quad (26.28)$$

Из (26.28) с учетом (26.20) находим значение параметра χ вблизи поверхности Земли:

$$\chi=\frac{\nabla\varepsilon_0\left(R\right)}{\varepsilon_0^{(0)}}=1,09\cdot10^{-16}\,м^{-1}. \quad (26.29)$$

Модель электрона, предложенная выше, позволила выявить сугубо электромагнитную природу инерционной массы и установить ее связь с его зарядом (25.7). Используя это соотношение, определим силу (26.28) вблизи Земли:

$$F=\frac{q^2\chi}{8\pi\varepsilon_0^{(0)}r_0}=\frac{m_0\chi}{\varepsilon_0^{(0)}\mu_0}=\chi c_R^2 m_0. \quad (26.30)$$

Вычислив коэффициент при m_0 с учетом значения параметра χ, получим земное ускорение свободного падения:

$$\chi c_R^2=g=9{,}81 м/c^2. \quad (26.31)$$

Следовательно

$$F=\frac{q^2\chi}{8\pi\varepsilon_0 r_0}=m_0 g. \quad (26.32)$$

Получено точное значение силы тяжести электрона на поверхности Земли. При этом использована инерционная масса электрона (25.7). Следовательно, ***предложенная теория отождествляет инертную и гравитационную массы***.

Причина инерции заключается во взаимодействии заряда с потоком вакуумной диэлектрической среды при их относительном ускоренном движении. Аналогично объясняется и происхождение гравитации. Массивное гравитирующее тело взаимодействует с окружающей его вакуумной средой. В результате возникают радиальные течения вакуумной среды с ускорением, направленным к гравитирующему центру. Любое тело, находящееся на поверхности планеты, оказывается в ускоренном потоке вакуумной среды. Гравитационная сила возникает за счет взаимодействия элементарных заряженных частиц с диэлектрической вакуумной средой.

Опираясь на полученные результаты, логично заключить что ***гравитация - это электростатическое явление, отражающее пондеромотороное взаимодействие мировой электромагнитной среды с веществом.*** Результаты, вытекающие из этой теории, совпадают с результатами ОТО. Различие заключается лишь в толковании причин гравитации. В основе предложенной теории лежит физический механизм взаимодействия двух материальных объектов: элементарной заряженной частицы и физического вакуума.

Ускоренное движение диэлектрической вакуумной среды в выбранной системе отсчета эквивалентно появлению градиента диэлектрической проницаемости этой среды, что приводит к возникновению пондеромоторных сил, действующих на заряды конечного размера. Этот механизм действует одинаково и в случае инерции, и в случае тяготения.

Поскольку физический вакуум представляется сплошной средой, в которой происходят «течения» и «деформации», то, понятно, что связать с ним единую систему отсчета, и принять ее в качестве абсолютной, невозможно. Но всегда можно ввести и использовать условно неподвижную «местную» систему отсчета, в которой достаточно большой объем физического вакуума остается практически неподвижным хотя бы в одном из направлений. Состояние местной вакуумной среды зависит от наличия гравитирующих тел. Кроме того, оно различным образом описывается в разных системах отсчета. По этой причине, скорость распространения света зависит от выбора системы отсчета и меняется вблизи гравитирующих тел. Время между событиями, совершающимися в мировой среде, зависит от местной скорости света. Следовательно, темп хода часов зависит от выбора системы отсчета и наличия гравитирующих тел. В ОТО различие состояний физического вакуума в различных системах отсчета трактуется сугубо математически: как искажение пространственно-временного континуума.

Развитие физически содержательной теории гравитации позволит адекватно описать и объяснить природные феномены и найти их практические приложения.

27. «Проблема 4/3»

Рассмотрим уединенную частицу заряда q, движущуюся прямолинейно и равномерно со скоростью $\mathbf{v}$ по отношению к выбранной местной инерциальной системе отсчета. Электрическое поле движущего заряда в отличие от случая неподвижного заряда является нестационарным в любой точке пространства, то есть $\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \neq 0$. Следовательно, возникают токи смещения и уравнение (11.1) в отрыве от источника поля записывается в виде:

$$\nabla \times \mathbf{H} + \nabla H^{*} = \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \qquad (27.1)$$

Представим электрическое поле движущегося заряда в виде суперпозиции вихревого и потенциального процессов. При этом уравнение (27.1) можно записать отдельно для каждого процесса:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}_r}{\partial t}; \qquad (27.2)$$

$$\nabla H^{*} = \varepsilon' \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}_g}{\partial t}. \qquad (27.3)$$

Поскольку впереди движущегося положительного заряда $\frac{\partial \mathbf{E}_g}{\partial t} > 0$, а позади $\frac{\partial \mathbf{E}_g}{\partial t} < 0$, то градиент СМП совпадает с направлением движения: $\nabla H^{*} > 0$. Впереди движущейся положительно заряженной частицы создается положительное СМП, а позади – отрицательное.

Распределение магнитного поля подвижной частицы представлено на рис.17.

Обратим внимание на нестационарный характер СМП в условно неподвижной системе отсчета K_0. Производная по времени $\partial B^* / \partial t$ имеет размерность плотности заряда. В соответствие с законом безвихревой электромагнитной индукции: ***нестационарное СМП порождает потенциальное электрическое поле.*** Иными словами, в точке, где имеется нестационарное СМП, возникает заряд смещения (квазизаряд). Получается, что движущаяся заряженная частица приобретает дополнительно ***свойства электрического диполя***: перед ней (по ходу ее движения) возникает положительный квазизаряд, а сзади – отрицательный. Этот же результат был получен в подразделе 4 с учетом запаздывания при распространении электрического поля движущейся частицы.

Известно, что энергия связи между зарядами диполя является отрицательной, следовательно, ***энергии СМП следует приписать отрицательный знак.***

Как установлено в подразделе 4, электрическое поле движущегося заряда в системе отсчета *K* имеет сложную конфигурацию. Оно представляет собой суперпозицию эллипсоидального поля Хэвисайда и поля присоединенного электрического диполя. Если при рассмотрении взаимодействия подвижных зарядов оперировать электрическими полями такой сложной конфигурации, то математические выражения будут громоздкими. Поэтому эту задачу обычно структурируют: рассматривают суперпозицию сферически симметричного (кулоновского) электрического поля и дополнительного электрического поля, не обладающего сферической симметрией. Эта последняя компонента электрического поля и называется магнитным полем. Она, как известно, зависит от выбора системы отчета.

Рассмотрим движущийся электрон в сопровождающей системе отсчета K_0. В этой СО он считается неподвижным, а вакуумная среда обтекает его с постоянной скоростью. При этом электрон испытывает воздействие «эфирного ветра». Поэтому его электрическое поле деформируется и возникает магнитное поле. Чтобы его детектировать, нужен еще один пробный заряд. Расположим и его неподвижно относительно электрона в K_0. Пробный заряд тоже испытывает действие «эфирного ветра», и у него возникнет магнитное поле.

Суммарный результат электрического и магнитного взаимодействий электрона и пробного заряда будет выражаться обычной кулоновской силой. Подобный случай был рассмотрен в подразделе 4, когда два заряда расположены на движущейся тележке. Следовательно, в этом эксперименте не удается детектировать магнитное поле, несмотря на то, что заряды находятся в потоке вакуумной среды.

Изменим условия эксперимента. Пусть электрон по-прежнему покоится в сопровождающей системе отсчета K_0. А пробный заряд расположен неподвижно в системе отсчета K, связанной с местным потоком физического вакуума. Такую систему отсчета принято называть инерциальной. Если K_0 движется относительно K поступательно и равномерно, то она тоже является инерциальной. Пробный заряд не испытывает действия «эфирного ветра», его электрическое поле не деформируется. Его электрическое поле является сферически симметричным (кулоновским), а электрическое поле электрона деформировано «эфирным ветром». Сила взаимодействия этих зарядов отличается от кулоновской. Следовательно, в этом эксперименте можно определить энергию взаимодействия электрона с физическим вакуумом. Это и есть энергия магнитного поля. Из приведенных мысленных экспериментов становится понятно, что магнитное поле обнаруживается только при условии относительного движения основного и пробного зарядов. При этом оба заряда мы связали с инерциальными системами отсчета.

Таким образом, ***сам феномен магнитного поля доказывает существование физического вакуума.*** Если представить заряженную частицу, движущуюся в абсолютной пустоте, то невозможно указать физически содержательный фактор, приводящий к описанному выше искажению ее электрического поля.

Определим энергию магнитного поля движущейся заряженной частицы, используя формулы (4.3) и (4.4). Если частица движется вдоль оси Ox, то ее вихревое магнитное поле в сферических координатах представляется функцией:

$$B(r,\varphi,\theta,t)=\frac{\mu_0 qv}{4\pi r^2}\sqrt{\sin^2\theta\sin^2\varphi+\cos^2\theta}\,. \qquad (27.4)$$

Распределение СМП происходит по закону:

$$B^*\left(r,\varphi,\theta,t\right)=\frac{\mu_0 q}{4\pi}\frac{v}{r^2}\sin\theta\cos\varphi \ . \qquad (27.5)$$

Здесь $r=r(t)$ – расстояние от центра подвижной частицы до точки пространства, в которой определяется поле. Углы θ и φ – тоже функции времени. Поэтому магнитное поле отдельной подвижной заряженной частицы всегда является нестационарным.

Используя (27.4), запишем выражение для распределения плотности энергии векторного (вихревого) магнитного поля подвижного электрона:

$$w_B=\frac{B^2}{2\mu_0}=\frac{\mu_0}{2}\left(\frac{qv}{4\pi}\right)^2\cdot\frac{\left(\sin^2\theta\sin^2\varphi+\cos^2\theta\right)}{r^4}\,. \qquad (27.6)$$

Принимая пределы интегрирования в радиальном направлении от r_e до ∞, определим энергию векторного магнитного поля электрона:

$$W_B=\frac{\mu_0 q^2 v^2}{32\pi^2}\int_0^{\pi}\left(\sin^2\theta\sin^2\varphi+\cos^2\theta\right)d\theta\int_0^{2\pi}d\varphi\int_{r_e}^{\infty}\frac{1}{r^2}dr=\frac{\mu_0 q^2 v^2}{12\pi r_e}. \quad (27.7)$$

Используя выражение (25.7) для массы электрона при $l=2r_e$, получим:

$$W_B=\frac{\mu_0 q^2 v^2}{12\pi r_e}=\frac{4}{3}\frac{mv^2}{2}=\frac{4}{3}K\ . \qquad (27.8)$$

Этот парадоксальный результат более ста лет известен под названием «проблема 4/3» [13]. Энергия вихревого магнитного поля превышает кинетическую энергию частицы.

Вычислим энергию скалярного магнитного поля электрона, используя (27.5). Как показано выше, эта энергия является отрицательной:

$$W_{B^*}=-\int_V\frac{B^{*2}}{2\mu_0}dV=-\frac{\mu_0 q^2 v^2}{32\pi^2}\int_0^{\pi}d\theta\int_0^{2\pi}d\varphi\int_{r_e}^{\infty}\left(\frac{\sin\theta\cos\varphi}{r^2}\right)^2 r^2\sin\theta dr\,.$$

С учетом (25.7) получим значение:

$$W_{B^*} = -\frac{\mu_0 q^2 v^2}{48\pi r_e} = -\frac{1}{3}\frac{mv^2}{2} = -\frac{1}{3}K\ . \qquad (27.9)$$

В результате сложения (27.8) и (27.9) находим энергию обобщенного магнитного поля, которая в точности равна кинетической энергии частицы:

$$W_{B+B^*} = \frac{4}{3}K - \frac{1}{3}K = K.$$

Вывод: ***проблема 4/3 решается при определении массы как сугубо электромагнитного феномена с учетом вихревой и потенциальной компонент магнитного поля.***

Аналогичный результат получен в статье [105] без использования понятия СМП, но с учетом асимметрии магнитного поля движущейся частицы.

Рассмотри эту проблему, не используя характеристики напряженности магнитного поля $\mathbf{B}$ и B^*. Пусть частица заряда q и радиуса r_e разгоняется в системе отсчета *К*, связанной с местной вакуумной средой. Ограничимся случаем, когда конечная скорость существенно меньше скорости света. Взаимодействие движущейся частицы со средой определяется векторным потенциалом:

$$\mathbf{A}(t) = \frac{\mu_0 q}{4\pi r_e}\mathbf{v}(t). \qquad (27.10)$$

Здесь используется расстояние r_e, так как воздействие среды на частицу происходит на ее сферической поверхности. Считаем, что сферическая частица движется поступательно, поэтому при описании ее движения можно использовать дифференциальное уравнение динамики точки. При разгоне во внешней среде частица испытывает внешнее тормозящее воздействие (силу инерции):

$$\mathbf{F} = -q\frac{d\mathbf{A}}{dt}. \qquad (27.11)$$

Сила, разгоняющая частицу, имеет такой же модуль, но противоположный знак:

$$\mathbf{F} = q\frac{d\mathbf{A}}{dt}. \tag{27.12}$$

В случае торможения частицы $d\mathbf{A}/dt < 0$, поэтому знаки сил в уравнениях (27.11) и (27.12) изменятся на противоположные.

Представим (27.12) в форме теоремы об изменении количества движения точки:

$$\mathbf{F}dt = qd\mathbf{A}.$$

Правая часть представляет собой дифференциал количества движения точки:

$$d\mathbf{Q} = qd\mathbf{A},$$

где $\mathbf{Q} = m_0\mathbf{v}$ – количество движения точки.

С учетом (27.10), запишем

$$d\mathbf{Q} = \frac{\mu_0 q^2}{4\pi r_e}d\mathbf{v}.$$

Помножив скалярно обе части этого уравнения на $\mathbf{v}/2$, получим слева дифференциал кинетической энергии:

$$dK = \frac{\mu_0 q^2}{4\pi r_e}\frac{\mathbf{v}}{2}\cdot d\mathbf{v}.$$

В результате интегрирования с учетом (25.7) приходим к выражению:

$$K = \frac{\mu_0 q^2}{8\pi r_e}\frac{v^2}{2} = \frac{m_0 v^2}{2}.$$

Как видно, при таком подходе не возникает проблем с энергетическим соотношением, так как вектор **A** полностью учитывает взаимодействие подвижной заряженной частицы с вакуумной средой.

Элементарные частицы и связанные с ними поля невозможно наблюдать визуально, поэтому проблема моделирования частиц и полей приобретает концептуальное значение. Эволюция наших представлений о микромире напрямую связана с развитием этих моделей и оценкой их адекватности на каждом этапе познания. Поэтому научная дискуссия по этой проблематике всегда актуальна.

Одна из возможных концепций, истоки которой связаны с именами Ньютона, Фарадея и Максвелла, обоснована и развита в данной работе. Она создает единую научную платформу для механики и электродинамики. Можно сказать: ***механика является макроскопическим обобщением электродинамики физического вакуума.*** Этот тезис позволяет сформировать адекватную модель электрона и логически обосновать следующие результаты:

1. Масса электрона имеет сугубо электромагнитную природу.
2. Инерция и гравитация возникают за счет взаимодействия заряженной частицы с вакуумной средой при их относительном ускоренном движении.
3. Магнитное поле возникает при движении заряженной частицы относительно вакуумной среды. Энергия магнитного поля уединенной заряженной частицы соответствует ее кинетической энергии.

Дальнейшее развитие связей и аналогий между механикой и электродинамикой на основе адекватных моделей микромира позволит естествознанию выйти на качественно новый уровень развития.

28. Эффект Ааронова-Бома

В научной литературе с середины XX века интенсивно обсуждается проблема, связанная с эффектом Ааронова – Бома (Aharonov-Bohm) [95-101]. Высказывается идея, что магнитное поле (имеется в виду его векторная составляющая), недоступное для частицы, влияет на ее состояние. При этом делается вывод, что векторный потенциал $\mathbf{A}$ (в классическом его понимании) напрямую воздействует на движущуюся частицу. Однако остается непонятно, какой же материальный объект воздействует на частицу? Эксперименты по наблюдению эффекта Ааронова - Бома неоднократно проводились, начиная с 60-х годов XX века, вначале с использованием тонкого длинного соленоида, затем с применением тороидальных соленоидов [96-97]. Все они подтвердили, что вблизи электродинамической системы в области, где практически исключается присутствие векторного магнитного поля, движущаяся частица изменяет состояние своего движения. Продолжаются попытки произвести эксперименты, полностью обеспечивающие основное требование: сконцентрировать векторное магнитное поле в некоторой ограниченной области и обеспечить его абсолютное отсутствие в остальном пространстве. Однако до сих пор нет однозначного вывода о природе этого явления, так как, не указан материальный объект, воздействующий на частицу.

Современная квантовая теория формально объясняет эффект тем, что уравнение Шредингера для волновой функции заряженной частицы во внешнем электромагнитном поле содержит потенциал $\mathbf{A}$ этого поля. Величина потенциала определяет фазу волновой функции и приводит к возникновению интерференции даже без прямого воздействия магнитного поля на частицу [13, 97-98]. Еще раз подчеркнем, что это формальный подход, он не позволяет понять природу явления.

Лошак Ж. в статье [98] высказывает осторожное замечание: «…влияние бесполевого магнитного потенциала на электронные волны, является шокирующим для тех, кто был убежден в течение столетия, что электромагнитные потенциалы – только математические промежуточные объекты».

Обратимся непосредственно к классической схеме эксперимента Ааронова-Бома (рис. 110*а*). Имеется экран с двумя щелями. Поскольку электроны имеют очень малую длину волны, необходимым условием их интерференции является очень близкое расположение щелей. За экраном располагается длинный соленоид малого диаметра. Иногда вместо соленоида используют железные нити с осевой намагниченностью [13].

Когда по соленоиду пропускается постоянный электрический ток (или железная нить намагничена) происходит смещение интерференционного максимума. Это происходит вследствие изменения разности фаз интерферирующих частиц. Очевидно, воздействие поля вектора $\mathbf{A}$ различным образом сказывается на характеристиках (импульс, энергия) движения электронов, проходящих через щели C и D.

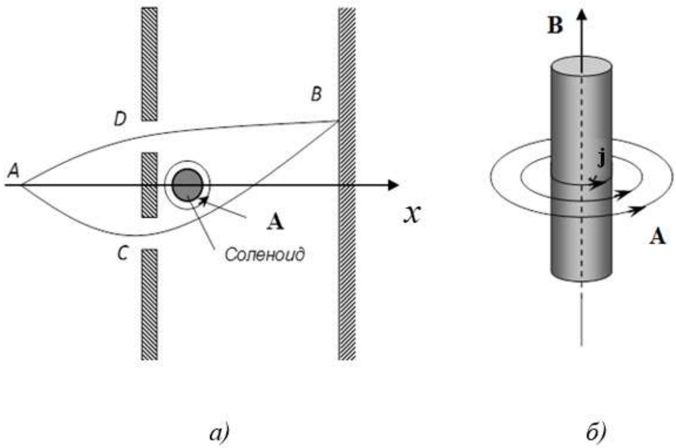


Рис. 110 *Эксперимент Ааронова-Бома с соленоидом*

В классическом опыте Ааронова-Бома с соленоидом электродинамический потенциал **A** в лабораторной системе отсчета не имеет потенциальной компоненты: $\mathbf{A} = \mathbf{A}_r$. Линии вектора **A** образуют замкнутые концентрические окружности, охватывающие тороид (рис. 110*б*).

По мере приближения частиц к соленоиду или к намагниченной нити интенсивность поля вектора **A** возрастает, а затем по мере удаления – уменьшается. Выясним, как это отражается на фазах волн, связанных с движущимися частицами.

Если свободная заряженная микрочастица движется вдоль оси *x*, то связанная с ней волна определяется функцией:

$$x(\mathbf{r},t) = a\cos\left[\left(\omega t - \mathbf{k}\cdot\mathbf{r}\right) + \delta\right], \qquad (28.1)$$

где *a* – амплитуда волны, ω – круговая частота, δ – начальная фаза, **k** – волновой вектор.

Круговая частота и волновой вектор связаны с полной энергией частицы E и импульсом **p** соотношениями:

$$\omega = \frac{E}{\hbar}, \qquad \mathbf{k} = \frac{\mathbf{p}}{\hbar}, \qquad (28.2)$$

где $\hbar = 1{,}054\ 571\ 800(13) \times 10^{-34}$ *Дж·с* – постоянна Планка. Поэтому волновую функцию можно представить в виде:

$$\Psi(\mathbf{r},t) = \Psi_0 \exp\left[\frac{i}{\hbar}(Et - \mathbf{p}\cdot\mathbf{r})\right]. \qquad (28.3)$$

Полная энергия свободной частицы и импульс ее поступательного движения являются взаимозависимыми:

$$E = \frac{p^2}{2m}. \qquad (28.4)$$

Таким образом, фаза волновой функции полностью определяется импульсом частицы $\mathbf{p}$.

В квантовой механике вводится понятие обобщенного импульса, который определяется по формуле де Бройля [13, 98]:

$$\tilde{\mathbf{p}} = m\mathbf{v} + q\mathbf{A}\ . \qquad (28.5)$$

Эта формула считается одним из самых надежных результатов квантовой механики. Однако, поскольку в обычной электродинамике к вектору $\mathbf{A}$ применяется градиентное преобразование (подраздел 14), получается, что обобщенный импульс частицы $\tilde{\mathbf{p}}$ не является калибровочно-инвариантным. Следовательно, как заметил де Бройль «…электронные интерференции не являются калибровочно-инвариантными» [98]. То есть интерференционная картина при одинаковых условиях эксперимента может оказаться различной? Этот вопрос существенно осложняет понимание сути явления.

В обобщенной электродинамике подобный вопрос не возникает. Как показано в подразделе 14, калибровочная инвариантность при обобщенном подходе не применяется, поскольку электродинамический потенциал определяется однозначно в каждой выбранной системе отсчета. Формуле де Бройля (28.5) можно дать физическое толкование, в основе которого лежит взаимодействие движущегося электрона с физическим эфиром, находящимся в «активном» состоянии. Как уже неоднократно отмечалось в ходе нашего исследования, состояние физического эфира характеризуется 4-вектором $(\mathbf{A}, \phi/c)$. Когда все компоненты этого вектора равны нулю заряженная частица, движущаяся прямолинейно и равномерно в местной инерциальной СО, то есть не взаимодействует с физическим эфиром. Такой случай в эксперименте имеет место, когда ток по соленоиду не пропускается. При пропускании тока по соленоиду эфир активизируется. Электрон, движущийся в нем, испытывает силовое воздействие, которое приводит к изменению его скорости, а, следовательно, и импульса. Поскольку интерферирующие частицы движутся по различным траекториям, то и их импульсы изменяются в различной степени за счет взаимодействия с «активным» физическим эфиром.

Получается, что все сводится к силовому воздействию на заряженную микрочастицу, движущуюся в нестационарном поле вектора **A**. Электромагнитную силу в данном случае следует записать в виде:

$$\mathbf{F}_{ЭМ} = -q\,\frac{d'\mathbf{A}}{dt}\,. \tag{28.6}$$

Штрих означает, что оператор производной определяет изменение вектора **A** в системе отсчета, связанной с движущейся частицей. Как показано в подразделе 14, конвективная компонента связана с индукцией СМП соотношением:

$$\frac{d'\mathbf{A}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{A}_g = \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \mathbf{v}B^*\,.$$

В описанных выше экспериментах поле вектора **A** в лабораторной СО является стационарным, т.е. $\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = 0$, поэтому

$$\mathbf{F}_{ЭМ} = -q\mathbf{v}B^*\,. \tag{28.7}$$

Откуда же берется СМП? В подразделе 14 показано, что соотношение потенциальной $\mathbf{A}_g$ и вихревой $\mathbf{A}_r$ компонент зависит от выбора СО. В условно неподвижной СО поле вектора **A** соленоида сугубо вихревое, а в СО, связанной с частицей, присутствуют обе компоненты: $\mathbf{A}_g$ и $\mathbf{A}_r$. За счет продольной электромагнитной силы (28.7) изменяется скорость движущейся частицы, а следовательно и ее импульс **p**.

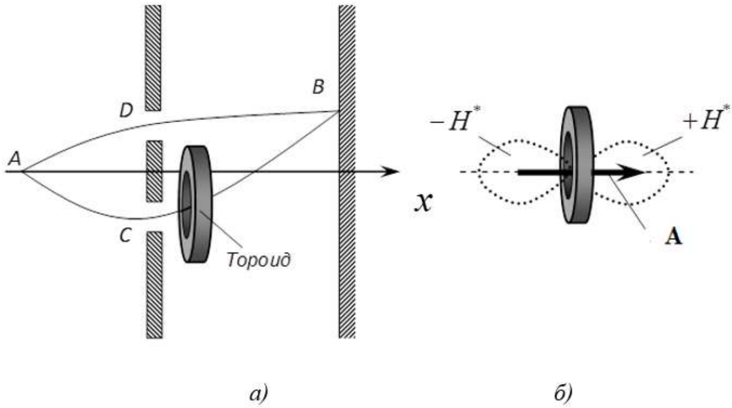


Рис. 111 *Эксперимент Ааронова-Бома с тороидом*

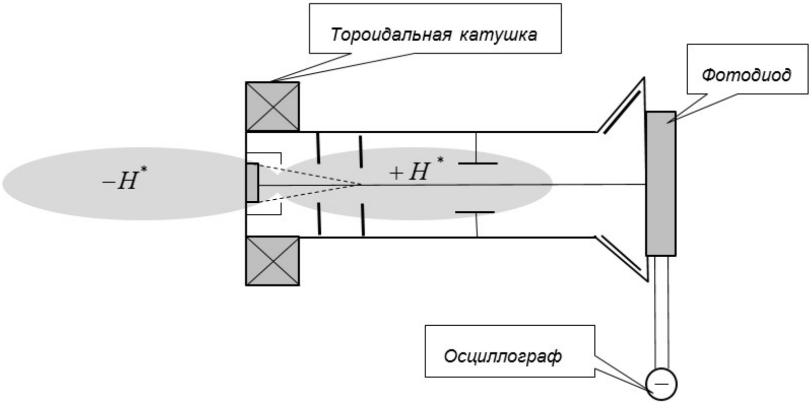
При таком подходе нет необходимости вводить понятие обобщенного импульса $\tilde{\mathbf{p}}$, поскольку член $q\mathbf{A}$ объясняется наличием продольной электромагнитной силы (28.6)-(28.7). Получается, что теория, в которой отсутствует эта составляющая магнитной силы, потребовала присоединить к импульсу $\mathbf{p}$ член $q\mathbf{A}$.

В опыте Тономуры [97] (рис. 111*а*) использовался микроскопический тороидальный магнит диаметром около 10 *мкм*, который можно изготовить из той же железной нити с осевой намагниченностью, свернув ее в кольцо и соединив торцы. Один электронный луч проходил через отверстие тора, а другой – снаружи. Магнитные линии полностью заключены внутри тора, т.е. исключается возникновение силы Лоренца.

Тороидальный соленоид в опыте Тономуры создает поле вектора А, обладающее потенциальной компонентой $\mathbf{A}_g$ (рис. 111*б*), которая направлена вдоль оси тороида (подраздел 6). Частица, пролетая через отверстие тороида по искривленной траектории, проходит через области СМП. Соответственно на нее действует продольная сила:

$$\mathbf{F}_{ЭМ} = -q\frac{d'\mathbf{A}_g}{dt} = -q\mathbf{v}B^* . \qquad (28.3)$$

а)



б)

Рис.112 *Макроскопический эффект Ааронова-Бома в эксперименте С. А. Дейны*

Подобный эксперимент в макроскопическом масштабе произвел С.А. Дейна (*https://www.youtube.com/watch?v=_p7Kvu9RRhs*) (рис. 112*а*). Он изготовил тороидальную катушку, практически полностью устранив векторное магнитное поле снаружи. Подводящие проводники полностью экранированы.

Тороид размещен на излучающем катоде электронно-лучевой трубки (рис.112*б*). При этом электронный луч движется в однополярном СМП: либо положительном $\left(+H^*\right)$, либо отрицательном

$\left(-H^*\right)$ в зависимости от направления тока в тороидальной катушке. При включении постоянного тока в тороиде яркость электронного пятна на экране электронно-лучевой трубки заметно изменяется: при движении электронов в отрицательном СМП – увеличивается, в положительном – уменьшается. Чтобы зафиксировать этот эффект и оценить величину изменения яркости на экране электронно-лучевой трубки установлен фотодиод, соединенный с осциллографом. На экране осциллографа четко прослеживается зависимость яркости электронного пятна в соответствие с величиной и направлением тока в тороидальной катушке. Смещение электронного пятна на экране практически отсутствует.

Заметим, что не скомпенсированное векторное магнитное, если оно существует, может привести только к смещению электронного пятна на экране электронно-лучевой трубки, но не к изменению его яркости. Кстати, в эксперименте замечено, что луч очень чувствителен к присутствию векторного магнитного поля, значительно отклоняясь от центра экрана, даже при очень малых значениях магнитной индукции **B**. Это обстоятельство позволяет контролировать условие отсутствия векторного магнитного поля во время проведения эксперимента.

Из эксперимента С.А. Дейны следует однозначный вывод: ***электроны во внешнем СМП испытывают действие ускоряющей или тормозящей силы. Этим же объясняется и эффект Ааронова-Бома.***

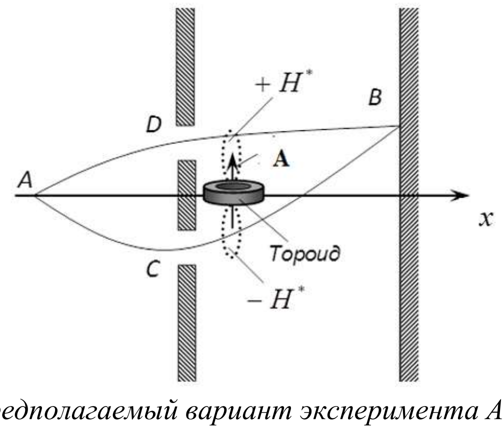


Рис. 113 *Предполагаемый вариант эксперимента Ааронова-Бома*

Предложим еще одну схему эксперимента с тороидальным магнитом, в котором электронные лучи пропускаются вблизи торцов тороида (рис. 113). Интерферирующие лучи проходят через области СМП, знаки которых различны, это приводит к изменению интерференционной картины по сравнению со случаем не намагниченного тороида.

Итак, в обобщенной электродинамике сам вопрос о возможности прямого воздействия вектор-потенциала на движущуюся заряженную частицу теряет смысл. На самом деле ***в эксперименте Ааронова-Бома происходит взаимодействие двух материальных объектов: частицы и физического эфира в зависимости от состояния последнего в системе отсчета, связанной с частицей. Эффект Ааронова-Бома является прямым доказательством реального существования физического эфира, на материальность которого указывает возможность обмена энергией между ним и заряженной частицей.***

В статье [99] ставится вопрос о наблюдении эффекта Ааронова-Бома в нестационарном режиме, когда по соленоиду пропускается переменный электрический ток. Такой подход, по мнению авторов, позволяет шире взглянуть на данную проблему. Обращается внимание на потенциалы «нулевых полей» и отмечается, что именно они ответственны за эффект Ааронова-Бома в стационарном случае.

На наш взгляд это не совсем так. «Нулевые поля» (нулевые колебания эфира), невозможно возбудить никакими материальными источниками. Следовательно, нет средств энергетической связи с ними. Поэтому частица не имеет возможности обменяться энергией с «нулевыми» полями. В случае пропускания по соленоиду постоянного тока поле вектора $\mathbf{A}$ в системе отсчета, связанной с частицей, не стационарно за счет конвективной компоненты. Если по соленоиду пропускается переменный ток, то необходимо учитывать еще и локальную компоненту $\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \neq 0$. Это означает, что нестационарный режим эксперимента не приводит к качественно новому взгляду на проблему. В любом случае эффект Ааронова-Бома объясняется нестационарным характером вектора $\mathbf{A}$ в СО, сопровождающей частицу.

29. Новая гипотеза о геомагнетизме

Природа земного магнетизма остается дискуссионной на протяжении всей истории естествознания. Все известные гипотезы, используемые в космогонии и теории геомагнетизма, не способны в полной мере объяснить его происхождение и эволюцию.

В первом приближении геомагнитное поле подобно полю диполя или однородного намагниченного шара с магнитным моментом, направленным под углом 11,5 градусов к оси вращения Земли. Дополнительная компонента земного магнитного поля создается крупномасштабными не дипольными аномалиями, размеры которых составляют тысячи километров. Различия временной и пространственной динамики дипольной и не дипольной компонент поля свидетельствуют о том, что они имеют независимые физические источники [108]. Ось дипольной составляющей, не совпадает с осью вращения Земли, а соответствующие геомагнитные полюса не совпадают с географическими полюсами Земли. За столетие дипольное поле уменьшилось примерно на 8%, а не дипольное несколько усилилось.

Известно, что значение магнитного момента космических тел пропорционально их угловому моменту. Однако очевидно, что этот фактор не является единственным. Безуспешными остаются попытки связать магнетизм с гравитацией или электрическим зарядом вращающегося тела. Считается, что все три гипотезы не совместимы со следующими фактами: магнитный и угловой моменты Земли и других планет не коллинеарны, магнитные полюса мигрируют иначе, чем географические. Сказанное однозначно указывает на отсутствие единственной прямой связи магнетизма именно с вращением планеты, не исключается наличие неизвестного физического агента, который поддерживает вращение тела и одновременно вызывает магнетизм.

Одна из распространенных гипотез связана с представлением о гидромагнитном динамо. Модель основана на предположении о том, что земное ядро обладает электропроводностью, между тем, ни состав, ни электрические свойства последнего не известны. Другая известная гипотеза предлагает считать, что ядро Земли состоит из намагниченного железа в твердом состоянии. Такое представление явно противоречит известным физическим законам.

Основные проблемы геомагнетизма связаны с расположением источника магнитного поля и его природой. Г. Ангенхейстер и Ю. Бартельс [109] отмечали, что магнитное поле Земли мог бы вызвать симметричный относительно магнитной оси ток, проходящий непосредственно под поверхностью Земли в направлении ***с востока на запад*** с дифференциальным распределением по широте.

В настоящее время геомагнетизм относят на счёт магнитоактивных пород, намагниченных полем ядра в ходе их формирования и охлаждения до характеристических температур около 550ºС. Ранее мощность магнитоактивного слоя принималась равной 0,5 км. Количественная обработка данных геомагнитных измерений со спутника MAGSAT приводит к выводу о близости глубины подошвы магнитоактивного слоя и поверхности Мохо (30–40 км) [110, 111].

Всё изложенное заставляет искать физический процесс вблизи земной поверхности, связанный с ее вращением.

Земля обладает довольно значительным отрицательным электрическим зарядом. Равный ему положительный объемный заряд содержится в атмосфере, в слое высотой в несколько десятков километров. Из-за этого электрическое поле на высотах порядка 10-20 *км* уже практически равно нулю. Это значит, что электрическое поле Земли не похоже на поле заряженного шара, а скорее напоминает поле сферического конденсатора. У поверхности Земли напряженность поля E=130 *В/м*. Экспериментальное исследование этого поля и соответствующие расчеты показывают, что Земля в целом обладает отрицательным зарядом, среднее значение которого превышает полмиллиона кулонов $\left(Q = 6\cdot 10^5\,Кл\right)$. Этот заряд поддерживается приблизительно неизменным благодаря ряду процессов в атмосфере Земли и вне ее (в мировом пространстве), которые еще далеко не полностью выяснены.

Таким образом, электрическое поле вблизи поверхности Земли моделируется своеобразным сферическим конденсатором. Обе его «обкладки» вращаются вместе с Землей. Встает вопрос: возникает ли при этом магнитное поле во вращающейся системе отсчета, связанной с планетой? Однозначно – нет, поскольку заряды в этой системе отсчета неподвижны. Именно такая постановка задачи и не позволяет связать заряд Земли с причиной земного магнетизма.

Однако в рассмотренной модели не присутствует эфир и его роль не учтена. Именно эфир является диэлектрической средой, находящейся между «обкладками конденсатора». При исследовании явлений инерции и гравитации в подразделе 26 был сделан вывод о радиальном движении эфирных течений вблизи планеты. Возникают ли кроме этого азимутальные вихревые течения эфира? То есть существует ли «эфирный ветер»? Это дискуссионный вопрос. Низовцев В.В. и Бычков В.Л. [112] приводят достаточно убедительные доказательства вынужденного вращения небесных тел и галактик в результате вихревых течений эфира. Земля, как известно, вращается с запада на восток.

Рис. 114 *Вихревое образование в космосе*

Рассмотрим в условно неподвижной СО вихревое образование с планетой в его центре (рис.114). Угловая скорость вращения вихревых слоев дифференцируется в зависимости от радиуса. Она уменьшается по мере удаления от центра вихря и на некотором расстоянии от планеты можно считать, что эфир не совершает азимутального течения. При переходе к вращающейся СО, связанной с планетой, эфир движется в противоположном направлении: с востока на запад. Получается, что поляризованный диэлектрик «конденсатора» вращается относительно Земли с востока на запад. Поляризация диэлектрика всегда противоположна направлению электрического поля в конденсаторе. Поэтому относительно Земли с востока на запад вращается сферический «эфирный конденсатор», обращенный по отношению к земному «конденсатору»: с поверхностью Земли совпадает положительно заряженная сфера, а над ней находится отрицательная сфера. Понятно, что при этом в СО, связанной с вращающейся Землей, неизбежно возникает дипольное магнитное поле. Его северный магнитный полюс располагается вблизи южного географического, а южный магнитный – вблизи северного георграфического. Такое представление соответствует теории Г. Ангенхейстера и Ю. Бартельса [109].

Теоретические исследования, связанные с проблемой генерации магнитного поля за счет вращения электрических зарядов, были выполнены Е.В. Григорьевой [113]. Она пришла к выводу, что покоящийся относительно Земли наблюдатель должен фиксировать магнитное поле, создаваемое стационарно распределенными во вращающейся Земле электрическими зарядами.

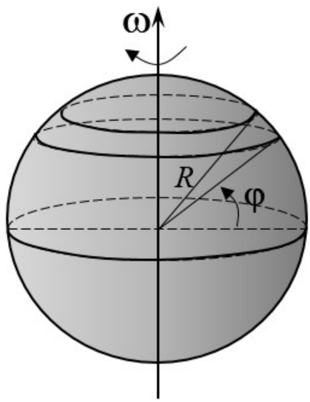


Рис. 115 *Модель вращающейся заряженной сферы*

Рассмотрим модельную задачу о вращении ***с востока на запад*** положительно заряженной сферы радиуса R (рис. 115). На поверхности сферы распределен положительный заряд, равный заряду Земли: $Q = 6 \cdot 10^5\, Кл$. При равномерном распределении заряда по сфере поверхностная плотность составит

$$\rho = \frac{Q}{4\pi R^2}. \tag{29.1}$$

Выделим на сфере элементарный пояс, расположенный на широте φ. Радиус этого пояса равен

$$r = R\cos\varphi.$$

Площадь пояса

$$dS = 2\pi R^2 \cos\varphi d\varphi. \tag{29.2}$$

С учетом (29.1) и (29.2) определим заряд на поверхности этого пояса:

$$dQ = \frac{Q\cos\varphi}{2} d\varphi. \tag{29.3}$$

При вращении сферы с угловой скоростью ω на поясе создается круговой ток:

$$dJ = \omega r dQ = \frac{\pi R Q}{T}\cos^2\varphi d\varphi. \tag{29.4}$$

Здесь учтена связь между угловой скоростью и периодом вращения планеты: $\omega = \dfrac{2\pi}{T}$. Этот круговой ток создает на оси вращения магнитное поле с индукцией

$$dB = \frac{\mu_0}{2r} dJ.$$

С учетом (29.4) в результате интегрирования по φ в пределах $\left(-\dfrac{\pi}{2}, \dfrac{\pi}{2}\right)$ получим

$$B = \frac{\mu_0 \pi Q}{T}. \tag{29.5}$$

Важно заметить, что индукция магнитного поля, созданного на оси вращающейся заряженной сферы, не зависит от ее радиуса *R*. Следовательно, нет необходимости оценивать размеры эфирного вихря. Период *T* соответствует суточному обращению Земли.

Поскольку «эфирный конденсатор» образован двумя противоположно заряженными сферами, то на оси вращения (то есть внутри Земли) магнитное поле компенсируется, а между «обкладками конденсатора» (вблизи поверхности Земли) оно усиливается вдвое. Можно сказать: происходит «вытеснение» магнитного поля изнутри планеты к ее поверхности. Вблизи земной поверхности индукция магнитного поля зависит от широты местности: $B = B(\varphi)$. Предложенная модель позволяет лишь оценить ее среднее значение:

$$B = \frac{2\mu_0 \pi Q}{T}. \tag{29.6}$$

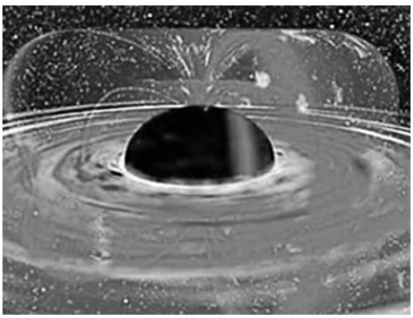
В результате расчетов по формуле (6) получим

$$B = 5,46 \cdot 10^{-5}\,Тл \text{ или } H = 43,4\,А/м.$$

Эти значения практически совпадают с известными средними характеристикам магнитного поля на поверхности Земли:

$$B = 5 \cdot 10^{-5}\,Тл \text{ или } H = 40\,А/м,$$

что является признаком адекватности предложенной идеи о причине геомагнетизма. В отличие от всех известных моделей она предполагает, что ***причина геомагнетизма находится не внутри планеты, а снаружи: в окружающей ее эфирной среде*** (рис. 116).



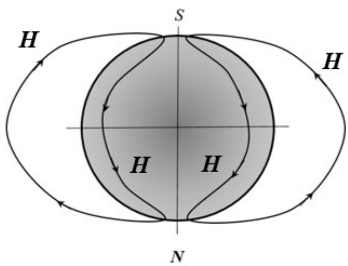


Рис. 116 *Конфигурация дипольного геомагнитного поля*

В соответствие с выдвинутой гипотезой получается, что обязательными условиями возникновения глобального дипольного магнитного поля планет и звезд является электрическая поляризация вблизи их поверхности и вращение. Первое условие, очевидно, связано с наличием атмосферы и ее составом. Например, на Марсе атмосфера практически отсутствует, грозы не возникают. По этой причине Марс не обладает магнитным полем. Этим же объясняется отсутствие магнитного поля на Луне: нет атмосферы. На Венере имеется очень плотная атмосфера, но период ее обращения составляет 243 земных суток. Поэтому магнитное поле Венеры очень слабое.

Предложенная гипотеза о геомагнетизме открывает путь к объяснению дрейфа магнитных полюсов и их инверсии. Очевидно это можно объяснить распределением электрического заряда на поверхности Земли и его не стационарным характером. Причины для этого, очевидно, имеют как земное, так внеземное происхождение. Уменьшение заряда Земли может быть связано, например, с атмосферными явлениями, приводящими к разрядке земного «конденсатора». Одна из причин, возможно связана с глобальным потеплением и усилением интенсивности грозовых разрядов в атмосфере. Внешние причины могут быть связаны с состоянием окружающей Землю эфирной среды.

Имеются ли убедительные экспериментальные доказательства существования эфирного ветра на поверхности Земли? Приведем одно из них. Штырковым Е. И. (г. Казань, Госуниверситет) [114] при слежении за геостационарным спутником Intelsat-704 обнаружено систематическое влияние движения Земли на аберрацию электромагнитных волн от источника, установленного на спутнике (приемник – антенна наземного телескопа). Это дало возможность измерить параметры абсолютного движения Земли и Солнечной системы без применения астрономических наблюдений за звездами. Полученные значения орбитальной компоненты скорости Земли (29.4 *км/сек*), а также абсолютной скорости Солнечной системы (600 *км/сек*) согласуются с известными значениями в наблюдательной астрономии (где, в частности, орбитальная скорость Земли определена в 29.75 *км/сек*).

Идея метода состоит в следующем. Поскольку спутник висит неподвижно над Землей, его координаты могут быть вычисленными с большой точностью. Также с большой точностью могут быть вычислены координаты точки, в которую фактически нацелена антенна. Оказалось, что для получения наиболее высокого качества приема необходимо направлять антенну не на сам спутник, а в некоторую упрежденную точку, которая устанавливается при настройке антенны на спутник, но фактически изменяется в течение одного оборота Земли вокруг Солнца.

Заключение

В соответствии с законами диалектики любая научная концепция со временем полностью исчерпывает свои ресурсы и возможности, становится очевидной ее ограниченность. Возникает необходимость выхода за рамки устоявшихся представлений. При этом неизбежна борьба «нового» со «старым». Здоровый консерватизм здесь, конечно, необходим, поскольку при выборе нового направления развития, следует серьезно проверять все альтернативы. Важно, чтобы процесс поиска шел конструктивно.

Вопросу ограниченности современной электродинамики в предлагаемой монографии уделено достаточно много внимания. Выявлены исторические причины сложившегося ее состояния, проанализированы имеющие место парадоксы, показана невозможность их разрешения в рамках традиционной теории. Предлагаемый подход базируется на общей теории поля, в частности на теореме Гельмгольца. Как оказалось, полный математический аппарат, необходимый для обобщенной электродинамики, давно разработан, но не применялся из-за искусственных калибровок. Теперь выяснилось, что эти калибровки удовлетворяются только для идеализированных объектов: бесконечного линейного тока и уединенного замкнутого контура с током. Показано, что градиентные преобразования, которые обычно служат основанием для введения калибровок, физически не содержательны. При общем подходе следует рассматривать электродинамические системы, объединяющие любое количество элементов, что, безусловно, приближает теорию к реальным электро- и радиотехническим объектам.

Предлагаемый взгляд на электромагнитное поле существенно изменяет представление о его природе. Становится понятным, что это всего лишь отражение состояния (в выбранной системе отсчета) эфира – материальной субстанции, заполняющей все мировое пространство от микромира до масштабов вселенной. На основе представлений об эфире объясняются парадоксы электромагнитного взаимодействия, эффект Ааронова-Бома, «проблема 4/3», явление униполярной индукции, выдвинута новая перспективная идея о земном магнетизме и т.п. Построение материалистической эфиродинамики, органично объединяющей электродинамику, теорию гравитации, теорию относительности и квантовую физику, представляется самой актуальной задачей современных фундаментальных исследований.

Прорыв на новый уровень познания, а, следовательно, и технологий, возможен только в результате целенаправленных усилий ученых из различных областей знаний, которые ясно понимают проблемы современной физики и способны выйти за пределы традиционных представлений и концепций. Поэтому при подготовке молодых научных кадров важно обращать внимание на ограниченность современных знаний, указывать и анализировать альтернативные научные концепции. При этом «Обобщенная электродинамика» вполне может служить в качестве учебного научно-методического пособия. Сведения из обобщенной электродинамики уже включены в некоторые учебные издания, вышедшие в РФ и США [102-104].

Литература

1. Ампер А.-М. Электродинамика / А.-М. Ампер. – М.: АН СССР, 1954.
2. Фарадей М. Экспериментальные исследования по электричеству. Т.2 / М. Фарадей. – Изд. АН СССР, 1951. – 538 с.
3. Максвелл Дж. К. Трактат об электричестве и магнетизме. В двух томах / Дж. К. Максвелл. – М.: Наука, 1989.
4. Максвелл Дж. К. Избранные сочинения по теории электромагнитного поля / Дж. К. Максвелл. – М.: ГИТТЛ, 1952. – 632 с.
5. Тесла Н. Лекции. Статьи / Н. Тесла. – М., Tesla Print. 2003. – 386 с.
6. Уиттекер Э. История теории эфира и электричества / Э. Уиттекер. – Москва – Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001. – 512 с.
7. Тамм И.Е. Основы теории электричества / И.Е. Тамм. – М. «Наука», 1976. – 616 с.
8. Механика и теория относительности / А.Н. Матвеев. – М. ВШ, 1976. – 416 с.
9. Ландау Л.Д. Механика. Электродинамика. Краткий курс теоретической физики. Кн.1 / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М:. Наука, 1969. – 271 с.
10. Парселл Э. Электричество и магнетизм. Берклеевский курс физики. Т.2 / Э. Парселл. – М. «Наука», 1975. – 439 с.
11. Зоммерфельд А. Электродинамика / А. Зоммерфельд. – М.: ИЛ, 1958. – 501с.
12. Фейнман Р. Фейнмановские лекции по физике. Т. 5. Электричество и магнетизм / Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. – М.: Мир, 1965. – 292 с.
13. Фейнман Р. Фейнмановские лекции по физике. Т. 6. Электродинамика / Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. – М.: Мир, 1966. – 340 с.
14. Тоннела М.-А. Основы электромагнетизма и теории относительности / М.-А. Тоннела. – М.: ИЛ, 1962. – 488 с.
15. Берк Г.Ю. Справочное пособие по магнитным явлениям / Г.Ю. Берк. – М.: Энергоиздат, 1991. – 384 с.
16. Николаев Г.В. Непротиворечивая электродинамика. Теории, эксперименты, парадоксы / Г.В. Николаев. – Томск, 1997. –144 с.

17. Николаев Г.В. Современная электродинамика и причины её парадоксальности / Г. В. Николаев. – Томск: Твердыня, 2003. – 149 с.
18. Николаев Г.В. Научный вакуум. Кризис в фундаментальной физике. Есть ли выход? / Г.В. Николаев. – Томск, 1999. – 144 с.
19. Николаев Г.В. Тайны электромагнетизма и свободная энергия. Изд. Второе дополненное / Г.В. Николаев. - Томск, 2002. – 150 с.
20. Тихонов А.Н. Уравнения математической физики / А.Н. Тихонов, А.А. Самарский. – М.: Наука, 1972. – 375 с.
21. Денисов А.А. Основы теории отражения движения (ТОД)/ А.А. Денисов. – СПб: Изд-во СПбГПУ, 2006. – 57 с.
22. Томилин А.К. О проблеме магнитостатического взаимодействия// А.К. Томилин, Т.Н. Колесникова. – Региональный вестник Востока. Усть-Каменогорск, 2001. – № 3. – С. 21-26.
23. Томилин А.К. Анализ проблем электродинамики и возможные пути их решения// Труды 7-ого Международного симпозиума по электромагнитной совместимости и электромагнитной экологии / А.К. Томилин. – С.-Петербург, 26-29 июня 2007 г. – С. 214-217.
24. Томилин А.К. О свойствах векторного электродинамического потенциала// А.К. Томилин. – [Электронный ресурс] – Режим доступа: *http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/8828.html*, свободный – Загл. с экрана. – Яз. рус.
25. Болотовский Б.М. Об изображении поля излучения с помощью силовых линий// Б.М. Болотовский, А.В. Серов. – УФН, 1997– т. 167, № 10 – С.1107-1111.
26. Trouton F. T. The mechanical forces acting on a charged electric condenser moving through space// F. T. Trouton, H. R. Noble. – Phil. Trans. Roy. Soc. London A 202, 1903. – P.165-181.
27. Jefimenko O. D. The Trouton–Noble paradox// O. D. Jefimenko. – J. Phys. A: Math. 1999 –Gen**.** 32 – P. 3755-3762.
28. Потапов А.А. Деформационная поляризация: Поиск оптимальных моделей/ А.А. Потапов. – Новосибирск: «Наука», 2004. – 511 с.
29. McDonald K. T. Onoochin’s paradox// K. T. McDonald. – [Электронный ресурс] – Режим доступа: *https://pdfs.semanticscholar.org/6a46/515aa98e3422821a9c2ec1dbc7ad22f18393.pdf* свободный. – Загл. с экрана – Яз. англ.
30. Lindell I.V. Differential Forms in Elektromagnetics/ I.V. Lindell. – John Wiley &Sons. – 2004 – 254 p.

31. Еньшин А.В., Илиодоров В.А. Способ изменения свойств парамагнитных газов// А.В. Еньшин, В.А. Илиодоров. – Патент № 2094775 от 27.10.97 по заявке № 93050149/25 от 03.11.93.
32. Еньшин А.В., Илиодоров В.А. Генерация продольных световых волн при рассеянии бигармонического лазерного излучения на магнонных и вращательных поляритонах в атмосфере// А.В.Еньшин, В.А. Илиодоров. – В сб. "Горизонты науки 21 века", 2002.
33. Томилин А.К. Экспериментальное исследование продольного электромагнитного взаимодействия// А.К. Томилин. – [Электронный ресурс] – Режим доступа: *http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/9087.html*, свободный.– Загл. с экрана. – Яз. рус.
34. Wesley J. P. The Marinov Motor, Notional Induction Without a Magnetic Field// J. P. Wesley. – Apeiron 1998, Vol. 5, № 3-4 – P. 219-225.
35. Месяц Г.А. Взрывная электронная эмиссия: Порционная концепция электрической дуги. Доклад на Президиуме РАН 15 октября 2013 года// Г.А. Месяц. – [Электронный ресурс] – Режим доступа:*http://polit.ru/article/2013/11/21/mesyats_doklad/*, свободный.– Загл. с экрана. – Яз. рус.
36. Букина Е.Н. О высших векторных поляризациях и квазистационарных явлениях в системах объемлющих торов// Е.Н. Букина, В.М. Дубовик. – Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1999 г. – [Электронный ресурс] – Режим доступа:*http://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/_Public/31/011/31011689.pdf* – Загл. с экрана. – Яз. рус.
37. Зельдович Я. Б. Электромагнитное взаимодействие при нарушении четности// Я. Б. Зельдович. – ЖЭТФ, 1957, т. 33 – С. 1531-1533.
38. Докторович З.И. Несостоятельность теории электромагнетизма и выход из сложившегося тупика// З.И. Докторович. – [Электронный ресурс] – Режим доступа: *http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/4797.html*, свободный. – Загл. с экрана. – Яз. рус.
39. Менде Ф.Ф. Существуют ли ошибки в современной физике? / Ф.Ф. Менде. – Харьков: «Константа», 2003. –72 с.

40. Ohmura T. A new formulation on the electromagnetic field// T. Ohmura. – Prog. Theor. Phys., 1956, Vol. 16 – P. 684-685.
41. Хворостенко Н.П. Продольные электромагнитные волны// Н.П. Хворостенко. – Изв. ВУЗов. Физика. – 1992, № 3. – С. 24-29.
42. Протопопов А. А. Физико-математические основы теории продольных электромагнитных волн: Монография // Под общ. ред. Е. И. Нефедова, А. А. Яшина. – Тула: ТулГУ, 1999. – 110 с.
43. Райдер Л. Квантовая теория поля// Л. Райдер. – М.: Мир, 1987 – 509 с.
44. Alexeyeva L. A. Biquaternionic Model of Electro-Gravimagnetic Field, Chargesand Currents. Law of Inertia// L.A. Alexeyeva. – Journal of Modern Physics, 2016, 7, 435-444.
45. Monstein C. Observation of Scalar Longitudinal Electrodynamic Waves// C. Monstein, J. P. Wesley. – Europhysics Letters. – 2002, Vol. 59, No. 4. – P. 514-520.
46. Meyl K. Scalar Waves: Theory and Experiments// K.Meyl. – Journal of Scientific Exploration. 2001, Vol. 15, № 2. – P. 199–205.
47. Weidner H. Experiments to proof the evidence of scalar waves Tests with a Tesla reproduction by Prof. Konstantin Meyl// H. Weidner, E. Zentgraf, T. Senkel, T. Junker, P. Winkels. – [Электронный ресурс] – 2001. – Режим доступа: *https://pdfs.semanticscholar.org/8334/3afb28217f785cb34ddf201240bf6fd1c7cb.pdf?_ga=2.182723110.1425588436.1582190935-1825972486.1582089743*, свободный.– Загл. с экрана. – Яз. англ.
48. Sacco B., Томилин А. К. The Study of Electromagnetic Processes in the Experiments of Tesla// B. Sacco, A. Tomilin. – [Электронный ресурс] – 2012. – Режим доступа: *http://viXra.org/abs/1210.0158*, свободный – Загл. с экрана. – Яз. англ.
49. Van Vlaenderen K.J. Generalization of classical electrodynamics to admit a scalar field and longitudinal waves// K.J. van Vlaenderen, A. Waser. – Hadronic Journal 2001, 24. – P. 609-628.
50. Woodside D.A. Three-vector and scalar field identities and uniqueness theorems in Euclidean and Minkowski spaces// D.A. Woodside. – Am. J. Phys. 2009, Vol.77, № 5. – P.438- 446.
51. Arbab A. I. On the Generalized Maxwell Equations and Their Prediction of Electroscalar Wave// A. I. Arbab, Z. A. Satti. – Progress in physics, 2009, v.2. – P. 8-13.

52. Podgainy D.V. Nonrelativistic theory of electroscalar field and Maxwell electrodynamics// D.V. Podgainy, O.A. Zaimidoroga. – [Электронный ресурс] – 2010. – Режим доступа: *http://arxiv.org/pdf/1005.3130.pdf* , свободный. – Загл. с экрана. – Яз. англ.
53. Zaimidoroga O. A. An Electroscalar Energy of the Sun: Observation and Research // O. A. Zaimidoroga. – J. Mod. Phys. 2016. V. 7, No. 8. – P. 808–818.
54. Tomilin A.K. The potential-vortex theory of electromagnetic waves// A.K. Tomilin. – Journal of Electromagnetic Analysis and Applications, 2013, v.5, № 9. – P. 347-353.
55. Томилин А.К. Потенциально-вихревая электродинамика// А.К. Томилин. – «Электродинамика и техника СВЧ, КВЧ и оптических частот», 2012, т. 17, № 1 (46). – С. 169-173.
56. Tomilin A.K. The Potential-Vortex Theory of the Electromagnetic Field// A.K. Tomilin. – [Электронный ресурс] – Physics e-print. – 2010. – Режим деступа: *http://arxiv.org/pdf/1008.3994*, свободный. – Загл. с экрана. – Яз. англ.
57. Tomilin A.K. The Fundamentals of Generalized Electrodynamics// A.K. Tomilin – [Электронный ресурс] – 2009. – Режим доступа: *http://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/0807/0807.2172.pdf*, свободный. – Загл. с экрана. – Яз. англ.
58. Томилин А.К. Обобщенная электродинамика/ А.К. Томилин. – Монография. Усть-Каменогорск: ВКГТУ, 2009. – 168 с.
59. Томилин А.К. Основы обобщенной электродинамики/ А.К. Томилин. – [Электронный ресурс] – Интернет-журнал СПбГТУ "Математика в ВУЗе". – 2009. – № 17. – Режим доступа: *http://portal.tpu.ru:7777/SHARED/a/AKTOMILIN/Scientific/2/Osnovi.pdf*, свободный. – Загл. с экрана. – Яз. рус.
60. Жилин П.А. Реальность и механика// П.А. Жилин. – Труды XXIII школы-семинара «Анализ и синтез нелинейных механических колебательных систем». – С.-Пб. ИПМаш АН, 1996 г. – С. 6-49.
61. Болотовский Б.М. Об одном «парадоксе» электродинамики// Б.М. Болотовский, В.А. Угаров – УФН, 1976.т. 119, вып. 2. – С.371-374.
62. Кузнецов Ю.Н. Об одном заблуждении в трактовке сферически-симметричной электродинамики// Ю.Н. Кузнецов. – [Электронный ресурс] – Режим доступа: *http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/9334.html*, свободный. – Загл. с экрана. – Яз. рус.

63. Томилин А.К. Колебания континуальных электромеханических систем/ А.К. Томилин Г.А. Байзакова, О.А. Береговая, Е.В. Прокопенко. – Монография. Усть-Каменогорск, ВКГТУ, 2010. – 122 с.
64. Томилин А.К. Ультразвуковой генератор с продольным электромагнитным возбуждением// А.К. Томилин, Е.В. Прокопенко. – Изв. вузов. Физика, 2012. – № 6/2.– С. 248-251.
65. Харченко К.П. Юбилейная «исповедь»// К.П. Харченко. – Информост – Радиотехника и телекоммуникации, 2006. – № 4 (46).
66. Tesla N. Apparatus for transmission of electrical Energy// N. Tesla. – US Patent 649'621, 1900.
67. Weidner H. Experiments to proof the evidence of scalar waves Tests with a Tesla reproduction by Prof. Konstantin Meyl// H. Weidner, E. Zentgraf, T. Senkel, T. Junker, P. Winkels – [Электронный ресурс] – Режим доступа: *https://www.semanticscholar.org/paper/Experiments-to-proof-the-evidence-of-scalar-waves-a-Weidner Zentgraf/83343afb28217f785cb34ddf201240bf6fd1c7cb*, свободный. – Загл. с экрана. – Яз. англ.
68. Wheeler H. A. Fundamental limitations of small antennas// H. A. Wheeler. – Proceedings of the IRE, 1947– P.1479–1488.
69. Hively L.M. Systems, apparatuses, and methods for generating and/or utilizing scalar-longitudinal waves// L.M. Hively. – Patent № US 9, 306,527 B1, Apr. 5, 2016.
70. Клюев С.Б., Нефедов Е.И. Антенна с явно выраженной продольной составляющей электрического поля в ближней зоне // С.Б. Клюев, Е.И. Нефедов. – Физика волновых процессов и радиотехнические системы, 2008. – Т.11, № 4. – С.26-32.
71. Харченко К. П. Способ излучения продольных электромагнитных радиоволн и антенны для его осуществления// К. П. Харченко. – Патент РФ, 20.11.2007. – [Электронный ресурс] – Режим доступа: *http://www.freepatent.ru/patents/2310954*, свободный. – Загл. с экрана. – Яз. рус.
72. Смелов М.В. Способ и антенна для передачи и приема продольных электромагнитных волн// М.В. Смелов. – Патент РФ, 27.04.2009. – [Электронный ресурс] – Режим доступа: *http://www.freepatent.ru/patents/2354018*, свободный. – Загл. с экрана. – Яз. рус.

73. Стрижаченко Н.В. Основы беспроводной подводной ВЧ-связи// Н.В. Стрижаченко. –[Электронный ресурс] – Режим доступа: *http://gravit.izhnet.ru/kpet1r/1kpet.htm*, свободный. – Загл. с экрана. – Яз. рус.
74. Коробейников В.И. Новый вид электромагнитного излучения?// В.И. Коробейников.– [Электронный ресурс] – Режим доступа:*http://n-t.ru/tp/ts/nv.htm*, свободный. – Загл. с экрана. – Яз. рус.
75. Дирак П. Электроны и вакуум/ П. Дирак. – М.: Знание, 1957. – 15 с.
76. Николаев Г.В. Электродинамика физического вакуума. Новые концепции физического мира/ Г.В. Николаев. – Изд-во НТЛ, 2004. – 700 с.
77. Ацюковский В.А. Общая эфиродинамика. Моделирование вещества и полей на основе представлений о газообразном эфире/ В.А. Ацюковский. – Изд.2-е.- М. Энергоиздат, 2003. – 584 с.
78. Воронков С.С. Общая динамика// С.С. Воронков. – Псков: Квадрант, 2008. – 155 с.
79. Иванов М.Я., Терентьева Л.В. Элементы газодинамики диспергирующей среды// М.Я. Иванов, Л.В. Терентьева. – М.: Информконверсия, 2002. – 166 с.
80. Бычков В. Л., Зайцев Ф.С. Математическое моделирование электромагнитных и гравитационных явлений по методологии механики сплошной среды/ В. Л. Бычков, Ф.С. Зайцев. – 2-е изд., расшир. и доп.–М.: МАКС Пресс, 2019. – 640 с.
81. Сидоренков В.В. О скрытых реалиях физического содержания великих уравнений электродинамики Максвелла// В.В. Сидоренков. – [Электронный ресурс] – Режим доступа: *http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/8965.html*, свободный. – Загл. с экрана. – Яз. рус.
82. Tomilin A. K., Misiucenko I. L., Vikulin V. S. Relationships between Electromagnetic and Mechanical Characteristics of Electron// A. K. Tomilin, I. L. Misiucenko, V. S. Vikulin. – American Journal of Modern Physics and Application, 2016. –Vol. X, № 1. – P. 1-10.
83. Feynman R., Layton R, Sands M. Feynman Lectures on Physics. Volume 6: Electrodynamics/ R. Feynman, R. Layton, M. Sands. – Mir, Moscow, 1977. – 515 p.

84. Rohrlich F. The dynamics of a charged sphere and the electron// F. Rohrlich. – American Journal of Physics, 1997. – 65 (11). – P.1051-1056. *10.1119/1.18719*
85. Schwinger J. Electromagnetic mass revisited// J. Schwinger. – Foundations of Physics, 1983. –13 (3). – P. 373-383. *10.1007/BF01906185*
86. Fedosin S. G. The Integral Energy-Momentum 4-Vector and Analysis of 4/3 Problem Based on the Pressure Field and Acceleration Field// S. G. Fedosin. – American Journal of Modern Physics, 2014. – Vol. 3, №. 4. – P. 152-167.
87. Fedosin S.G. 4/3 Problem for the Gravitational Field// S.G. Fedosin.– Advances in Physics Theories and Applications, 2013. – Vol. 23. – P.19-25.
88. Лорентц Г.А. Теория электронов и ее применение к явлениям света и теплового излучения/ Г.А. Лорентц. – ГИТТЛ, Москва, 1956. – с. 475.
89. Kiryako A.G. Theories of origin and generation of mass// A.G. Kiryako. — [Электронный ресурс] – Режим доступа: *http://electricaleather.com/d/358095/d/massorigin.pdf*, свободный. – Загл. с экрана. – Яз. англ.
90. Daywitt W. C. A Planck Vacuum Pilot Model for Inelastic Electron-Proton Scattering// W. C. Daywitt. – Progress in Physics, 2015. – V. 11. – P. 308-310.
91. Chang D. C., Lee Y.-K. Study on the Physical Basis of Wave-Particle Duality: Modeling the Vacuum as a Continuous Mechanical Medium// D. C. Chang, Y.-K. Lee. – Journal of Modern Physics, 2015. – № 6. – P. 1058-1070.
92. Морозов В.Б. К вопросу об электромагнитном импульсе заряженных тел// В.Б. Морозов. – УФН, 2011. – Т.181, № 4. – С. 389-392.
93. Фок В.А. Теория пространства, времени и тяготения/ В.А. Фок. – М.: ГИТТЛ, 1955. – 504 с.
94. Jarosik N., et.al. (WMAP Collaboration). Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Sky Maps, Systematic Errors, and Basic Results// N. Jarosik – [Электронный ресурс] – Режим доступа: https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0067-0049/192/2/14, свободный. – Загл. с экрана. – Яз. англ.

95. Aharonov Y., Bohm D. Significance of Electromagnetic Potentials in the Quantum Theory// Y.Aharonov, D. Bohm. –Physical Review, 1959. – V. 115. – P. 485-491.
96. Peshkin M., Tonomura A. The Aharonov-Bohm Effekt/ M. Peshkin, A. Tonomura. – Berlin; Heideberg; New York; London; Tokio; Hong Kong; Springer-Verlag, 1989. – 154 p.
97. Tonomura A. The Quantum World Unveiled by Electron Waves, with a Preface of Chen Ning Yang/ A. Tonomura. – World Scientific, Singapore, 1998. – 215 p.
98. Лошак Ж. Новая теория эффекта Ааронова - Бома для случая, когда источник потенциала находится вне электронных траекторий// Ж. Лошак. – Прикладная физика, 2003, № 2. – С. 5-11.
99. Чирков А.Г., Агеев А.Н. О возможности наблюдения эффекта Ааронова-Бома при нестационарных потенциалах// А.Г. Чирков, А.Н. Агеев. – Письма в ЖТФ, 2000, т.26, в.16. – С.103-110.
100. Афанасьев Г.Н. Старые и новые проблемы в теории эффекта Ааронова-Бома// Г.Н. Афанасьев. – Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1990. Том 21, Вып. 1. – С. 172-250.
101. Зубков М.А. Поликанов М.И. Эффект Ааронова-Бома в теории поля // М.А. Зубков, М.И. Поликанов. – Письма в ЖЭТФ, 1993, Т. 23, № 57. – С.461.
102. Nefyodov E.I., Smolskiy S.M. Understanding of Electrodynamics, Radio Wave Propagation and Antennas// E.I. Nefyodov, S.M. Smolskiy. – Scientific Research Publishers, USA, 2012.– 426 p.
103. Нефедов Е.И. Электромагнитные поля и волны// Нефедов Е.И. – М.: Издательский центр «Академия», 2014. – 368 с.
104. Nefyodov E.I., Smolskiy S.M. Electromagnetic Fields and Waves. Microwave and mmWave Engineering with Generalized Macroscopic Electrodynamics// E.I. Nefyodov, S.M. Smolskiy – Springer International Publishing AG, part of Springer Nature 2019. – 306 p.
105. Мюсиченко И.Л., Викулин В.С. Электромагнитная масса и решение проблемы 4/3// И.Л. Мюсиченко, В.С. Викулин. – [Электронный ресурс] – Режим доступа: *http://electricaleather.com/d/358095/d/em43_1.pdf*, свободный. – Загл. с экрана. – Яз. рус.
106. Spaldin N. A., Fiebig M., Mostovoy M. The toroidal moment in condensed-matter physics and its relation to the magnetoelectric effect// N. A. Spaldin, M. Fiebig, M. Mostovoy. – Journal of Physics:

Condensed Matter, 2008, V.20, 434203. *DOI:10.1088/0953-8984/20/43/434203*
107. Basharin A. A. *et al.* Dielectric Metamaterials with Toroidal Dipolar Response// A.A. Basharin. – Physical Review, 2015. – X 5, 011036. *DOI: 10.1103/PhysRevX.5.011036*
108. Шрейдер А.А. Инверсии магнитного поля Земли и изменения в природной среде// А.А. Шрейдер. – Известия РАН. Физика Земли. 1994, № 9. – С. 97–101.
109. Ангенхейстер Г., Бартельс Ю. Магнитное поле Земли/ Г. Ангенхейстер, Ю. Бартельс. – Москва; Ленинград: ОНТИ НКТП СССР, 1936. – 152 с.
110. Васильев Б.В. Откуда у Земли магнитное поле? // Б.В. Васильев. – Природа, 1996, № 6. – С. 13–23.
111. Паркинсон У. Введение в геомагнетизм/ У. Паркинсон. – М.: Мир, 1986. – 528 с.
112. Низовцев В.В., Бычков В.Л. Вихревая природа геомагнетизма// В.В. Низовцев, В.Л. Бычков. – Сборник «Ротационные процессы в геологии и физике». М.: КомКнига Москва, 2007. – С. 383-401.
113. Григорьева Е.В. Магнитное поле, порождаемое зарядами в медленно вращающейся системе отсчета// Е.В. Григорьева. – Известия АН СССР. Физика Земли, 1990, № 10. – С. 24-30.
114. Штырков Е. И. Обнаружение влияния движения Земли на аберрацию электромагнитных волн от геостационарного спутника – новая проверка специальной теории относительности// Е. И. Штырков. – В сб. ст. «Эфирный ветер». 2-е издание. – М.: Энергоатомиздат, 2011. – 419с.
115. Smolin L. The trouble with physics: the rise of string theory, the fall of a science, and what comes next// Houghton Miffin, Boston, 2006. Размещение в сети: http://www.rodon.org/sl/nsfvtsunichzes/#p1

Научное издание

Томилин Александр Константинович

Обобщенная электродинамика

Издание второе, переработанное и дополненное

Книга опубликована в авторской редакции

Издательство «ТРИУМФ»
Издательство «Лучшие книги»
http://www.triumph.ru
e-mail: books@triumph.ru

Подписано в печать 05.05.2020 г.
Формат 60x90/16, Гарнитура «Таймс»,
Печать офсетная. Бумага офсетная
Тираж 500 экз. Заказ 2706