

стороны. Эта система устойчива и может существовать неопределенно долго.

9. Предположительно механизм гетерогенного катализа связан с образованием градиентного течения между отдельными частями молекул и их аур, что приводит к повороту молекул относительно друг друга и создает взаимную пространственную ориентацию, облегчающую вступление молекул в химическую связь.

Глава 8. Электромагнитные явления

Эфирная теория... дает надежду выяснить, *что* является собственно субстратом электрического движения, *что* собственно за вещь вызывает своими движениями электрические явления

Ф.Энгельс [1]

8.1. Краткая история становления теории электромагнетизма

Как известно, развитие теории электромагнетизма прошло этапы:

- стихийного накопления фактов;
- опытного накопления фактов;
- попыток создания физических теорий, объясняющих электромагнетизм;
- попыток создания физических и математических теорий, описывающих электромагнитные явления и позволяющих создать методики их расчета;
- обобщения физических и математических теорий электромагнетизма и создания единой математической теории;
- экспериментальных исследований, имеющих целью проверку и подтверждение положений общей теории;
- внедрения полученных результатов в широкую практику.

На базе многочисленных опытных данных были наработаны методы расчетов, позволившие точно рассчитать силовые и слаботочные устройства и агрегаты, линии передачи и электрические цепи. А в XX столетии на базе полученных к этому времени знаний были созданы важнейшие отрасли современной промышленности – электромашиностроение, радиотехника и электроника, без которых немыслимо существование современного человечества. Положение о том, что «нет ничего более прикладного, чем хорошая теория», полностью себя оправдало на практике.

Современной теории электромагнетизма предшествовал длительный период накопления знаний об электричестве и магнетизме. В XVII и XVIII вв. исследованию природы электричества были посвящены труды М.В.Ломоносова, Г.В.Рихмана, Б.Франклина, Ш.О.Кулона, П.Дивиша и других ученых. Решающее значение имело создание А.Вольтом первого источника непрерывного тока. В первой трети XIX столетия были проведены многочисленные исследования химических, тепловых, световых и магнитных явлений, вызываемых электрическим током (труды В.В.Петрова, Х.К.Эрстеда, Д.Ф.Араго,

М.Фарадея, Дж. Генри, А.М.Ампера, Г.С.Ома и других). Во второй половине XIX в. эти работы получили многочисленные практические внедрения во многих разработках, нашедших широкое применение в промышленности [2–4]. И при всем этом практически никто не знает, какова суть электричества и магнетизма, *что* они собой представляют, в чем заключается их физическая природа.

Нужно сказать, что в XIX в. были предприняты некоторые попытки разобраться в вопросе о том, что же представляют собой электричество и магнетизм физически, из чего они состоят и как они устроены. Так или иначе, все они были вынуждены привлечь к рассмотрению представления об эфире, движения которого, по их мнению, и лежали в основе электромагнетизма.

М.Фарадей выдвинул предположение о существовании силовых трубык электричества («Фарадеевы силовые линии») [5, 6]. Представления об электромагнитных явлениях как о вихревых движениях эфирной жидкости были сформулированы Г.Гельмгольцем [7, 8], В.Томсоном [9–13], Челлисом [14], Максвеллом [15–17], а также некоторыми другими авторами – Хевисайдом [18, 19], Кембеллом [20], Лармором [21], Ланжевеном [22], Абрагамом [23] и др. Значительный вклад в понимание процессов, связанных с прохождением электрического тока по проводам внесли немецкий физик П.Друде [24–26], создавшим электронную теорию проводимости металлов, и нидерландский физик Г.Лоренц [27, 28] существенно развивший и дополнивший эту теорию. В XX столетии подобные идеи высказывались Дж.Томсоном [29, 30], Н.К.Кастериным [31], В.Ф.Миткевичем [32–37].

Математическая теория электричества и магнетизма была создана и практически завершена во второй половине XIX в. Ее апофеозом явился знаменитый «Трактат об электричестве и магнетизме» [38], написанный Максвеллом в 1873 г. В нем Максвеллу удалось обобщить результаты работ ряда ученых таких как В.Томсон, М.Фарадей, Г.Гельмгольц, Кирхгоф, Ранкин, Кулон, Ампер, Риман, Нейман, Эрстед, Ленц и многих других (Стокс, Вебер, Челлис, Физо, Верде, Рив, Бир, Холл, Квинке, Грин, Дженкин, Лагранж, Феличи, Фуко, Кноблаух, Пулье) и дополнить достижения исследователей электромагнитных явлений того времени теорией электромагнитного поля. В «Трактате» Максвеллом были окончательно оформлены знаменитые уравнения электродинамики, получившие его имя. В таком виде теория электромагнетизма сохранилась до наших дней практически без изменений. Трактат Максвелла явился основой всех последующих учебников по электротехнике и электродинамике.

Пожалуй, не меньшее значение имела и работа Г.Лоренца «Теория электронов и ее применение к явлениям света и теплового излучения», написанная им в 1909 г. [28].

Работы Максвелла и, в частности, его уравнения электромагнитного поля оказали решающее влияние на развитие уже в XX столетии таких областей науки, как электротехника, электродинамика, радиотехника, электроника и даже оптика. Из этих знаменитых уравнений вытекало, что могут существовать электромагнитные волны, распространяющиеся в пространстве со скоростью света. Это предсказание было сделано Максвеллом в работе «О физических силовых линиях» (1861–1862) [16]. В этой работе Максвелл, пользуясь моделью некоего вихревого механизма в эфире, впервые приходит к своим знаменитым уравнениям и вводит понятие тока смещения. Максвелл совершенно определенно становится на позиции Фарадея, связанные с признанием реальности физического состояния среды, представляемого силовыми линиями. Концепция близкодействия сложилась у него окончательно, и дальнейшей его задачей стало отразить структуру поля в моделях и уравнениях, что и было им выполнено в 1873 г. в «Трактате об электричестве и магнетизме».

Исходя из уравнений Максвелла, основанных на представлениях о вихревых движениях эфира, немецкий физик Генрих Герц в 1886–1889 гг. с помощью изобретенного им вибратора экспериментально доказал существование электромагнитных волн и исследовал их свойства (отражение от зеркал, преломление в призмах и т.п.). Герц подтвердил все основные выводы максвелловской теории о свойствах электромагнитных волн.

После опубликования в 1888 г. работ Герца по электродинамике русский физик и изобретатель А.С.Попов в 1895 г. создал необходимую для передачи и приема электромагнитных волн аппаратуру, чем положил начало радиотехнике.

Таким образом, уравнения электромагнитных процессов, выведенные Дж.К.Максвеллом на основе представлений о вихревых движениях эфира, не только имеют теоретическое обоснование, но и прошли всестороннюю проверку практикой.

Полезно напомнить, что уравнения электродинамики выведены Максвеллом на основании моделей движения эфира, в существовании которого Максвелл был убежден.

«Действительно, – пишет Максвелл, – если вообще энергия передается от одного тела к другому не мгновенно, а за конечное время, то должна существовать среда, в которой она временно пребывает, оставив первое тело и не достигнув второго. Поэтому эти теории

Глава 8. Электромагнитные явления.

должны привести к существованию среды, в которой и происходит это распространение».

Уровень знаний свойств эфира тогда оказался недостаточным, возможно, по этой причине сколько-нибудь удовлетворительной качественной теории электромагнитных явлений создать не удалось, и внимание исследователей было обращено к количественному изучению электрических и магнитных явлений, выявлению закономерностей и созданию на их основе расчетных методов. На этом пути были получены выдающиеся результаты, позволившие создать современную математическую теорию электромагнетизма. Но не физическую.

В связи с трудностями создания физической теории электромагнетизма, а также в связи с успехами количественных методов у многих теоретиков и практиков сложилось впечатление о том, что никакой необходимости в понимании сути электрических и магнитных явлений нет. Однако такое мнение глубоко ошибочно. Непонимание физической сущности явлений приводит к тому, что созданные количественные методы начинают применяться без каких бы то ни было ограничений, что иногда приводит к большим ошибкам в расчетах. Более того, неучтеными оказываются многие существенные обстоятельства. И еще более – появляются новые задачи, которые созданными методами решить не представляется возможным, и они остаются нерешенными. Примеров тому много и в электротехнике, и в радиотехнике, и в других областях, так или иначе связанных с электромагнитными явлениями, даже в оптике.

Если бы была создана качественная теория электромагнитных явлений, то, вероятно, большинство функциональных описаний и вытекающих из них количественных методов расчетов сохранились бы неизменными, но в некоторых случаях они претерпели бы существенные уточнения. А это позволило бы создать не только новые методы расчетов, более точные, но даже новые направления.

Так или иначе, но, широко используя математические зависимости теории электромагнетизма и делая из них иногда даже общефилософские заключения, теоретики и практики до сих пор не имеют ни малейшего представления о сущности электричества. Подавляющее большинство к этому притерпелось и не считает нужным этот вопрос поднимать. Но не следует забывать, что рано или поздно несовершенство теории неизбежно приведет к столкновению с интересами практиков, когда окажется, что созданного теоретического задела недостаточно для решения прикладных задач. Это потребует

дальнейшего развития теории, но развитие теории, не имеющей представлений о сущности рассматриваемых ею явлений, невозможно.

На необходимость сущностного подхода к изучению электромагнитных явлений обращали внимание многие ученые. Еще Ф.Энгельс в 1882 году писал [1]:

«Исключительная эмпирия, позволяющая себе мышление в лучшем случае разве лишь в форме математических вычислений, воображает, будто она оперирует только бесспорными фактами. В действительности же она оперирует преимущественно традиционными представлениями, по большей части устаревшими продуктами мышления своих предшественников. Последние служат ей основой для бесконечных математических выкладок, в которых из-за строгости математических формул легко забывается гипотетическая природа предпосылок. Эта эмпирия уже не в состоянии правильно изображать факты, ибо в изображение их у нее прокладывается традиционное толкование этих фактов».

В 1906 г. в известной работе «Теория электронов» Г.Лоренц отмечает:

«Хотя уравнения (электромагнитного поля – *V.A.*) являются полезными при рассмотрении многих задач, они не могут быть применены во всех без исключения случаях. Если бы даже это и имело место, наша теория перестала бы нас удовлетворять при попытке заглянуть глубже в природу явлений: действительно, ведь в этой общей теории мы выражаем особенные свойства различных весомых тел, просто приписывая каждому из них специальные значения диэлектрической постоянной, проводимости и магнитной проницаемости. Если мы хотим понять, *каким образом* (курсив мой – *V.A.*) электрические и магнитные свойства зависят от температуры, плотности, химического строения или кристаллического состояния вещества, то мы не можем удовлетвориться простым введением для каждого вещества этих коэффициентов, значения которых должны определяться из опыта: мы будем принуждены обратиться к какой-нибудь гипотезе относительно механизма, лежащего в основе всех этих явлений».

Следует с прискорбием констатировать, что успехи прикладных наук создали ныне существующей теории электромагнитных явлений и в особенности, теории Максвелла ореол абсолютной истинности, а современная теоретическая физика исключила представления о существовании эфира в природе, вихревые движения которого рассматривались Максвеллом как основа электромагнитных явлений. Тем самым была исключена какая бы то ни было возможность

дальнейшего углубления в понимание сущности электромагнитных явлений. Прямыми следствием этого явилось то, что математические зависимости электродинамики, созданной Максвеллом более ста лет назад, практически никак не развивались.

Попытки некоторых исследователей что-либо изменить в этих уравнениях всегда оканчивались неудачей. Это дало основание Л.Больцману в своих примечаниях к переводу работы Максвелла «О физических силовых линиях» в 1898 г. написать [16, с.194]:

«Я мог бы сказать, что последователи Максвелла в этих уравнениях, пожалуй, ничего кроме букв не переменили. Однако это было бы слишком. Конечно, не тому следует удивляться, что к этим уравнениям вообще что-то могло бы быть добавлено, а гораздо более тому, как мало к ним было добавлено».

Сегодня, более ста лет спустя, это удивление Больцмана сохраняет свою силу: к уравнениям Максвелла практически не добавлено ничего, хотя за это время написаны сотни учебников по теоретическим основам электротехники, электродинамики и радиотехнике, решены тысячи прикладных задач, созданы разнообразнейшие устройства. Казалось бы, что нет никаких оснований возвращаться к этому вопросу. Однако это не так.

Во-первых, идеализированные представления о движениях эфирной жидкости привели к парадоксам в моделях электромагнетизма, подобным тем, которые имеют место в гидродинамике идеальной жидкости, например энергия единицы длины вихря равна бесконечности независимо от его интенсивности. В электродинамике возник парадокс, аналогичный рассмотренному: энергия единицы длины проводника с током равна бесконечности независимо от величины тока. Правда, поскольку одиночного проводника в природе не существует, появляется возможность разрешения этого парадокса за счет рассмотрения всей конструкции в целом, включая обратный проводник, тогда этот парадокс разрешается. Тем не менее, парадоксального положения не должно существовать ни для какой системы, в том числе и для условного одиночного проводника.

Имеются и некоторые другие недостатки существующих моделей: большинство из них не рассматривает взаимодействия вещества и электромагнитных полей, отрывая их тем самым друг от друга, в некоторых выражениях никак не отражено взаимодействие источников полей и тел, на которые они воздействуют, и т.п.

Во-вторых, выяснилось, что многие расчеты, построенные на основе уравнений Максвелла, дают весьма приближенные результаты, отличающиеся от найденных эмпирическим путем, на десятки

процентов, иногда и в несколько раз. Это касается, например, взаимоиндукции больших контуров. Правда, прикладники к этому привыкли, относят неувязки к неучету сопутствующих факторов и в процессе отладки устройств вносят необходимые корректизы. Но анализ показывает, что одними неучтеными факторами отклонения в расчетах объяснить нельзя.

В-третьих, обнаружилось, что существует серия задач электродинамики, которые не могут быть решены на основе существующих представлений. Это связано, в первую очередь, с тем, что авторами моделей рассматривались лишь первые приближения к электромагнитным явлениям, а таких приближений по мере накопления новых данных может быть сколько угодно, привели к тому, что некоторые прикладные задачи электродинамики оказываются нерешенными, причем имеются задачи, которые принципиально нельзя решить на базе уравнений Максвелла.

К таким задачам, например, относится совместное движение двух одинаковых зарядов, неподвижных относительно друг друга: пока они оба неподвижны, они отталкиваются друг от друга по закону Кулона, но если они вместе, не смещаюсь один относительно другого, перемещаются в пространстве, то они теперь становятся токами, притягивающимися друг к другу. Почему?

Такой задачей, например, является и задача о распространении электромагнитных волн диполем Герца, помещенным в полупроводящую среду. Диполь Герца, т. е. диполь с сосредоточенными параметрами, которые известны, помещенный в полупроводящую среду, параметры которой тоже известны, излучает ток известной величины, частота которого тоже известна. Нужно определить плотность тока в среде в заданной точке пространства. Эта задача полностью физически определена. Несмотря на тривиальность постановки и заманчивую возможность из общего решения этой задачи получить как предельный случай многие частные результаты – излучение в идеальной среде при отсутствии активной проводимости, затухание плоской волны в полупроводнике при бесконечных расстояниях от диполя и некоторые другие, – задача об излучении диполя Герца в полупроводящей среде никогда и никем не была решена, и попытки ее решить неизменно кончались неудачей. Имеются, правда, попытки сформировать готовое решение путем перемножения двух частных решений – решения задачи о распространении поля диполем Герца в идеальной среде и решения задачи плоской волны, но такой подход совершенно некорректен. На самом деле эта задача не

может быть решена на основе уравнений Максвелла, так как приводит к системе уравнений, не имеющих общего решения.

Не решены предельные задачи об электрическом поле в пульсирующем однородном электрическом поле и многие другие. Существуют даже целые классы электродинамических задач, физически полностью определенных, которые, тем не менее, нельзя решить с помощью уравнений Максвелла.

В-четвертых, следует отметить, что не все понятия, используемые в теоретической электротехнике, имеют четкий физический смысл. Что такое «векторный потенциал A »? Это такая величина, вихрь которой есть вектор магнитной индукции B :

$$\mathbf{B} = \operatorname{rot} \mathbf{A}.$$

Физический же смысл этой величины отсутствует.

В-пятых, в логике электромагнетизма имеются некоторые неувязки. Например, статический постулат Максвелла

$$\oint_{S} \mathbf{D} d\mathbf{S} = q,$$

помещаемый в учебниках теоретических основ электродинамики в разделах статики, после представления его в дифференциальной форме

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho$$

помещается уже в раздел динамики, хотя последняя форма представления по физической сущности ничем не отличается от предыдущей. В результате игнорируется запаздывание в значениях электрической индукции D при перемещении зарядов q внутри охваченного поверхностью S пространства.

А в-шестых, необходимо напомнить, что ни одно явление не может быть описано полностью, что всякое описание приближенно, и если написано уравнение, отражающее некий процесс, то сам факт написания этого уравнения с конечным числом членов означает, что это уравнение описывает процесс частично, приближенно. А значит, рано или поздно возникнет необходимость его уточнения. Это относится ко всем конкретным процессам и физическим явлениям, и электромагнитные явления не являются исключением.

Изложенные моменты, а также некоторые другие соображения не позволяют считать развитие теории электромагнетизма полностью завершенным. Однако дальнейшая эволюция ее возможна лишь на основе детального качественного рассмотрения процессов,

происходящих в электромагнитных явлениях, что и заставляет вновь вернуться к разработке моделей этих явлений с учетом тех недостатков, которые были присущи ранним гидромеханическим моделям.

Поэтому попытки уточнения уравнений электродинамики не должны вызывать протеста. Необходимо лишь убедиться в корректности постановки задачи.

Однако всякое уточнение уравнений должно базироваться на представлении о сущности явления, на его качественной модели. Дж.К.Максвелл следовал динамическому методу исследований электромагнетизма. Он представлял электрические и магнитные явления как некие вихревые процессы, протекающие в эфире – среде, заполняющей все мировое пространство. И поскольку он полагал, что эфир – это нечто вроде идеальной жидкости, то он широко использовал представления гидромехаников своего времени о свойствах и формах движения такой жидкости, в частности представления Г.Гельмгольца, У.Ранкина и других исследователей. Учитывая, что представления Максвелла об электромагнитных явлениях, выраженные его уравнениями, получили хорошее подтверждение, хотя и не абсолютное, было бы логично вернуться к его модели с поправкой на современные представления об эфире.

В настоящее время есть все основания вернуться к моделям электричества и магнетизма, разработанным Дж.К.Максвеллом и его предшественниками, попытаться понять их недостатки с позиций сегодняшних представлений об эфире и физическую сущность электричества, магнетизма и электромагнитных явлений, для чего необходимо уточнить физическую модель электромагнетизма и на этой основе произвести соответствующие уточнения уравнений электромагнитных явлений. При этом стоит не забывать, что и уточненная модель, и уравнения, вытекающие из нее, не могут быть полными и дальнейшие уточнения модели и уравнений электродинамики в будущем неизбежны.

Изложенное дает основание для попытки исполнить наставление Ф.Энгельса, высказанное им в 1882 г. в «Диалектике природы» [1, с. 452]: «Электричество – это движение частиц эфира и молекулы тел принимают участие в этом движении. ...Различные теории по-разному изображают характер этого движения, ...опираясь на новейшие исследования о вихревых движениях, видят в нем – каждая по-своему – тоже вихревое движение. ...Эфирная теория... дает надежду выяснить, что является собственно вещественным субстратом электрического движения, что собственно за вещь вызывает своим движением электрические явления».

Не должно быть сомнения в том, что предпринятая ниже попытка представить сущность электромагнитных явлений, как и всякая подобная попытка, носит частичный характер. Это более постановка проблемы, нежели ее решение. Тем не менее автор уверен, что подобные попытки полезны, поскольку помогают лучше понять сущность электромагнитных явлений, определить новые направления исследований, а в некоторых случаях уточнить уже известные математические зависимости.

Представленные ниже модели электромагнетизма, по-видимому, имеют свои недостатки, поэтому в дальнейшем и их также следует уточнять и дополнять, как и всякие другие модели.

Сегодня стремление понять физическую сущность электромагнитных явлений более чем своевременно. Можно считать, что на эту проблему следовало бы обратить внимание значительно раньше, ибо все материалы для этого были. Рядом авторов подобные попытки были предприняты. Среди них следует отметить труды В.Ф.Миткевича (Ленинград, 20–30-е годы) [32 – 37], современная работа Г.Н.Николаева (Томск) [39], в которой приведен обширный перечень парадоксальных с точки зрения современной электродинамики явлений, а также и некоторых других. Их недостатком все же следует считать неполноту физических представлений о сущности электромагнетизма, что не позволило авторам создать единую и непротиворечивую физическую картину электромагнитных явлений. Ниже сделана попытка в какой-то степени восполнить этот пробел.

Следует отметить, что при реализации этой попытки возникли определенные трудности, связанные с непроработанностью отдельных положений газовой механики и отдельных положений даже такого раздела математики, как векторный анализ. К первым относятся явно недостаточный уровень теории пограничного слоя в сжимаемых средах, теории взаимодействия винтовых струй, теории взаимодействия винтовых вихревых тороидов и некоторые другие. Ко вторым относятся некоторые представления, укоренившиеся в векторном анализе, но недостаточно обоснованные физически, например запрет деления коллинеарных (совпадающих по направлению) векторов друг на друга. Хотя физический смысл такой операции очевиден, запрет на представление такой величины, как градиент вектора, хотя и здесь физический смысл ясен (например, градиент скорости потока воды в реке). Некоторые из этих трудностей удалось обойти, но детальная проработка всех подобных вопросов впереди.

8.2. Физическая сущность электромагнетизма

8.2.1. Единицы электрических и магнитных величин в системе МКС

До недавнего времени в электротехнике использовались абсолютная электрическая система единиц СГСЭ, абсолютная электромагнитная система единиц СГСМ, а также абсолютная Гауссова система единиц, в которых основными единицами являлись сантиметр, грамм и секунда, но в системе СГСЭ абсолютная диэлектрическая проницаемость считается безразмерной и равной единице для вакуума:

$$\epsilon_0 = 1;$$

в системе СГСМ абсолютная магнитная проницаемость считается безразмерной и равной единице для вакуума:

$$\mu_0 = 1;$$

а в Гауссовой системе единиц абсолютная диэлектрическая и магнитная проницаемости считаются безразмерными и принимаются одновременно равными единице для вакуума:

$$\epsilon_0 = \mu_0 = 1;$$

В результате одна и та же электрическая или магнитная величина оказывается имеющей разную размерность. Например, количество электричества (электрический заряд) имеет размерность: в СГСЭ и Гауссовой системах единиц – $\text{см}^{3/2} \cdot \text{г}^{1/2} \cdot \text{с}^{-1}$; а в системе единиц СГСМ – $\text{см}^{1/2} \cdot \text{г}^{1/2}$; магнитный поток в системе единиц СГСЭ имеет размерность – $\text{см}^{3/2} \cdot \text{г}^{-1}$, в СГСМ и Гауссовой системах единиц – $\text{см}^{3/2} \cdot \text{г}^{1/2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Наличие трех практически одновременно действующих систем электрических и магнитных единиц всегда вызывало большие трудности в расчетах, но главной трудностью являлось отсутствие какого бы то ни было физического смысла в этих единицах: как понимать, например, корень квадратный из грамма, или сантиметр, возвещенный в степень 3/2 !?

Международная система электрических и магнитных единиц МКСА, основанная на тех же представлениях, что и система МКС, о единицах массы – килограмме, длины – метре и времени – секунде, добавила к ним новую основную единицу – единицу силы тока Ампер. В ней приведенные выше величины имеют целочисленные степени:

количество электричества - $A \cdot s$; магнитный поток - $m^3 \cdot kg \cdot A^{-1} \cdot s^{-2}$, так же как и все остальные электрические и магнитные величины. Однако недостатком системы МКСА по-прежнему является отсутствие физического содержания в понятии «сила тока», а в связи с этим и в ее единице «Ампер», и далее во всех электрических и магнитных величинах.

Выше было установлено физическое содержание понятия «электрический заряд» как циркуляция плотности эфира по поверхности частицы

$$q, \text{Кл} = \rho v_k S_p, \text{кг/с}, \quad (6.20)$$

а через это и понятие «сила тока»

$$I = dq/dt, \text{ кг/с}^2. \quad (8.1)$$

Этим создана возможность распространения системы единиц МКС на все электрические и магнитные величины, подставив в них значение единицы измерения тока. В таблице 8.1 приведены единицы измерений основных электрических и магнитных величин в системе единиц МКС.

Таблица 8.1

Величина	Название единицы	Обозначение	Единица измерения в МКС*	Единица измерения в МКС
Работа и энергия	Джоуль	Дж	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-2}$	$kg \cdot m^2 \cdot s^{-2}$
Мощность	Ватт	Вт	$m^2 \cdot kg \cdot s^{-3}$	$kg \cdot m^2 \cdot s^{-3}$
Количество электричества (электрический заряд)	Кулон	Кл	$A \cdot s$	$kg \cdot s^{-1}$
Сила тока	Ампер	А	А	$kg \cdot s^{-2}$
Поток электрического Смещения (индукции)	Кулон	Кл	$A \cdot s$	$kg \cdot s^{-1}$
Электрическое смещение (индукция)	Кулон на квадратный метр	$Cl \cdot m^{-2}$	$A \cdot s \cdot m^{-2}$	$kg \cdot m^2 \cdot s^{-2}$
Напряжение, разность потенциалов, Электродвижущая сила	Вольт	В	$m^2 \cdot kg \cdot A^{-1} \cdot s^{-3}$	$m^2 \cdot s^{-1}$
Электроемкость	Фарада	Ф	$A \cdot s^4 \cdot m^{-2} \cdot kg^{-1}$	$kg \cdot m^{-2}$
Электрический момент	-	Кл · м	$A \cdot s \cdot m$	$kg \cdot m \cdot s^{-1}$

Вектор поляризации (поляризованность)	-	$Cl \cdot m^{-2}$	$A \cdot s \cdot m^{-2}$	$kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$
Электрическая Проницаемость	Фарада на метр	$\Phi \cdot m^{-1}$	$A \cdot s^4 \cdot m^{-3} \cdot kg^{-1}$	$kg \cdot m^{-3}$
Напряженность электрического поля	Вольт на метр	$V \cdot m^{-1}$	$m \cdot kg \cdot A^{-1} \cdot s^{-3}$	$m \cdot s^{-1}$
Электрическое сопротивление	Ом	Ом	$m^2 \cdot kg \cdot A^{-2} \cdot s^{-3}$	$kg^{-1} \cdot m^2 \cdot s$
Удельное электрическое сопротивление	-	$Om \cdot m$	$m^3 \cdot kg \cdot A^{-2} \cdot s^{-3}$	$kg \cdot m^3 \cdot s^{-2}$
Удельная электрическая Проводимость	-	$Om^{-1} \cdot m^{-1}$	$A^2 \cdot s^3 \cdot m^{-3} \cdot kg^{-1}$	$kg^{-1} \cdot m^{-3} \cdot s^2$
Подвижность ионов	-	$m^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$	$A \cdot s^2 \cdot kg^{-1}$	-
Магнитный поток	Вебер	Вб	$m^3 \cdot kg \cdot A^{-1} \cdot s^{-2}$	m^2
Магнитная индукция	Тесла	Тл	$kg \cdot A^{-1} \cdot s^{-2}$	$m_{xy} \cdot m_z^{-1}$
Магнитный момент	-	$A \cdot m^2$	$A \cdot m^2$	$kg \cdot m^2 \cdot s^{-2}$
Вектор интенсивности намагничения (намагченность)	-	$A \cdot m^{-1}$	$A \cdot m^{-1}$	$kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-2}$
Индуктивность и взаимная индуктивность	Генри	Гн	$m^2 \cdot kg \cdot A^{-1} \cdot s^{-2}$	$kg^{-1} \cdot m^2 \cdot s^2$
Магнитная проницаемость	Генри на метр	$Гн \cdot m^{-1}$	$m \cdot kg \cdot A^{-2} \cdot s^{-2}$	$kg^{-1} \cdot m \cdot s^2$
Напряженность магнитного поля	Ампер на метр	$A \cdot m^{-1}$	$A \cdot m^{-1}$	$kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-2}$
Магнитодвижущая сила	Ампер или Ампервиток	А или Ав	А	$kg \cdot s^{-2}$
Магнитное сопротивление	-	$A \cdot Вб^{-1}$ или $Ав \cdot Вб^{-1}$	$A^2 \cdot s^2 \cdot m^{-2} \cdot kg$	$kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-2}$

*По данным Справочника по физике для инженеров и студентов вузов. М., Наука, 1971.

8.2.2. Структура свободного электрона

Как было показано выше, при соединении потоков эфира, составляющих электронные оболочки атомов металла, в общую структуру часть завинтованного и уплотненного эфира в структуре этих оболочек оказывается лишней и выбрасывается во внешнее пространство. Винтовая струйка не может сохраняться в таком виде, ибо один конец, движущийся вперед, представляет собой исток газа, а противоположный ее конец – сток. Передний конец струйки обязательно должен замкнуться на задний конец, в результате чего образуется новый винтовой тороид эфира небольшой массы – свободный электрон. В принципе, число таких электронов в металле должно быть равно числу атомов, т.е. порядка 10^{29} м^{-3} , поскольку каждый атом выбрасывает при соединении в общую структуру струйку эфира, образующую свободный электрон.

На элемент поверхности вновь образованного тороидального винтового вихря – электрона – действует разность сил: с внешней стороны действует давление свободного эфира, с внутренней – сумма сил внутреннего давления, которое существенно меньше внешнего давления, поскольку вращением газ отброшен из центральной области на периферию вихря, и центробежной силы. Такая система неустойчива и начинает самопроизвольно сжиматься, поскольку в межатомной области скорости течения эфира меньше, чем в электронных оболочках атома, градиенты скоростей меньше, следовательно, давление эфира здесь выше.

Для свободного вихря должен сохраняться момент количества движения и у тороидального, и у кольцевого вращения, что при сжатии приведет к самопроизвольному возрастанию и линейной, и угловой скорости обоих движений, причем линейной скорости пропорционально первой степени сжатия, а угловой – в квадрате. Процесс самопроизвольного сжатия газового вихря и энергетические соотношения этого процесса были рассмотрены выше.

Сжатие вихря и возрастание скорости вращения будут продолжаться до тех пор, пока плотность вихря не возрастет до некоторой критической величины, предположительно той же, что и у протона, т.е. до величины порядка $10^{17}\text{--}10^{18} \text{ кг}/\text{м}^3$. В результате получившееся вихревое винтовое кольцо приобретет размеры, существенно меньшие, чем были у исходного вихря. Это и будет свободный электрон.

Описанный механизм формирования свободных электронов в кристалле металла вызван перестройкой внешней оболочки атомов металлов в связи с образованием общей кристаллической решетки.

Объединение внешних присоединенных вихрей атомов в единую структуру должно приводить к высвобождению свободных вихрей – электронов, которые начинают блуждать по кристаллу в виде так называемого «электронного газа». Нечто аналогичное обнаружено автором и подтверждено экспериментально в ковалентных реакциях, при которых каждая пара взаимодействующих молекул высвобождает часть завинтованного уплотненного эфира, который тут же образует тороидальный вихрь эфира.

Таким образом, свободный электрон представляет собой винтовое вихревое кольцо сжатого эфира, в котором знак винтового движения, т.е. ориентация кольцевого движения относительно тороидального, противоположен знаку винтового движения эфира в теле протона, но количество кольцевого движения то же самое. Следовательно, он несет в себе заряд той же величины, что и протон, но знак заряда не положительный, как у протона, а отрицательный.

Наличие кольцевого движения у электрона подтверждается тем, что у электрона обнаружен спин – момент количества вращательного движения, равный $\frac{1}{2}$ в единицах \hbar . Главной осью электрона является ось кольцевого вращения (рис. 8.1).



Рис. 8.1. Структура свободного электрона: *а* – в металле; *б* – в свободном пространстве

Если у электрона в свободном эфире та же плотность, что и у протона, то радиусы электрона и протона относятся друг к другу, как корень кубический из отношения их масс, т.е.

$$r_e/r_p = (m_e/m_p)^{1/3} = (9 \cdot 10^{-31}/1,67 \cdot 10^{-27})^{1/3} = 0,082 \quad (8.2)$$

и, следовательно, радиус электрона составит:

$$r_e = 0,082 r_p = 0,082 \cdot 1,12 \cdot 10^{-15} = 9 \cdot 10^{-17} \text{ м.} \quad (8.3)$$

Площадь поверхности электрона составит

$$S_{\text{пов.}} = 4\pi r_e^2 = 4\pi (9 \cdot 10^{-17})^2 = 1,1 \cdot 10^{-31} \text{ м}^2, \quad (8.4)$$

а величина кольцевой скорости определится из величины заряда

$$e = \rho v_k S_e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \quad (8.5)$$

откуда

$$v_k = e/\rho S_e = 1,6 \cdot 10^{-19} / 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 1,1 \cdot 10^{-31} = 1,64 \cdot 10^{24} \text{ м.с}^{-1}. \quad (8.6)$$

Значение циркуляции кольцевой скорости определится как

$$(\text{circ})_e = 2\pi r_e v_k = 2\pi \cdot 9 \cdot 10^{-17} \cdot 1,64 \cdot 10^{24} = 9,27 \cdot 10^8 \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1} \quad (8.7)$$

Площадь же поперечного сечения электрона составит

$$S_{\text{сеч.}} = \pi r_e^2 = \pi (9 \cdot 10^{-17})^2 = 2,75 \cdot 10^{-32} \text{ м}^2 \quad (8.8)$$

Нужно отметить, что внутри металлов электроны не находятся в атмосфере свободного эфира. Там существуют и другие присоединенные вихри, которые можно условно назвать оболочками Ван-дер-Ваальса и которые обеспечивают межатомные связи не химической (не электронной) природы. Электрон, находящийся внутри таких вихрей, будет испытывать давление меньшее, чем в свободном эфире и его размеры будут существенно большими. Мало того, перемещаясь в пространстве между атомами металла, электрон все время переходит из одной области ван-дер-ваальсовой оболочки в другую, скорости потоков эфира и градиенты скоростей в них различны, следовательно, и давления в них различны, поэтому электрон не может сохранять свои размеры неизменными, они все время меняются, радиус кольца электрона не является постоянным и меняется в зависимости от внешних факторов.

Представление об электроне как о вихревом кольце с переменным радиусом было введено В.Ф.Миткевичем [36, 37]. Основным возражением против модели Миткевича было утверждение, что заряд и магнитный момент электрона сферически симметричны. Однако последующие работы Ву и некоторых других физиков показали, что электрон ведет себя подобно вращающемуся вихревому кольцу, спин

которого направлен вдоль оси его движения. Этот факт снимает указанные возражения.

Как известно, электрон обладает собственной энергией, равной

$$E = h\nu = m_e c^2, \quad (8.9)$$

и спином – механическим моментом вращения

$$s = \frac{1}{2} h = m_e r_k v_k = m_e r_k^2 \omega_k = J_k \omega_k \quad (8.10)$$

Спин отражает только механический момент вращения кольцевого движения, в то время как энергия – полную внутреннюю энергию электрона, учитывающую как кольцевое, так и торOIDальное движение. Для кольцевого движения

$$E_k = J_k \omega_k / 2. \quad (8.11)$$

Если в соответствии с принципом Максвелла энергии по степеням свободы распределяются равномерно, то

$$E_k = E_t \quad (8.12)$$

и, по крайней мере, для первого случая – существования электрона в свободном эфире – можно утверждать, что линейные скорости кольцевого и торOIDального движений эфира на поверхности электрона равны и, следовательно, частицы эфира в теле электрона движутся по винтовой линии с наклоном винта около 45°.

Если электрон попадает в область, где существуют какие-либо потоки эфира, то, поскольку градиент скоростей увеличивается, давление на поверхности электрона падает, и вихревое кольцо увеличивается в размерах.

8.2.3. Физическая сущность электрического поля

Из сопоставления выражений для плотности энергии электрического поля в вакууме

$$w_e = \frac{\epsilon_0 E^2}{2}, \text{ Дж/м}^3, \quad (8.13)$$

где ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, Ф/м ; E –

напряженность электрического поля, В/м, и соответствующего ему выражения энергии кольцевого движения эфира

$$w_k = \frac{\rho_3 v_k^2}{2}, \text{Дж/м}^3 \quad (8.14)$$

где ρ_3 – плотность среды, $\text{кг}\cdot\text{м}^{-3}$; v_k – скорость среды на экваторе протона, м/с, непосредственно следует, что напряженность электрического поля имеет размерность скорости. По определению напряженность электрического поля есть сила, действующая на единичный электрический заряд, так что

$$E = \frac{F}{q}. \quad (8.15)$$

Однако всякая сила может возникать в результате появления градиента давления, которое, в свою очередь, может возникать как результат градиента скоростей потоков эфира в электрическом поле и на поверхности взаимодействующей с ним частицы. Учитывая поперечный характер распространения вектора электрической напряженности, следует полагать, что во взаимодействии электрического поля и частицы участвует поток эфира, направленный не в направлении частицы, а в перпендикулярном направлении. В этом случае происходит взаимодействие за счет градиентов скоростей, вектор которого направлен в сторону частицы. Такое взаимодействие возможно в том случае, если в самой структуре электрического поля существует не только продольное, но и поперечное течение эфира.

При появлении на поверхности электрода электрического заряда, т.е. при выходе на его поверхность электронов в окрестностях электрода устанавливается электрическое поле.

Из рис. 8.2 видно, что при выходе на поверхность электрода винтовых вихревых тороидов – электронов или протонов они создают в пространстве вне электродов винтовые вихревые трубы движущегося эфира. В вихревой трубке, образованной в среде винтовым тороидальным кольцом, потоки эфира движутся не только по кольцу в плоскости, перпендикулярной оси трубы, но и параллельно этой оси. При этом в центральной части вихревой трубы эфир движется от винтового тороида, а по периферии – к винтовому тороиду, так что общее количество поступательного движения эфира вдоль трубы в

среднем равно нулю. Такое поступательное движение имеет большое значение, поскольку, будучи разным по величине и направлению на разных расстояниях от оси трубы, это движение создает различные значения винтового фактора, причем по оси трубы винтовое движение имеет один знак, а по периферии – противоположный (рис. 8.2).

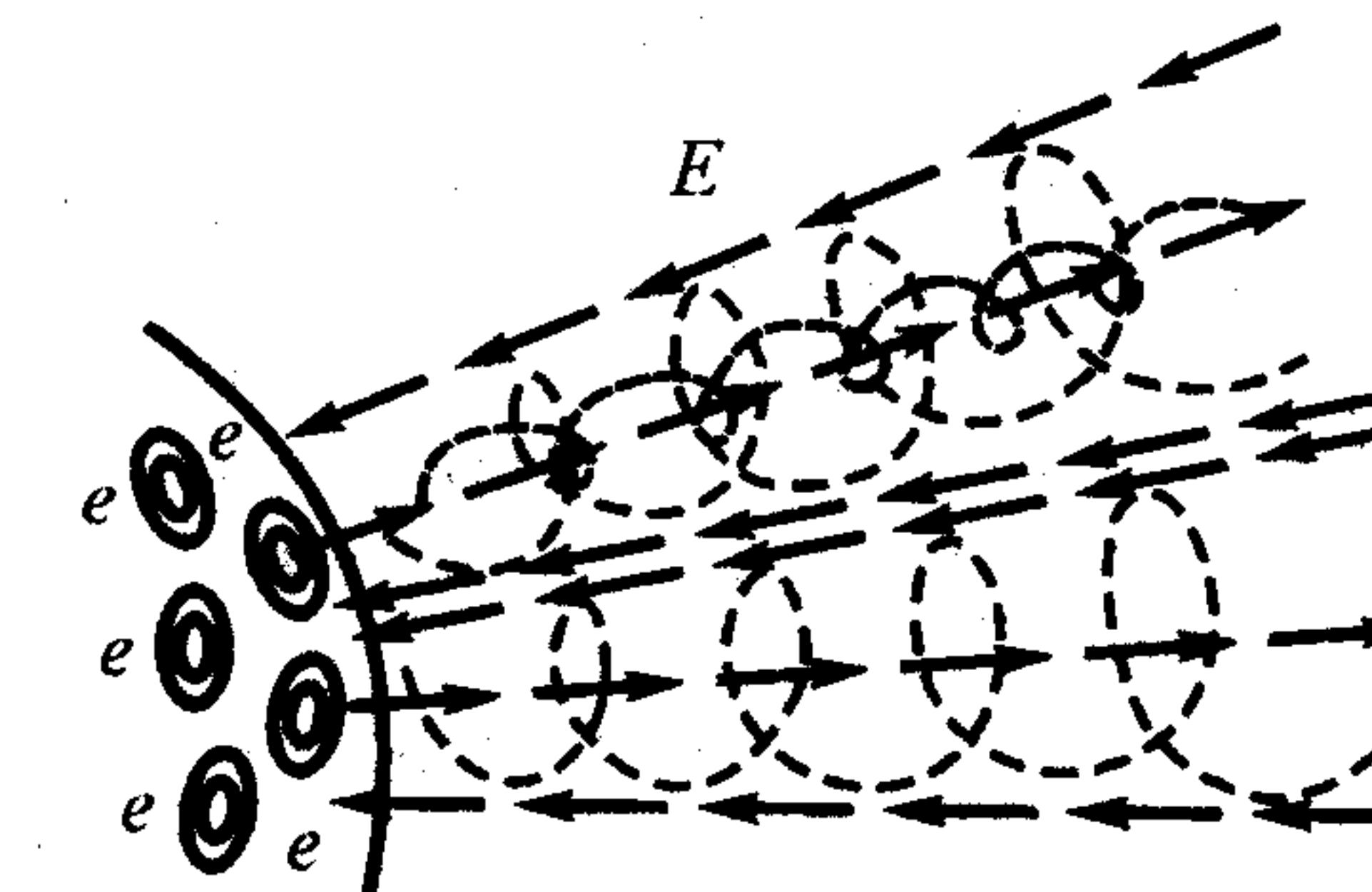


Рис. 8.2. Вихревое поле, создаваемое винтовыми вихревыми тороидами (электрическое поле)

Как показано в работах [40, 41], суммироваться могут лишь винтовые потоки, у которых винтовой фактор постоянен и одинаков по всей длине вихря. Такое винтовое движение должно удовлетворять уравнению

$$\operatorname{rot} v = \lambda v; \quad (8.16)$$

$$\frac{\omega}{v} = \frac{\omega_x}{v_x} = \frac{\omega_y}{v_y} = \frac{\omega_z}{v_z} = \frac{\lambda}{r},$$

при этом

$$v \operatorname{grad} \lambda / r = \text{const.} \quad (8.17)$$

Ничего подобного для вихревых трубок электрической индукции нет, следовательно, суммироваться потоки этих вихревых трубок не могут, а могут лишь развиваться в продольном направлении, скользя по поверхности друг друга, и смещаться в поперечном направлении под давлением соседних вихревых трубок.

Таким образом, силовые линии электрического поля – электрическая индукция – существуют как отдельные вихревые трубы («трубки Фарадея»), однако электрической индукции соответствует не все это движение, а только его кольцевая составляющая.

Электрическое поле – это совокупность винтовых вихревых трубок эфира («трубок Фарадея») с переменным по сечению винтовым фактором.

Интенсивность электрического поля определяется его напряженностью, т.е. числом трубок, приходящихся на единицу площади поперечного сечения проводника, и соответственно сечением каждой трубы: чем выше напряженность электрического поля, тем большее число трубок приходится на единицу площади и тем меньше будет сечение каждой трубы, что находится в полном соответствии с теорией газовых вихрей. Для газового вихря при постоянстве циркуляции газа вдоль вихря напряженность и линейная скорость вращения тем больше, чем меньше его сечение.

Для одиночного заряда полный угол, занимаемый кольцевым движением, составляет 4π , следовательно, для n трубок угол, занимаемый каждой из них, составляет

$$\theta = 4\pi/n, \quad (8.18)$$

при этом для каждой трубы в соответствии с теоремами Гельмгольца на всем ее протяжении сохраняются для каждой элементарной струйки циркуляция и момент количества движения:

$$\Gamma = 2\pi rv; \quad L = mvr = \text{const.} \quad (8.19)$$

Как было показано выше, величина одиночного заряда определяется как

$$e = \rho_s v_k S_p,$$

Поскольку торOIDальное движение размывает кольцевое движение по всей сфере пространства, массовый поток кольцевого движения через сферу определится из выражения

$$\oint \rho_s v_k dS = n \rho_s v_k S_p, \quad (8.20)$$

или

$$\oint D dS = q, \quad (8.21)$$

где q – весь заряд, находящийся внутри сферы; $D = \rho_s v_k$ – поток кольцевой скорости плотности эфира, или, иначе, поток электрической индукции. Полученное выражение соответствует теореме Гаусса.

Процесс возникновения электрического поля при появлении на поверхности электрода упорядоченных зарядов заключается в том, что вихревое движение каждой трубы начинает распространяться вдоль оси трубы. При этом на торце трубы движение эфира лежит в плоскости, перпендикулярной оси трубы, и поэтому скорость распространения электрического поля в вакууме равна скорости второго звука в эфире – скорости распространения поперечного движения, обеспечиваемой вязкостью эфира, это и есть скорость света. Скорость распространения электрического поля в каком-либо материале меньше в k_p раз,

$$k_p = \sqrt{\rho_m / \rho_s} \quad (8.22)$$

ρ_m – плотность эфира, вовлекаемого в движение электрического поля в материале; ρ_s – плотность эфира в свободном пространстве.

В оптических средах $k_p = n$, т.е. равно показателю преломления. Обычно показатель преломления находится в пределах 1,4–1,6, поэтому плотность эфира, вовлекаемого в движение в электрическом поле, больше плотности свободного эфира всего в 2–2,5 раза, т.е. составляет величину около $2 \cdot 10^{-11}$ кг·м⁻³.

Сопоставляя ее с массовой плотностью тех же оптических стекол, составляющей величину порядка $(2,65-3) \cdot 10^3$ кг·м⁻³, видим, что в движение в электрическом поле вовлекается весьма небольшая часть эфира, порядка 10^{-14} от всей массы эфира, образующей материал. В металлах, возможно, эта доля больше.

8.2.4. Конденсатор (электроемкость)

Рассмотрим заряженный конденсатор, на одной из пластин которого помещен заряд q , а на другой $-q$. Наличие равных и противоположных по знаку зарядов означает, что на внутренней поверхности одной из пластин сосредоточено элементарных зарядов

$$n = q/e, \quad (8.23)$$

создавших поле из n вихревых трубок, концы которых все входят во вторую пластину, т.е. число вышедших из одной пластины трубок равно числу вошедших во вторую пластину этих же трубок. Если бы заряды

не были равны или имели один и тот же знак, такого равенства не было бы.

Площадь поперечного сечения одной трубы составит (в среднем)

$$S_0 = S_k/n, \quad (8.24)$$

где S_k – площадь пластины конденсатора, а скорость кольцевого движения по периферии трубы равна

$$v_0 = \Gamma / 2\pi r_0, \quad (8.25)$$

где Γ – интенсивность циркуляции эфира в трубке.

При изменении площади трубы за счет увеличения числа этих трубок – увеличения заряда на пластинах – плотность эфира в трубках ρ будет изменяться по сравнению с плотностью эфира в свободной среде ρ_0 :

$$\rho/\rho_0 = S_0/S = r_0^2/r^2. \quad (8.26)$$

Как показано в [42–44], уравнение Бернулли применимо к винтовому потоку в целом. Разность давлений в элементарной струйке на периферии вихря и в свободном эфире составляет

$$\Delta P = \rho_0 v^2 / 2, \quad (8.27)$$

а для вихревой трубы кругового сечения в среднем падение давления вдоль трубы составляет [16, с. 115]

$$\Delta P = \rho_0 v^2 / 4, \quad (8.28)$$

для трубок некругового сечения

$$\Delta P = \frac{k \rho_0 \Gamma^2}{4\pi^2 r^2} = \frac{k \rho_0 v^2}{4\pi^2 r^2}. \quad (8.29)$$

Здесь k – коэффициент пропорциональности, учитывающий форму сечения трубы.

Поскольку расход газа в каждой трубке

$$v_0 \rho_0 = v \rho = \text{const}, \quad (8.30)$$

получаем

$$\Delta P = k \rho v^2 = k \frac{v_0^2 \rho_0^2}{r^4 \epsilon} = k \frac{\Gamma^2 \rho_0^2}{4\pi^2 r^4 \epsilon}, \quad (8.31)$$

где ϵ – относительная плотность эфира в вихревой трубке в диэлектрике.

Общая сила, действующая на пластину конденсатора, равна

$$F = \Delta P S = k \frac{\Gamma^2 \rho_0^2 S}{4\pi^2 r^4 \epsilon} = k' \frac{\Gamma^2 \rho_0^2 S}{4S \epsilon^2} = k \frac{\Gamma^2 \rho_0 n^2}{4\epsilon S} = \frac{q^2}{2\epsilon_0 \epsilon S}. \quad (8.32)$$

Таким образом, физический смысл относительной диэлектрической проницаемости ϵ – отношение плотности эфира в вихревых трубках в среде (диэлектрике) к плотности эфира в вихревой трубке в вакууме (в свободном от вещества эфире).

Следует отметить следующее существенное обстоятельство для прохождения вихревых трубок электрического поля сквозь диэлектрик. Потоки эфира в этих вихревых трубках представляют собой стационарное движение эфира, которое может привести лишь к постоянному смещению эфирных вихрей, из которых состоит само вещество диэлектрика, на некоторую величину, при этом на переходный процесс, т.е. на упругое смещение молекул, будет затрачена некоторая энергия. В остальном же наличие стационарного вихревого потока эфира в диэлектрике ни к каким колебаниям частиц вещества привести не может. Это означает, что энергия вихря не расходуется и имеет реактивный характер (энергия не переходит в тепло – энергию колебаний атомов).

8.2.5. Свободный электрон в электрическом поле

Рассмотрим движение электрона – винтового вихревого кольца уплотненного эфира в винтовом поле эфира – электрическом поле. Попав в вихревое поле, созданное также винтовыми тороидальными образованиями эфира, электрон вынужден развернуться так, чтобы плоскость его кольцевого движения совпала с плоскостью кольцевого движения эфира в трубках. Поскольку в вакууме никакого соударения с молекулами вещества нет, то ориентация развернувшегося по полю электрона будет сохраняться неопределенно долго. После этого под действием разности давлений, действующих на электрон, последний должен начать свое движение вдоль оси вихревой трубы.

При совпадении направлений кольцевого движения вихревого поля v_{up} и электрона v_e на той стороне частицы, которая обращена к полеобразующим вихрям, градиент скорости кольцевого движения будет меньше, чем с противоположной стороны, и поэтому давление эфира на стороне, обращенной к источнику поля, будет больше, чем с противоположной (рис. 8.3).

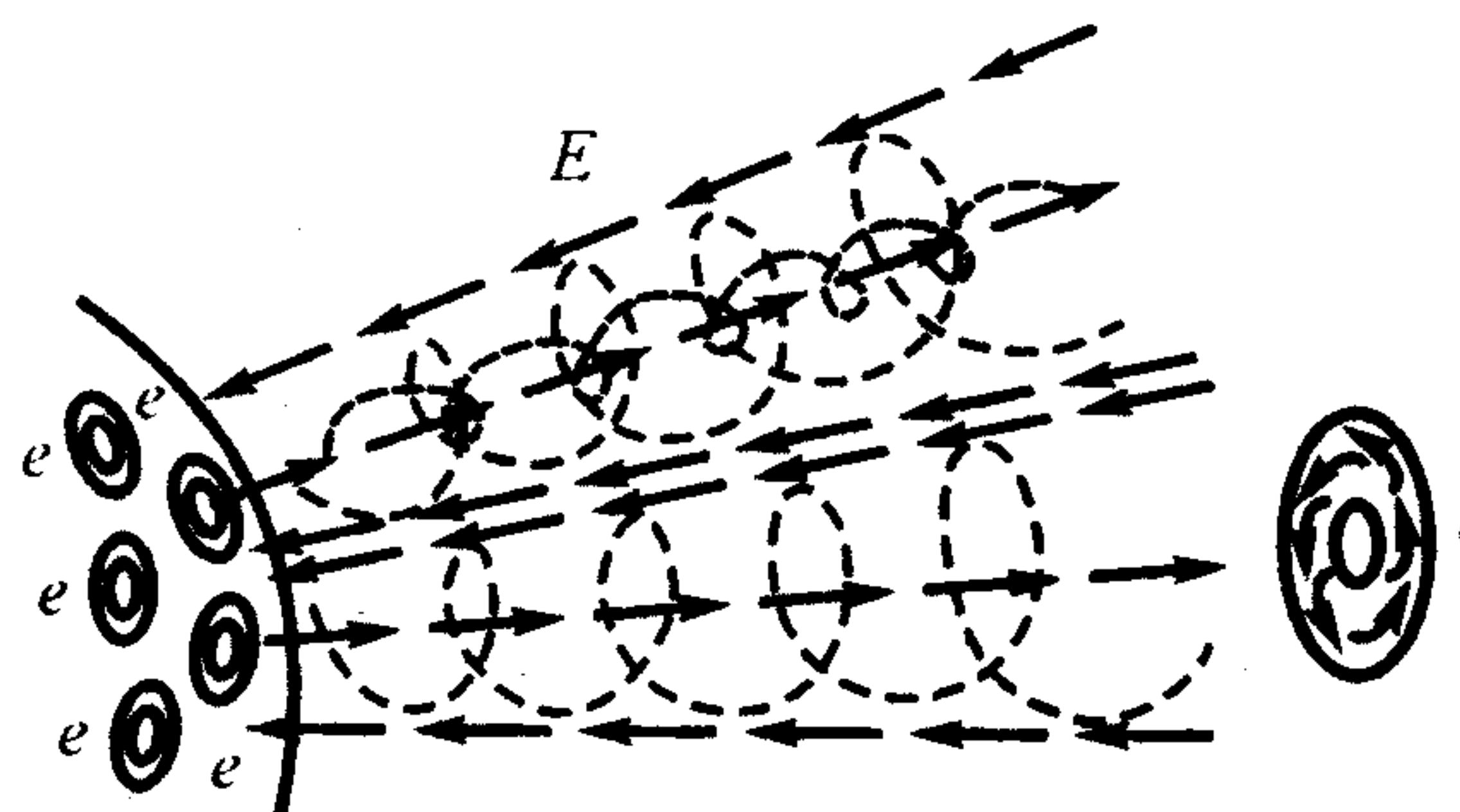


Рис. 8.3. Электрон в трубке электрического поля.

В соответствии с уравнением Бернулли эти давления определяются выражениями:

в области a :

$$P_a = P_0 - \rho_s (v_e - v_n)^2 / 2; \quad (8.33)$$

в области b :

$$P_b = P_0 - \rho_s (v_e + v_n)^2 / 2; \quad (8.34)$$

в области c :

$$P_c = P_0 - \rho_s [v_e - (v_n - b \partial v_n / \partial r)]^2 / 2; \quad (8.35)$$

в области d :

$$P_d = P_0 - \rho_s [v_e + (v_n - b \partial v_n / \partial r)]^2 / 2. \quad (8.36)$$

Здесь b – толщина тела электрона; v_e – скорость кольцевого движения тела электрона; v_n – скорость кольцевого движения электрического поля; $\partial v_n / \partial r$ – градиент кольцевой скорости поля.

Произведя соответствующие вычисления и пренебрегая малыми членами, получим значения разности давлений, создающих поворотный момент электрону, причем всегда в сторону совмещения оси проводника и вектора торoidalного движения электрона:

$$\Delta P = v_e \rho_s b \partial v_n / \partial r = v_e \rho_s E. \quad (8.37)$$

где $E = b \partial v_n / \partial r$

Сила, действующая на элемент площади электрона, составит

$$dF = \Delta P E \sin \alpha = \rho_s v_e v_n \sin \alpha dS_t, \quad (8.38)$$

где S_t – площадь кольцевого сечения электрона, α – угол между главной осью электрона и осью трубы электрического поля; E – электрическая напряженность.

На всей площади электрона постоянная составляющая кольцевой скорости поля не создает никакой силы, поскольку увеличение давления на тех участках, где направления потоков кольцевых скоростей электрона и поля совпадают, уравновешиваются уменьшением давления на тех участках, где они имеют противоположное направление. Поэтому дополнительное давление на электрон создается не собственно скоростью потока эфира v_{up} , а циркуляцией скорости вокруг контура и, следовательно, сила, действующая на электрон со стороны электрического поля, определится как

$$F = \rho_s v_e \iint (\partial v_n / \partial r) \sin \alpha dr dS_t = q E \sin \alpha, \quad (8.39)$$

где

$$E = \int_0^b (\partial v_n / \partial r) dr. \quad (8.40)$$

Таким образом, напряженность электрического поля, т.е. сила, действующая со стороны электрического поля на единичный заряд

$$E = F/q. \quad (8.41)$$

имеет своим происхождением градиент кольцевой скорости эфира, умноженный на размер электрона. Отсюда может быть определен и физический смысл электрической индукции D как количество кольцевого движения эфира в единице объема:

$$D = \epsilon_0 E = \rho \int_0^h (dv_n/dr) dr. \quad (8.42)$$

Для электрона, движущегося в свободном пространстве в направлении силы E , $\sin\alpha = 1$ (главная ось электрона совпадает по направлению с направлением оси трубы электрического поля). Поскольку давление есть потенциальная энергия, пропорциональная квадрату скорости молекул, то и сила, действующая на элемент электрона, будет уменьшаться на величину, пропорциональную квадрату относительной скорости движения электрона v_q к скорости распространения кольцевого движения в свободной среде – скорости света c , т.е. на величину $(v_q/c)^2$, следовательно,

$$E = E_0 [1 - (v_q/c)^2] \quad (8.43)$$

и при скорости движения частицы, равной скорости света, т.е. при $v_q = c$, $E = 0$, как бы ни менялась величина E_0 .

Последнее означает, что с приближением скорости частицы к скорости света сила, действующая на частицу, уменьшается. Аналогично тому, как при уменьшении скольжения вращающегося магнитного поля относительно ротора в асинхронной машине уменьшается момент, развиваемый ротором. Этим принципиально может быть объяснен факт невозможности разгона заряженной частицы электрическим полем любой, самой большой напряженности до скорости света, а вовсе не тем, что скорость света принципиально непреодолима.

Таким образом, получено выражение для напряженности электрического поля как силы, действующей на единичный заряд. Полагая, что скорость вращения вихревых тороидальных колец – электронов – постоянна, получаем, что напряженность электрического поля пропорциональна напряженности вихревого поля, которая пропорциональна числу трубок вихревого поля, приходящихся на единицу площади поля.

Если в свободном пространстве электрон предоставлен сам себе, то электрон, как и всякий газовый тороидальный вихрь, начнет разгоняться в направлении потока, исходящего из его центрального отверстия. Однако в отличие от обычных газовых вихрей в силу особой

разреженности эфира и малого коэффициента его вязкости, а также в силу того, что в теле электрона плотность эфира на десятки порядков превышает плотность эфира в свободном пространстве, постоянная времени разгона электрона оказывается весьма большой и составляет десятки и сотни лет. Это объясняет природу космических лучей, но в условиях обычного эксперимента электрон практически остается неподвижным, так как площадь поверхности его мала, также мала и вязкость эфира, поэтому и сила отталкивания электрона от окружающей его среды мала, и время разгона соответственно велико.

8.2.6. Физическая сущность электрического тока в металле

При отсутствии электрического поля электроны в металле совершают хаотическое тепловое движение и имеют в пространстве хаотическую, т. е. равномерно распределенную ориентацию.

Под действием электрического поля хаотическое движение электронов в проводнике несколько упорядочивается. Это упорядочение проявляется двояко: во-первых, электроны во время свободного пробега начинают ориентироваться по полю, т. е. направление их осей приобретает общую составляющую вдоль направления электрического поля; во-вторых, электроны приобретают некоторое ускорение в общем направлении вдоль поля, увеличивая скорость и тем самым свою кинетическую энергию. Поэтому, несмотря на то что соударения электронов с электронными оболочками атомов проводника их вновь дезориентирует, в целом образуется поток электронов, имеющих уже некоторую общую ориентацию по направлению электрического поля (рис. 8.4).

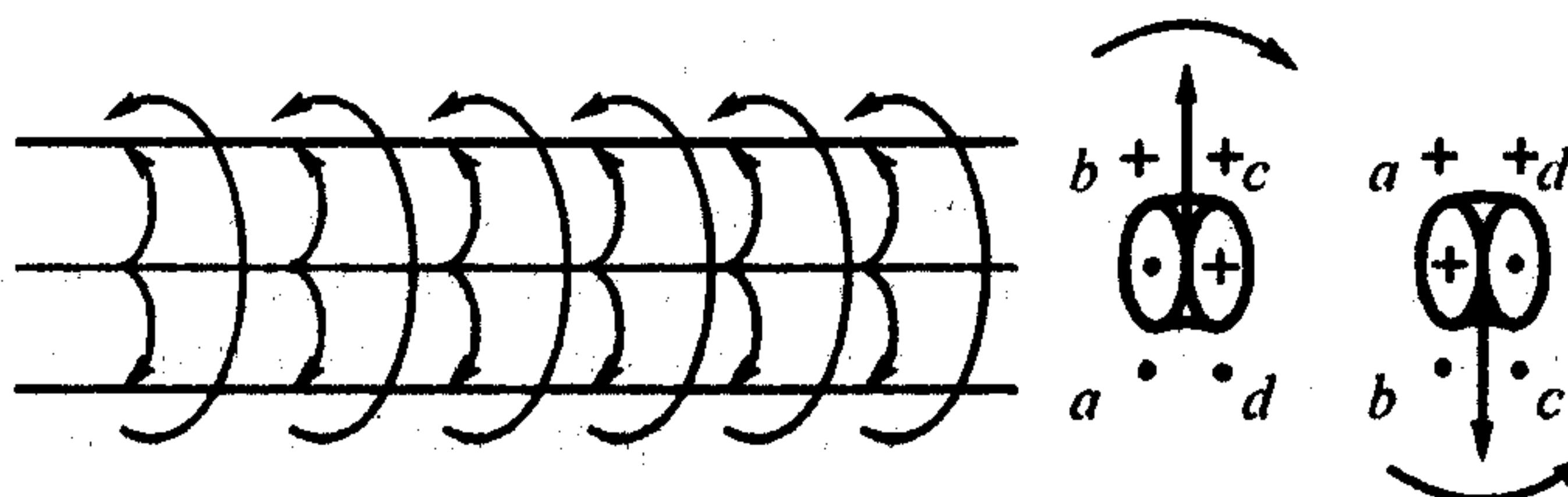


Рис. 8.4. Ориентирование спинов электронов вдоль электрического поля.

Эта ориентация электронами теряется после каждого соударения с поверхностями молекул металла, но затем частично восстанавливается

за время пробега между соударениями. В результате в среднем вся совокупность электронов в металле смещается вдоль оси проводника и, кроме того, оказывается развернутой под некоторым общим углом относительно плоскости, перпендикулярной оси проводника. Величина этого угла может быть определена исходя из особенностей структуры магнитного поля, возникающего вокруг проводника при прохождении по нему электрического тока.

Величина тока, протекающего по проводнику, составит

$$I = eNSv_q = edn/dt = dq/dt, \quad (8.44)$$

где e - заряд электрона, равный $1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл; N - число электронов в единице объема проводника; S - сечение проводника; v_q - скорость смещения электронов вдоль оси проводника; n - число электронов в заряде q , протекающих через сечение проводника.

Скорость перемещения электронов $v_{\text{пр}}$ вдоль провода сечением $S_{\text{пр}}$ определится выражением

$$v_{\text{пр}} = \frac{I}{eNS_{\text{пр}}}. \quad (8.45)$$

Если полагать, что число электронов N в проводнике равно числу атомов металла, то тогда в единице объема содержится порядка 10^{30} м^{-3} электронов, следовательно, среднее расстояние между электронами составляет $d = 10^{-10} \text{ м}$ и при сечении проводника в $S_{\text{пр}} = 1 \text{ мм}^2$ получим, что в его поперечном сечении содержится $n_s = 10^{14}$ электронов, что соответствует заряду

$$q_n = n_s e = 10^{14} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} = 1,6 \cdot 10^{-5} \text{ Кл.}$$

При токе 1 А через поперечное сечение проводника в 1 с должен пройти заряд в 1 Кл, следовательно, должно пройти $6,25 \cdot 10^4$ зарядов q_n . Учитывая, что среднее расстояние между электронами составляет 10^{-10} м , получаем среднюю скорость перемещения электронов вдоль проводника

$$v_{\text{пр}} = d/q_n = 10^{-10} \cdot 6,25 \cdot 10^4 = 6,25 \cdot 10^{-6} \text{ м/с} = 6,25 \text{ мкм/с.}$$

Напряженность электрического поля E есть сила, действующая на единичный электрический заряд. Сила, действующая на электрон,

делится как произведение Ee , где e - заряд электрона. Под действием этой силы электрон, имеющий массу m , приобретет ускорение, равное

$$a = Ee/m \quad (8.46)$$

в время Δt между соударениями с поверхностями атомов приобретет конечную скорость Δv . Если λ есть расстояние, пробегаемое электроном между двумя столкновениями и $v_{\text{т.ср}}$ есть скорость электрона, то величина этого промежутка времени будет равна

$$\Delta t = \lambda / v_{\text{т.ср}}; \quad (8.47)$$

Проводимость проводника тем больше, чем выше концентрация ядов в единице объема металла, чем больше величина заряда и чем выше подвижность заряда m , т. е. приращение скорости, отнесенное к e , действующей на заряд, т. е.

$$\sigma = Nem; m = \Delta v_q/E; \Delta v_q = a\Delta t = \frac{Ee\lambda}{m u}, \quad (8.48)$$

следовательно,

$$\sigma = \frac{Ne^2 \lambda}{mu}. \quad (8.49)$$

Приведенная формула для расчета проводимости металлов впервые была выведена Друде в 1900 г. [26]. Однако следует заметить, что сама подвижность электронов зависит от плотности и вязкости эфира в Ван-Ваальсовых оболочках, в пределах которых и перемещается свободный электрон.

Расчет длины свободного пробега электрона в различных металлах на основе справочных данных дает хорошее совпадение в порядках величин с ожидаемыми по теории. Так при температуре ноль градусов Цельсия для меди $\lambda = 2,65 \cdot 10^{-10} \text{ м}$; для алюминия $1,64 \cdot 10^{-10} \text{ м}$; для цинка $0,84 \cdot 10^{-10} \text{ м}$; для висмута $3,7 \cdot 10^{-13} \text{ м}$. Последнее соотношение говорит о весьма небольшой величине межатомного пространства в висмуте, в котором могут перемещаться свободные электроны.

Приобретя дополнительную кинетическую энергию, электроны с большей силой ударяются об электронную оболочку атомов проводника, чем и объясняется повышение температуры проводника при прохождении по нему электрического тока. А поскольку амплитуда колебаний поверхности электронной оболочки атомов возрастает, то и число столкновений электронов с атомами возрастает, что и является причиной увеличения электрического сопротивления проводника при нагреве.

При разогреве проводника его сопротивление возрастает за счет возрастания амплитуды колебаний электронных оболочек атомов и сокращения в связи с этим длины свободного пробега электронов. Для меди относительное сокращение длины пробега составляет $4,33 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$, для алюминия – $4,6 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$, и при изменении температуры на 10 град. длины свободного пробега электронов составят $2,54 \cdot 10^{-10} \text{ м}$ и $1,56 \cdot 10^{-10} \text{ м}$ соответственно.

Плотность тока, протекающего по проводнику, определяется из выражения

$$j = Ne\Delta v. \quad (8.50)$$

поскольку она пропорциональна объемной плотности электронов в металле, величине элементарного заряда и средней скорости электронов вдоль оси проводника. Подставляя соответствующие значения величин, получим:

$$j = \frac{Ne^2 i}{mt} E = \sigma E, \quad (8.51)$$

что и выражает закон Ома в дифференциальной форме.

Умножая левую и правую части выражения на объем проводника $V = SL$, где S – площадь сечения проводника, а L – его длина, получаем

$$jSL = \sigma ESL. \quad (8.52)$$

Поскольку значение тока в проводнике равно

$$I = jS, \quad (8.53)$$

а падение напряжения на проводнике равно

$$U = EL. \quad (8.54)$$

получим

$$I = \sigma \frac{US}{L} = \frac{U}{R}, \quad (8.55)$$

где

$$R = \frac{I}{U} \frac{L}{S} = \frac{\rho L}{S} \quad (8.56)$$

есть активное сопротивление всего проводника, а $\rho = 1/\sigma$ – его удельное сопротивление.

Мощность, затрачиваемая на создание тока в проводнике, составит:

$$P = F\Delta vV; \quad (8.57)$$

где $F = EeN$ – сила, действующая на электроны; Δv – приращение скорости электронов; $V = SL$ – объем проводника. Подставляя соответствующие значения, получаем

$$P = EeN \frac{Ee I}{m} SL = E^2 \sigma SL = EL \cdot E\sigma S = UI = I^2 R = U^2 / R, \quad (8.58)$$

где U – падение напряжения на проводнике, I – ток в проводнике.

Выражение отражает значение активной мощности, которую необходимо затратить в проводнике, имеющего сопротивление R для пропускания в нем тока I . Эта мощность затрачивается на разогрев проводника и не возвращается обратно в цепь.

С изложенных позиций может быть рассмотрен и механизм сверхпроводимости.

При понижении температуры уменьшается не только тепловая скорость самих электронов, но и амплитуда волн на поверхностях электронных оболочек молекул. Начиная с некоторого значения электроны металла, попавшие в трубы электрической напряженности, не могут преодолеть удерживающую силу градиентных течений трубок и перестают взаимодействовать с электронными оболочками атомов. Сопротивление исчезает.

Все вышесказанное пока никак не объясняет, почему при движении электронов вдоль проводника вокруг него появляется

магнитное поле. Но для этого нужно сначала представить сущность самого магнитного поля.

8.2.7. Физическая сущность магнитного поля

Удельная энергия магнитного поля равна

$$w_m = \frac{\mu_0 H^2}{2} = \frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{\epsilon_0 c^2 B^2}{2} = \frac{\rho_e (Bc)^2}{2}, \text{ Дж/м}^3, \quad (8.59)$$

где μ_0 - магнитная проницаемость вакуума; H - напряженность магнитного поля; B - магнитная индукция; ϵ_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума, ρ_e - плотность эфира в вакууме, c - скорость света. Отсюда сразу видно, что магнитная индукция B должна формально быть безразмерной. На самом деле магнитная индукция вовсе не безразмерна, а является отношением скорости потока эфира v_m , в структуре магнитного поля, лежащего в плоскости xy , к скорости света т.е. к скорости второго звука в эфире в направлении z . Эти две скорости перпендикулярны друг другу, и их сокращать в размерности нельзя:

$$B = \frac{v_m}{c}, \text{ М}_{xy}/\text{М}_z. \quad (8.60)$$

Таким образом, **физическая сущность магнитной индукции – это скорость потока эфира в структуре магнитного поля, выраженная в долях скорости света.**

Поскольку напряженность магнитного поля

$$H = B/\mu_0, \quad (8.61)$$

то

$$H = v_m/\mu_0 c = \rho_e v_m c. \quad (8.62)$$

Отсюда видно, что **физическая сущность напряженности магнитного поля – это поступательная скорость плотности эфира в структуре магнитного поля, т.е. удельное количество движения эфира.**

Из полученного выражения непосредственно может быть определена скорость потока эфира в структуре магнитного поля, соответствующая значению напряженности магнитного поля в 1 А/м:

$$v_m = H/\rho_e c = 1/8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 3 \cdot 10^8 = 376,65 \text{ м.с}^{-1}. \quad (8.63)$$

Значению магнитной индукции величиной в 1 Тесла соответствует отношение скорости эфирного потока к скорости света в

$$B = \mu_0 H = 4\pi \cdot 10^{-7} = 1,256 \cdot 10^{-6} \text{ М}_{xy}/\text{М}_z \quad (8.64)$$

Проводник сечением в 1 мм² имеет радиус в $r_{\text{пр}} = 0,564$ мм, площадь его поверхности составляет $3,54 \cdot 10^{-3}$ м². На один электрон проводника приходится площадь поверхности в $3,54 \cdot 10^{-27}$ м², что превышает площадь проводника в

$$\frac{3,54 \cdot 10^{-27}}{2,75 \cdot 10^{-32}} = 1,4 \cdot 10^5 \text{ раз.}$$

Если бы электрон был бы ориентирован своей плоскостью параллельно плоскости одному из участков поверхности проводника, то это соответствовало бы скорости в

$$v_{\text{пов}} = v_e / 1,4 \cdot 10^5 = 1,64 \cdot 10^{24} / 1,4 \cdot 10^5 = 1,17 \cdot 10^{19} \text{ м.с}^{-1}.$$

Если по проводнику течет ток в 1 А, то на его поверхности появится магнитное поле, напряженность которого составит

$$H = \frac{i}{2\pi r_{\text{пр}}} = \frac{10^3}{2\pi \cdot 0,564} = 282 \text{ А/м}, \quad (8.65)$$

что соответствует скорости в $1,06215 \cdot 10^5$ м/с.

И это значит, что электроны повернуты всего лишь на угол в

$$\alpha = \frac{2 \cdot 1,06215 \cdot 10^5}{1,17 \cdot 10^{19}} = 1,8 \cdot 10^{-14} \text{ рад.}$$

Как показано в предыдущем параграфе, под воздействием электрического поля все электроны, в каком бы положении они ни

находились, разворачивают свои оси так, что образуется некоторая общая составляющая проекций их спинов на ось проводника. По отношению к любому участку поверхности проводника половина электронов оказывается повернутой к этой поверхности, половина к противоположной, так что циркуляция от каждой пары электронов даст суммарную циркуляцию, ось которой будет ориентирована вдоль проводника (рис. 8.5).

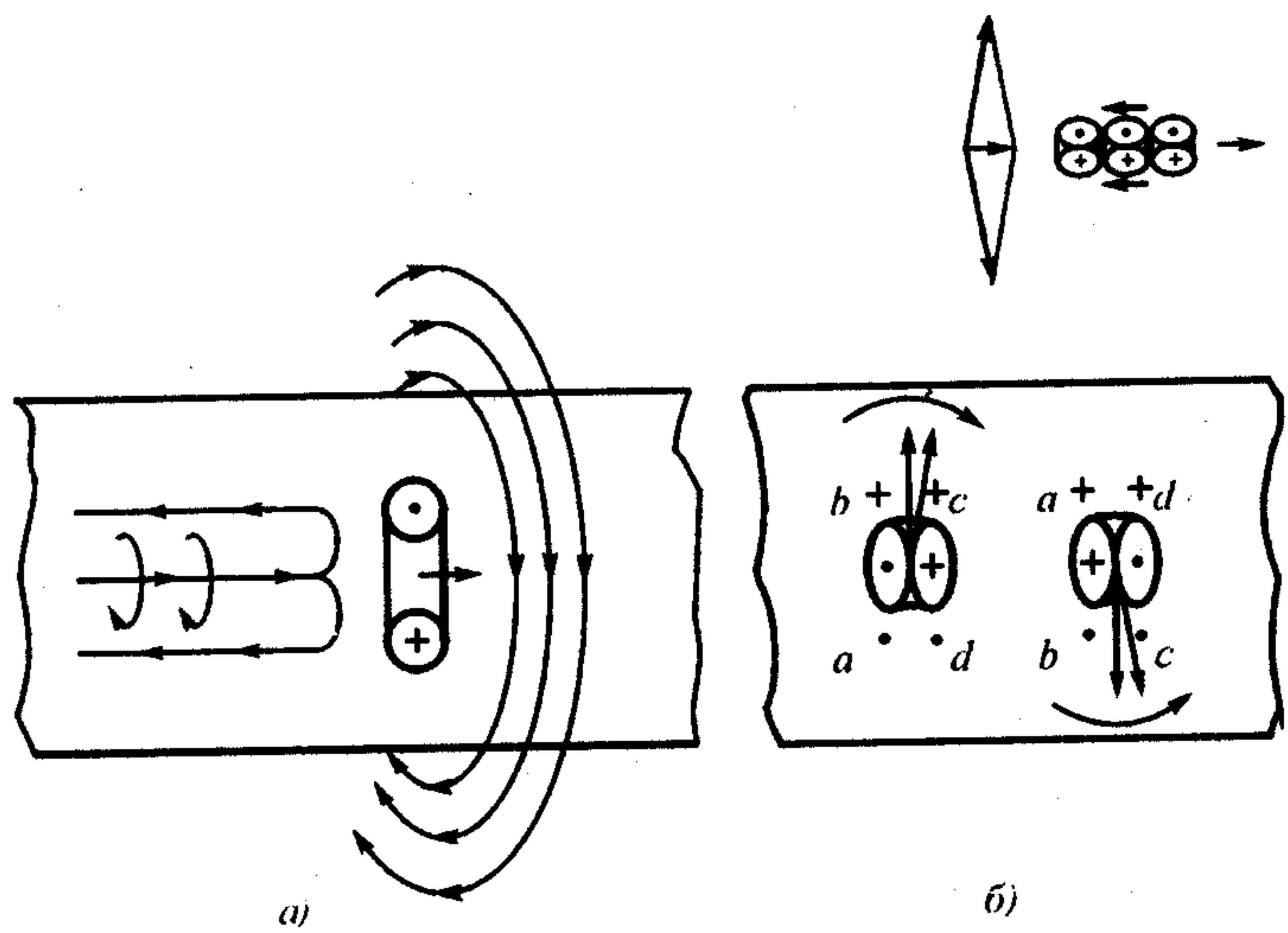


Рис. 8.5. Образование магнитного поля вокруг проводника: а — ориентация вектора спина электрона параллельно оси проводника; б — суммирование винтовых потоков вне проводника.

Исходя из того факта, что при перемещении в пространстве не обнаруживается никаких дополнительных магнитных полей, что подтверждено специально поставленными экспериментами, а также учитывая опыт Эрстеда, показавшего, что магнитная стрелка устанавливается перпендикулярно проводнику с током, вырисовывается практически единственная возможная структура магнитной силовой линии как некоторой трубы, в которой по поверхности течет эфир в одном направлении, а внутри трубы возвращается в противоположном, а сама же трубка вращается, так что по ее поверхности эфир течет по винтовой линии с углом в 45° к оси трубы. При этом поскольку формирование магнитной силовой линии производится электронами, которые сами представляют собой винтовые тороиды наиболее вероятной структурой магнитной силовой линии является набор

винтовых тороидов. Взаимодействие винтовых потоков эфира показано на рис. 8.6.

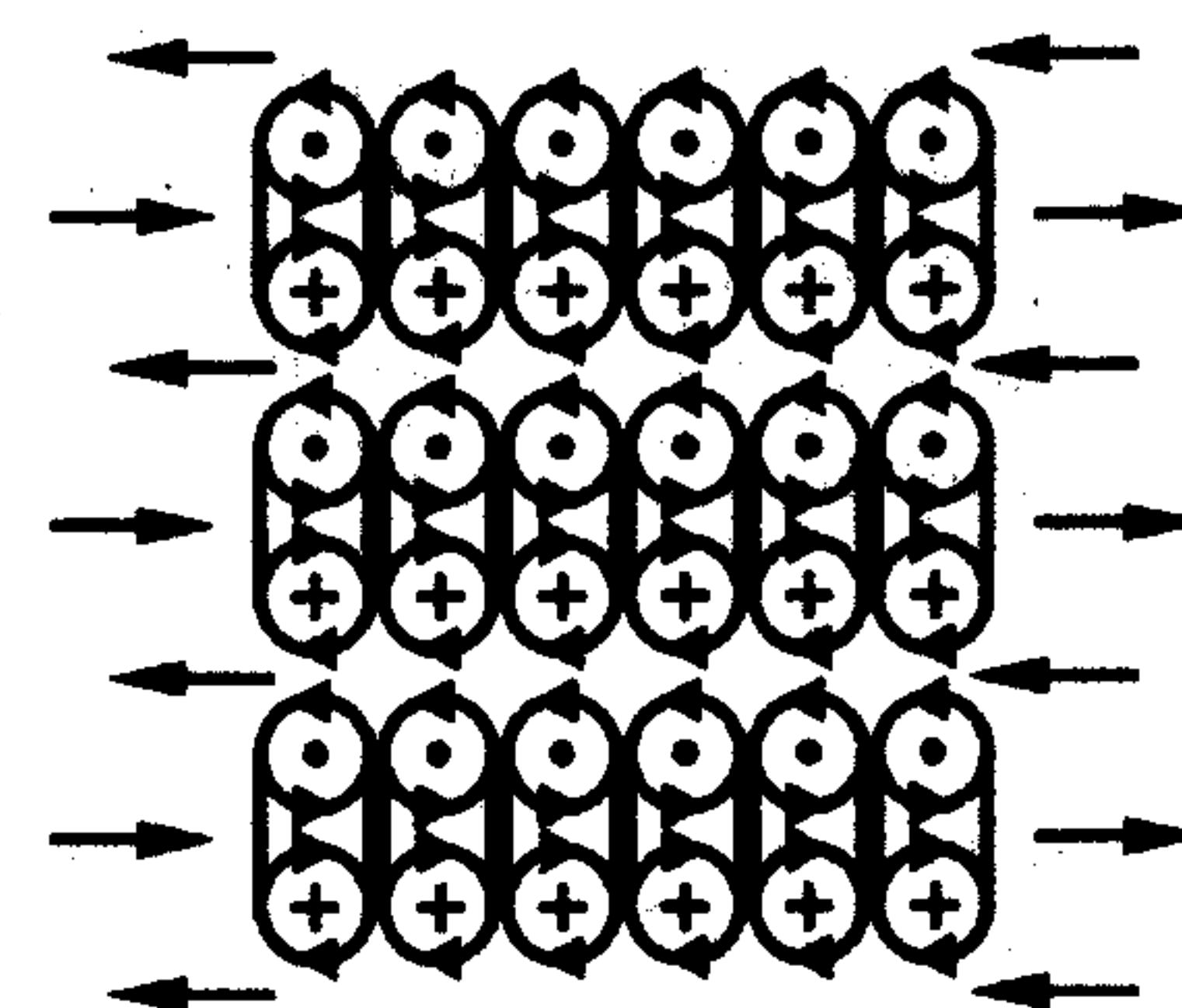


Рис. 8.6. Структура магнитных силовых линий

Таким образом, структуры силовых линий магнитного поля и электрического поля во многом идентичны, но имеют и различия. Электрическое поле имеет источник винтового движения в торце, а магнитное поле с поверхности всей трубы, поэтому магнитная трубка может структурироваться в набор винтовых тороидов, а электрическая трубка не может. Однако все это требует уточнения.

Из выражения

$$H = \nu_m / \mu_0 c \quad (8.66)$$

и закона полного тока

$$i = \oint H dl; H = i / 2\pi R \quad (8.67)$$

вытекает

$$\nu_m = \frac{i \mu_0}{2\pi R} \quad (8.68)$$

а если в материале скорость винтового потока выше, то

$$\nu_m = \frac{i \mu_0 \mu}{2\pi R} \quad (8.69)$$

где μ – относительная скорость потока эфира в материале по сравнению с плотностью этого же потока в вакууме.

Изменение скорости эфирного потока в материале обеспечивается изменением ориентации доменов, которые потоками, расположенными на их периферии, либо увеличивают общую скорость потока (парамагнетики и ферромагнетики), либо уменьшают (диамагнетики).

Сопоставим с полученной зависимостью закон Ампера для силового взаимодействия проводников:

$$dF = \frac{\mu_0 \mu i_1 i_2}{2\pi R} dl \quad (8.70)$$

и представим его в форме

$$\frac{dF}{di_2} = \frac{i_1 \mu_0 \mu}{2\pi R}, \quad (8.71)$$

откуда видна полная идентичность выражений для скорости винтового потока эфира и закона Ампера по силовому взаимодействию проводников.

Как следует из закона полного тока, уменьшение напряженности магнитного поля вокруг прямолинейного проводника с током должно происходить по гиперболической зависимости и, следовательно, отношение напряженностей должно соответствовать выражению

$$H_1/H_2 = R_2/R_1, \quad (8.72)$$

где R_2 и R_1 – соответственно расстояние от центра проводника до точек измерения напряженностей магнитного поля. Однако эфир сжимаем, следовательно, для магнитного поля это обстоятельство должно сказываться существенным образом. Приведенное соотношение справедливо только для малых значений напряженностей магнитного поля, для которых его сжатием можно пренебречь. С увеличением же напряженности должны наблюдаться отклонения от этого закона. Это обстоятельство послужило предметом экспериментальных исследований, которые подтвердили это предположение.

Если магнитное поле обладает свойством сжимаемости, то приведенная зависимость должна нарушаться, причем тем больше, чем больше напряженность или ток, протекающий в проводнике. По

аналогии со сжимаемой жидкостью это можно пояснить следующим образом: выходящая из вертушки жидкость (рис. 2.5 в верхней части) находится под большим напряжением, чем жидкость, находящаяся на некотором расстоянии от вертушки. Это значит, что с удалением от вертушки жидкость будет расширяться и добавлять свою энергию в движение, т. е. скорость сжимаемой жидкости вдали от центра будет больше скорости несжимаемой жидкости.

На рис. 8.7 приведены экспериментальные зависимости отношений H/H_0 от относительного расстояния до центра проводника при разных значениях тока.

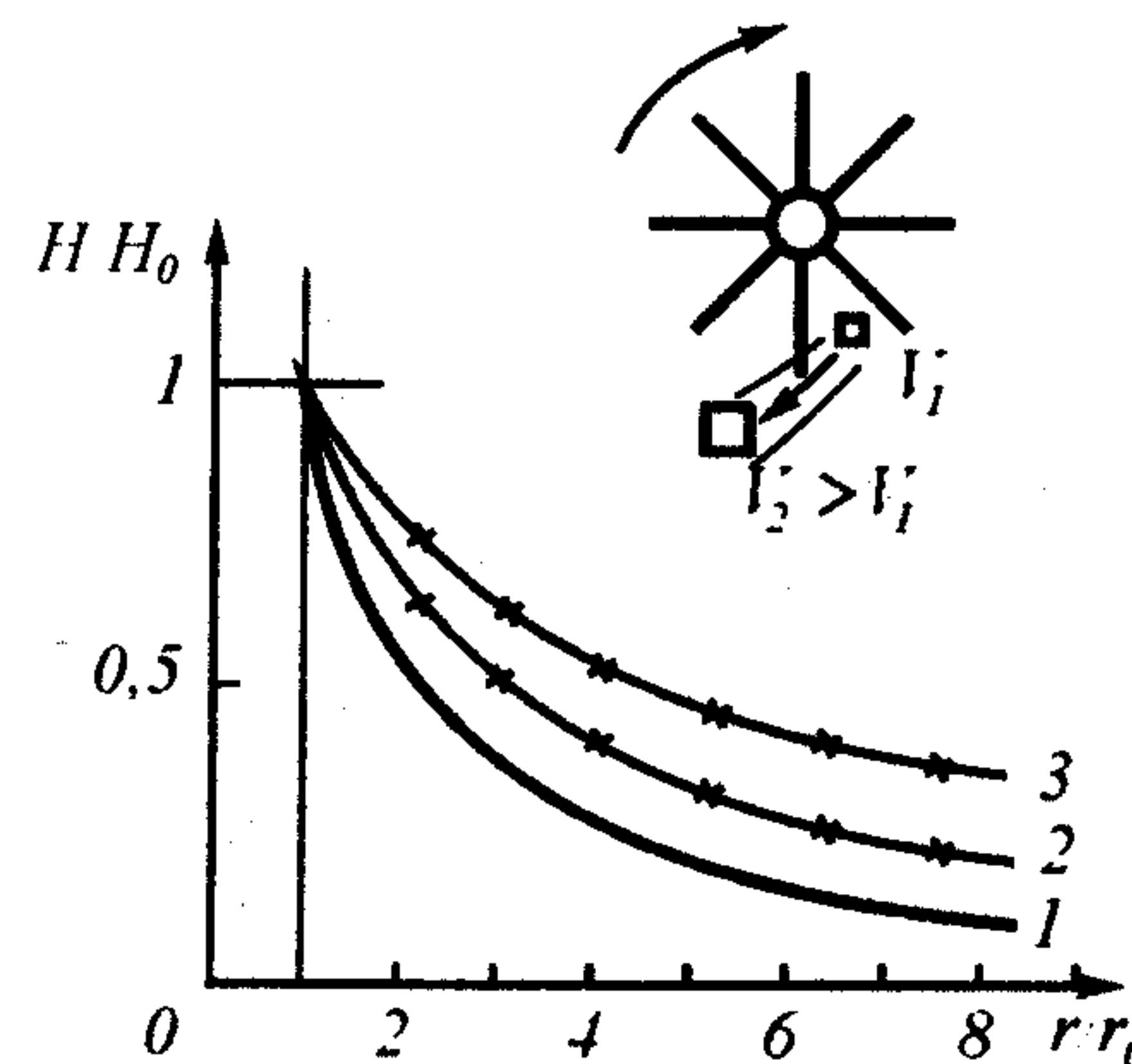


Рис. 8.7. Экспериментальные исследования закона полного тока:
а – механическая аналогия – изменение скорости потока сжимаемой жидкости, приводимой в движение вертушкой с лопастями; б – изменение напряженности магнитного поля в зависимости от расстояния от оси проводника; 1 – теоретическая кривая, вычисленная из условия постоянства циркуляции магнитного поля; 2 – экспериментальные результаты при токе $I = 1$ А; 3 – экспериментальные результаты при токе $I = 10$ А. Измерения проводились при частотах 50, 400 и 1000 Гц

Как видно из результатов измерений, с увеличением тока в первичном проводнике отклонение напряженности магнитного поля от величины, определенной законом полного тока, становится больше. С увеличением расстояния от проводника, т. е. с уменьшением абсолютной величины напряженности магнитного поля, зависимость убывания магнитной напряженности приближается к гиперболической, определенной законом полного тока, и тем в большей степени, чем меньше эта напряженность. При этом, казалось бы, роль краевых

эффектов должна была бы возрастать, однако на деле оказалось, что краевые эффекты нивелируются.

Интерпретация напряженности магнитного поля как скорости ламинарного потока эфира может вызвать определенные возражения.

Во-первых, как известно, Максвелл отдал предпочтение трактованию магнитного поля не как поступательного, а как вращательного движения в связи с обнаруженным Фарадеем свойством магнитного поля поворачивать плоскость поляризации света в некоторых кристаллах. Однако Максвелл не учел, что градиент поступательной скорости эфира может обладать таким же действием.

Во-вторых, магнитное поле не обязательно является чисто поступательным движением эфира. В нем может присутствовать составляющая вращения, причем в разных физических явлениях соотношение между скоростями поступательного и вращательного движений может быть различным. Такая возможность требует отдельного рассмотрения, но этот вариант не будет противоречить ни изложенным выше представлениям об электрическом поле как о наборе винтовых трубок с переменным по сечению винтовым фактором, ни изложенным представлениям о напряженности магнитного поля как о скорости поступательного движения эфира. Тем не менее, такое моделирование позволит уточнить представления о физической сущности магнитного поля и его проявлениях в разных явлениях.

8.2.8. Свободный электрон в магнитном поле

Рассмотрим поведение электрона в магнитном поле. Магнитное поле само по себе никак не может повлиять на ориентацию электрона вследствие взаимного уравновешивания всех сил, действующих на электрон со стороны поля, причем независимо от структуры самого магнитного поля и преобладания в нем кольцевой или поступательной составляющей движения эфира.

В самом деле (рис. 8.8), в области 1 имеет место притяжение вихрей за счет потоков эфира в плоскости рисунка, но отталкивания за счет вращения газа, так как направление сопрягаемых потоков газа одинаково – в сторону, перпендикулярную плоскости рисунка. В области 2 – все наоборот – отталкивание вихрей происходит за счет вращения потоков эфира в плоскости рисунка, а притяжение – за счет противоположного направления движений газа в плоскости, перпендикулярной плоскости рисунка. При этом составляющие сил, вызванных поступательным движением эфира, уравновешены между

собой, так же как и составляющие сил, вызванные вращательным движением эфира также уравновешены между собой.

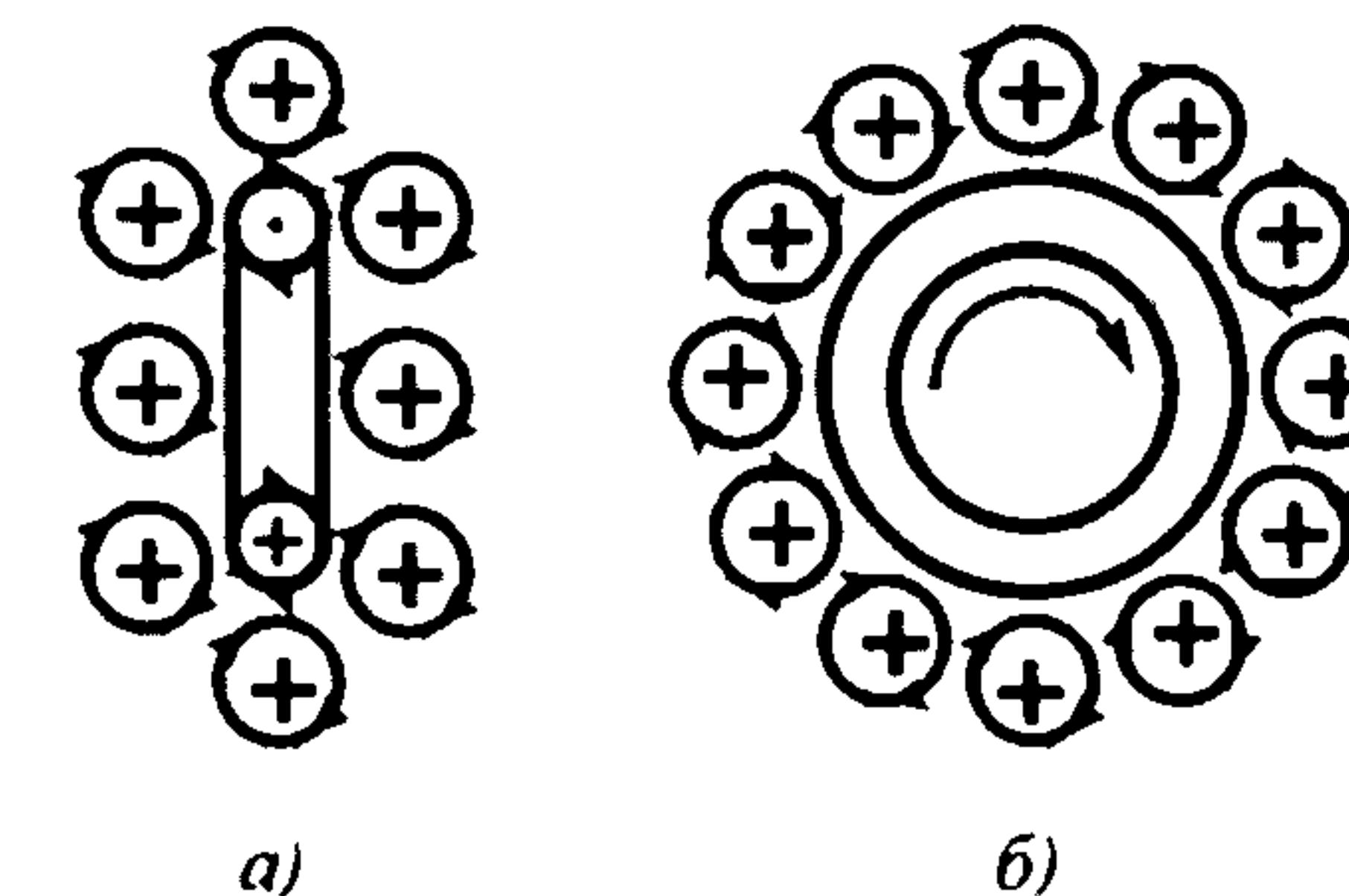


Рис. 8.8. Уравновешивание давлений, действующих на электрон в магнитном поле

Положение существенно меняется, если внешней силой, например, электрическим полем, электрону придано поступательное движение со скоростью v . В этом случае к скорости потока эфира в электрическом поле v_n по поверхности кольца добавляется скорость поступательного движения электрона. Разность скоростей, лежащих в плоскости чертежа в области 1 составит

$$\Delta v_1 = v_e + v_n + v, \quad (8.73)$$

а в области 2 соответственно

$$\Delta v_2 = v_e - v_n + v. \quad (8.74)$$

Квадраты их соответственно равны

$$(\Delta v_1)^2 = v_e^2 + v_n^2 + 2v_e v_n + v^2 + 2v_e v + 2v_n v; \quad (8.75)$$

$$(\Delta v_2)^2 = v_e^2 + v_n^2 - 2v_e v_n + v^2 + 2v_e v - 2v_n v. \quad (8.76)$$

Разность квадратов скоростей в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка, соответственно равна:

$$\Delta v'_1 = v_e - v_n; \quad \Delta v'_2 = v_e + v_n. \quad (8.77)$$

Здесь квадраты разностей скоростей составят

$$(\Delta v'_1)^2 = v_e^2 - 2v_e v_n + v_n^2; \quad (8.78)$$

$$(\Delta v'_2)^2 = v_e^2 + 2v_e v_n + v_n^2; \quad (8.79)$$

Сумма квадратов скоростей в каждой области будет равна

$$(\Delta v_1)^2 + (\Delta v'_1)^2 = 2v_e^2 + 2v_n^2 + v^2 + 2v_e v + 2v_n v; \quad (8.80)$$

$$(\Delta v_2)^2 + (\Delta v'_2)^2 = 2v_e^2 + 2v_n^2 + v^2 + 2v_e v - 2v_n v; \quad (8.81)$$

а их разность составит

$$[(\Delta v_1)^2 + (\Delta v'_1)^2] - [(\Delta v_2)^2 + (\Delta v'_2)^2] = 4 v_n v. \quad (8.82)$$

В соответствии с уравнением Бернуlli имеем

$$P = \rho C - \rho v^2 / 2 \quad (8.83)$$

и, следовательно,

$$\Delta P = 2\rho v_n v. \quad (8.84)$$

Сила, действующая на эквивалентную поверхность электрона $S_{экв}$, определяется как

$$F = \Delta P S_{экв} = 2\rho S_{экв} v_n v = [Bv], \quad (8.85)$$

что и соответствует закону Лоренца для движущегося в магнитном поле электрона. При этом, как видно из рис. 8.9, направление силы перпендикулярно направлению движения электрона.

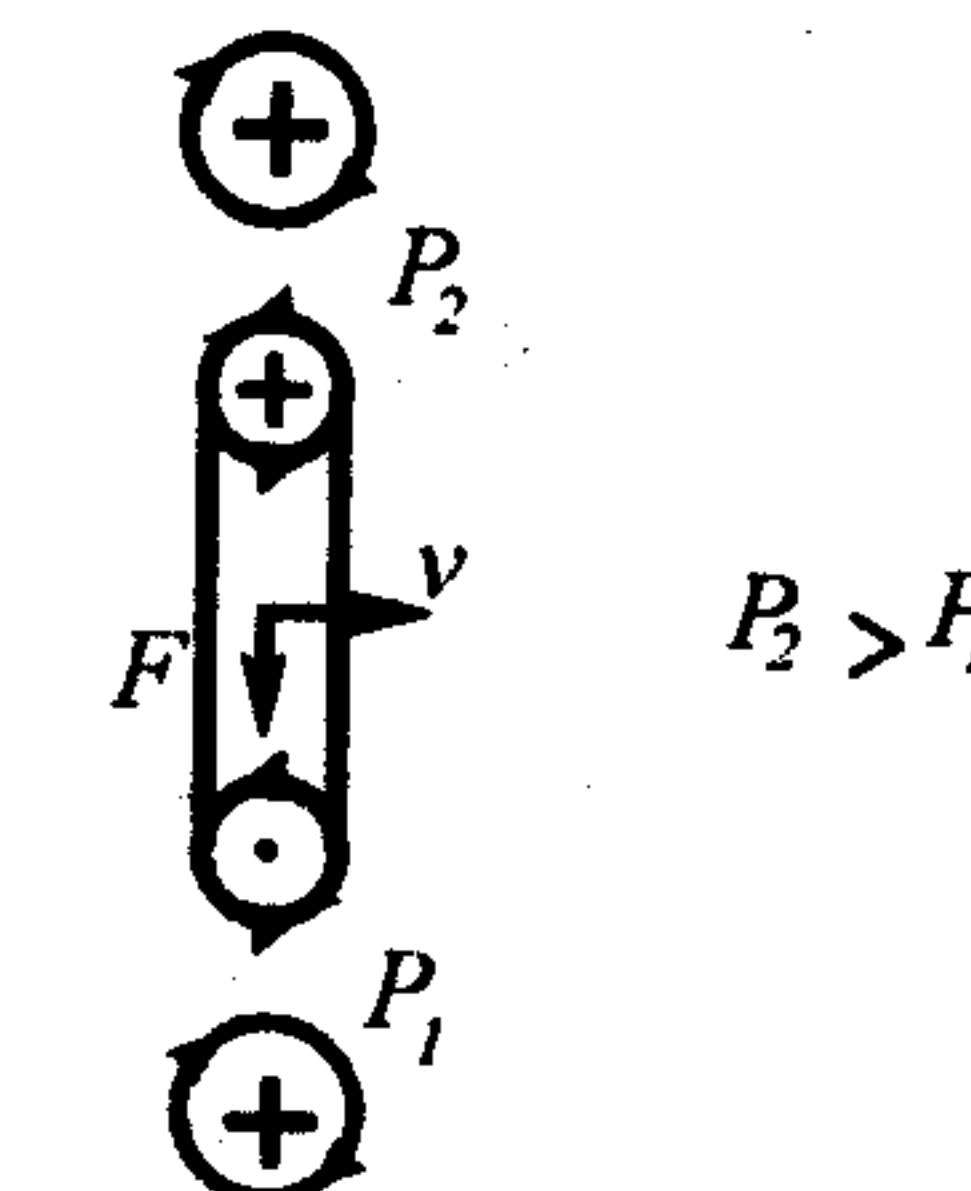


Рис. 8.9. Появление отклоняющей силы при движении электрона в магнитном поле

8.2.9. Индуктивность. Механизм явления самоиндукции

Присоединенные эфирные потоки уподобляются сжатой пружине, запасшей потенциальную энергию и стремящейся отодвинуть электроны друг от друга. При этом приращение давления будет пропорционально величине тока, проходящего по проводнику.

Для соленоида такое давление будет пропорциональным числу ампервитков iw , приходящихся на единицу его длины l :

$$p = \frac{iw}{l}. \quad (8.86)$$

В системе МКС единица тока i – [$\text{кг}\cdot\text{с}^{-2}$], длины l – [м], и, следовательно, единица измерения давления присоединенных струй составит [$\text{кг}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{с}^{-2}$] или [Н] (Ньютон), т. е. ту же, что и для обычного давления.

Работа, совершаемая при сжатии присоединенных потоков эфира, определяется так же, как и работа, совершаемая при сжатии обычной пружины. Если для обычной пружины сила сжатия пропорциональна деформации, т. е.

$$F = kx, \quad (8.87)$$

где k – коэффициент упругости, а совершенная работа определится выражением

$$W = \int_0^{x_0} F dx = \frac{kx_0^2}{2} = \frac{F_0^2}{2k}, \quad (8.88)$$

где F_0 - сила сжатия пружины, то для сжатых эфирных потоков будем иметь на единицу длины соленоида

$$w = \frac{p^2}{2k} = \frac{k'(iw)^2}{2l^2}. \quad (8.89)$$

Сопоставляя полученное выражение с известным выражением для энергии соленоида

$$w = \frac{\mu(iw)^2}{2l^2}, \quad (8.90)$$

обнаруживаем, что физический смысл магнитной проницаемости вакуума соответствует коэффициенту упругости эфира.

При наличии железа в сердечнике дросселя магнитное поле, создаваемое обмотками соленоида, - упорядоченные потоки эфира - тратит свою энергию на разворот доменов - конгломератов молекул железа. Такие конгломераты находятся в сердечнике в неупорядоченном положении, ориентированы в пространстве во всех возможных направлениях относительно равномерно. Но под воздействием магнитного поля - упорядоченных кольцевых потоков эфира, являющихся результатом упорядоченной ориентации электронов в токонесущем проводе, - домены также разворачиваются и образуют магнитное поле сердечника. Здесь уже магнитное поле представляет собой набор винтовых вихревых трубок, и его структура, таким образом, отличается от магнитного поля, созданного током.

Таким образом, имеет место последовательная цепь событий: электрическое поле в проводнике обмотки соленоида заставляет электроны проводника разворачиваться главными осями в направлении оси проводника, этим самым создаются потоки кольцевого движения эфира вокруг проводника. Потоки эфира проникают в железный сердечник и вынуждают домены развернуться соответственно в общем направлении так, что оси винтовых трубок магнитного поля,

создаваемые доменами, ориентируются частично в общем направлении, перпендикулярно направлению воздействующего на них внешнего потока.

Поскольку каждая такая винтовая трубка связана с соответствующим доменом, находящимся в связи с остальным материалом сердечника, то эти связи напрягаются подобно пружине, и если внешний поток исчезнет, то они вернут домен в исходное положение. Магнитное поле, созданное сердечником, исчезнет. Так обстоит дело с магнитомягким материалом.

Для магнитотвердого материала дело обстоит иначе. Если сопротивление связей доменов в материале удается преодолеть внешним потоком, то они могут и не возвратить домен в исходное состояние. Тогда магнитное поле сохранится и после отключения тока из обмотки соленоида.

Но наиболее простым способом ослабления связей доменов с материалом является, как известно, нагрев магнитотвердого материала вплоть до его расплавления. Тогда внешнее магнитное поле легко ориентирует домены в нужном направлении, а затем, после остывания материала, межмолекулярные связи закрепляют домен в этом положении. Материал становится постоянным магнитом.

При наличии железа в дросселе общая запасенная энергия магнитного поля будет пропорциональна объему железа:

$$W = \frac{\mu \mu_0 (iw)^2}{2 l_{\star}^2} V_{\star}. \quad (8.91)$$

Поскольку объем железа дросселя составляет $V_{\star} = S_{\star} l_{\star}$, где S_{\star} - сечение сердечника, а l_{\star} - длина магнитной силовой линии в сердечнике, то получим

$$W = \frac{\mu \mu_0 (iw)^2}{2 l_{\star}^2} S_{\star} l_{\star}, \quad (8.92)$$

где μ - относительная магнитная проницаемость железа. После сокращений будем иметь:

$$W = \frac{\mu \mu_0}{2} S \frac{(iw)^2}{l_{\star}} = \mu \mu_0 \frac{Sw^2 i^2}{2} = L \frac{i^2}{2}, \quad (8.93)$$

где

$$L = \mu \mu_0 \frac{S_w^2}{l_x} = \frac{w^2}{R_w}; R_w = \frac{l_x}{\mu \mu_0 S_x}. \quad (8.94)$$

Здесь R_w - магнитное сопротивление сердечника.

Таким образом, получена обычная формула для индуктивности катушки с железным сердечником.

Из изложенного видно, что роль железного сердечника в индуктивности сводится к тому, что в нем запасается реактивная энергия магнитного поля. Но для того чтобы эту энергию в нем создать, необходимо совершить работу, т. е. произвести поворот доменов железного сердечника и для этого преодолеть упругое сопротивление их связей. Эта работа производится путем повышения давления в пространстве между проводником и железом. Само это давление создается электрическим током, текущим по проводнику. Поэтому общая запасенная энергия пропорциональна квадрату величины тока.

Кольцевое (круговое) движение эфира вокруг проводника воспринимается как магнитное поле. Энергия поступательной скорости эфира вокруг проводника, не имеющего железного сердечника, и есть энергия этого поля. Если есть железный сердечник, то сюда добавляется потенциальная энергия упругого поворота доменов сердечника. Вся эта система напряжена и удерживается в напряженном состоянии повернутыми в общем направлении - вдоль оси проводника - электронами. Сами же электроны удерживаются в этом состоянии напряженностью электрического поля.

Если электродвижущая сила в проводнике исчезает, то исчезает и причина, удерживающая электроны в общем ориентированном направлении. исчезает и давление, удерживающее потоки в напряженном состоянии. Равновесие нарушено, и весь процесс оборачивается в обратном направлении. Теперь внешние потоки эфира давят на внутренние, и линии кругового тока эфира, сокращаясь, входят в проводник. Их энергия тратится на увеличение тепловой скорости электронов проводника. В этом и заключается механизм самоиндукции.

Обратный ход процесса приводит к тому, что ЭДС на проводнике, созданная перемещающимися внутрь проводника потоками эфира, приобретает противоположный знак, эта ЭДС будет пропорциональная запасенной энергии индуктивностью, т.е. величине индуктивности, если же ток обрывается не сразу, то электроны еще сохраняющегося тока продолжают удерживать часть давления. Таким образом, на

качественном уровне может быть обоснована известная формула ЭДС самоиндукции:

$$e = - L \frac{di}{dt}. \quad (8.95)$$

8.3. Электромагнитные взаимодействия

8.3.1. Силовое взаимодействие проводников с током.

Как известно, при протекании по двум параллельным проводникам токов проводники испытывают взаимное притяжение, если токи текут в одном и том же направлении, или отталкивание, если направления токов противоположны. В соответствии с законом Ампера сила взаимодействия параллельных проводников с током в вакууме определяется выражением

$$F = - \mu_0 \frac{l_1 l_2 I}{4\pi d}, \quad (8.96)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн·м⁻¹ - магнитная проницаемость вакуума; I_1 и I_2 - величины токов в первом и втором проводниках; l - длина проводников; d - расстояние между их осями.

Приведенное известное выражение соответствует опытным данным, однако, не выражает физической сущности взаимодействия проводов с током. Для понимания физической сущности рассмотрим взаимодействие двух электронов - уплотненных тороидальных вихревых винтовых колец шаровой формы, расположенных каждый в одном из двух проводов, расположенных параллельно относительно друг друга.

Электрон, находящийся в первом проводе под воздействием тороидальной составляющей движения электрического поля разворачивается так, что главная ось электрона оказывается под углом к продольной оси провода меньшим, чем $\pi/2$. Для простоты вывода положим, что главные оси электронов и оси проводов совпадают по направлению, реальный угол поворота будет учтен в дальнейшем.

В соответствии с законом Био-Савара тороидальная составляющая винтовой скорости эфирного потока убывает пропорционально кубу расстояния, а кольцевая в соответствии с теоремой Гаусса -

пропорционально квадрату расстояния. Поэтому в дальнейшем торOIDальная составляющая скорости не учитывается, и можно считать, что взаимодействие электронов осуществляется только под влиянием кольцевой составляющей потоков эфира вокруг электронов.

Скорость перемещения электронов вдоль провода при постоянном токе величиной I , А, сечении провода $S_{\text{пр}}$, содержании свободных электронов в металле N , м⁻³, заряде одного электрона e составляет:

$$v_{\text{стп}} = \frac{I}{eNS_{\text{пр}}} \quad (8.97)$$

Физически взаимодействие между проводниками осуществляется за счет того, что сориентированные в пространстве электроны создают вокруг проводников винтовые потоки эфира, которые воспринимаются как магнитное поле токов (рис. 8.10).

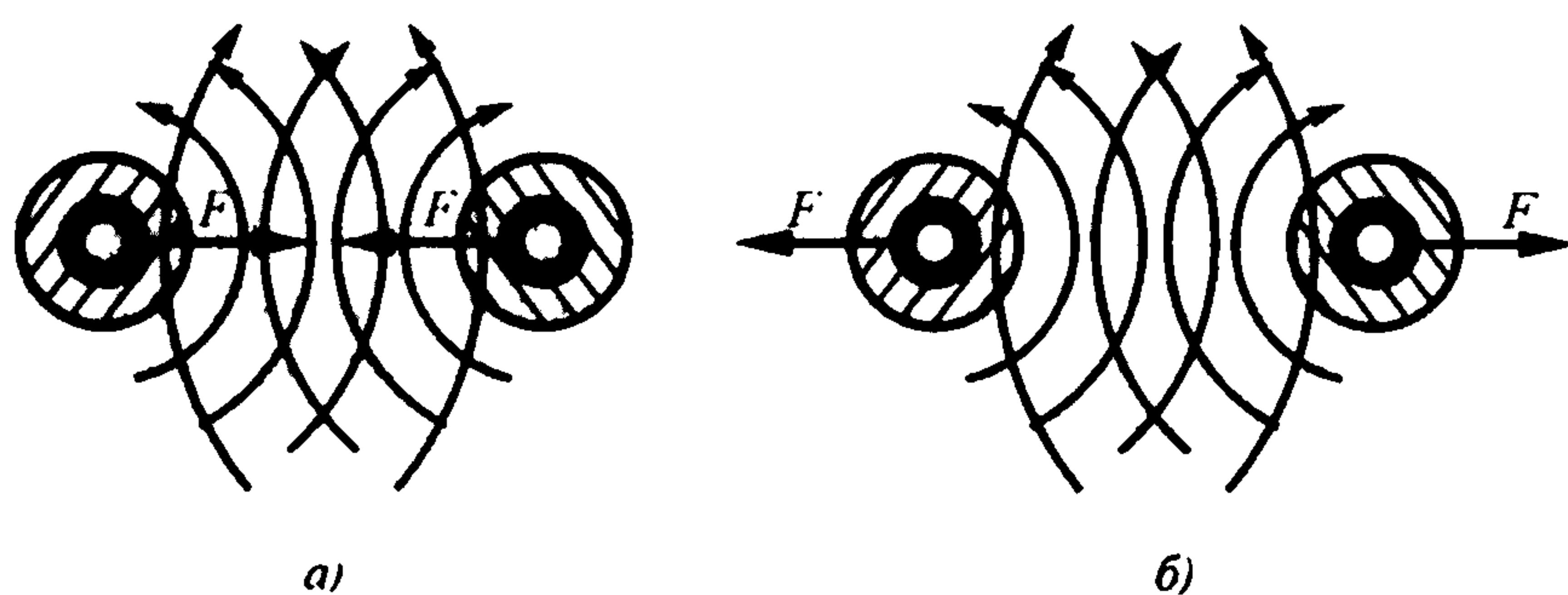


Рис. 8.10. Взаимодействие электронов в параллельных проводниках: а – при протекании токов в одном направлении; б – при протекании токов в противоположных направлениях

При параллельной ориентации электронов в обоих проводах направления кольцевого движения вихревого поля v_p и электрона v_k на той стороне частицы, которая обращена к полеобразующим вихрям, противоположны, градиент скорости кольцевого движения будет больше, чем с яротивоположной стороны, и поэтому давление эфира на сторонах проводов, обращенных друг к другу, будет меньше, чем с противоположных.

В соответствии с уравнением Бернуlli эти давления определяются выражениями:

в области *a*:

$$P = P_0 - \rho_s(v_e - v_{ll})^2/2; \quad (8.98)$$

в области *b*:

$$P = P_0 - \rho_s[v_e - (v_n - b\partial v_n/\partial r)]^2/2; \quad (8.99)$$

Пренебрегая малыми членами, получим разность давлений, действующих на электрон:

$$\Delta P = 2\rho_s v_e v_n. \quad (8.100)$$

где v_e – скорость потока эфира на поверхности электрона; v_n – скорость потока эфира, созданного электроном, находящимся в первом проводе, на поверхности электрона, находящегося во втором проводе.

Если бы электрон во втором проводе был повернут так, чтобы направление его главной оси совпадало с направлением оси проводника, то сила, действующая на один электрон во втором проводе, составила бы величину, равную:

$$F = 2\rho_s v_e v_n S_{\text{сп}} = 2\rho_s v_e v_n \pi r_e^2. \quad (8.101)$$

При учете реального угла α_2 поворота электронов, находящихся во втором проводе, сила воздействия на все электроны второго провода составит:

$$F_2 = \rho_s v_e 4\pi r_e^2 v_n a_2/2 = e n_2 v_n a_2/2, \quad (8.102)$$

где e – заряд электрона; n_2 – количество электронов во втором проводе.

Преобразуем выражение для закона Ампера

$$\frac{F}{I} = -\mu_0 \frac{I_1 I_2}{4\pi d}. \quad (8.103)$$

Для тока справедливо соотношение

$$I = v_{\text{пр}} e S_{\text{пр.сеч.}} N, \quad (8.104)$$

где $v_{\text{пр}}$ – скорость перемещения электронов вдоль проводника; e – заряд электрона; $S_{\text{пр.сеч.}}$ – площадь сечения проводника; N – количество электронов в единице объема металла, причем

$$e = \rho_0 v_e S_e = 4\pi \rho_0 v_e r_e^2, \quad (8.105)$$

здесь ρ_0 – плотность эфира; v_e – скорость кольцевого потока эфира на поверхности электрона; S_e – площадь поверхности электрона; r_e – радиус электрона.

Подставляя выражение для тока в закон Ампера и учитывая, что

$$\mu_0 = 1/\rho_0 c^2, \quad (8.106)$$

получаем

$$\begin{aligned} F &= \frac{v_{\text{пр}1} e S_{\text{пр}1} N_1 v_{\text{пр}2} e S_{\text{пр}2} N_2 - \alpha_1 e S_{\text{пр}1} N_1 \alpha_2 e S_{\text{пр}2} N_2}{l} \\ &= \frac{v_{\text{пр}1} e S_{\text{пр}1} N_1 v_{\text{пр}2} e S_{\text{пр}2} N_2}{4\pi\rho_0 c^2 d} = \\ &= \frac{\alpha_1 4\pi \rho_0 v_e r_e^2 S_{\text{пр}1} N_1 - \alpha_2 4\pi \rho_0 v_e r_e^2 S_{\text{пр}2} N_2}{4\pi\rho_0 d} = \\ &= \frac{v_e r_e^2 N_2 \alpha_1}{d} \cdot 4\pi \rho_0 v_e r_e^2 S_{\text{пр}2} N_2 \alpha_2 = \rho_0 v_n (\text{circ}). \end{aligned} \quad (8.107)$$

Здесь v_n – скорость потоков эфира, вызванных поворотом электронов в первом проводнике; (*circ*) – суммарная циркуляция электронов во втором проводнике:

$$v_n = \frac{v_e r_e^2 N_2 \alpha_1}{d}; \quad (8.108)$$

$$(\text{circ}) = 4\pi v_e r_e^2 S_{\text{пр}2} N_2 \alpha_2; \quad (8.109)$$

e – заряд электрона; $v_{\text{пр}1}$ и $v_{\text{пр}2}$ – скорости перемещения электронов вдоль первого и второго проводников; $S_{\text{пр}1}$ и $S_{\text{пр}2}$ – площади сечения первого и второго проводников; N_1 и N_2 – количество электронов в единице объема проводников; α_1 и α_2 – угол поворота потоков эфира в проводниках, так что

$$\alpha_1 = v_{\text{пр}1}/c; \quad \alpha_2 = v_{\text{пр}2}/c. \quad (8.110)$$

Теперь та же формула закона Ампера приобрела четкий физический смысл взаимодействия электронов в проводах: градиенты скоростей потоков эфира на поверхности электронов создают дополнительную разность давлений, электроны приобретают дополнительную скорость в направлении второго проводника и отдают полученное приращение импульса молекулам своего проводника. Это и приводит к появлению сил взаимодействия проводников. Здесь необходимо отметить, что полученные выражения для углов поворота потоков эфира α_1 и α_2 не есть углы поворота электронов, которые существенно больше. Средние углы поворота осей электрона β предположительно можно определить через отношение скорости движения электрона вдоль проводника $v_{\text{пр}}$ к средней скорости теплового движения v_t :

$$\beta \approx \operatorname{tg} \beta = v_{\text{пр}}/v_t. \quad (8.111)$$

Представляет интерес дать численную оценку некоторым параметрам, участвующим в силовом взаимодействии проводников.

Если в двух проводниках течет в одном направлении постоянный ток силой 1 А, то сила притяжения друг к другу проводников, имеющих длину 1 м и расположенных в осях на расстоянии 1 см друг от друга, составит

$$F = 4\pi \cdot 10^{-7} / 4\pi \cdot 10^{-2} = 10^{-5} \text{ Н.}$$

В этом случае каждый проводник содержит 10^{24} электронов, расположенных друг относительно друга на расстоянии 10^{-10} м, т. е. каждый электрон находится в пределах одной молекулы металла, скорость перемещения электронов вдоль оси составляет $6,25 \cdot 10^{-6}$ м/с, а углы поворота потоков эфира, вызванные поворотом электронов, составляют всего лишь $6,25 \cdot 10^{-6} / 3 \cdot 10^8 = 2,08 \cdot 10^{-14}$ рад. Такой малый угол поворота потоков эфира не означает такого же значения угла поворота самих электронов, который существенно больше и в данном случае для температуры +20° С составляет

$$\beta = 6,25 \cdot 10^{-6} / 1,15 \cdot 10^5 = 4 \cdot 10^{-11} \text{ рад.}$$

Таким образом, силовое взаимодействие проводников осуществляется не за счет перемещения электронов относительно проводника, а за счет совместной ориентации их спинов относительно оси проводника, что приводит к упорядочению эфирных потоков вне проводника, которые и воспринимаются как образованное током магнитное поле. Эти потоки действуют на электроны, придавая им дополнительный импульс в поперечном направлении, что и приводит к силовому взаимодействию проводников.

8.3.2. Взаимоиндукция проводников

Как известно, в электротехнике отсутствует понятие «взаимоиндукция проводников», хотя имеется понятие «взаимоиндукция контуров». Из представления о взаимоиндукции контуров нельзя вывести взаимоиндукцию отдельных проводников, поскольку в формульных выражениях взаимоиндукции контуров присутствует площадь контура. Наоборот, из представлений о взаимоиндукции отдельных проводников можно было бы вывести законы взаимоиндукции контуров любой формы. Поэтому целесообразно найти закономерности взаимоиндукции проводников.

В соответствии с обычными представлениями электродинамики при изменении тока в первом контуре во втором контуре наводится электродвижущая сила

$$e_{2m} = - M_{21} \frac{di_1}{dt}, \quad (8.112)$$

где M_{21} – коэффициент взаимоиндукции контуров.

Понятие взаимоиндукции контуров может быть выведено на основании закона Фарадея

$$e_{2m} = - \frac{S dB}{2\pi dt}, \quad (8.113)$$

где S – площадь контура; B – магнитная индукция.

Несмотря на то что сам закон Фарадея и уравнения Максвелла, приводящие к тому же закону, выведены на основании концепции эфира, предполагающем непосредственное взаимодействие электромагнитного поля и проводников, на самом деле здесь явно выражена концепция дальнодействия, поскольку процесс изменения магнитного поля происходит в одном месте (внутри контура), электродвижущая сила появляется в другом месте – на его периферии, а механизма взаимодействия поля с проводником не предусмотрено.

Однако в другом законе – законе электромагнитной индукции

$$e = - Blv, \quad (8.114)$$

где B – магнитная индукция; l – длина проводника, пересекающего поле; v – скорость перемещения проводника относительно магнитных линий (рис. 8.11), отражен закон близкодействия, поскольку здесь имеется прямая связь между магнитным полем и проводником – скорость пересечения проводником магнитного поля, хотя механизм возникновения ЭДС здесь тоже не раскрыт.

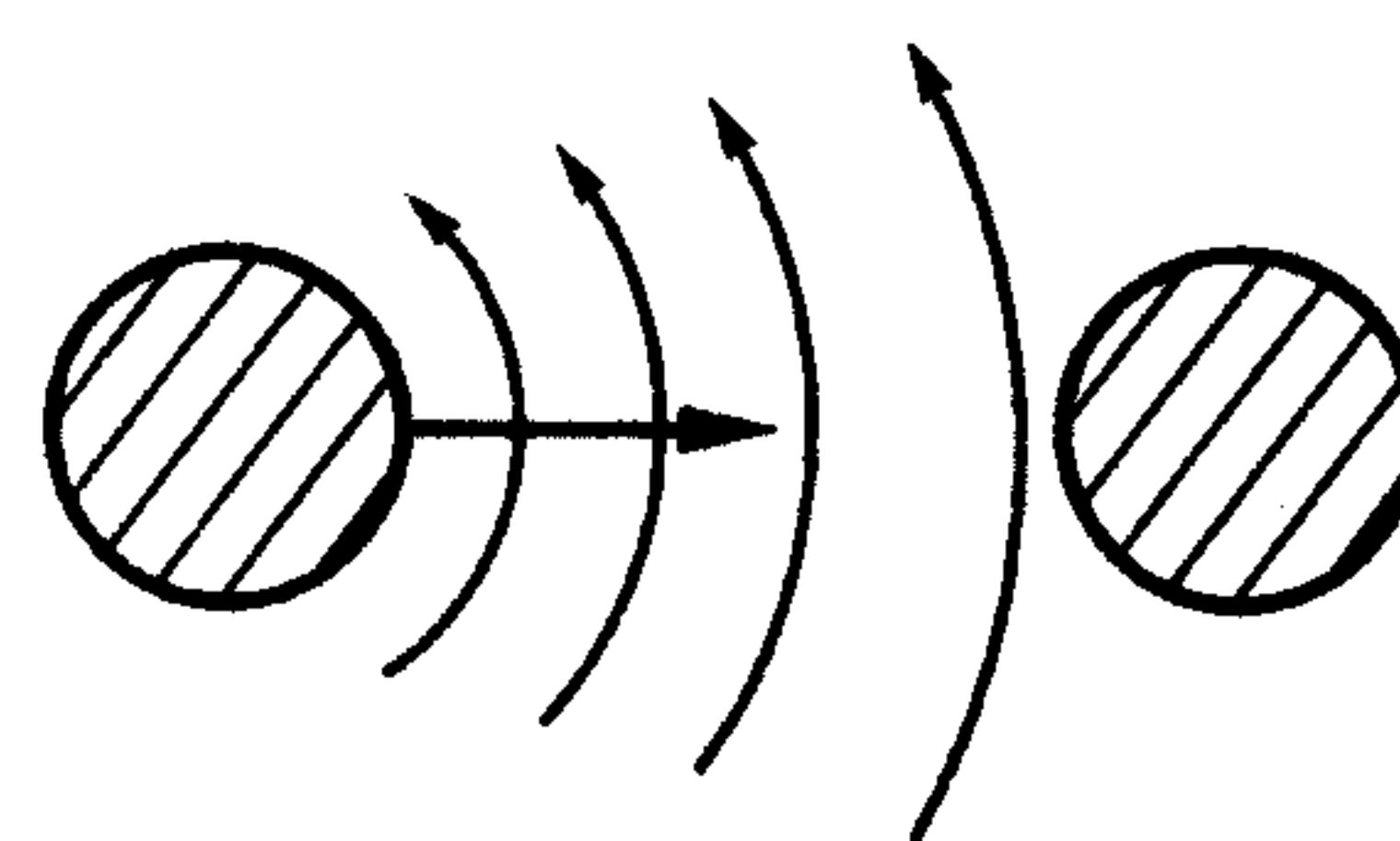


Рис. 8.11. Наведение ЭДС при пересечении проводником постоянного магнитного поля – электромагнитная индукция

Для определения ЭДС взаимоиндукции двух прямоугольных контуров необходимо привлечение закона полного тока

$$i = \oint H dl, \quad (8.115)$$

откуда

$$H = i / 2\pi R, \quad (8.116)$$

где R – расстояние от токонесущего провода до точки измерения магнитной напряженности H .

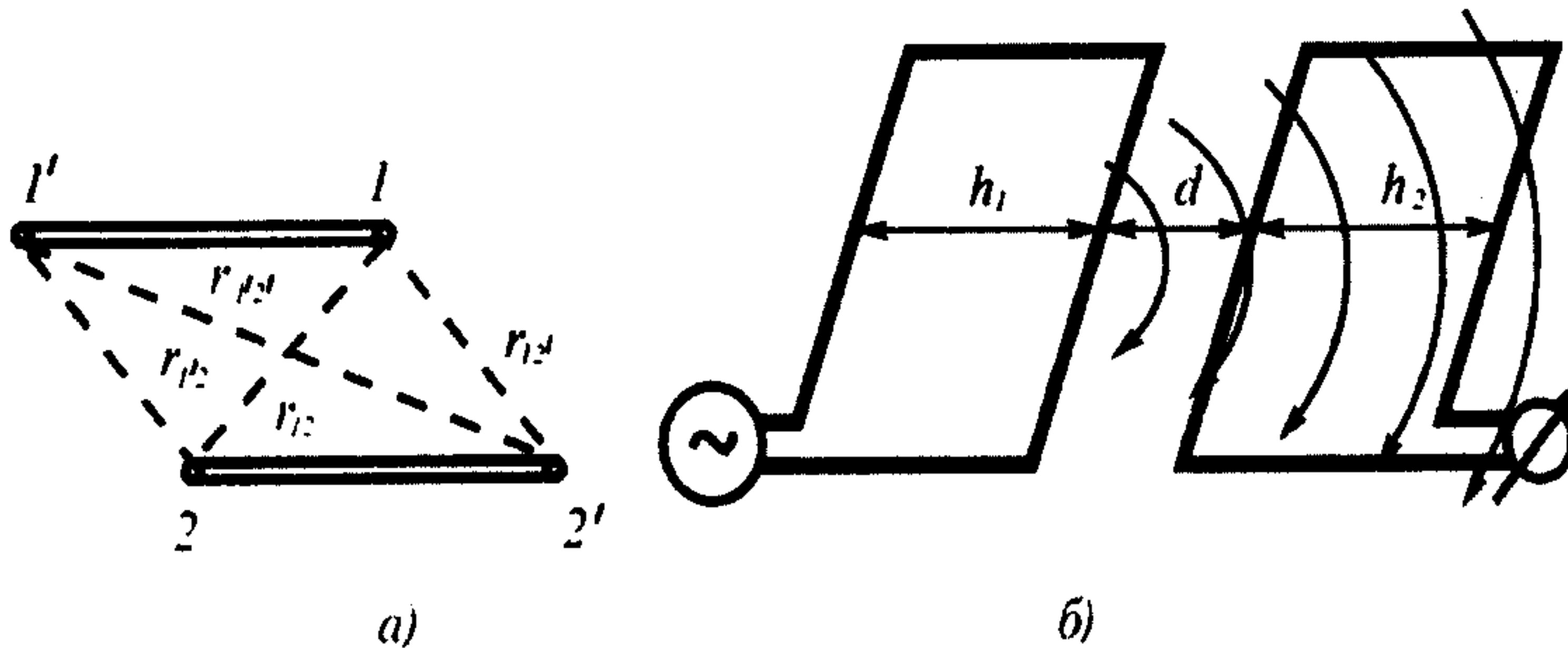


Рис. 8.12. К выводу коэффициента взаимоиндукции контуров

В соответствии с законом Фарадея коэффициент взаимной индукции между двумя проводными линиями определяется выражением [45, с. 406]:

$$M_1 = \frac{\mu_0 \mu I}{2\pi} \ln \frac{r_{12} r_{1'2'}}{r_{12'} r_{1'2}}. \quad (8.117)$$

Здесь r_{12} , $r_{12'}$, $r_{1'2}$, $r_{1'2'}$ – расстояния между проводниками (рис. 8.12, а).

Если контуры находятся в одной плоскости, то

$$r_{12} = d; r_{12'} = d + h_1; r_{12} = d + h_2; r_{1'2'} = d + h_1 + h_2. \quad (8.118)$$

Здесь d – расстояние между близлежащими проводниками двух контуров; h_1 и h_2 – расстояния между проводниками в каждом контуре.

Взаимным влиянием боковых проводников в контурах можно пренебречь (проверено экспериментально). В этом случае магнитное поле, выходящее из проводов первого контура, заходит в площадь второго контура, ослабляясь по мере удаления от токонесущих проводов первого контура по закону полного тока (рис. 8.10, б).

В соответствии с законом Фарадея электродвижущая сила во втором контуре при $h_1 = h_2 = h$ будет определяться выражением

$$e_{2m} = -\frac{\mu_0 \mu I di_1}{2\pi dt} \left[\int \frac{d}{R} - \int \frac{2h}{R} \right] =$$

$$= -\frac{\mu_0 \mu I di_1}{2\pi dt} \ln \frac{(1+h/d)^2}{1+2h/d} = \frac{I di_1}{dt} M_1, \quad (8.119)$$

где

$$M_1 = \frac{\mu_0 \mu}{2\pi} \ln \frac{(1+h/d)^2}{1+2h/d} = \frac{\mu_0 \mu}{2\pi} f_1. \quad (8.120)$$

где

$$f_1 = \ln \frac{(1+h/d)^2}{1+2h/d}.$$

Как видно из полученного выражения, с увеличением площади контура ЭДС во втором контуре нарастает беспрепятственно по логарифмическому закону. При $h \gg d$ имеем:

$$M_1 = \frac{\mu_0 \mu}{2\pi} \ln \frac{h}{2d}, \quad (8.121)$$

и при устремлении величины h к бесконечности коэффициент взаимоиндукции, приходящийся на единицу длины контура, также устремляется к бесконечности, хотя и по логарифмическому закону.

Подход к этой же задаче на основе концепции близкодействия принципиально меняет ее постановку. Магнитное поле, выходящее из проводников первого контура, пересекает сначала ближний проводник второго контура, а затем, ослабляясь по мере удаления от источника, его дальний проводник. При этом в дальнем проводнике наводится ЭДС противоположного знака по сравнению с ближним проводником, и эта эдс уменьшается в соответствии с законом полного тока по мере удаления дальнего проводника от первого контура. Если, например, ближний проводник находится на расстоянии в осах от ближайшего к нему проводника первого контура на расстоянии 3 мм, а дальний проводник – на расстоянии 3 см, то ЭДС, возникающая на дальнем проводнике составит всего 10% от ЭДС, возникающей на его ближнем проводнике, а если на расстоянии в 30 см, то всего 1%. Таким образом, здесь имеет место насыщающая зависимость, и никакого бесконечного увеличения эдс на втором контуре быть не может.

Общая электродвижущая сила, возникающая во втором контуре при тех же условиях и с учетом закона полного тока, определится выражением

$$e_{2m} = -\frac{\mu_0 \mu l R_{np} di_1}{2\pi d dt} \left(1 - \frac{2}{1+h/d} + \frac{1}{1+2h/d} \right) = \frac{l di_1}{dt} M_2, \quad (8.122)$$

где коэффициент взаимоиндукции M_2 равен

$$M_2 = \frac{\mu_0 \mu R_{np}}{2\pi d} \left(1 - \frac{2}{1+h/d} + \frac{1}{1+2h/d} \right) = \frac{\mu_0 \mu R_{np}}{2\pi d} f_2, \quad (8.123)$$

где

$$f_2 = 1 - \frac{2}{1+h/d} + \frac{1}{1+2h/d}$$

Здесь при устремлении величины h к бесконечности коэффициент взаимоиндукции стремится к постоянной величине

$$M_2 = \frac{\mu_0 \mu R_{np}}{2\pi d}. \quad (8.124)$$

Между выражениями для M_1 и M_2 имеется существенное различие: если с увеличением отношения h/d первая функция стремится к бесконечности, то вторая функция ограничена. При удалении обратных проводников контуров в бесконечность в выражении остается лишь коэффициент взаимоиндукции близлежащих проводников. Для практики это имеет особое значение, поскольку часто расположение обратных проводников вообще неизвестно (например, при заземлении источника и приемника сигналов).

В тех случаях, когда $h \ll d$, имеем

$$e_{21} = -\frac{\mu_0 \mu l di}{2\pi dt} \ln \left(1 + \frac{h}{d} \right) = \frac{\mu_0 \mu l h di}{2\pi d dt}; \quad (8.125)$$

$$e_{22} = -\frac{\mu_0 \mu l h^2 R_{np} di}{2\pi d^3 dt}; \quad (8.126)$$

где d – расстояние между осями ближайшего ко второму контуру проводника первого контура; h – расстояние между проводниками второго контура; l – длина контуров.

Здесь уже появляется возможность определить коэффициент взаимоиндукции отрезков проводников.

Таким образом, коэффициент взаимоиндукции проводников зависит от того, какой проводник является первичным, а какой вторичным, и коэффициенты взаимоиндукций первого провода со вторым и второго провода с первым различны, зависят от радиусов проводников и находятся в соотношении

$$\frac{M_{12}}{M_{21}} = \frac{R_{np1}}{R_{np2}}, \quad (8.127)$$

что аналогично коэффициенту трансформации в трансформаторе.

Таким образом, ЭДС, наводимая во втором проводе со стороны первого провода, составит величину

$$e_2 = -M_2 \frac{l di}{dt} = -\frac{\mu_0 \mu R_o l di}{2\pi d dt}; \quad (8.128)$$

откуда наведенная напряженность

$$E_2 = \frac{e_2}{l} = -M_2 \frac{di}{dt} = -\frac{\mu_0 \mu R_o di}{2\pi d dt}, \quad (8.129)$$

или

$$E_2 = \frac{e_2}{l} = -M_2 \frac{di}{dt} = -\frac{\mu_0 \mu R_o di}{2\pi d dt}; \quad (8.130)$$

и для синусоидального переменного тока наведенная ЭДС будет равна

$$e_2 = -\frac{\mu_0 \mu R_o I_1 \omega l}{2\pi d} \quad (8.131)$$

Экспериментальные исследования взаимоиндукции проводников проводились с помощью двух однопроводных прямоугольных контуров, у которых длина прилегающих сторон составляла 1 м. Использовался провод типа БПВЛ-0,35, внешний диаметр изоляции которого составлял 1,5 мм. В первый провод пропускался переменный ток различных частот, во втором измерялась наведенная ЭДС. Изменились одинаково расстояния h_1 и h_2 между проводниками контуров. Измерения проводились при значении тока в первом контуре, равном 1 А, в диапазоне частот от 50 Гц до 10 кГц.

Обе зависимости в относительной форме отражены на рис. 8.13. Там же приведены зависимости f_1 и f_2 , рассчитанные соответственно на основе максвелловских и эфиродинамических представлений о механизме наведения ЭДС в контурах. Крестиками обозначены значения, полученные в результате проведенных измерений.

Как видно из графиков, полученные результаты полностью удовлетворяют функции f_2 , полученной на основе эфиродинамических представлений о наведении ЭДС в проводниках, и отличаются от максвелловской зависимости f_1 уже при значениях $h/d = 10$ более чем в 4 раза в меньшую сторону. От значений частоты и величины тока в первичном контуре результаты, представленные относительными значениями не зависят. Таким образом, проведенные исследования зависимостей наведения ЭДС в больших контурах (площадью более 1 м²) показали их существенно лучшее совпадение с приведенными выражениями, нежели с максвелловскими.

Полученные результаты подтвердили независимость наводимой ЭДС от площади контура при достаточно большом удалении обратных проводников. Следовательно, в дальнейшем целесообразно использовать представление о взаимоиндукции проводников.

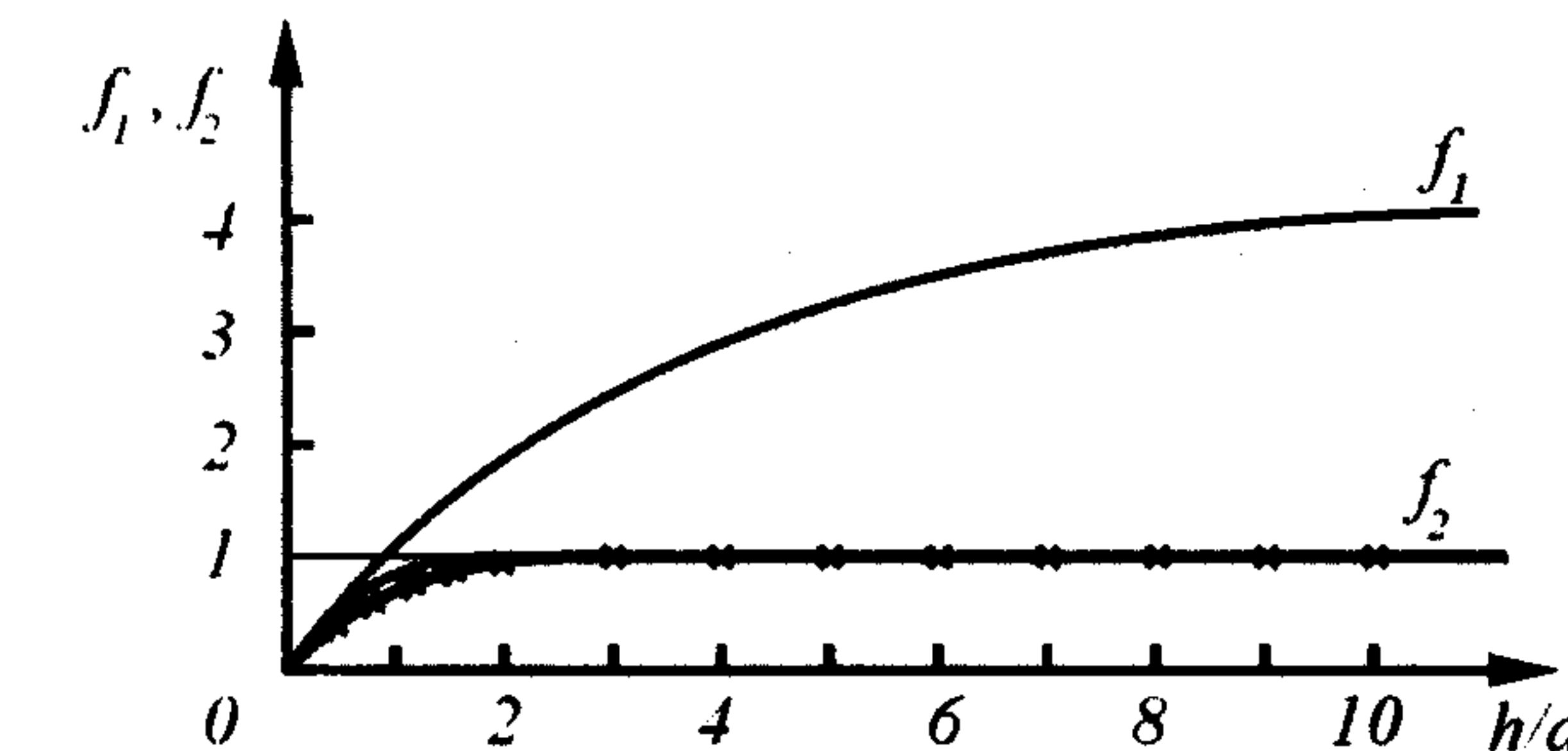


Рис. 8.13. Результаты измерения наведенной ЭДС в плоском контуре: зависимость $f_1(h/d) \sim M_1$ и зависимость $f_2(h/d) \sim M_2$.

Покажем связь между зависимостями силового взаимодействия проводников и взаимоиндукцией проводников. Преобразуем выражение закона Ампера

$$F = -\mu_0 \frac{I_1 I_2 l}{4\pi d} \quad (8.132)$$

в несколько иную форму:

$$k(F) = \frac{F}{I_2 l} = -\mu_0 \frac{I_1}{4\pi d} \quad (8.133)$$

При $I_1 = 1$ А и $d = 1$ м $k(F) = 10^{-7}$ Н/м·А = 10^{-7} (безразм.).

Выпишем выражение для наведенной напряженности для переменного синусоидального тока

$$E_2 = \frac{e_2}{l} = -M_{21} \frac{di}{dt} = -\frac{\mu_0 \mu R_{\text{пр}} l \omega}{2\pi d} = k(F) 2R_o \omega; \quad (8.134)$$

здесь $R_{\text{пр}}$ – радиус токонесущего провода; ω – круговая частота тока, текущего в нем. Отсюда сразу видна связь между законом Ампера для силового взаимодействия двух проводов с током и взаимоиндукцией между ними.

Несмотря на то что полученные зависимости коэффициента взаимоиндукции проводников лучше отражают реальные соотношения, физическая сущность процесса в них также не отражена.

Из выражения для электрической напряженности для переменного тока следует, что

$$\begin{aligned} E_2 &= \frac{e_2}{l} = -M_2 \frac{\partial i}{\partial t} = -\frac{\mu_0 \mu R_{\text{пр}} \partial i}{2\pi d dt} = -\frac{\mu_0 \mu R_{\text{пр}} / \omega}{2\pi d} = \frac{v_{\text{пр}} q_e n_2 \omega R_{\text{пр}}}{2\pi \rho_s c^2 d} = \\ &= \frac{2v_{\text{пр}} v_c r_c^2 n_2 \omega R_{\text{пр}}}{c^2} = 2\alpha_1 v_c r_c^2 n_2 \cdot \frac{\omega R_{\text{пр}}}{d}. \end{aligned} \quad (8.135)$$

Сопоставим полученное выражение с выражением для волны, распространяющейся вокруг проводника, в котором течет переменный ток:

$$E_2 = \frac{\partial v_u}{\partial r} \cdot 2r_c. \quad (8.136)$$

Здесь $\partial v_u / \partial r$ – градиент скорости кольцевых потоков эфира во вторичном проводнике, вызванных поворотом электронов в первичном проводнике; r_c – радиус электронов во вторичном проводнике.

Магнитное поле, возбужденное в окружающем токонесущем проводником пространстве, распространяется как волна:

$$H = H(r) \sin \omega(t - r/c), \quad (8.137)$$

и, следовательно, кольцевая скорость потоков эфира будет распространяться так же:

$$v_u = v_{\text{пр}}(r) \sin \omega(t - r/c), \quad (8.138)$$

откуда

$$E_2 = \frac{\partial v_u}{\partial r} \cdot 2r_c = \frac{v_u(r)\omega}{c} \cdot 2r_c. \quad (8.139)$$

Сопоставляя данное выражение с выражением (3.63), можем видеть, что

$$v_{\text{пр}}(r) = v_c r_c n_2 \alpha_1 \cdot \frac{R_{\text{пр}}}{d}, \quad (8.140)$$

и, таким образом, процесс наведения ЭДС во вторичном проводнике первичным токонесущим проводником приобретает простой физический смысл: электродвижущая сила во вторичном проводнике создается в результате прохождения градиента волны поперечной скорости эфира, возбуждаемой в пространстве электронами первичного проводника, главные оси которых частично сориентированы вдоль его оси.

Определим порядок величин электромагнитной наводки в кабеле при следующих параметрах:

сечение провода $0,35 \text{ мм}^2$ ($R_{\text{пр}} = 0,334 \text{ мм}$), ток в токонесущем проводе $I = 1 \text{ А}$; длина проводов $l = 1 \text{ м}$;

расстояние в осях между проводами $R = 2 \text{ мм}$; частота переменного тока $f = 10 \text{ кГц}$. ЭДС в обратном проводе можно пренебречь в силу его удаленности. В этом случае наведенная ЭДС во втором проводе составит:

$$e_{21} = \frac{\mu_0 I l \omega R_1}{2\pi d} = \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 1 \cdot 1 \cdot 2\pi \cdot 10^4 \cdot 0,3344}{2\pi \cdot 2} = 2,1 \text{ мВ}. \quad (8.141)$$

Таким образом, зависимость, полученная на основании концепции близкодействия, не только лучше отражает сущность явления, но и дает существенно более точный результат.

К изложенному следует добавить некоторые соображения.

В работе [46, с. 166] были измерены наводки на параллельных проводах типа БПВЛ при межосевых расстояниях порядка 2 мм. Была получена линейная зависимость от частоты, причем при токе в токонесущем проводе 1 А при частоте 10 кГц было получено на втором проводе 20 мВ/м. Однако здесь следует учесть, что существенную роль при этом имеет электродинамическая составляющая, превышающая значение электромагнитной составляющей. Это связано с тем, что между проводами существует емкостная связь, а сами провода обладают индуктивностью порядка 1,6 – 2 мкГн/м. Избавиться от электродинамической составляющей можно лишь частично путем

Глава 8. Электромагнитные явления.

экранирования проводов, поскольку экраны тоже обладают распределенным индуктивным сопротивлением.

Факт зависимости коэффициента взаимоиндукции от соотношения диаметров проводов был также проверен экспериментально. Как было показано выше, коэффициент взаимоиндукции проводников зависит от соотношения их диаметров. Эдс, наводимая во втором проводе со стороны первого провода, составит величину

$$e_2 = -M_2 \frac{I di}{dt} = -\frac{\mu_0 \mu R_o I di}{2\pi d dt}; \quad (8.142)$$

Для переменного тока частотой f эта величина составит

$$e_2 = \frac{\mu_0 \mu R_o I f I}{d}, \quad (8.143)$$

и если вторичный провод лежит непосредственно на поверхности первичного проводника, так что расстояние между осями проводников несущественно отличается от радиуса токонесущего провода, то

$$e_2 = \mu_0 \mu I f I. \quad (8.144)$$

Для тока 1 А и частоты 1 Гц при длине проводника 1 м величина ЭДС составит

$$e_2 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ В} = 1,25 \text{ мкВ.}$$

Как показано выше, коэффициент взаимоиндукции проводников зависит от того, какой проводник является первичным, а какой вторичным, и коэффициенты взаимоиндукций первого провода со вторым и второго провода с первым различны, зависят от радиусов проводников и находятся в соотношении

$$\frac{M_{12}}{M_{21}} = f\left(\frac{R_{\text{пр1}}}{R_{\text{пр2}}}\right). \quad (8.145)$$

Измерение наводимой магнитным полем ЭДС затруднено тем, что одновременно через распределенную емкость наводится ЭДС электродинамического происхождения, которая имеет примерно на

порядок значение большее, чем ЭДС электромагнитного происхождения, причем и та, и другая величины одинаково зависят от тех же параметров – тока, частоты, расположения. И даже экранировка недостаточно снижает электродинамическую составляющую благодаря наличию распределенной индуктивности у экрана. Это маскирует весь процесс, однако качественную сторону все же можно выявить, используя провода существенно разного диаметра, используя при одном и том же значении тока и частоты то один, то другой провод и измеряя наведенную ЭДС на втором.

Для проверки зависимости коэффициента взаимоиндукции от диаметров взаимодействующих проводников был поставлен эксперимент по определению величины ЭДС, наводимой с одного проводника на другой. При этом диаметры проводников были существенно разными (0,5 мм и 5 мм), причем один из них был покрыт хлорвиниловой и матерчатой изоляцией (внешний диаметр проводника с изоляцией составил 6,5 мм), второй – лаковой изоляцией. Межосевое расстояние составляло 3,5 мм. Проводники плотно прилегали друг к другу. Нагрузка на втором (измерительном) проводнике изменялась от 10 до 1/3 Ом. Столь малое сопротивление нагрузки было необходимо для удаления емкостной составляющей наводки, что сделать полностью не удалось. Затем проводники по схеме менялись местами.

Пропускался ток величиной 3 А, использовались частоты от 500 до 4000 Гц, все измерения производились с помощью магнитоэлектрических приборов с термопарами. Результаты измерения сведены в табл. 8.2 и 8.3.

Как видно из таблиц, коэффициент взаимоиндукции проводников реально зависит от того, какой из них является первичным, а какой вторичным. Для 1000 Гц расчетная величина ЭДС, наводимой с первичного проводника меньшего диаметра на вторичный большего диаметра при простой пропорциональности, должна составить всего 0,09 мВ, а при их перестановке проводников – 1,16 мВ. И хотя соотношения получены иными, что может быть объяснено, например тем, что при такой близости проводников уже нельзя считать весь ток сосредоточенным в их осевой линии, а также наличием емкостной (электродинамической) связи между проводниками, зависимость коэффициента взаимоиндукции от соотношения диаметров проводов на качественном уровне можно считать подтвержденной.

ЭДС на вторичном проводе при токе в первичном проводе 3 А, длине проводников 1,7 м

Таблица 8.2

Диаметр первичного провода, мм	Диаметр вторичного провода, мм	Частота, Гц				
		500	1000	2000	3000	4000
0.5	6.5	10 мВ	19	44	83	122
6.5	0.5	15	32	64	99	125
K _{2тр} /K _{1тр}		1.5	1.68	1.45	1.08	1.025

Пересчет ЭДС на вторичном проводе при токе в первичном проводе 1 А, длине проводников 1 м.

Таблица 8.3

Диаметр первичного провода, мм	Диаметр вторичного провода, мм	Частота, Гц				
		500	1000	2000	3000	4000
0.5	6.5	2 мВ	3.8	8.8	16.6	24.4
6.5	0.5	3	6.4	12.8	19.8	25
K _{2тр} /K _{1тр}		1.5	1.68	1.45	1.08	1.025

Таким образом, экспериментально подтверждается возможность и целесообразность введения в электротехнику представлений о взаимоиндукции проводников, на основе которых уже можно определять и взаимоиндукцию контуров, проведя соответствующее интегрирование.

8.3.3. Электрический трансформатор

Как известно, электрический трансформатор – это статическое устройство, предназначенное для преобразования величины переменных ЭДС и токов. Трансформатор состоит из нескольких электрически не соединенных и неподвижных друг относительно друга обмоток, связанных между собой путем электромагнитной индукции. Одна из обмоток является первичной, она присоединяется к внешнему источнику ЭДС, остальные обмотки являются вторичными, ЭДС в них возникает в результате пересечения их силовыми линиями магнитного поля, созданного током первичной обмотки. С вторичных обмоток преобразованное по величине напряжение передается потребителям энергии.

Трансформатор с железным сердечником вследствие значительного увеличения коэффициента связи между обмотками позволяет при

существенно меньших габаритах, чем трансформатор без сердечника, преобразовывать значительно большие мощности.

Расчет трансформатора основывается на законе Фарадея

$$e = - \mu \mu_0 S \frac{dB}{dt}, \quad (8.146)$$

где e – эдс, возникающая на обмотке, намотанной на железном сердечнике, площадь поперечного сечения которого равна S и материал которого имеет относительную проницаемость μ ; $\frac{dB}{dt}$ – скорость изменения магнитной индукции в сердечнике. Обычно расчет обмоток трансформаторов производится по другой формуле, вытекающей из закона Фарадея:

$$e = - 2\pi \mu \mu_0 w^2 f / l, \quad (8.147)$$

где e – ЭДС на обмотке, μ – относительная магнитная проницаемость железного сердечника, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, w – количество витков обмотки, f – частота питающего напряжения или тока, l – амплитуда переменного тока, S – площадь сечения сердечника, l – средняя длина силовой линии магнитного потока в сердечнике.

Коэффициент трансформации k при ненасыщенном сердечнике при этом определяется как отношение числа витков вторичной обмотки w_1 к числу витков первичной обмотки w_2 (в некоторых справочниках он определен как обратная величина):

$$k = w_1/w_2 = U_1/U_2 \quad (8.148)$$

Здесь U_1 и U_2 – напряжения на первичной и вторичной обмотках соответственно при отсутствии нагрузки на вторичной обмотке трансформатора (режим холостого хода).

При анализе принципа работы трансформатора возникает серия вопросов:

1. Каким образом энергия передается магнитным полем из первичной обмотки во вторичную?
2. Какую роль играет железный сердечник для увеличения коэффициента связи между первичной и вторичной обмотками?
3. Почему при снижении сопротивления нагрузки во вторичной обмотке и увеличении вследствие этого в ней тока растет соответственно ток в первичной обмотке, т.е. каков механизм влияния тока во вторичной обмотке на величину тока в первичной обмотке?

Ответ на первый вопрос принципиально рассмотрен выше при анализе электромагнитной взаимосвязи проводников. Электроны в

первичном проводнике под воздействием внешней ЭДС ориентируют свои оси кольцевого вращения (спин) вдоль проводника, в результате чего вокруг проводника возникают кольцевые потоки эфира магнитное поле. Эти потоки распространяются во внешнее пространство. Если поток эфира, направленный перпендикулярно оси проводника, статичен, то все давления на поверхности электрона уравновешены (рис. 8.14, а) и никакой принудительной ориентации он не подвержен. Если же поток эфира не стационарен, то в проводнике возникает градиент скоростей потоков эфира, это приводит к неуравновешенным давлениям на поверхности электрона и создается момент сил, ориентирующий электрон таким образом, чтобы его главная ось (спин) ориентировалась по оси вторичного проводника (рис. 8.14, б). Таким образом, идет процесс передачи ЭДС из первичного проводника во вторичный.

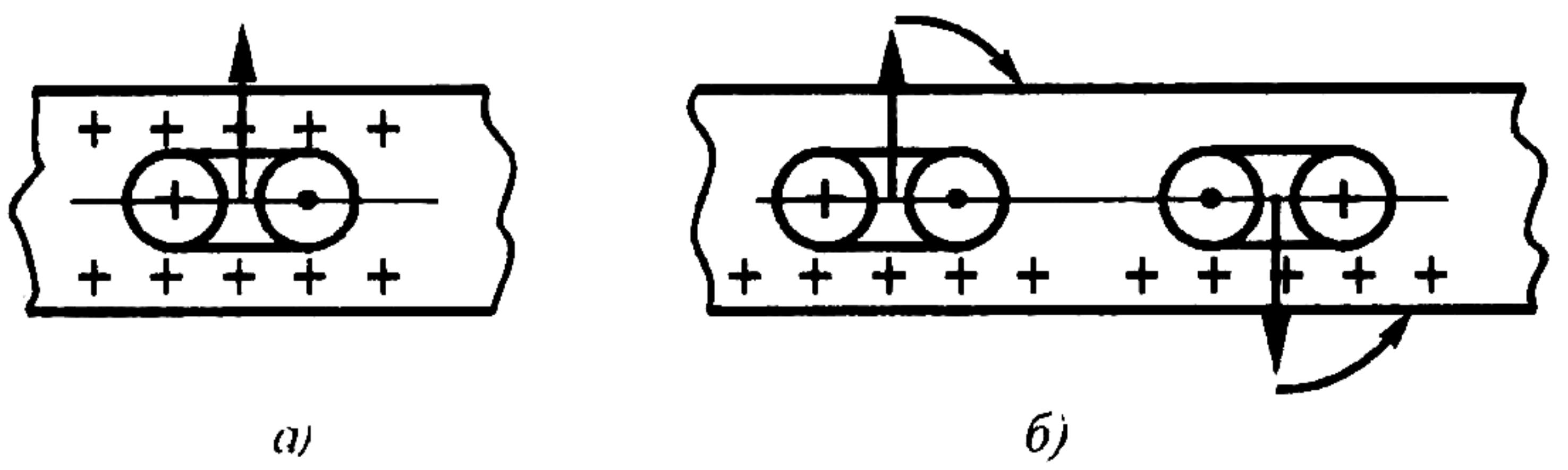


Рис. 8.14. Воздействие потока эфира на электрон в проводнике:
а – электрон в стационарном потоке эфира; б – электрон в градиентном потоке эфира.

Если вторичный проводник разомкнут, то возникшая ЭДС концентрирует электроны на одном из концов проводника. Тороидальные потоки электронов, уже находящихся на конце проводника, создают на остальных электронах проводника момент сил, уравновешивающий момент сил, создаваемый наводимой эдс, смещение электронов вдоль проводника и их принудительный поворот прекращаются.

Если же вторичный проводник подключен к нагрузке, то электроны смещаются, противодействующий ориентации момент ослабевает, все электроны проводника ориентируются за счет разности моментов действующих сил. Во вторичном проводнике появляется ток.

Излагаемая качественная картина взаимодействия магнитного поля и электронов достаточно условна и в дальнейшем должна быть уточнена.

Если трансформатор не имеет железного сердечника, то магнитное поле в пространстве распределено не напряженно, этот процесс описан

выше применительно к взаимодействию проводников и контуров. Однако если в трансформаторе есть железный сердечник, то картина существенно меняется. Если вторичная обмотка трансформатора разомкнута и ток в ней отсутствует, то трансформатор является обычным дросселем, индуктивностью с железным сердечником, рассмотренным выше. Магнитное поле оказывается запертым в пространстве внутри железного сердечника и поэтому по мере нарастания тока в первичном проводнике напрягается подобно сжимаемой пружине. Это сжатие магнитного поля препятствует развороту электронов в первичном проводнике, там ток становится меньше того, который был бы в нем при отсутствии железного сердечника. Тогда образуется следующая цепочка взаимодействий: ЭДС сети создает в первичной обмотке электрическую напряженность, под воздействием которой электроны первичной сети ориентируются в пространстве, создавая вокруг них кольцевые потоки эфира. Эти потоки проникают в железный сердечник и разворачивают домены, чем напрягаются связи доменов с остальным веществом сердечника. Чем больше сечение железа, тем больше доменов нужно повернуть. Это усилие через поле передается электронам первичной обмотки, в результате угол поворота электронов оказывается меньше, чем если бы железного сердечника не было.

Наличие железного сердечника препятствует распространению магнитного поля за его пределы. В результате энергия давления магнитного поля более полно используется вторичной обмоткой и там создается возможность для поддержания одного и того же значения ЭДС при меньшем сопротивлении нагрузки.

Здесь наиболее близкой механической аналогией является труба, заполненная газом, на который давит поршень. В трубе имеется турбинка, способная совершать работу. Пока она неподвижна, давление газа высокое, оно выровнено, поршень неподвижен и не совершает работы. Однако если турбинка начинает вращаться, совершая работу, то газ пропускается через лопатки турбинки на выход трубы, начинает вытекать, в сосуде устанавливается градиент давлений от поршня к отверстию, а также устанавливается определенная скорость истечения газа. Поршень же, перемещаясь, совершает работу (рис. 8.15).

Если стенки трубы не обладают достаточной упругостью, то при повышении давления газ расширяет стенки трубы, образуется параллельный турбинке выход газа вовне, эффективность турбины падает. В этой аналогии роль стенок трубы выполняет железный сердечник. При насыщении сердечника он перестает экранировать магнитное поле, упругость поля снижается, и уменьшается доля

энергии, поступающая во вторичную обмотку. Все это хорошо соответствует известной эквивалентной схеме трансформатора.

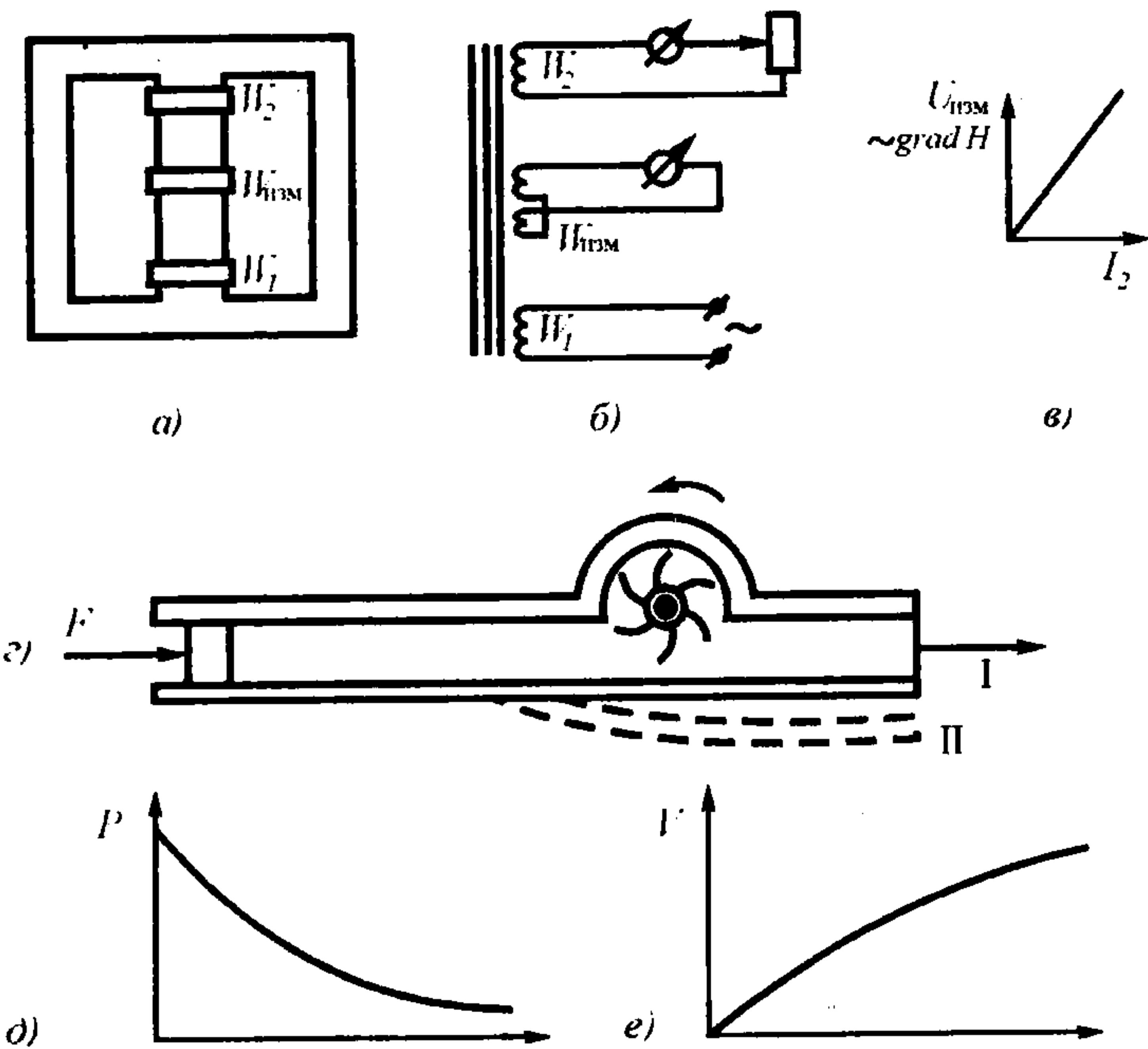


Рис. 8.15. Изменение градиента напряженности магнитного поля в трансформаторе с изменением нагрузки на вторичной обмотке: а – схема размещения обмоток в эксперименте; б – электрическая схема эксперимента; в – изменение эдс на измерительной обмотке при изменении нагрузки на вторичной обмотке; г – эквивалентная механическая схема передачи энергии в газопроводе; I – положение упругой стенки при малом давлении; II – положение упругой стенки при большом давлении; д – эпюра давлений в газопроводе; е – эпюра скоростей в газопроводе

Наличие разомкнутой вторичной обмотки никак не изменяет ситуацию. Однако если вторичная обмотка подключена к нагрузке, то часть энергии потоков эфира, созданных первичной обмоткой, передается электронам вторичной обмотки, скорость потоков эфира снижается, а градиент скорости увеличивается, соответственно пропорционально увеличению тока во вторичной обмотке растет градиент напряженности магнитного поля.

Проверка этого обстоятельства может быть выполнена достаточно просто. Необходимо разместить первичную и вторичную обмотки трансформатора на противоположных концах железного сердечника, а посередине разместить третью обмотку, состоящую из двух одинаковых встречно включенных обмоток. На ней появится ЭДС, которая будет увеличиваться при уменьшении сопротивления нагрузки и увеличении тока во вторичной обмотке. Эта ЭДС свидетельствует об изменении градиента магнитного поля при изменении тока во вторичной обмотке. Поставленный эксперимент это полностью подтвердил. Однако это никак не вытекает из существующей теории трансформатора.

В обычных формулах расчета трансформатора зависимость ЭДС от того, как расположены обмотки на трансформаторном сердечнике, не предусмотрена, потому что в обычных трансформаторах первичная и вторичная обмотки размещаются непосредственно одна над другой. Однако и в этом случае наблюдаются, некоторые несоответствия расчетам, но их объясняют так называемыми магнитными полями рассеивания. На самом же деле, несоответствие расчетам нужно объяснять различием в расположениях первичной и вторичных обмоток.

Как уже указывалось выше, коэффициент взаимоиндукции проводников непосредственно зависит от расстояния между ними. Поэтому с удалением обмоток на трансформаторе друг от друга коэффициент их взаимоиндукции также должен снижаться. Для проверки этого обстоятельства был выполнен следующий эксперимент (рис. 8.14).

На ферритовом кольце имеющим внешний диаметр 98 мм, внутренний диаметр 60 мм и толщину 15 мм, были расположены две обмотки по 10 витков, одна из которых могла перемещаться вдоль кольца (рис. 8.16, а). Первичная обмотка запитывалась от звукового генератора, на вторичной обмотке в режиме холостого хода измерялась эдс. Измерения проводились на частотах 20 и 200 кГц. Результаты измерений сведены в таблицу и в виде графика показаны на рис. 8.16, б.

Таблица 8.4

Частота	Напряжение на втор. обм., коэф. транс.	Угол разнесения обмоток на сердечнике, град (расстояние между центрами обмоток, мм)			
		0° (0)	45° (30,6)	90° (55,9)	180° (79)
20 кГц	U_2 , мВ	149	141	136	134
	κ_{tp}	1	0.949	0.913	0.899
200 кГц	U_2 , мВ	1534	1459	1401	1364
	κ_{tp}	1	0.951	0.913	0.899

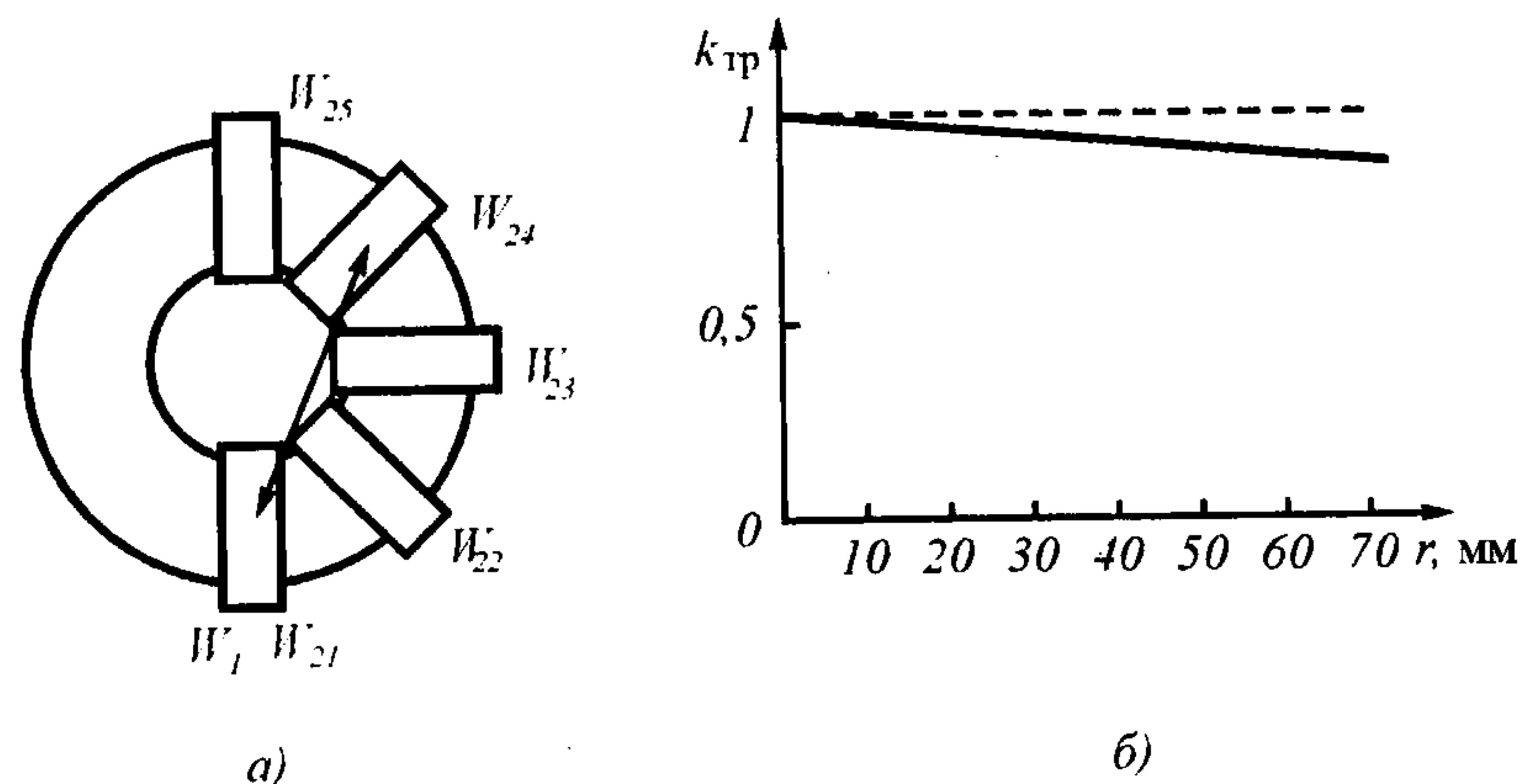


Рис. 8.16. Зависимость относительного значения коэффициента трансформации от взаиморасположения обмоток: а – схема расположения обмоток на кольцевом сердечнике при проведении эксперимента; б – изменение коэффициента трансформации при изменении расстояния между обмотками.

Некоторый разброс показаний может быть отнесен за счет неточности фиксации расположения обмоток при эксперименте. Однако итоговый результат – более 10% уменьшения коэффициента трансформации за счет раздвигания обмоток на общем сердечнике – никак не может быть отнесен на этот счет, так же как он не может быть отнесен и на счет традиционного объяснения эффекта из-за полей рассеивания магнитного поля.

8.3.4. Электромагнитная индукция.

Как известно, закон электромагнитной индукции

$$e = -B\mathbf{v} \quad (8.149)$$

отражает процесс наведения электродвижущей силы e в проводнике длиной l при перемещении его со скоростью v в магнитном поле, индукция которого равна B . Это закон близкодействия, непосредственно отражающий взаимодействие магнитного поля и движущегося в нем проводника.

Рассмотрим физическую сущность данного процесса.

Как было показано выше, основным видом движения эфира в магнитном поле является все же не вращательное, а поступательное движение эфира, которое может сочетаться с вращательным, но может и не сочетаться.

При отсутствии магнитного поля, т.е. при отсутствии внешних потоков эфира, электроны в проводнике находятся в тепловом движении, среднее положение их главных осей распределено в пространстве равномерно. Положение не меняется, если через проводник проникают потоки эфира, поскольку в каком бы положении ни находился электрон, все моменты давления вокруг него будут уравновешены.

Внешние потоки эфира – внешнее магнитное поле – на каждом электроне создают давление торможения на той стороне электрона, которая обращена к потоку. В соответствии с законами газовой механики на этой стороне образуется уплотнение газа, однако избыток этого давления, создающий момент силы, пытающийся повернуть электрон, уравновешивается таким же моментом силы давления на другом участке того же электрона.

Если же проводник начинает двигаться относительно потоков эфира, то симметрия моментов нарушается.

К кольцевому вращению эфира добавляется скорость перемещения проводника, и на одной стороне электрона скорость кольцевого движения электрона складывается со скоростью движения проводника, на противоположном конце вычитается. (рис. 8.17).

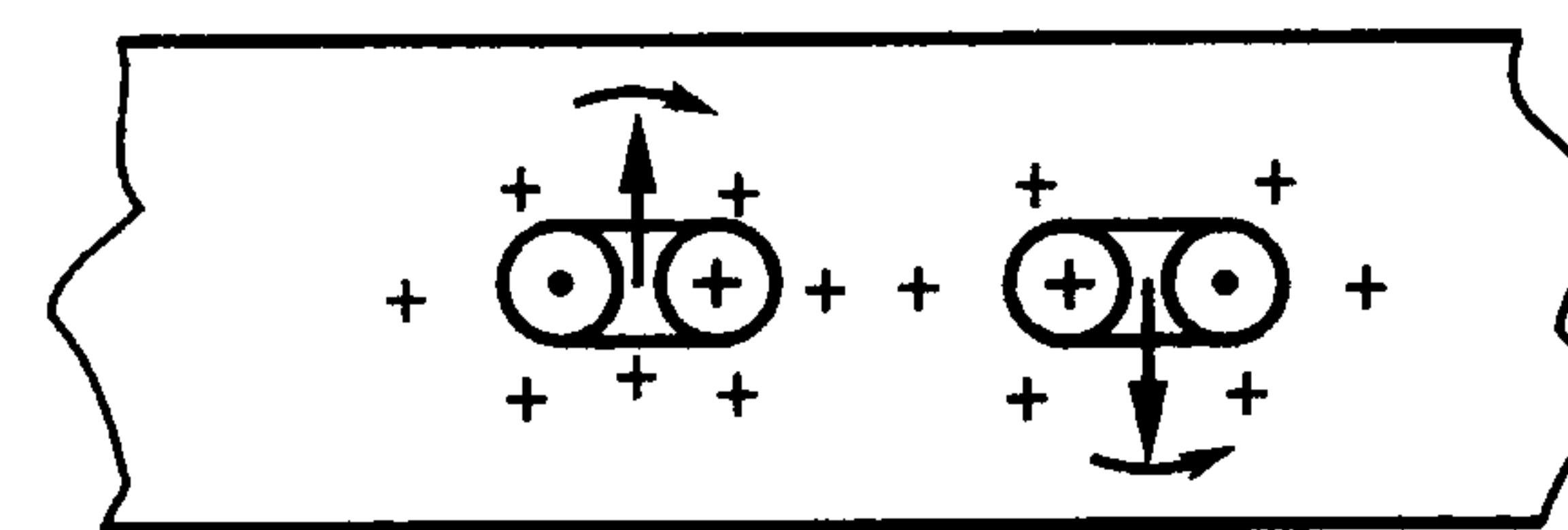


Рис. 8.17. Переориентация электронов в проводнике при его движении в магнитном поле

Изменение давления на стороне электрона, обращенной к потоку, вызывает увеличение плотности эфира на этой стороне электрона, так что

$$\rho_n = k_p \rho; \quad k_p = k_r v_m > 1. \quad (8.150)$$

Здесь k_p – коэффициент увеличения плотности эфира; k_v – коэффициент пропорциональности между коэффициентом увеличения плотности эфира и скоростью внешнего потока эфира v_m , пропорциональной значению магнитной индукции B .

Изменение давления на том участке электрона, кольцевое движение в котором совпадает с движением проводника, составляет

$$\Delta P_1 = k_p \rho_s (v_c + v_n)^2, \quad (8.151)$$

а на том участке, где кольцевое движение имеет противоположное движению проводника направление, изменение давления составит

$$\Delta P_2 = k_p \rho_s (v_c - v_n)^2, \quad (8.152)$$

где v_c – скорость кольцевого движения на поверхности электрона; v_n – скорость перемещения проводника.

Разность этих давлений составит

$$\Delta P = \Delta P_1 - \Delta P_2 = 4k_p \rho_s v_c v_{n0} = 4k_v v_c v_m v_n, \quad (8.153)$$

а величина момента, разворачивающего главную ось электрона в направлении оси проводника,

$$M = \Delta P S_c r_c = 4k_v v_c v_m v_n S_c r_c, \quad (8.154)$$

где S_c – эквивалентная часть поверхности электрона, испытывающая превышение давления от набегающего потока; r_c – радиус электрона.

Поворот всех электронов создаст электродвижущую силу в проводнике, пропорциональную этому углу поворота, а сам угол поворота электрона α_e будет пропорционален разворачивающему моменту

$$E \sim \alpha_e \sim M \sim v_m v_n \sim B v_n, \quad (8.155)$$

напряжение на всей длине проводника / будет равно

$$e = El = B v_n l, \quad (8.156)$$

8.3.5. Взаимодействие постоянного тока и магнита

Взаимодействие постоянного магнита с магнитным полем Земли известно с древних времен. Взаимодействие же магнитной стрелки с

магнитным полем, создаваемым постоянным током, текущим по проводнику, было открыто датским физиком Х.К.Эрстедом только в 1820 г. [2, 3]. Именно это открытие вызвало большое число исследований, которые в конечном итоге привели к созданию электродинамики и электротехники. Опыт Эрстеда показал, что намагниченная стрелка, помещенная над проводником с током, отклоняется и устанавливается поперек проводника (рис. 8.18, а).

Механизм взаимодействия ламинарного потока эфира, создаваемого током, проходящим по проводнику, и осевой составляющей магнитного потока, созданного стрелкой компаса, виден из (рис. 8.16, б). При параллельных потоках градиент скоростей существенно меньше, чем при антипараллельных потоках, отсюда и характер взаимодействия. Не исключено, что вихревая составляющая также участвует во взаимодействии магнитной стрелки с магнитным полем проводника, но эта составляющая должна играть вспомогательную роль.

С позиций эфиродинамических представлений объяснение этого явления заключается в том, что в нем проявляется взаимодействие между потоками эфира, создаваемыми вокруг проводника с током ориентированными в пространстве электронами, главная ось которых частично развернута в направлении оси проводника, и поверхностью доменов железа, ориентированных вдоль оси стрелки.

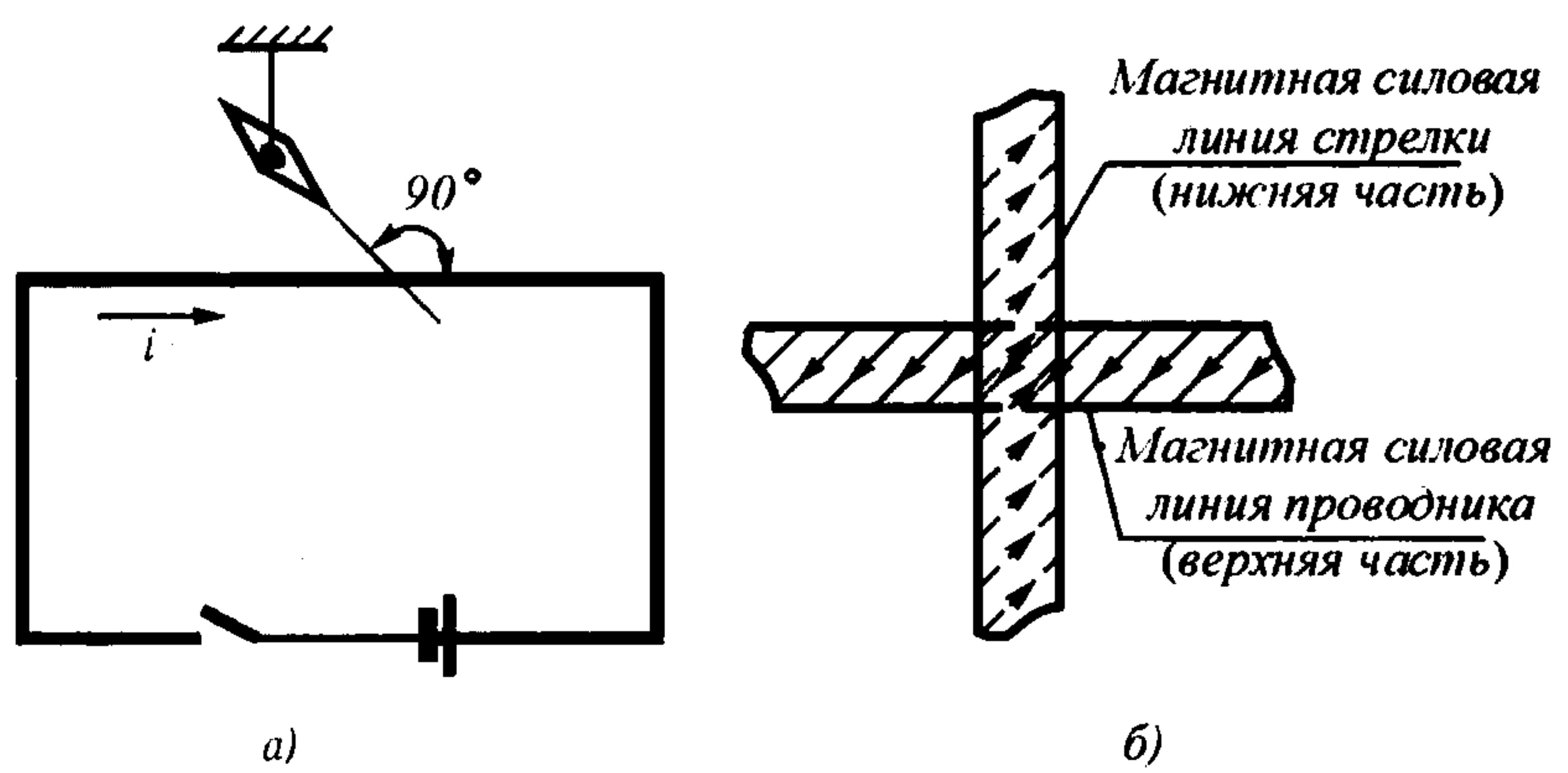


Рис. 8.18. Воздействию постоянного тока на магнитную стрелку (опыт Эрстеда): а – схема опыта; б – взаимодействие поля магнитных доменов стрелки и магнитного поля проводника с током

Как видно из рисунка, каждый домен будет испытывать со стороны потока эфира, создаваемого электронами проводника, момент сил, определяемый плотностью эфира вблизи поверхности домена, скоростью потока эфира на поверхности домена, градиентом скорости потока вблизи поверхности домена и углом между направлениями внешнего потока эфира и направлением потока на поверхности домена.

Давление эфира в области пересечения потоков определится выражением:

$$P = P_{\text{од}} + \rho_{\text{эд}} v_{\text{n}} v_{\text{д}} \cos \alpha, \quad (8.157)$$

где $P_{\text{од}}$ – давление эфира на поверхности домена при отсутствии магнитного поля; $\rho_{\text{эд}}$ – плотность эфира на поверхности домена; v_{n} – скорость потока эфира магнитного поля на поверхности домена; $v_{\text{д}}$ – скорость потока эфира самой поверхности домена; α – угол между потоками.

Отсюда сразу видно, что минимум давления будет иметь место при противоположных направлениях потоков эфира в магнитном поле и на поверхности домена, т.е. при максимальном градиенте скорости потока эфира.

Поскольку скорость потока эфира в магнитном поле прямо пропорциональна величине тока, текущего в проводнике, и обратно пропорциональна расстоянию D до него, а также пропорциональна магнитному моменту стрелки p_m , то общий момент M_c , действующий на стрелку со стороны проводника, определится выражением

$$M_c = k \frac{I p_m \cos \alpha}{D}, \quad (8.158)$$

где k – коэффициент пропорциональности; α – угол между стрелкой и проводником.

8.3.6. Взаимодействие постоянных магнитов

Магнитные силовые линии постоянных магнитов, в принципе, представляют собой винтовые потоки эфира. Вероятнее всего, магнитное поле представляет собой систему вихревых трубок, в которых по периферии эфир перемещается вдоль оси трубки в одном направлении, а по центру – в противоположном. Трубка может структурироваться в набор винтовых тороидов. В этом отношении

структура вихревых трубок магнитного поля имеет определенное сходство со структурой вихревых трубок электрической индукции с той существенной разницей, что трубы электрической индукции имеют своим источником кольцевое движение микрочастиц, а магнитные трубы – торOIDальное. Электрон, попавший в трубку электрической индукции испытывает поворотный момент и дополнительное давление эфира со стороны источника. Электрон, попавший в трубку магнитной напряженности, испытывает только поворот, а разность давлений возникает только при его движении.

Если бы магнитное поле представляло собой только ламинарные потоки эфира, то при исследованиях эфирного ветра Майкельсоном и последующими исследователями оно было бы неизбежно обнаружено как проявление эфирного ветра на поверхности Земли, так как при напряженности магнитного поля Земли от 33,4 А/м у экватора до 55,7 А/м у полюса скорости эфирных потоков составляли бы соответственно от 12,580 км/с до 20,98 км/с. Однако этой составляющей эфирного ветра обнаружено не было, следовательно, она была меньше, чем 3 км/с, т.е. того значения эфирного ветра, которое было обнаружено Морли и Миллером на Евклидовых высотах в 1905 г.

Таким образом, приходится констатировать, что осевая составляющая потока вдоль оси магнитной силовой линии, по крайней мере, у магнитного поля Земли невелика по сравнению с вихревой (вращательной) составляющей. Это подтверждается тем, что магнитное поле Земли убывает с расстоянием от центра Земли пропорционально кубу радиуса, т.е. по закону Био-Савара. Однако это не значит, что во всех случаях проявления магнитного поля это так.

Механизм взаимодействия двух постоянных магнитов отличается от приведенного выше. При взаимодействии разноименных полюсов (рис. 8.19, *а*) в воздушном промежутке направления вращения трубок оказываются одинаковыми, так же как и направления осевого перемещения эфира, трубы объединяются, скорости потоков возрастают, давление в них падает, и внешним давлением эфира полюса магнита подталкиваются друг к другу. При взаимодействии же одноименных полюсов (рис. 8.19, *б*) вращение вихревых трубок в воздушном промежутке между полюсами оказывается противоположным, так же как и направления осевых потоков. Это заставляет трубы изгибаться, чем создается в них внутреннее напряжение. Давление эфира возрастает, полюса отталкиваются.

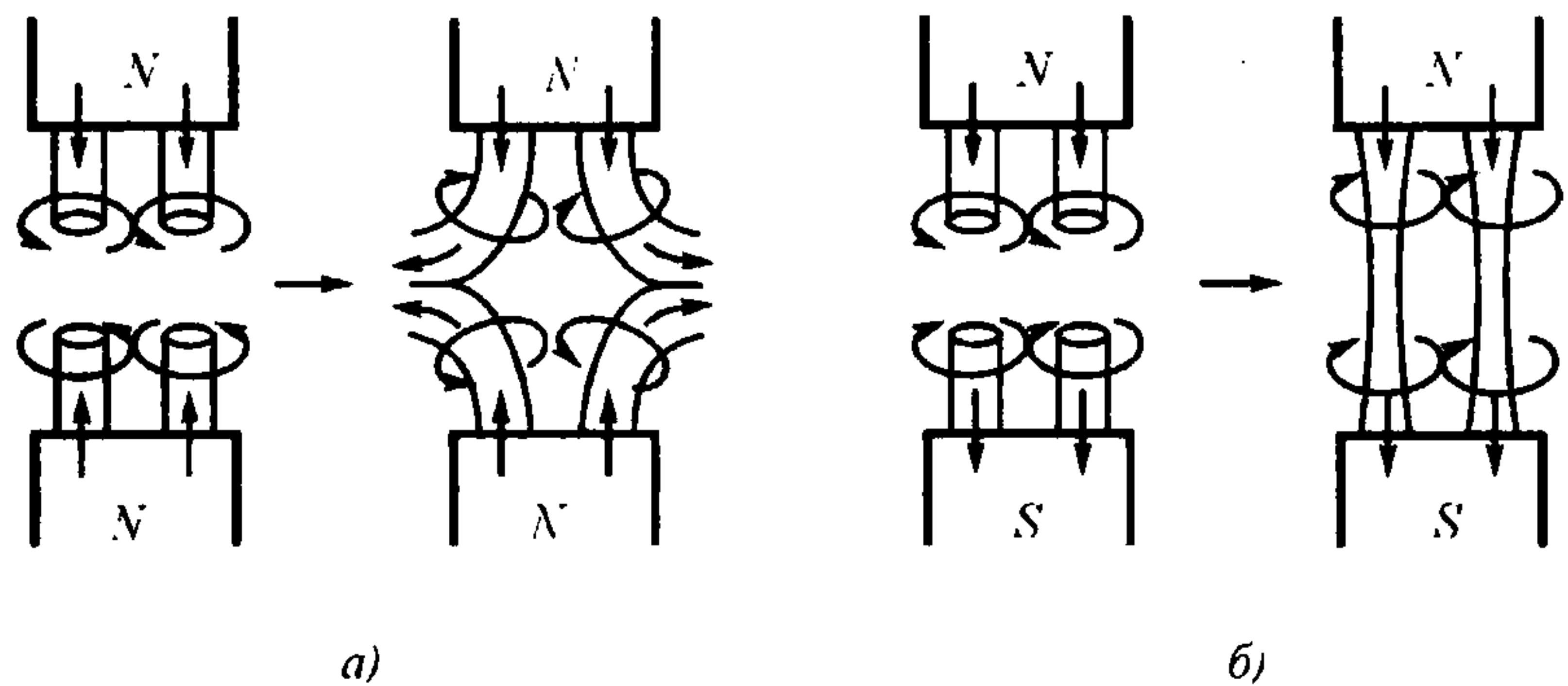


Рис. 8.19. Взаимодействие постоянных магнитов: для разноименных полюсов (а); для одноименных полюсов (б)

В случае постоянных магнитов главную роль играет вращательная составляющая движения эфира в вихревых трубках магнитного поля.

Следует отметить также, что простое винтовое движение эфира, сочетающее поступательное движение с вращательным без структурирования в набор винтовых тороидов, может также восприниматься как магнитное поле. Все изложенные выше положения для этого варианта остаются справедливыми.

Для вынесения окончательного суждения о структуре магнитного поля необходимо проводить специальные исследования. Изложенные выше представления о структуре магнитного поля носят самый предварительный характер и должны уточняться.

8.4. Электромагнитное поле

8.4.1. Уравнения Максвелла и их ограниченность

Разработка гидромеханических моделей электрических и магнитных явлений и в XIX в., и сейчас еще наталкивается на большие трудности, поскольку эти явления весьма разнообразны по форме, а сами модели могут базироваться только на представлениях о турбулентных и вихревых движениях жидкости или газа, до настоящего времени изученных далеко не полно. Тем не менее, разработка подобных моделей в прошлом принесла большую пользу, именно эти модели легли в основу всей теории электромагнетизма и позволили создать всю ее математическую базу.

Практически все гидродинамические модели электромагнитных явлений можно разбить на две группы. В первой группе моделей магнитное поле рассматривается как проявление поступательного движения эфира, а электрическое поле – как проявление вращательного (вихревого) движения эфира. Такой точки зрения придерживались, в частности, Г.Гельмгольц, В.Томсон, Дж.Томсон, Н.П.Кастерин. Во второй группе моделей магнитное поле рассматривалось как проявление вихревого движения эфира, а электрическое поле – как проявление поступательного движения. Этой точки зрения придерживались, в частности, Дж.Максвелл и В.Ф.Миткевич.

Пусть α, β, γ – компоненты скорости эфира, u, v, w – угловые скорости вихрей, а ρ_e – плотность эфира. С учетом этих обозначений запишем для первой группы моделей следующие уравнения:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial x} + \frac{\partial \beta}{\partial y} + \frac{\partial \gamma}{\partial z} = \rho_e;$$

$$\frac{\partial \gamma}{\partial y} - \frac{\partial \beta}{\partial z} = u;$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial z} - \frac{\partial \gamma}{\partial x} = v;$$

$$\frac{\partial \beta}{\partial x} - \frac{\partial \alpha}{\partial y} = w,$$

и определим следующие соответствия:

$\rho_e \rightarrow \mu_0$ – магнитная проницаемость вакуума;

$\alpha, \beta, \gamma \rightarrow H_x, H_y, H_z$ – компоненты магнитного поля;

$u, v, w \rightarrow E_x, E_y, E_z$ – компоненты электрического поля.

Для второй группы моделей имеем следующие соответствия:

$\rho_e \rightarrow \epsilon_0$ – диэлектрическая проницаемость вакуума;

$\alpha, \beta, \gamma \rightarrow E_x, E_y, E_z$ – компоненты электрического поля;

$u, v, w \rightarrow H_x, H_y, H_z$ – компоненты магнитного поля.

В пользу последних представлений свидетельствовало открытое Фарадеем явление поворота плоскости поляризации света в магнитном поле.

В моделях первой группы представление о магнитном поле как о поступательном движении эфира приводит к выводу о возникновении магнитного поля при любом движении через эфир, чего на самом деле нет и что вызывало справедливую критику со стороны авторов второй группы моделей. Однако в моделях второй группы представление об электрическом поле как о поступательном движении эфира приводит к аналогичным выводам о возникновении электрического поля при любом движении через эфир. Это явление тоже не обнаружено. Таким образом, недостатком обеих групп моделей являлось их явное несоответствие опытным данным.

Важным недостатком существующих моделей электромагнетизма явились идеализация и беспредельное распространение движений эфирной жидкости и, как следствие, электромагнитных явлений на все пространство, окружающее собственно область электромагнитных взаимодействий и явлений. Эта идеализация явила следствием представлений Гельмгольца о движениях идеальной среды, согласно которым вихри не могли ни появляться, ни уничтожаться, а могли лишь перемещаться и меняться в сечении при сохранении циркуляции. Таким образом, вопрос о возникновении и уничтожении вихревых движений не возникал. Между тем, вихри могут и появляться, и уничтожаться. Это тем более понятно при рассмотрении явлений, связанных с прохождением переменного тока по проводникам: при отсутствии тока магнитного поля в окружающем проводник пространстве нет, а при появлении в нем образуется магнитное поле, т.е. вихревые движения эфира. Налицо противоречие модели с реальностью.

Как известно, уравнения электродинамики по Максвеллу в современном изображении имеют вид [47, с. 501]:

$$1. \operatorname{rot} \mathbf{E} = - \frac{d\mathbf{B}}{dt}; \quad (8.159)$$

$$2. \operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{d\mathbf{D}}{dt}; \quad (8.160)$$

$$3. \operatorname{div} \mathbf{D} = \rho; \quad (8.161)$$

$$4. \operatorname{div} \mathbf{B} = 0; \quad (8.162)$$

Здесь: \mathbf{E} и \mathbf{H} соответственно напряженности электрического и магнитного полей; $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$ и $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$ - соответственно электрическая и

магнитная индукции; ϵ и μ - электрическая и магнитная проницаемости среды; $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$ - плотность тока проводимости; σ - удельная электропроводность среды; ρ - плотность электрического заряда в среде.

При этом

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\oint \mathbf{E} dl}{\Delta S}; \quad (8.163)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\oint \mathbf{H} dl}{\Delta S}. \quad (8.164)$$

Для решения системы уравнений Максвелла вводятся скалярный электрический ϕ и векторный магнитный \mathbf{A} потенциалы, так что

$$\mathbf{B} = \operatorname{rot} \mathbf{A}; \quad \mathbf{E} = - \operatorname{grad} \phi - \frac{d\mathbf{A}}{dt}. \quad (8.165)$$

При этом если скалярный потенциал ϕ имеет физический смысл работы, которую нужно выполнить для перемещения единичного заряда из бесконечности в данную точку электрического поля, то векторный потенциал имеет лишь чисто математический смысл как некоторая вспомогательная функция, использование которой имеет лишь методическое значение.

Указанные выше уравнения Максвелла имеют дифференциальную форму. Им соответствуют уравнения электродинамики в интегральной форме

1. Закон Фарадея электромагнитной индукции

$$e = \oint \mathbf{E} dl = - \frac{d\Phi_m}{dt}. \quad (8.166)$$

2. Закон полного тока

$$i = \oint \mathbf{H} dl = dq/dt. \quad (8.167)$$

3. Теорема Остроградского - Гаусса для электрического поля

$$\Phi_e = \oint D dS = q \quad (8.168)$$

4. Теорема Остроградского - Гаусса для магнитного поля

$$\Phi_m = \oint B dS = 0. \quad (8.169)$$

Здесь Φ_e и Φ_m - соответственно потоки электрического смещения D и магнитной индукции B сквозь замкнутую поверхность dS , охватывающую свободный заряд q .

Разберем последовательно физический смысл уравнений.

1. Первое дифференциальное уравнение Максвелла

$$\text{rot } E = - dB/dt \quad (8.170)$$

и соответствующее ему интегральное уравнение

$$e = \int E dl = - d\Phi_m/dt \quad (8.171)$$

выражают тот факт, что если в замкнутом контуре изменяется магнитный поток, то в самом контуре возбуждается ЭДС e , величина которой определяется указанными уравнениями. В частности, если контур лежит в плоскости xy , то магнитная индукция имеет направление оси z , перпендикулярной плоскости xy . Тогда будем иметь:

$$e_{xy} = - \mu S dH_z/dt, \quad (8.172)$$

где S – площадь контура.

1) Приведенное уравнение предполагает возможность изменения магнитной напряженности вдоль оси z без какого бы то ни было поперечного перемещения магнитного поля в пространстве. Однако следует заметить, что реально такого процесса в природе не существует. На самом деле изменения напряженности магнитного поля можно добиться только сгущением силовых линий и добавлением их в контур с боков контура (рис. 8.20). При этом ЭДС в контуре возникает не за счет изменения напряженности магнитного поля *внутри* контура, а за счет *пересечения проводников контура магнитными силовыми линиями*, добавляемыми к тем, что уже имеются внутри контура. Таким

образом, механизм появления ЭДС в контуре иной, нежели предусмотрен первым уравнением Максвелла, соответственно должно быть несколько иным и само уравнение, описывающее этот процесс. Главное то, что в первом уравнении Максвелла отсутствует описание процесса пересечения силовыми линиями магнитного поля проводника контура.

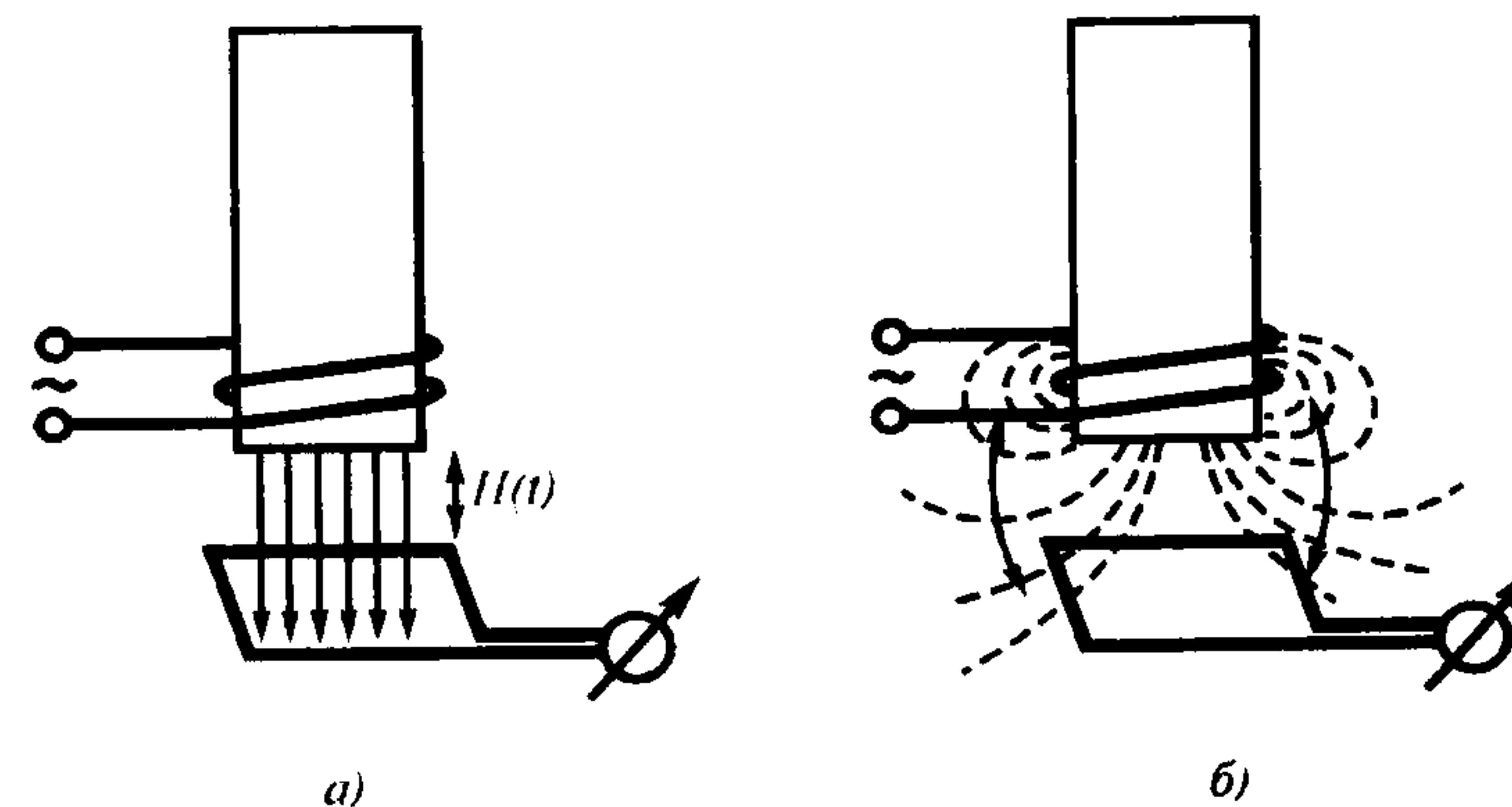


Рис. 8.20. Наведение ЭДС в контуре: *a* – по Максвеллу; *b* – в реальности

2) Первое уравнение Максвелла описывает процесс в плоскости, но не в объеме. Собственно изменение напряженности H_z вдоль оси z в нем отсутствует. Поворот же плоскости в осях координат, когда и в правую, и в левую части уравнения попадают все три декартовы координаты, сути не меняет.

Почему же первое уравнение Максвелла и вытекающий из него интегральный закон Фарадея магнитной индукции позволяют хорошо производить расчеты, например, трансформаторов и многих других магнитных систем? Ответ прост. Изменение магнитного поля внутри контура является следствием добавления магнитных силовых линий с боков контура, численно они почти совпадают, и это позволяет, игнорируя суть процесса, выполнять в большинстве случаев необходимые расчеты с удовлетворительной точностью. Но не во всех, иногда отклонения в расчетах превышают допустимые погрешности, и весьма существенно.

3) В уравнении правая и левая части не эквивалентны. Правая часть уравнения выступает причиной, а левая часть – ее следствием. Если путем изменения магнитной индукции с постоянной скоростью можно создать на контуре постоянную ЭДС, то обратное действие не может

быть реализовано, т.к. создав на контуре постоянную ЭДС никакого постоянного изменения магнитной индукции получить нельзя. Поэтому правильно было бы между правой и левой частями уравнения поставить не знак равенства, а знак " \Leftarrow ", указывающий, что левая часть является следствием правой:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} \Leftarrow -d\mathbf{B}/dt; \quad (8.173)$$

то же относится и к интегральной форме:

$$e = \oint \mathbf{E} dl \Leftarrow -d\Phi_B/dt. \quad (8.174)$$

Следует заметить, что способов поменять местами причину и следствие в природе не существует, т. е. если, изменяя во времени магнитный поток, можно в контуре создать ЭДС, то обратная операция невозможна: нельзя, создав в контуре постоянную ЭДС, получить в нем изменяющееся во времени магнитное поле.

2. Второе дифференциальное уравнение Максвелла

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j} + d\mathbf{D}/dt \quad (8.175)$$

и соответствующее ему интегральное уравнение (закон полного тока)

$$i = \oint \mathbf{H} dl = dq/dt \quad (8.176)$$

выражают тот факт, что если в проводнике течет ток, то вокруг проводника возникает магнитное поле, величину которого можно определить.

Принципиально второе уравнение Максвелла можно разделить на две части:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}' = \mathbf{j}; \quad (8.177)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}'' = d\mathbf{D}/dt. \quad (8.178)$$

Интегральная форма – закон полного тока – отражает только первую часть, для второй части аналогичная форма отсутствует, хотя и может быть несложно написана, например, в виде

$$\oint \mathbf{H} dl = S d\mathbf{D}/dt. \quad (8.179)$$

В отличие от первого уравнения второе уравнение Максвелла и закон полного тока отражают реальный процесс возникновения магнитного поля вокруг проводника. Однако и здесь можно сделать некоторые замечания.

1) Закон полного тока является аналогом закона постоянства циркуляции для вихревого движения невязкой и несжимаемой жидкости:

$$\oint \mathbf{v} dl = \Gamma.$$

где v – скорость потока жидкости вокруг центра вихря, а Γ – напряженность вихря. Этот закон отражает вихревую статику, т.е. движение жидкости в установившемся вихре. Соответственно и закон полного тока, и второе уравнение Максвелла отражают статику магнитного поля, а вовсе не динамику.

2) Как во втором уравнении Максвелла, так и в законе полного тока отсутствуют какие-либо изменения процессов во времени, поэтому, например, если изменилась величина тока, то в соответствии с уравнением закона полного тока величина напряженности

$$H = i/2\pi r$$

должна мгновенно измениться независимо от того, на каком расстоянии от самого проводника с током находится магнитная силовая линия. Никакого запаздывания процесса уравнением не предусмотрено, что противоречит смыслу, т.к. запаздывание следствия (напряженности магнитного поля) по отношению к причине, его вызвавшего, (току) должно быть.

3) Второе уравнение Максвелла, так же как и первое, описывает процесс в плоскости, но не в объеме. Собственно изменение напряженности E вдоль его направления в нем отсутствует. И так же как и в первом уравнении, поворот плоскости в осях координат, когда уравнение попадают и в правую, и в левую части уравнения попадают все три декартовы координаты, сути не меняет.

4) Во втором уравнении Максвелла, как и в первом, правая и левая части на самом деле не эквивалентны. Здесь также правая часть уравнения выступает причиной, а левая часть – ее следствием. Если путем изменения электрической индукции с постоянной скоростью или пропусканием постоянного тока через проводник можно создать в

окрестностях проводника магнитное поле, то обратное действие не может быть реализовано, так как создав в окрестностях проводника постоянное магнитное поле, никакого постоянного изменения электрической индукции или появления постоянного тока в проводнике получить нельзя. Поэтому и здесь правильно было бы между правой и левой частями уравнения поставить не знак равенства, а знак " \Leftarrow ", указывающий, что левая часть является следствием правой:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} \Leftarrow \mathbf{j} + d\mathbf{D}/dt \quad (8.180)$$

и соответствующее ему интегральное уравнение (закон полного тока)

$$i = dq/dt \Rightarrow \oint \mathbf{H} dl. \quad (8.181)$$

3. Третье дифференциальное уравнение Максвелла

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho; \quad (8.182)$$

и соответствующее ему интегральное уравнение – теорема Остроградского–Гаусса для электрического поля

$$\Phi_e = \oint \mathbf{D} d\mathbf{S} = q \quad (8.183)$$

грешат тем же: в них отсутствует временной фактор, следовательно, это уравнения статики. Правда, если теорема Остроградского–Гаусса в учебниках обычно помещается в раздел электростатики, то дифференциальное выражение того же – третье уравнение Максвелла помещается в тех же учебниках в раздел динамики, что ничем не обосновано. То, что интегральная форма является формой статической, легко видеть из того обстоятельства, что определенное из этого выражения электрическое смещение

$$D = q/4\pi r^2 \quad (8.184)$$

должно изменяться мгновенно при изменении заряда q . Обычным выражением против этого является то, что одиночный заряд изменить невозможно. а привнесение дополнительного заряда есть процесс дополнительный, который описывается уже совсем иначе. Тем не менее математическое описание все равно должно предусматривать наличие запаздывающего потенциала, а этого в уравнении нет.

Кроме того, в уравнении следовало бы также определить причинно–следственные отношения в виде соответствующего их написания:

$$\Phi_e = \oint \mathbf{D} d\mathbf{S} \Leftarrow q, \quad (8.185)$$

а также

$$D \Leftarrow q/4\pi r^2. \quad (8.186)$$

4. Четвертое дифференциальное уравнение Максвелла

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0 \quad (8.187)$$

и соответствующее ему интегральное уравнение – теорема Остроградского–Гаусса для магнитного поля

$$\Phi_m = \oint \mathbf{B} d\mathbf{S} = 0 \quad (8.188)$$

не вызывают особых возражений, кроме разве^{*} что своей недостаточности, так как они также фиксируют некоторую статику, кроме того, в них также отсутствует временной фактор. Четвертое дифференциальное уравнение Максвелла тоже без всякого обоснования помещается в учебниках в раздел динамики.

Интегральная же форма, помещаемая в раздел статики, выражает тот очевидный факт, что магнитные силовые линии всегда замкнуты и, следовательно, сколько их вышло из замкнутой поверхности, столько же и должно войти в нее. Никаких временных процессов она не отражает.

Таким образом, динамические процессы, протекающие в электромагнитном поле, отражаются не всеми четырьмя уравнениями Максвелла, а только первым и половиной второго, причем первое уравнение не отражает реального процесса возникновения ЭДС в проводнике при изменении во времени магнитного поля. Первая же половина второго уравнения Максвелла, а также третье и четвертое уравнения являются уравнениями вихревой статики и, в принципе, к электродинамике отношения не имеют.

И первое, и второе уравнения Максвелла игнорируют поля, находящиеся вне контуров. Однако соседние односторонние вихри, имея на своей периферии в сопредельных областях потоки среды – эфира противоположного направления, создают взаимную компенсацию полей (рис. 8.21). Это обстоятельство не учтено первыми

двумя уравнениями. Если бы это учитывалось, то как электрическая, так и магнитная напряженности не всегда были бы одними и теми же для первого и второго уравнений.

Наконец, все уравнения Максвелла выведены из предположения об идеальности эфира и, следовательно, подразумевают отсутствие у него вязкости и сжимаемости. В таком эфире вихри не могут ни образовываться, ни исчезать, что полностью не соответствует опытным данным: напряжения и магнитные поля возникают и исчезают, но это не заложено в физику уравнений. В физику уравнений Максвелла также не заложена сжимаемость полей, непосредственно вытекающая из сжимаемости эфира.

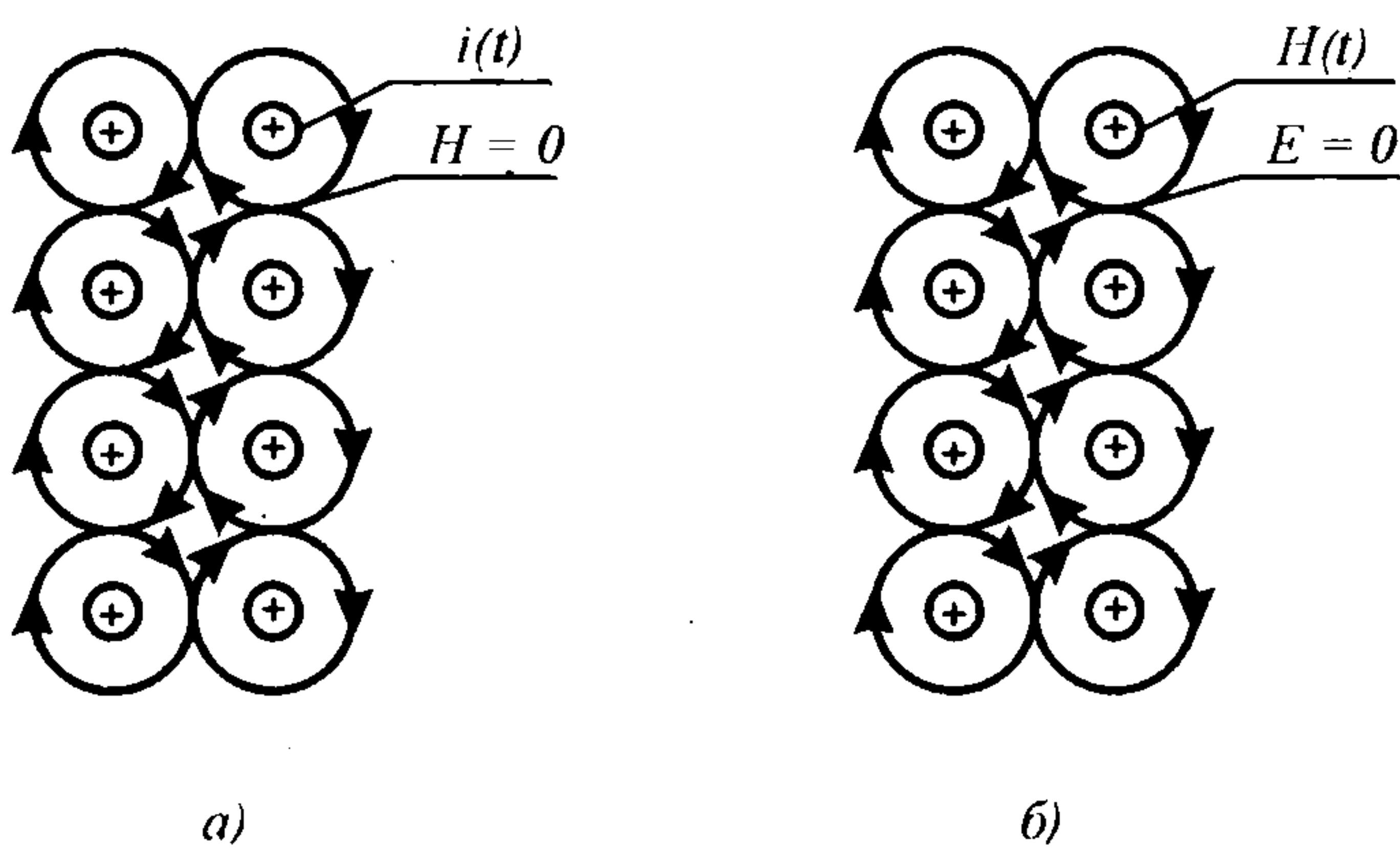


Рис. 8.21. Компенсации полей: а—магнитного поля в распределенной системе токов; б—электрического поля в распределенной системе магнитных потоков

Полученные Максвеллом уравнения электромагнитного поля на основе гидромеханических представлений электромагнитных явлений и их всесторонняя апробация во многих практических приложениях подтверждают правомерность метода аналогий, использованного Максвеллом, и, казалось бы, из этого не вытекает необходимость какого-либо уточнения уравнений электродинамики. Однако эти уравнения в соответствии с представлениями Гельмгольца о поведении вихрей в жидкости отражают всего лишь процесс перемещения вихрей в пространстве и не отражают процесса образования этих вихрей. Для того чтобы рассмотреть процесс в целом, необходимо провести дополнительные построения.

Таким образом, уравнения электродинамики Максвелла не являются совершенными, как не является совершенным ничто на свете. И поэтому над ними нужно продолжать работать.

8.4.2. Некоторые уточнения уравнений электродинамики

Рассмотрим элементарный объем среды, находящейся под воздействием приложенной ЭДС, а также внешних магнитных полей (рис. 8.22).

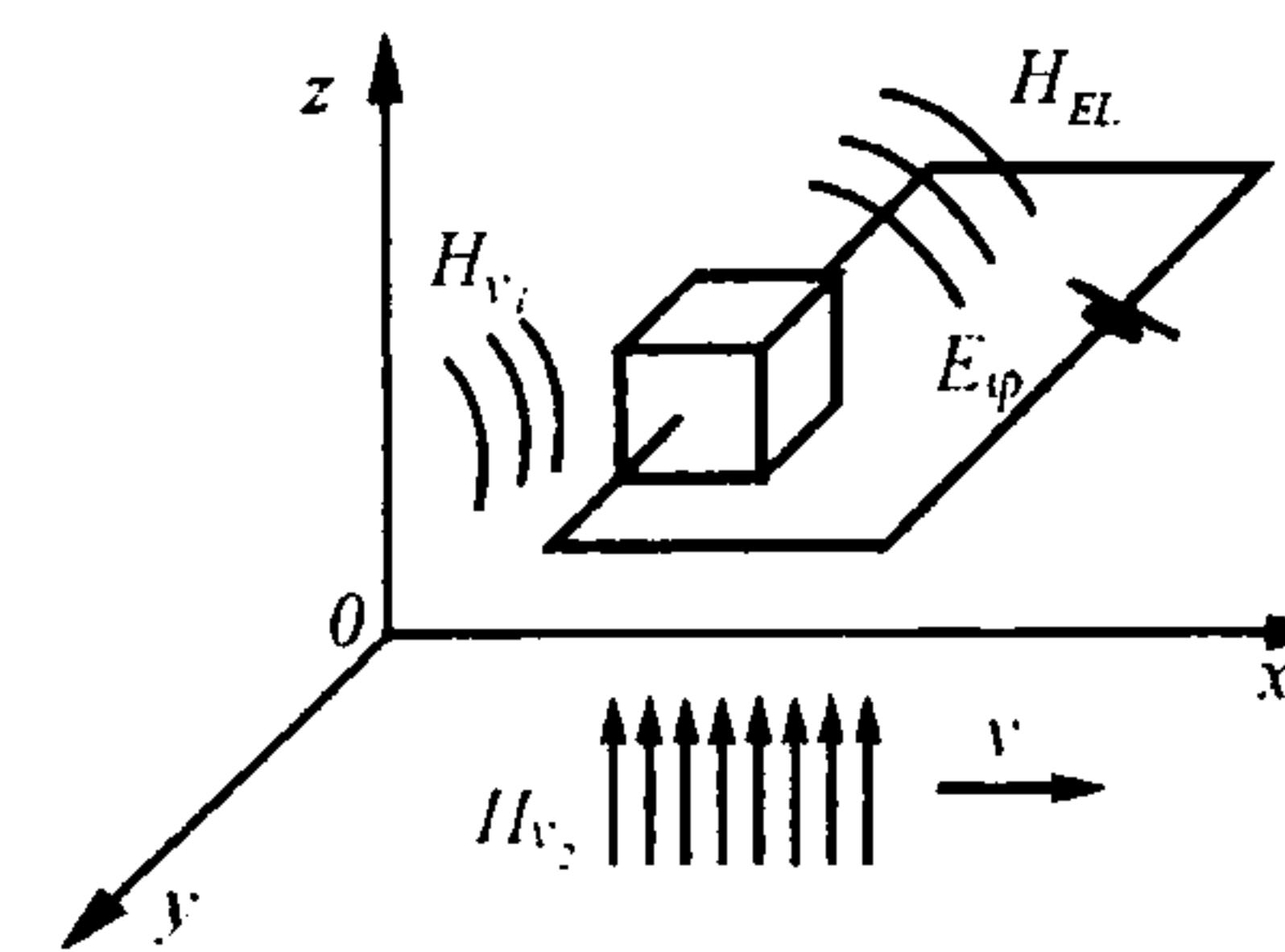


Рис. 8.22. Образование электрического тока в среде.

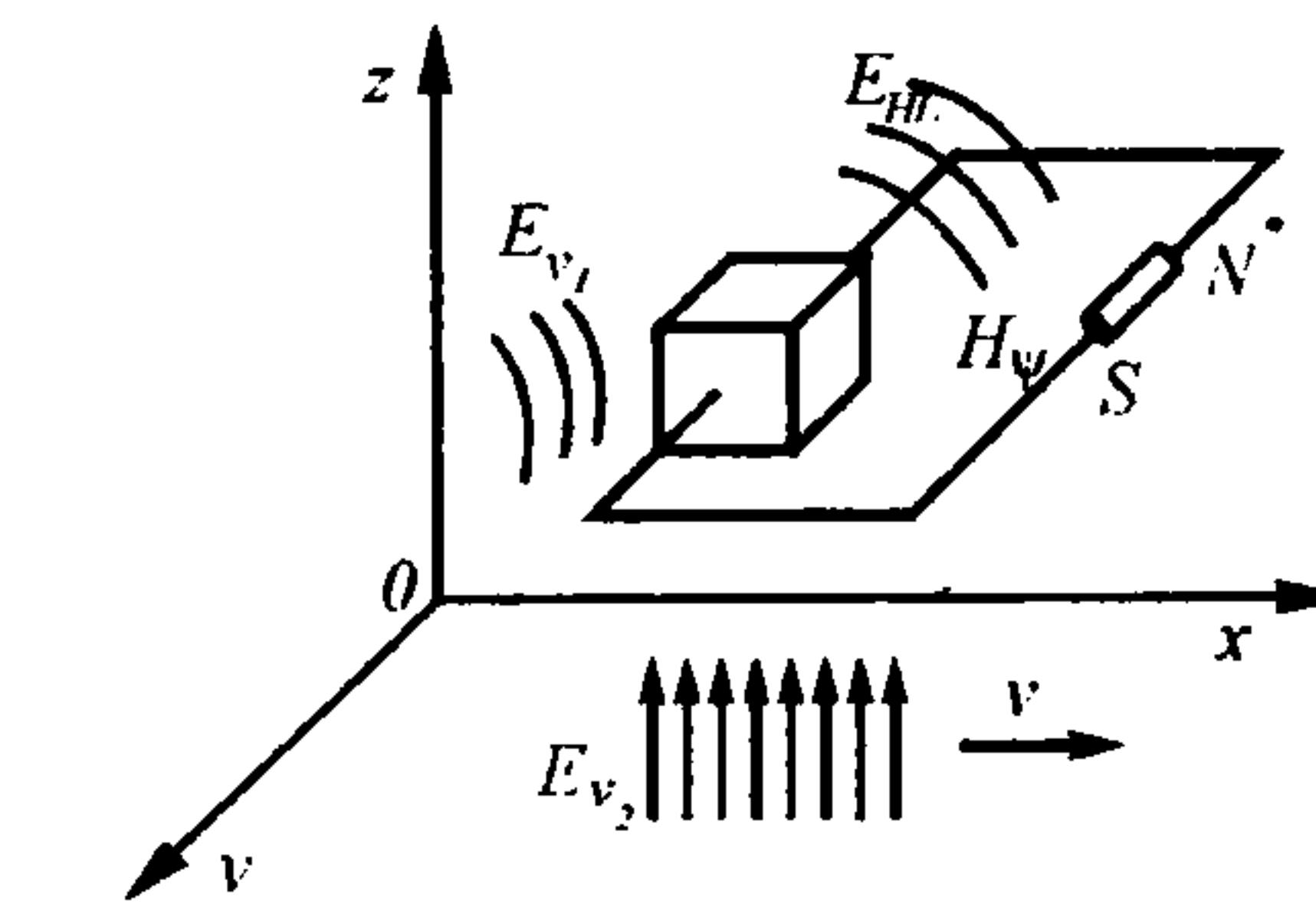


Рис. 8.23. Образование магнитного потока в среде.

С учетом модели электрического поля вытекает, что ток является следствием электрической напряженности, действующей в цепи, а магнитное поле вокруг проводника является следствием упорядоченной ориентации в проводнике электрических зарядов. Для элемента среды в данной цепи необходимо учитывать четыре электрических напряженности, суммирующиеся друг с другом и создающие электрический ток: E_ϕ — напряженность от внешнего источника ЭДС; E_{Hv1} — напряженность, наводимую со стороны других токов, меняющихся во времени, внешних по отношению к рассматриваемому объему; следует помнить, что магнитное поле, создающее эту ЭДС само имеет волновой характер; E_{Hv2} — напряженность, наводимую со стороны движущегося относительно рассматриваемого объема источника.

Плотность тока δ_e , возникающего в цепи, определяется этими напряженностями и проводимостью среды. В свою очередь, ток вызовет магнитное поле, напряженность которого равна E_{HL} , так что

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}_{EL} \Leftarrow \delta_e = (\sigma + \epsilon -) \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}_\Sigma \quad (8.189)$$

где

$$\mathbf{E}_\Sigma = \mathbf{E}_\phi + \mathbf{E}_{Ev1} + \mathbf{E}_{Ev2}$$

Аналогично при рассмотрении элементарного объема среды, находящегося под воздействием приложенной внешней МДС (магнито-движущей силы), а также под влиянием внешних магнитных полей (рис. 8.23), получим:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E}_{HL} \Leftarrow \delta_m = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{H}_\Sigma, \quad (8.190)$$

где

$$\mathbf{H}_\Sigma = \mathbf{H}_\psi + \mathbf{H}_{Ev1} + \mathbf{H}_{Ev2}$$

Здесь \mathbf{H}_i – напряженность магнитного поля, созданная внешним источником МДС; \mathbf{H}_{Ev1} – напряженность магнитного поля, наводимая в объеме внешними относительно объема электрическими токами; \mathbf{H}_{Ev2} – напряженность магнитного поля, наводимая со стороны источника электрического поля, перемещающегося относительно рассматриваемого объема (введена по аналогии с явлением электромагнитной индукции); δ_m – плотность магнитного тока.

Следует сразу же отметить, что используемая здесь аналогия не строга и должна быть в дальнейшем экспериментально подтверждена.

При отсутствии перемещающихся относительно объема источников магнитного и электрического полей, уравнения преобразуются в вид

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}_\psi \Leftarrow \delta_e = (\sigma + \epsilon -) (\mathbf{E}_\phi + \mathbf{E}_{Ev1}) \quad (8.191)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E}_\phi \Leftarrow \delta_m = -\mu \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{H}_\psi + \mathbf{H}_{Ev1}) \quad (8.192)$$

Приведенные выражения представляют собой модифицированные Второе и Первое уравнения Максвелла, отличающиеся от последних тем, что обычно используемый в уравнениях Максвелла «сторонний ток» выражен через напряженности, а также с учетом источников электрического и магнитного полей, внешних относительно рассматриваемого объема. Представленные в такой форме уравнения электромагнитного поля позволяют сделать некоторые отличные от обычных выводы.

Действительно, в общем случае напряженности магнитного и электрического полей, используемые в обоих уравнениях, разные, а не одинаковые, как это имеет место в уравнениях Максвелла. Напряженность магнитного поля \mathbf{H}_ψ , стоящая в левой части первого уравнения (модернизированного Первого уравнения Максвелла), является частью всей электрической напряженности правой части второго уравнения (модернизированного Второго уравнения Максвелла); напряженность электрического поля \mathbf{E}_ϕ , стоящая в левой части Второго уравнения, является частью всей магнитной напряженности правой части Первого уравнения.

Чтобы показать, что полученный результат не столь тривиален, как это может показаться с первого взгляда, рассмотрим частный случай, при котором $\delta_e \neq 0$, в то время как $\mathbf{H}_\Sigma = 0$, т.е. ток течет и меняется во времени, а магнитное поле отсутствует.

В самом деле, если электрическое поле направлено вдоль оси z , а в плоскости xy распределено равномерно, то тогда

$$\frac{\partial \mathbf{E}_{\phi x}}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial \mathbf{E}_{\phi y}}{\partial x} = 0$$

и следовательно

$$\operatorname{rot} \mathbf{E}_{\phi z} = \frac{\partial \mathbf{E}_{\phi x}}{\partial y} - \frac{\partial \mathbf{E}_{\phi y}}{\partial x} = 0, \text{ откуда}$$

$$\mathbf{H}_\psi + \mathbf{H}_{Ev1} = 0,$$

т.е. происходит полная компенсация магнитного поля. Фактически все второе уравнение обращается в нуль, а первое уравнение остается в прежнем виде.

Аналогично, если магнитное поле направлено вдоль оси z , а в плоскости xy распределено равномерно, то тогда

$$\frac{\partial H_{\psi x}}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial H_{\psi y}}{\partial x} = 0$$

то

$$\text{rot } \mathbf{H}_{\psi z} = \frac{\partial H_{\psi x}}{\partial y} - \frac{\partial H_{\psi y}}{\partial x} = 0, \text{ откуда}$$

$$\mathbf{E}_\phi + \mathbf{E}_{H \times \mathbf{l}} = 0,$$

т.е. происходит полная компенсация электрического поля. Тогда первое уравнение обращается в нуль, а второе уравнение остается в прежнем виде.

В каждой точке пространства произошла полная компенсация полей, внутреннего и внешнего по отношению к любому рассматриваемому объему, хотя и складывается на первый взгляд парадоксальная ситуация: при наличии переменного во времени электрического тока магнитное поле полностью отсутствует. На самом деле это поле полностью скомпенсировано в каждой точке пространства, и если какой-то объем проводника извлечь, то по границам этого вынутого объема и в самом объеме немедленно появится соответствующее магнитное поле. Это хорошо видно на рис. 8.19.

Экспериментальная проверка высказанных положений подтвердила их. В эксперименте была использована плоскость, на которой был размещен ряд проволочных контуров, включенных последовательно, через которые пропускался переменный ток. Контура создавали переменное магнитное поле в окружающем их пространстве. Над контурами размещалась измерительная рамка, к которой был подключен измерительный прибор. Переключение контуров осуществлялось таким образом, что поочередно мог подключаться соответствующий контур проволочных контуров (рис. 8.24).

Эксперимент показал, что по мере подключения внутренних по отношению к измерительной рамке контуров ЭДС на ней растет, а по мере последующего подключения внешних по отношению к рамке контуров ЭДС начинает уменьшаться. Это оказалось справедливым для

всех размеров рамок. Тем самым высказанные выше положения нашли свое подтверждение.

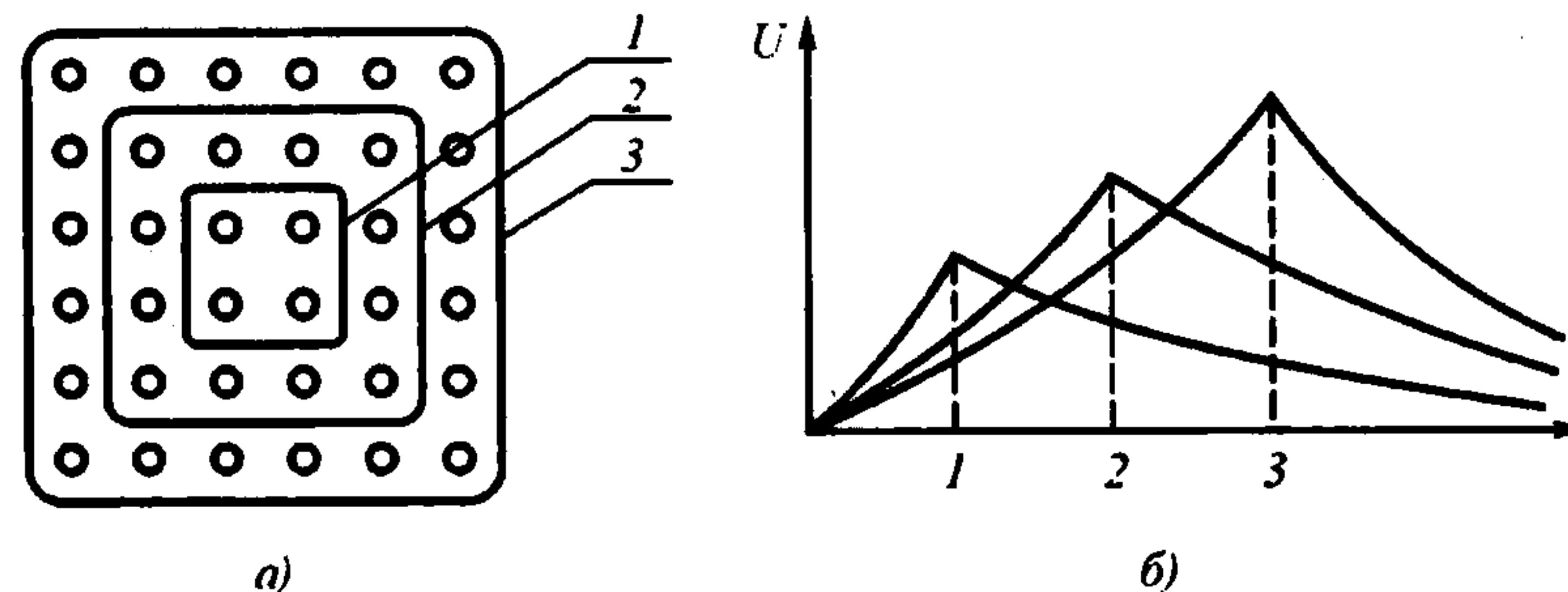


Рис. 8.24. Изменение ЭДС на измерительных контурах по мере увеличения числа подключаемых токонесущих контуров: а — расположение измерительных контуров на пластине с токонесущими катушками, создающими магнитное поле; б — ЭДС на измерительном контуре по мере подключения токонесущих катушек

Следует отметить, что разобранная задача с равномерными пульсирующими во времени полями непосредственно с помощью уравнений Максвелла не может быть решена, так как в них электрические и магнитные напряженности в обоих уравнениях равны между собой, «сторонних токов» здесь также нет. Проследить факт взаимной компенсации составляющих полей по этим уравнениям трудно. Нулевой результат как решение задачи на основе уравнений Максвелла возможен лишь в том случае, если все составляющие полей и токов равны нулю, что противоречит исходным условиям задачи. Приведенные модернизированные уравнения электродинамики почти полностью совпадают с первыми двумя уравнениями Максвелла если рассматривать границу распространяющегося в пространстве поля при условии, что за этой границей (в сторону распространения) нет источников поля. Тогда уравнения приобретают вид уравнений Максвелла:

$$\text{rot } \mathbf{H}_\psi \leftarrow \delta_e = (\sigma + \epsilon -) \frac{d\mathbf{E}_\phi}{dt} \quad (8.193)$$

$$\text{rot } \mathbf{E}_\phi \leftarrow \delta_m = -\mu - \frac{d\mathbf{H}_\psi}{dt} \quad (8.194)$$

Соответственно может быть уточнен и закон Фарадея

$$e = \int E dl = - S dB_m / dt. \quad (8.195)$$

В уточненном виде он приобретет вид

$$e = \int E dl = - S d(B_i - B_e) / dt, \quad (8.196)$$

и при $B_i = B_e$ $e = 0$.

Индексы « i » и « e » означают «внутренний» и «внешний». По аналогии с законом электромагнитной индукции Фарадея на основании уравнения электромагнитного поля можно предложить выражение для магнитоэлектрической индукции

$$(HI) = S \left(\sigma + \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \right) (E_i - E_e); \quad (8.197)$$

где S – площадь контура, охватывающего протекающий в среде ток.

Отличие от закона полного тока здесь также заключается в учете внешних относительно контура полей.

Рассмотрим процесс распространения поля электрической индукции в пространстве. Факт распространения вихревого движения жидкости вдоль оси вихря позволяет сформулировать положение о том, что поток вектора вихря, а соответственно и поток индукции, входящий в некоторый объем, не равны потоку вектора, а соответственно и потоку электрической индукции, выходящего из этого объема, причем разница будет обусловливаться запаздыванием потока вихря вдоль оси.

Если поток вектора электрической индукции D от заряда q проходит через поверхность параллелепипеда со сторонами dx, dy, dz (рис. 8.25), то потоки вектора D , прошедшие через грани, равны соответственно:

сквозь ближайшую грань

$$- D_x dy dz; \quad (8.198)$$

сквозь дальнюю грань

$$(Dx + \frac{\partial Dx}{\partial x} dx + \frac{\partial Dx}{\partial t} dt) dy dz; \quad (8.199)$$

сквозь левую грань

$$- Dy dx dz; \quad (8.200)$$

сквозь правую грань

$$(Dy + \frac{\partial Dy}{\partial y} dy + \frac{\partial Dy}{\partial t} dt) dx dz; \quad (8.201)$$

сквозь нижнюю грань

$$- Dz dx dy; \quad (8.202)$$

сквозь верхнюю грань

$$(Dz + \frac{\partial Dz}{\partial z} dz + \frac{\partial Dz}{\partial t} dt) dx dy; \quad (8.203)$$

Суммируя потоки через все грани и деля их сумму на объем параллелепипеда, находим:

$$\frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} + \frac{\partial D_x}{\partial c_x dt} + \frac{\partial D_y}{\partial c_y dt} + \frac{\partial D_z}{\partial c_z dt} = \rho, \quad (8.204)$$

где

$$c_x = dx/dt; c_y = dy/dt; c_z = dz/dt; \quad (8.205)$$

и таким образом,

$$\operatorname{div} D + \frac{\partial D_x}{\partial c_x dt} + \frac{\partial D_y}{\partial c_y dt} + \frac{\partial D_z}{\partial c_z dt} = \rho, \quad (8.206)$$

$$\frac{1}{c^2} = \frac{1}{c_x^2} + \frac{1}{c_y^2} + \frac{1}{c_z^2} \quad (8.207)$$

или

$$\operatorname{div} \mathbf{D} + \frac{\partial \mathbf{D}}{c \partial t} = \rho, \quad (8.208)$$

что отличается от третьего уравнения Максвелла наличием члена $\partial \mathbf{D} / c \partial t$.

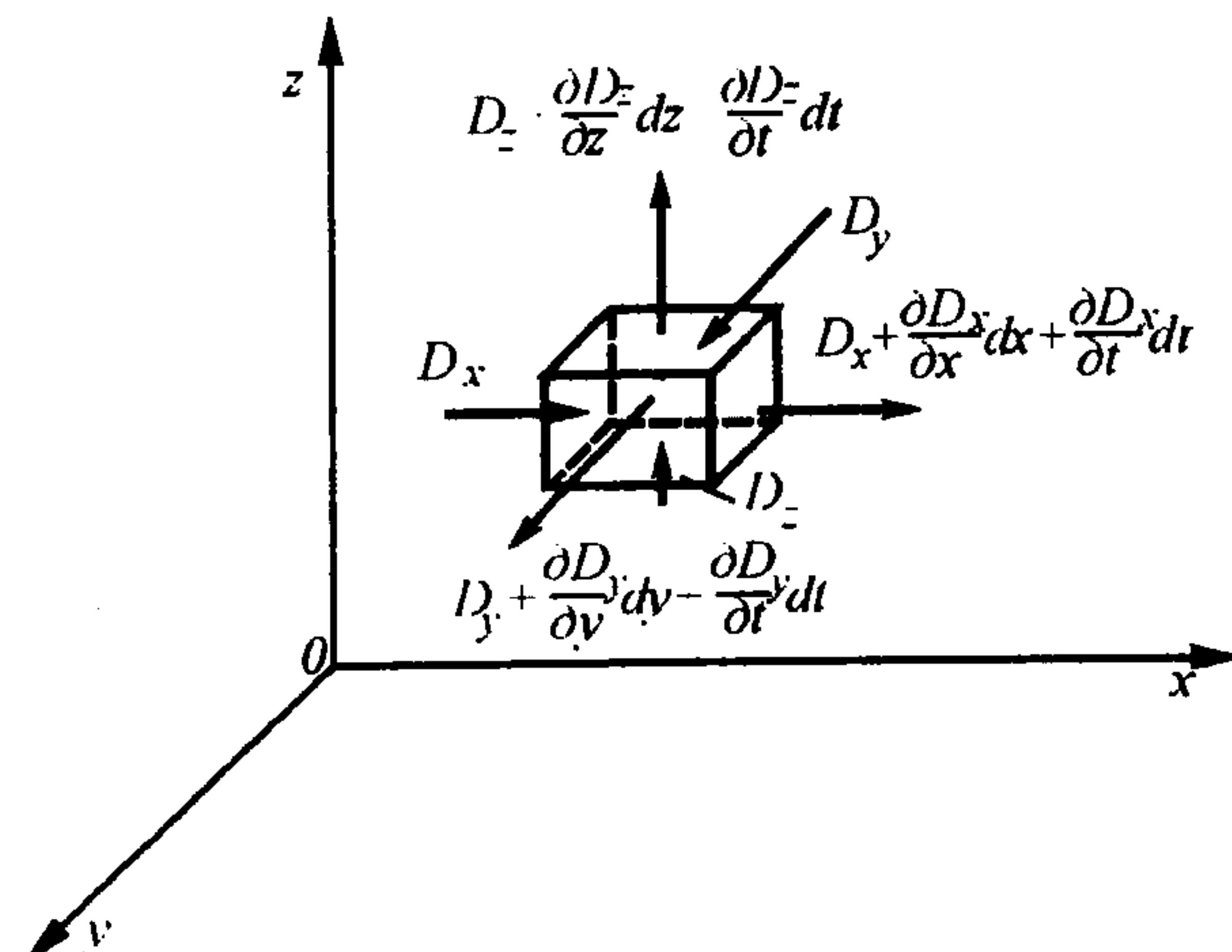


Рис. 8.25. К выводу уравнений распространения электрической индукции

Деление вектора \mathbf{D} на вектор c не должно смущать, так как оба эти вектора – электрического смещения и скорости его продольного распространения коллинеарны, т.е. направлены строго в одну и ту же сторону, их отношение – скаляр.

Полученное дифференциальное уравнение первой степени при $\rho = 0$ имеет решение

$$\mathbf{D} = \mathbf{D}(t - r/c), \quad (8.209)$$

т.е. это волна, а само уравнение – волновое уравнение первой степени и отражает продольное распространение волны.

Теорема Гаусса при этом несколько видоизменяется и приобретает следующую форму:

$$\Phi_e = \iint_S \mathbf{D}(t - r/c) dS = q(t). \quad (8.210)$$

На рис. 8.26 показано продольное распространение электрического поля в случае пульсирующего заряда.

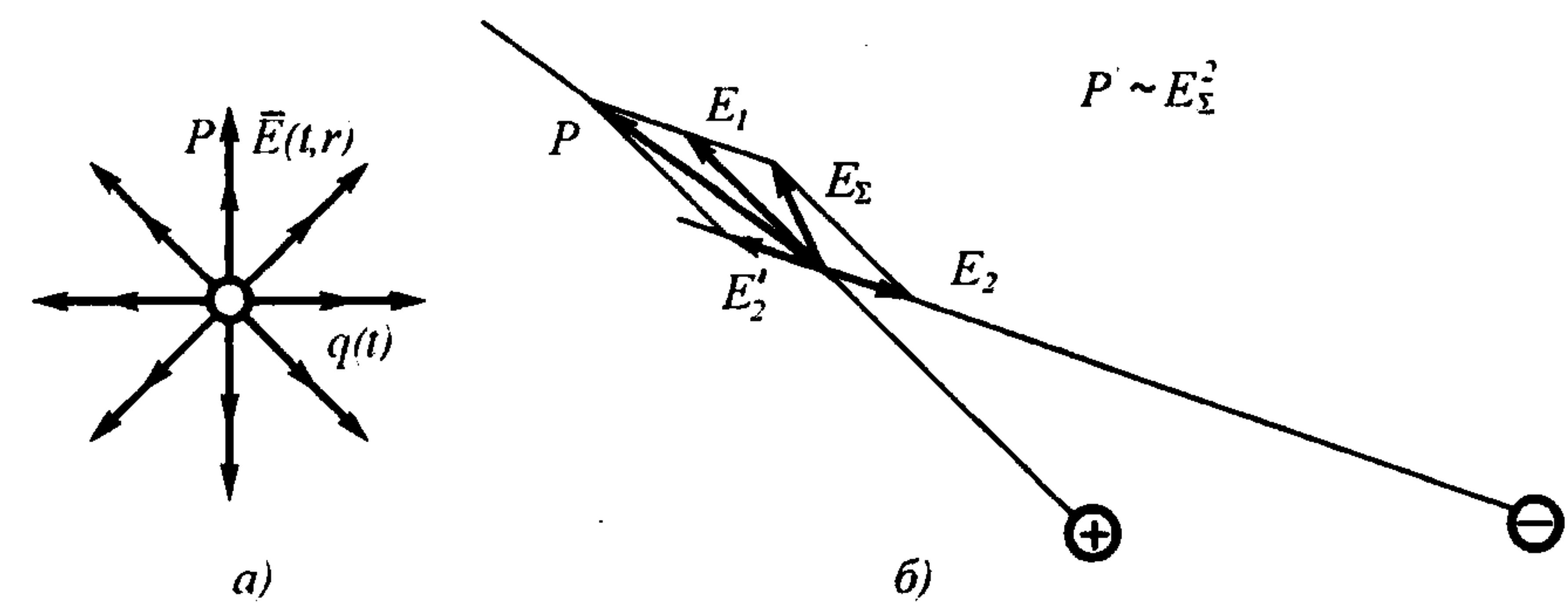


Рис. 8.26. Построение вектора потока плотности мощности при продольном распространении электрического поля: а – для пульсирующего заряда; б – для диполя

Поскольку ток в среде распространяется вдоль потока \mathbf{D} и его плотность δ пропорциональна \mathbf{D} , то для плотности тока справедливо соотношение

$$\operatorname{div} \delta + \frac{\partial \delta}{c \partial t} = 0, \quad (8.211)$$

откуда следует, что

$$\delta = \delta(t - r/c), \quad (8.212)$$

т.е. распространение тока в среде носит волновой характер.

Данное положение противоречит известному статическому закону Кирхгофа о том, что сумма всех токов для любой точки электрической цепи в любой момент времени равна нулю, т.е. что

$$\sum_{i=1}^n I_i = 0. \quad (8.213)$$

Из уравнения же 8.211 вытекает, что закон Кирхгофа справедлив лишь в среднем, но в каждый момент времени

$$\sum_{i=1}^n I_i \neq 0. \quad (8.214)$$

поскольку волновой процесс подразумевает сжимаемость тока.

Для проверки данного положения был проведен эксперимент по схеме рис. 8.27.

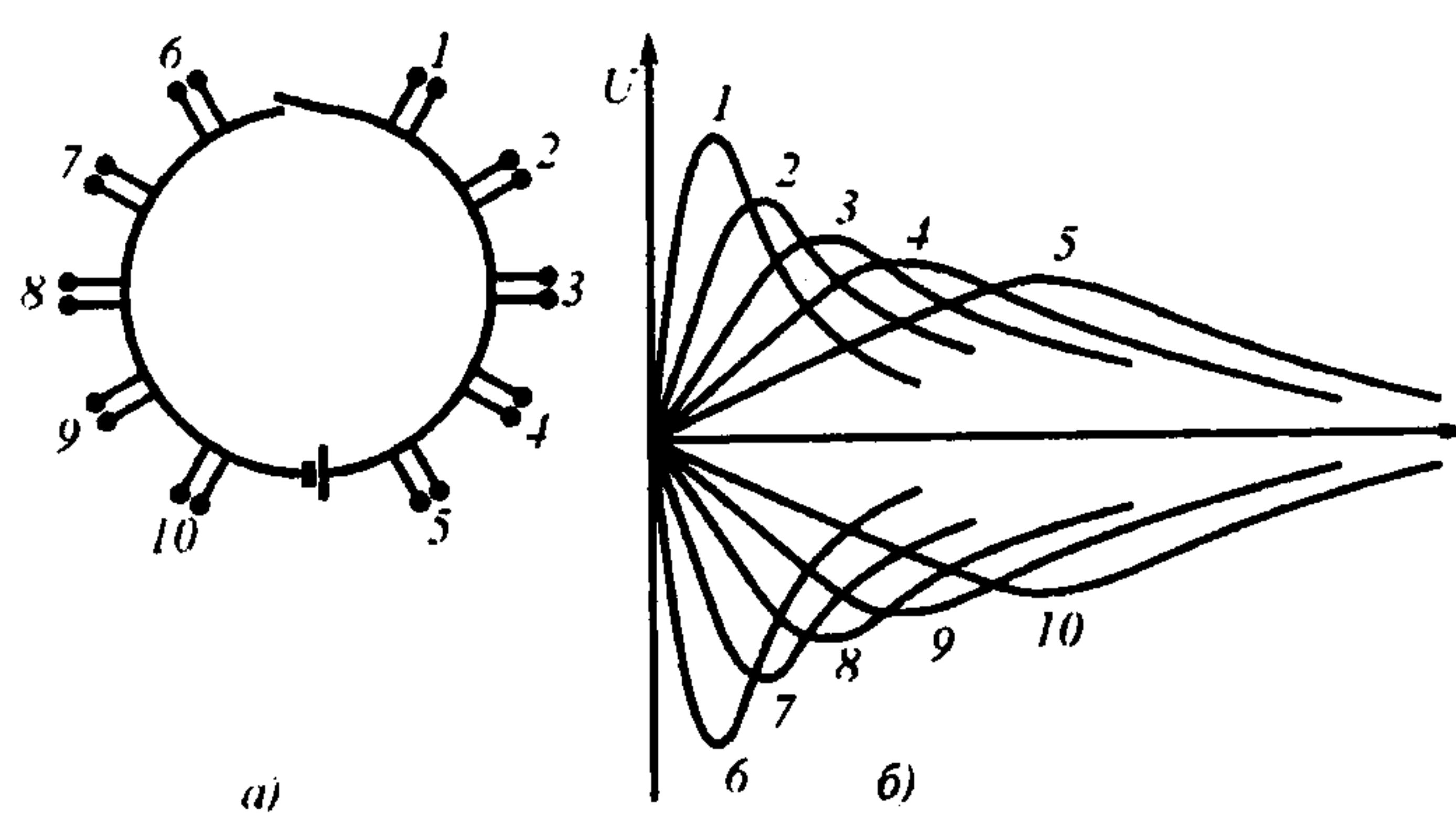


Рис. 8.27. Эксперимент по определению факта сжимаемости тока: а - схема отводов от проводника; б - импульсы, возникающие на отводах

Два провода длиной каждый по несколько метров были подключены к источнику постоянного напряжения (обычной батарейке). От каждого из проводов были сделаны отводы через 1 м. Провода периодически замыкались контактом. Отводы подключались к высокочастотному электронному осциллографу. Идея эксперимента заключалась в том, чтобы определить, как растекается ток по проводу при замыкании цепи, на размкнутых концах которой находится полная разность потенциалов.

В результате проведения эксперимента выяснилось, что при замыкании контакта на ближних к нему отводах возникает острый импульс, амплитудой почти в полное напряжение источника, на следующих отводах этот импульс оказывается меньше по амплитуде, но шире по времени, на следующих еще меньше по амплитуде и еще шире по времени.

Таким образом, факт сжимаемости тока был подтвержден.

При наличии нескольких зарядов в среде от каждого из них в каждой точке среды будет иметь место суммирование векторов напряженности электрического поля:

$$\mathbf{E}_{\Sigma} = \sum_{k=1}^n \mathbf{E}_k. \quad (8.215)$$

Если каждый из зарядов изменяет свое значение во времени по синусоидальному закону, то

$$\mathbf{E}_{\Sigma} = \sum_{k=1}^n \mathbf{E}_k e^{i[\omega(t - r_k/c)]} \quad (8.216)$$

где $i = -1$, r_k – расстояние от точки среды до центра заряда.

Поскольку плотность тока, излучаемого в среду, связана с напряженностью выражением

$$\delta = (\sigma + \omega \epsilon_0 \epsilon) E, \quad (8.217)$$

где σ – удельная проводимость среды, $\omega = 2\pi f$, f – частота, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, ϵ – относительная проницаемость среды, то имеем

$$\delta_{\Sigma} = \sum_{k=1}^n \delta_k e^{i[\omega(t - r_k/c)]} \quad (8.218)$$

В случае двух зарядов (излучающих электродов), пульсирующих с одинаковыми амплитудой и частотой, излучающих в среду одинаковый по величине ток, но в противофазе (диполь), имеем:

$$\delta_{\Sigma} = \delta_1 e^{i[\omega(t - r_1/c)]} - \delta_2 e^{i[\omega(t - r_2/c)]} \quad (8.219)$$

По оси симметрии диполя имеем

$$|\delta_1| = |\delta_2|; \quad r_1 = r_2. \quad (8.220)$$

В этом случае суммарный вектор плотности тока оказывается перпендикулярен направлению распространения вдоль оси симметрии диполя. Вдоль оси диполя имеем при расстоянии между зарядами (электродами) $d = \lambda/2$, где λ – длина волны в среде, определяемая как

$$\lambda = c_r/f, \quad c_r = c/\sqrt{\epsilon} \quad (8.221)$$

Здесь c_r – скорость распространения тока в среде, ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость среды.

Плотность тока на излучающем электроде, имеющем площадь излучения S , составляет

$$\delta_o = i_o / S, \quad (8.222)$$

и в бесконечной среде на расстоянии r от электрода определяется как

$$\delta_r = \delta_o \frac{S}{4\pi r^2}. \quad (8.223)$$

Вдоль оси диполя плотность тока составит

$$\delta_r = \frac{i}{4\pi r_1^2} \left[1 + \frac{1}{1 + \lambda/2r_1} \right]. \quad (8.224)$$

Здесь r_1 – расстояние вдоль оси диполя от ближайшего электрода.

Ток, истекающий из каждого электрода диполя с сосредоточенными параметрами, распространяется радиально во все стороны. И если известна величина этого тока, то плотность этого тока в каждой точке среды определяется простым соотношением

$$\delta_e = \frac{i}{4\pi r^2}. \quad (8.225)$$

Следует обратить внимание на то, что плотность тока, по крайней мере, в ближней зоне от источника оказывается независимой ни от свойств среды, ни от временных параметров самого тока. Обычным возражением здесь является наличие потерь в среде. Однако следует напомнить, что ток, пропускаемый через обычный резистор, на его выходе имеет ровно ту же величину, что и на его входе, несмотря на потери энергии в этом резисторе, которые выражаются той или иной величиной падения напряжения на резисторе.

Скорость распространения тока будет той же, что и скорость распространения электрической индукции, т.е.

$$c_{\text{пр}} = c/\sqrt{\epsilon} \quad (8.226)$$

где c – скорость света в вакууме, а ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость среды.

Для диполя с сосредоточенными параметрами, состоящего из двух электродов, плотность тока в ближней зоне определяется путем геометрического суммирования соответственно двух токов с учетом, их знаков и запаздывания. Из суммирования токов видно, что распространение идет от диполя во все стороны, при этом по оси симметрии диполя волна электрической напряженности распространяется в поперечном направлении, а вдоль оси диполя – в продольном. Последнее обстоятельство связано с тем, что каждая точка вдоль оси диполя расположена на разных расстояниях от электродов и поэтому напряженность поля от ближнего электрода в ней будет **больше**, чем от дальнего электрода. Эта разность напряженностей для симметричного диполя с расстоянием между электродами d составит для постоянного тока

$$\delta_e = \delta_{e1} + \delta_{e2} = \frac{i}{4\pi r^2} - \frac{i}{4\pi (r+d)^2} = \frac{i(2rd + d^2)}{4\pi r^2 (r+d)^2}, \quad (8.227)$$

где r – расстояние от точки до ближнего электрода.

Если $d \ll r$, то

$$\delta_e = \frac{id}{2\pi r^3}. \quad (8.228)$$

Представляет специальный интерес случай излучения диполем переменного тока, при котором $d = \lambda/2$, где λ – длина волны электрического поля в среде. В этом случае к тому моменту, когда волна от дальнего электрода достигнет ближнего электрода, напряжение на ближнем электроде изменит полярность на противоположную и далее будет распространяться не разность электрических напряженностей, а их сумма:

$$\delta_e = \delta_{e1} + \delta_{e2} = \frac{i}{4\pi r^2} + \frac{i}{4\pi(r+d)^2} = \frac{i(2r^2 + 2rd + d^2)}{4\pi r^2(r+d)^2}, \quad (8.229)$$

что при $d \ll r$ приведет к соотношению

$$\delta_e = \frac{i}{4\pi r^2}, \quad (8.230)$$

т.е. не к кубическому, а всего лишь к квадратичному затуханию напряженности по расстоянию.

Проведенные эксперименты подтвердили при выполнении приведенных выше условий наличие электромагнитной волны, направления распространения которой и направление вектора плотности тока и электрической напряженности совпадают. Уравнениями Максвелла такой вариант не предусмотрен.

Необходимо отметить, что подбором расстояния между электродами можно добиться того, чтобы основная мощность распространялась не в поперечном, а в продольном направлении, и что плотность тока в среде не зависит ни от параметров среды, ни от площади электролов, ни от частоты тока, а только от величины излучаемого тока.

Для примера на рис. 8.28 приведен электрический диполь с сосредоточенными параметрами, для которого выполнены необходимые построения векторов потоков плотности мощности. Из построений следует не тривиальный вывод о том, что диполь с сосредоточенными параметрами способен излучать энергию вдоль своей оси, что, безусловно, противоречит выводам, вытекающим из уравнений

Максвелла. Из рисунка видно, что вдоль оси диполя векторы мощности, скорости распространения и электрической напряженности совпадают по направлению с направлением оси диполя, а поперек оси диполя вектор мощности и вектор направления распространения лежат в плоскости симметрии диполя, причем вектор электрической напряженности параллелен оси диполя и перпендикулярен направлению распространения мощности.

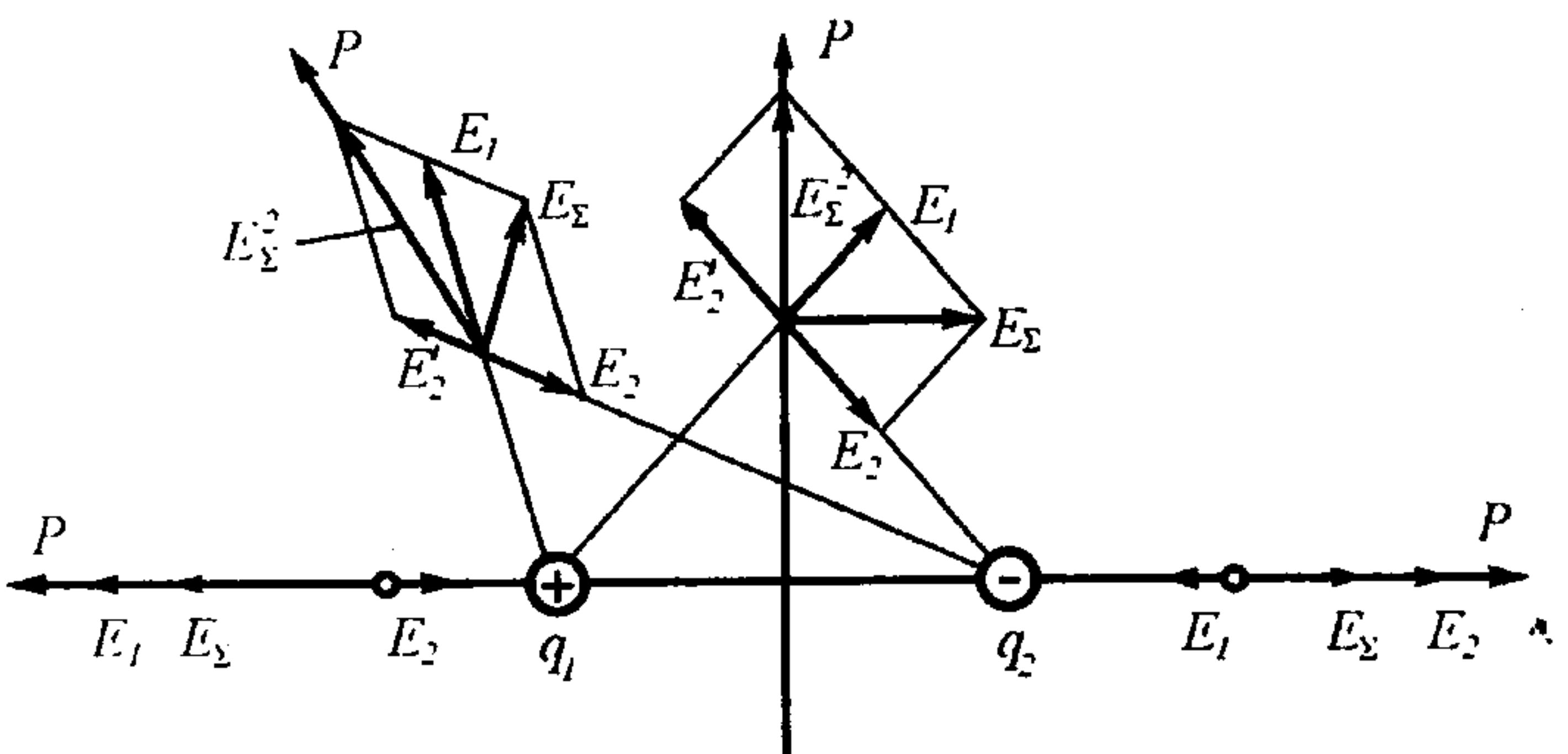


Рис. 8.28. Излучение энергии диполем с сосредоточенными параметрами

Как было показано на рис. 8.2, при развитии элементарной трубки электрического поля в продольном направлении на ее торце поток эфира перемещается в направлении, перпендикулярном ее оси. Следовательно, развитие электрического поля в пространстве во всех направлениях будет происходить со скоростью одинаковой и равной скорости распространения света в данной среде, независимо от значения вектора потока плотности мощности.

Магнитная индукция в среде распространяется иначе, чем электрическая индукция, а именно перпендикулярно направлению вектора. Следовательно, для вектора B справедливы следующие соотношения:

$$\operatorname{div} B = 0; \quad (8.231)$$

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} B + \frac{\partial \operatorname{grad} B}{c dt} = 0. \quad (8.232)$$

Закон полного тока для малых напряженностей магнитного поля следует преобразовать к виду:

$$i(t) = \oint \mathbf{H}(t - r/c) d\mathbf{l} = dq(t)/dt. \quad (8.233)$$

При формулировке закона полного тока следует учесть факт сжимаемости эфира, следовательно, сжимаемость самого магнитного поля и изменение закона гиперболического убывания напряженности магнитного поля вблизи проводника.

С учетом изложенного уравнения электромагнитного поля приобретают вид:

$$1) \operatorname{rot} \mathbf{H}_\psi \leftarrow \delta_e = (\sigma + \epsilon -) \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{E}_\phi + \mathbf{E}_{Hv1} + \mathbf{E}_{Hv2}) \quad (8.234)$$

$$2) \operatorname{rot} \mathbf{E}_\phi \leftarrow \delta_m = -\mu \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{H}_\psi + \mathbf{H}_{Ev1} + \mathbf{H}_{Ev2}) \quad (8.235)$$

$$3) \operatorname{div} \mathbf{D} + \partial \mathbf{D} / \partial t = \rho; \quad (8.236)$$

$$4) \operatorname{div} \delta \mathbf{c} + \partial \delta \mathbf{c} / \partial t = 0. \quad (8.237)$$

$$5) \operatorname{div} \mathbf{B} = 0; \quad (8.238)$$

$$6) \operatorname{div} \operatorname{grad} \mathbf{B} + \partial(\operatorname{grad} \mathbf{B}) / \partial t = 0; \quad (8.239)$$

Интегральные выражения приобретут вид:

$$1) e = \oint \mathbf{E}(t - r/c) d\mathbf{l} = -d\Phi_e(t)/dt; \quad (8.240)$$

$$2) e_m = \oint \mathbf{H}(t - r/c) d\mathbf{l} = i(t) = dq(t)/dt; \quad (8.241)$$

$$3) \Phi_e = \oint \mathbf{D}(t - r/c) d\mathbf{S} = q(t); \quad (8.242)$$

$$4) \Phi_m = \oint \mathbf{B} d\mathbf{S} = 0. \quad (8.243)$$

Здесь e и e_m – электрическая и магнитная разность потенциалов; Φ_e и Φ_m – электрический и магнитный потоки; i – электрический ток в проводнике; q – заряд, перемещающийся в направлении электрического тока (направленное перемещение придает ему форму вектора).

Первое выражение – закон Фарадея электромагнитной индукции и

второе – закон полного тока отличаются от обычных наличием в них запаздывания.

Приведенные выше уравнения электромагнитного поля частным решением имеют уравнения Максвелла, справедливые для электромагнитного волнового фронта, однако в ряде случаев позволяют решить некоторые задачи, которые нельзя решить на основе максвелловских уравнений, например задачу об излучении диполя с сосредоточенными параметрами в полупроводящей среде. При выполнении ряда условий в таком диполе основная доля энергии будет распространяться не в поперечном относительно векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} направлении, а в направлении вектора \mathbf{E} и перпендикулярно вектору \mathbf{H} . Это продольное распространение электромагнитного поля практически еще не изучено, хотя и подтверждено экспериментально.

Необходимо отметить, что указанным выше вовсе не заканчивается уточнение уравнений электромагнитного поля. Этот процесс должен продолжаться все то время, пока будет возникать нужда во все более полном решении прикладных задач.

Таким образом, эфиродинамические представления позволяют уточнить формулировки электромагнетизма в некоторых случаях существенным образом. Проведенные уточнения ни в коем случае не являются полными. Описание электромагнитного поля, как и любого физического явления, может уточняться беспредельно по мере увеличения числа сторон и свойств полей, охватываемых моделями, поскольку общее число сторон и свойств любого явления бесконечно велико.

8.4.3. Виды электромагнитного излучения

Приведем цитату из статьи «Электромагнитные волны», помещенной Большой советской энциклопедии (изд. 3-е, т. 30, с. 67). Ссылка на данный источник нужна для того, чтобы продемонстрировать официальный взгляд современной науки на природу электромагнитного излучения.

«Электромагнитные волны, электромагнитные колебания, распространяющиеся в пространстве с конечной скоростью. Существование Э. в. было предсказано М.Фарадеем в 1832 г. Дж.Максвелл в 1865 г. теоретически показал, что электромагнитные колебания не остаются локализованными в пространстве, а распространяются в вакууме со скоростью света c во все стороны от источника. Из того обстоятельства, что скорость распространения Э. в. в вакууме равна скорости света, Максвелл сделал вывод, что свет

представляет собой Э. в. В 1888 г. максвелловская теория Э. в. получила подтверждение в опытах Г.Герца, что сыграло решающую роль для ее утверждения.

Теория Максвелла позволила единственным образом подойти к описанию радиоволн, света, рентгеновских лучей и гамма-излучения. Оказалось, что это не излучения различной природы, а Э. в. с различной длиной волны.

...Особенности Э. в. и законы их возбуждения и распространения описываются Максвелла уравнениями».

Таким образом, основным признаком того, что все перечисленные виды излучения имеют «единую природу», послужило то обстоятельство, что все они распространяются с одинаковой скоростью – скоростью света, и это дало основание для их единообразного описания на базе уравнений Максвелла.

Следует отметить, что такого обоснования совершенно недостаточно для того, чтобы перечисленные виды излучений относить к общей природе. Общая скорость распространения может являться следствием некоторого *общего свойства* различных видов излучений. Таким свойством может быть, например, свойство среды – вязкости эфира, которое обеспечивает передачу поперечного движения потока эфира соседним слоям. Если в структуре разных видов излучения присутствует этот вид движения, то, хотя эти виды разные, скорость их распространения будет одинаковой.

Главным признаком, по которому можно обобщать те или иные виды излучения, должна быть их внутренняя структура. Только одинаковость структуры может явиться основанием для отнесения излучения к одному классу явлений.

О том, в какую ошибку можно впасть, прямо свидетельствует отнесение электромагнитного и оптического излучений к общему классу явлений.

В настоящее время существует множество научных трудов, в которых для описания оптических явлений используются уравнения Максвелла электромагнитного поля. Однако практика не подтвердила правомерности такого подхода. Оказалось, что проникающая способность света в полупроводящей среде – морской воде, обладающей достаточно высокой проводимостью, по крайней мере, на пять (!) порядков не соответствует расчетам, произведенным на основании уравнений Максвелла: свет в морской и океанской воде проникает вглубь на 100–150 м, в то время как, исходя из параметров среды и уравнений Максвелла, он должен проникать в морскую воду не далее чем на доли миллиметра.

Для сопряжения теории и практических результатов были изобретены различные искусственные приемы, например выдвинуто предположение о том, что на высоких частотах проводимость воды падает, и этим объясняются полученные результаты. Но и здесь расчеты никак не подтверждаются физическим механизмом явления.

Таким образом, в вопросах о распространении электромагнитного излучения до настоящего времени нетальной ясности. Однако эфиродинамический подход позволяет хотя бы в первом приближении понять структуру различных видов излучения, и уже из этого делать различные выводы. Выяснилось, в частности, что нужно различать по крайне мере пять видов излучения веществом энергии во внешнее пространство:

- квазистатическое поле токов рассеяния;
- продольную электромагнитную волну;
- поперечную электромагнитную волну;
- фотонное излучение;
- аурическое излучение.

Первые три связаны между собой и действительно могут рассматриваться как различные крайние случаи одного и того же вида излучений – электромагнитного. Квазистатическое поле токов рассеяния, продольная и поперечная электромагнитные волны могут рассматриваться как частные случаи электромагнитного излучения диполя с сосредоточенными параметрами в полупроводящей среде.

Фотонное и аурическое излучения имеют иные структуры и под видом электромагнитного излучения не подпадают.

Ниже рассмотрены структуры первых трех излучений, аурическое излучение было рассмотрено выше, в главе 6, фотонное рассматривается в гл. 9.

8.4.4. Квазистатическое поле токов растекания

Квазистатическим полем токов растекания считается случай, когда длина электромагнитной волны соизмерима с расстоянием от приемника до источника либо превышает его. С точки зрения эфиродинамики это зона, в которой электромагнитная волна продолжает питаться от источника. Поэтому затухание амплитуды с увеличением расстояния здесь зависит только от геометрии и мало зависит от свойств среды и частоты тока.

Очевидно, что основная мощность излучения затрачивается на ближнюю зону. В полупроводящей среде эту зону можно искусственно исключить, установив между электродами пластину из изоляционного

материала и перераспределив тем самым ток (рис. 8.29), существенно увеличив дальность распространения токов рассеяния.

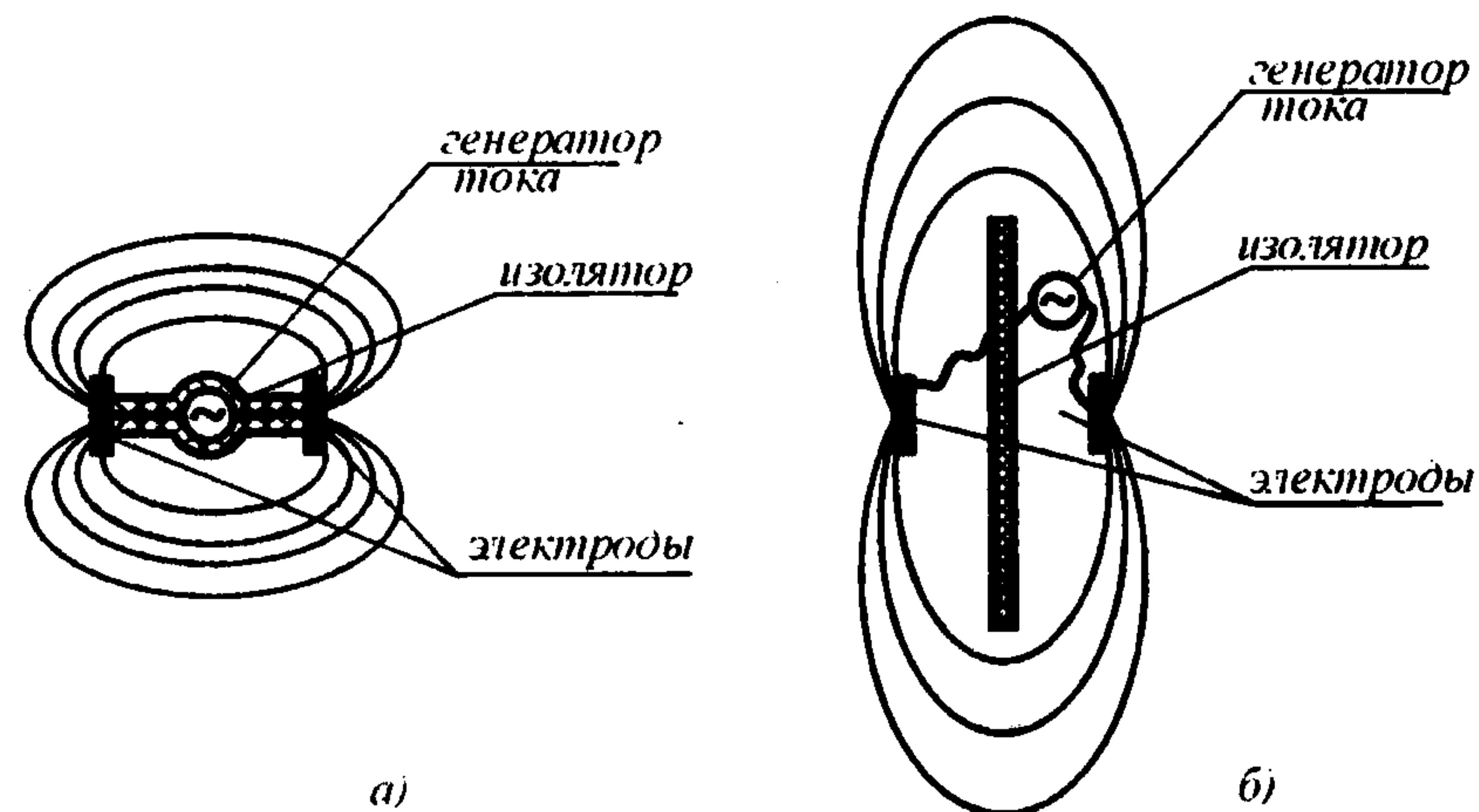


Рис. 8.29. Квазистатическое излучение тока диполем с сосредоточенными параметрами: а – без изолирующей перегородки; б – с изолирующей перегородкой между электродами диполя; в этом случае мощность перераспределяется в дальнюю зону

Следует также учитывать, что потери энергии в ближней зоне прямо зависят от площади электродов, поскольку сопротивление слоя среды вблизи электрода и соответственно выделяемая в его окрестности тепловая мощность пропорциональны площади, как это и следует из обычного закона Ома (рис. 8.30). Поэтому для уменьшения потерь в ближней зоне целесообразно по-возможности максимально увеличивать площадь электродов.

В дополнение целесообразно напомнить, что для морской воды, являющейся типично полупроводящей средой, проводимость находится в пределах $1\text{--}10 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$. Это означает, что на всех частотах, меньших 800 мГц, преобладающей будет не реактивная, а активная составляющая, т.е. на всех меньших частотах среда является обычным резисторным проводником, практически безо всякой реактивной (емкостной) составляющей.

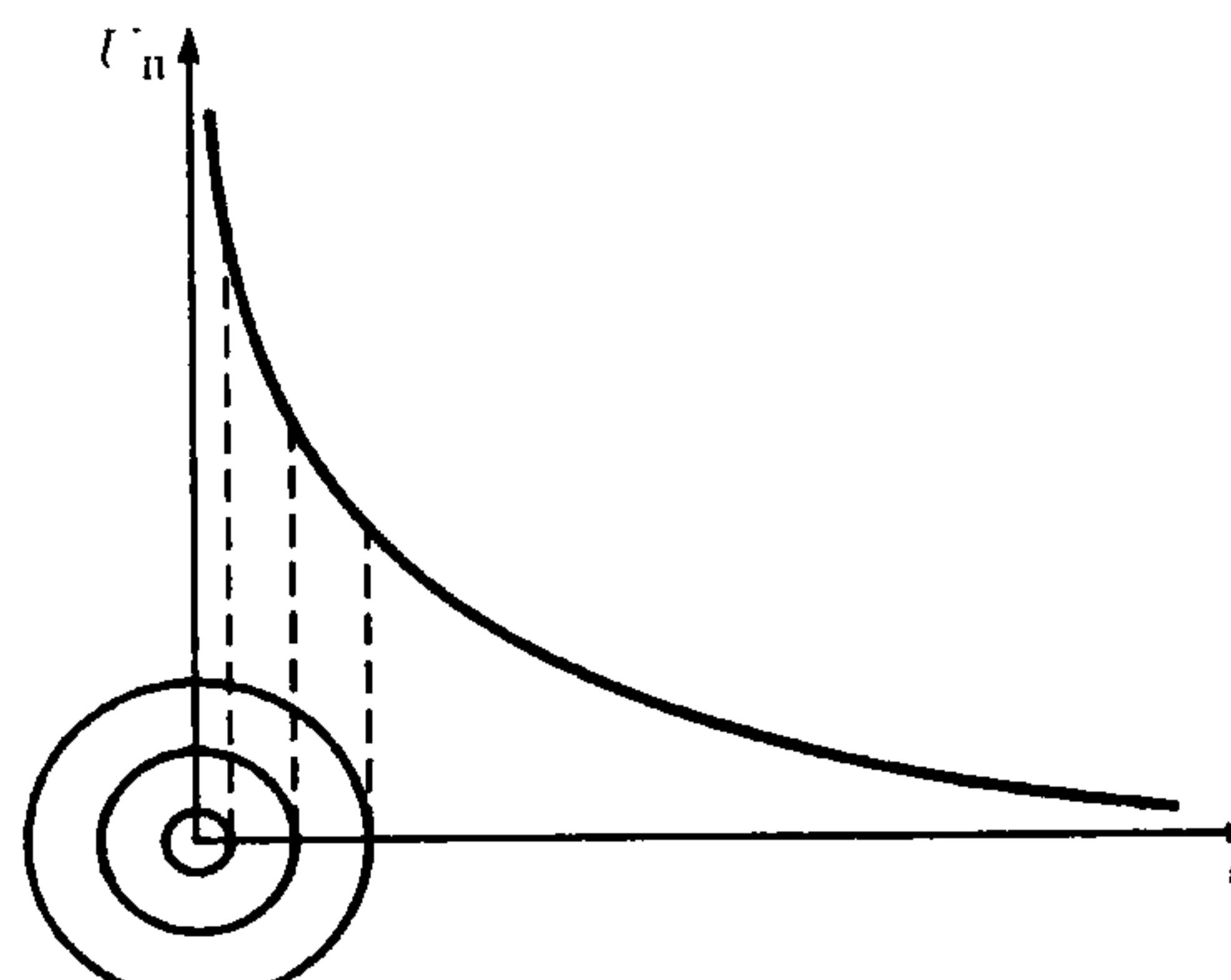


Рис. 8.30. Зависимость падения напряжения вблизи электрода от площади поверхности электрода при излучении тока в полупроводящую среду. График соответствует потерям электрического напряжения вблизи электрода шаровой формы

В рассматриваемом случае распространение электрической составляющей происходит без участия магнитного поля даже для переменного тока, поскольку магнитное поле оказывается полностью скомпенсированным в каждой точке среды. Для его получения необходимо часть среды заменить на среду с иной проводимостью, например на изолятор. Тогда в этом пространстве магнитное поле возникнет (рис. 8.31).

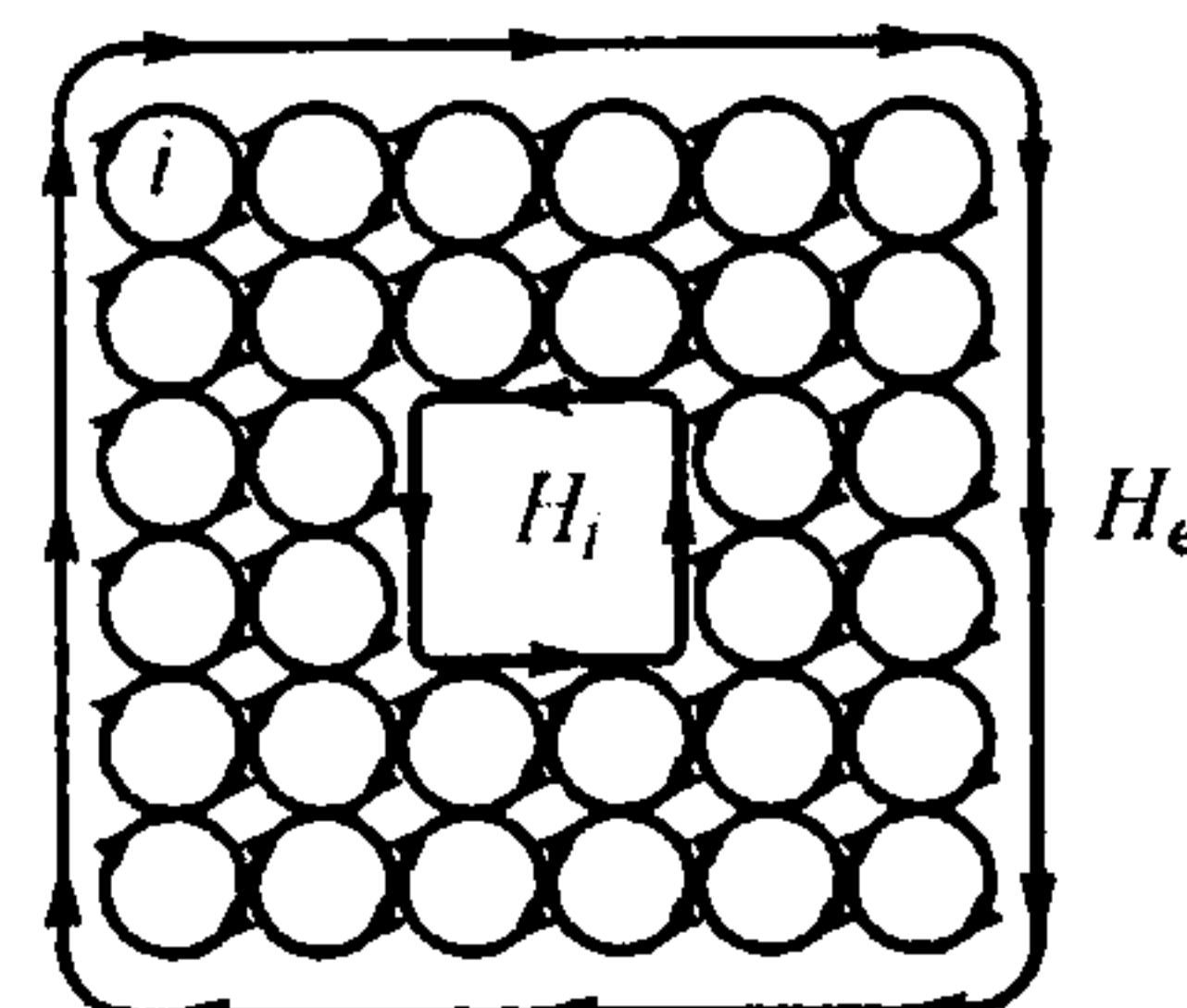


Рис. 8.31. Возникновение магнитного поля на границе среды и внутри среды при помещении в нее изоляционного объема

8.4.5. Структура поперечной электромагнитной волны

Поперечная электромагнитная волна распространяется в направлении, перпендикулярном оси диполя, в такой волне векторы электрической и магнитной напряженности расположены в пространстве перпендикулярно друг другу, лежат в плоскости фронта волны и перпендикулярны направлению движения – направлению распространения волны – вектору распространения энергии или, как его называют, вектору Умова-Пойнтинга. Электрическая напряженность в волне выражена такими же вихревыми потоками, теми же, что и в обычном электростатическом поле, магнитная напряженность – градиентом скорости вихревого движения. Отсюда может быть получено представление о структуре поперечной волны (рис. 8.32).

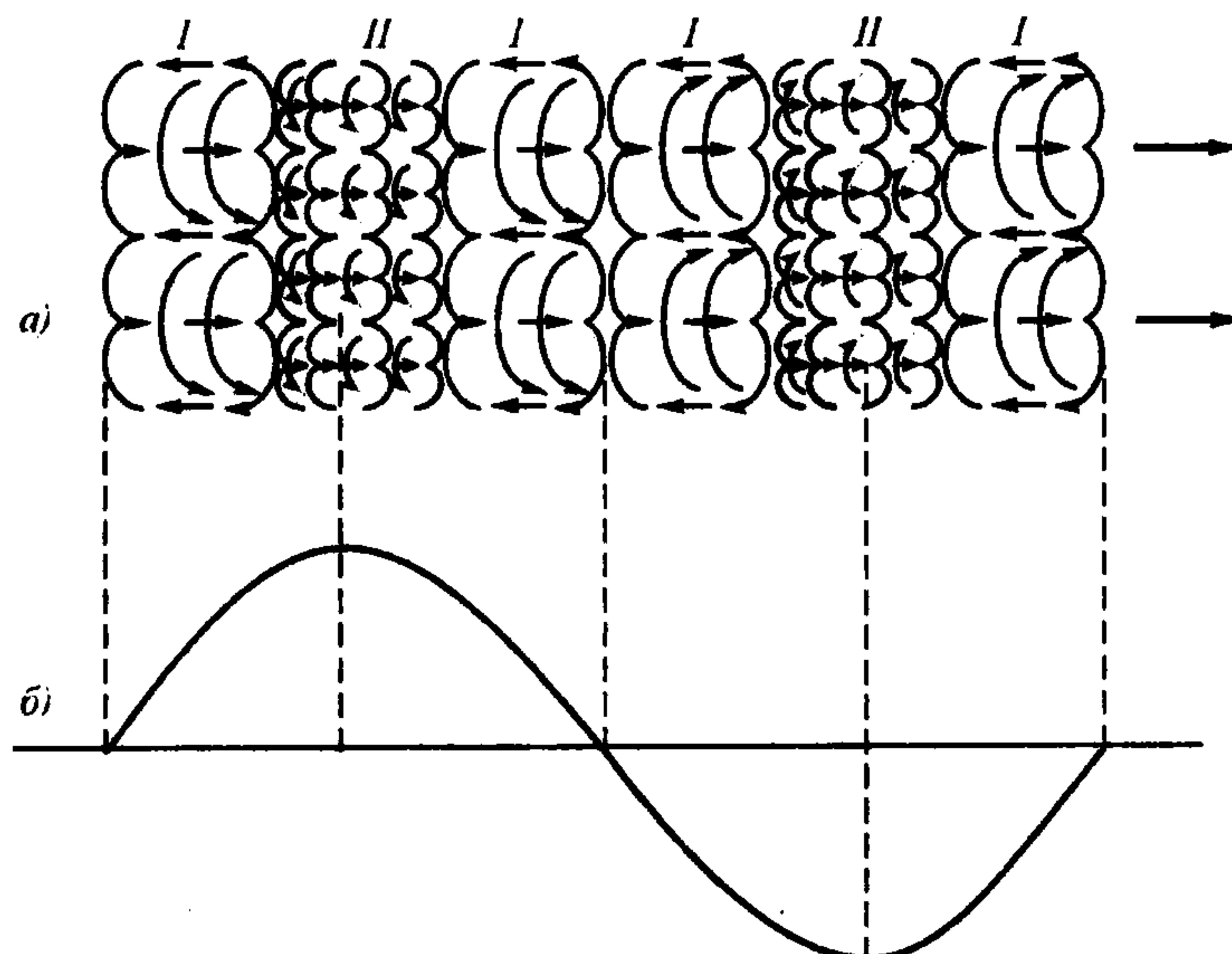


Рис. 8.32. Структура поперечной электромагнитной волны

Поперечная электромагнитная волна состоит из набора вихрей электрической индукции, оси которых расположены вдоль волнового фронта. Эти вихри напряжены и стремятся расширяться, что приводит к тому, что вся система вихрей стремится занять большую площадь. Но сделать это можно, только продвинувшись всей волной вперед, дальше

от источника. Таким образом, причиной перемещения поперечной электромагнитной волны в пространстве является внутренняя энергия вихрей электрической индукции. Это означает, что при исчерпании этой энергии вихри распадутся и электромагнитная волна прекратит свое существование.

Скорость перемещения поперечной волны в пространстве определяется скоростью передачи поперечного движения от одного слоя эфира к другому. Это есть скорость второго звука, которая существенно меньше скорости первого звука – скорости передачи малого давления в пределах модуля упругости. Скорость второго звука определяется соотношением

$$v_2/v_1 = c/v_{3B} = \sqrt{d_a/2\lambda}, \quad (8.244)$$

где c – скорость света, v_{3B} – скорость первого звука (скорость распространения гравитации); d_a – диаметр амера – молекулы эфира; λ – средняя длина свободного пробега амера.

Скорость же первого звука определяется известным соотношением

$$v_{3B} = \sqrt{\gamma P/\rho}, \quad (8.245)$$

где γ – показатель адиабаты эфира ($1 \leq \gamma \leq 1,4$), P – давление эфира, ρ – его плотность в данной точке пространства.

Скорость распространения электромагнитной волны в среде, обладающей повышенной диэлектрической проницаемостью, будет определяться соотношением

$$c_{cp} = c/\sqrt{\rho_v} = c/\sqrt{\epsilon}, \quad (8.246)$$

где ρ_v – плотность эфира, вовлекаемого в движение вихря электрической индукции в среде (а не вся плотность эфира в среде!), ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость среды.

Из данных выражений сразу же видно, что скорость распространения гравитации и скорость распространения света не одинаковы в различных областях пространства и непосредственно связаны с параметрами эфира в этих областях.

Из изложенного выше также вытекает, что по исчерпании энергии вихрей электрической индукции поперечная волна прекратит свое существование. Это же относится к любому типу электромагнитного излучения и вполне может являться причиной того, что световые фотоны от далеких звездных систем не долетают до Земли, и это

свидетельствует не о конечности пространства Вселенной, как об этом часто пишут, а всего лишь об исчерпании инструментальных возможностей оптической астрономии и радиоастрономии.

8.4.6. Структура продольной электромагнитной волны

Продольная электромагнитная волна имеет строение иное, нежели поперечная волна. В продольной волне вихревые трубы электрической индукции расположены вдоль направления движения (рис. 8.33).

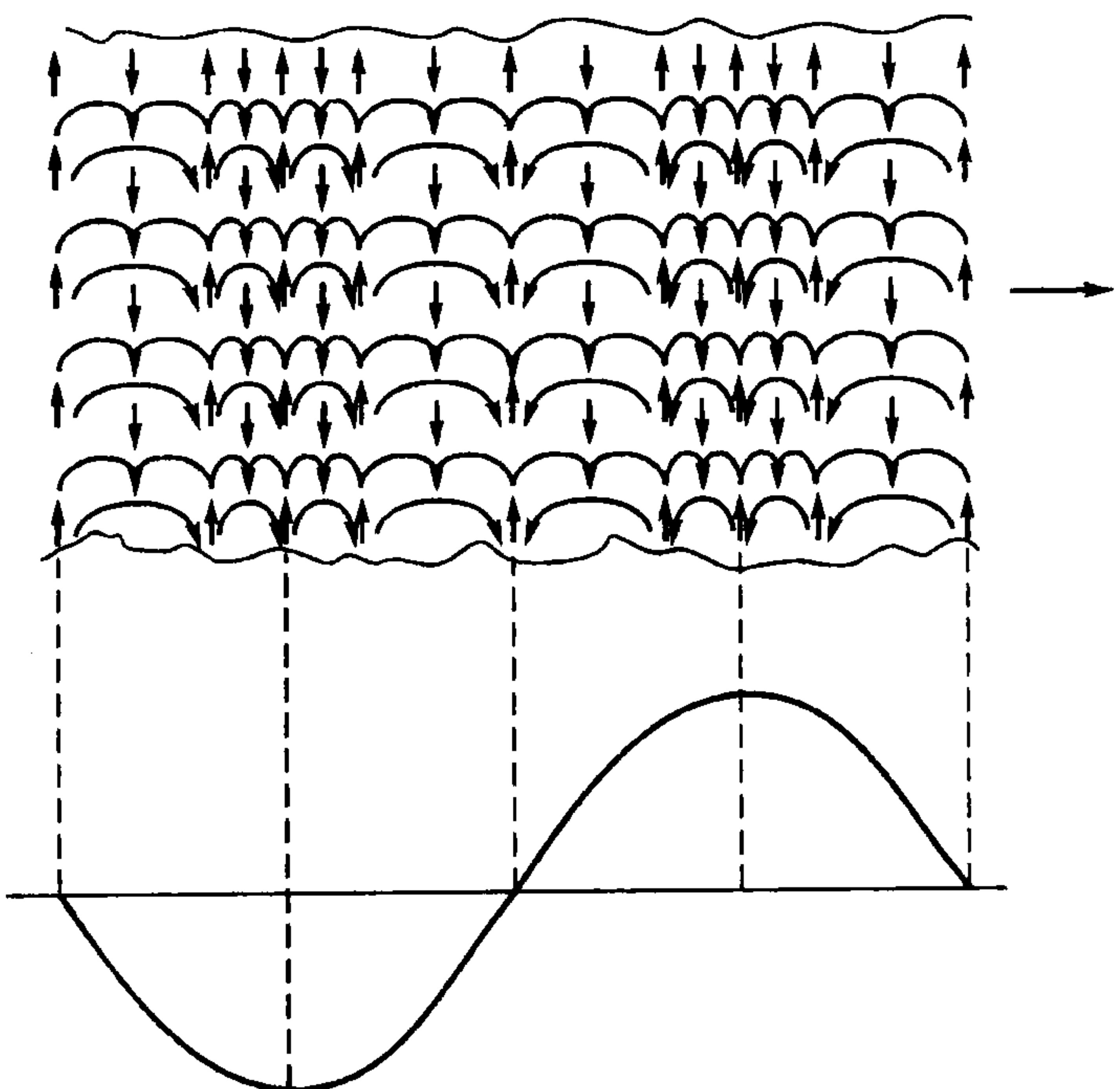


Рис. 8.33. Структура продольной электромагнитной волны: I – зона малой напряженности; II – зона большой напряженности

Причина движения продольной волны та же, что и у любого газового вихревого торонда: обратное направлению движения трубы движение

эфира по внешней поверхности трубы. При этом следует обратить внимание на то, что на переднем торцевом конце каждой трубы движение эфира лежит в плоскости, перпендикулярной направлению движения всей трубы. Это означает, что все ограничения на скорость распространения продольной волны будут теми же, что и для поперечной волны.

Относительно законов отражения и преломления продольной электромагнитной волны на сегодняшний момент данных нет, хотя, вероятнее всего, они те же, что и у обычных волн.

Поскольку напряженность продольной волны может изменяться в пределах одной структуры (например, при синусоидальной модуляции), то это означает, что в пределах общей структуры продольной электромагнитной волны число вихрей электрической индукции в разных сечениях может быть различным. Это, в свою очередь требует признания возможностей перестройки вихревой системы, когда вихри могут делиться или объединяться друг с другом. Принципиально это не должно вызывать особых возражений, поскольку эфир – не идеальная жидкость, а весьма разреженная структура.

Энергетика каждого вихря электрической индукции в продольной волне заключается только в нем самом. Это означает, что потери энергии будут, вероятнее всего, подчиняться тем же законам затухания, что и для обычной поперечной волне, а электрическая напряженность вдоль оси диполя будет убывать с расстоянием в соответствии с выводом из уравнений Максвелла:

$$E = E_0 e^{-\frac{\mu_0 \sigma \omega}{2} r} \quad (8.247)$$

Здесь E_0 – напряженность на поверхности электрода, близкого к рассматриваемой точке, μ – относительная магнитная проницаемость среды; σ – проводимость среды; ω – круговая частота излучаемой волны. Однако это предположение необходимо подвергнуть экспериментальной проверке.

Диаграмма направленности продольной электромагнитной волны иная, чем поперечной, и существенным образом зависит от соотношения размеров электродов и расстояния между ними. Чем меньше размеры электродов по отношению к расстоянию между ними, тем уже будет диаграмма направленности, тем большая доля энергии будет излучаться в продольном направлении диполя по отношению к излучению этого же диполя в поперечном направлении.

Для проверки факта распространения электрического поля и соответственно электрического тока вдоль направления своих векторов были проведены два эксперимента. В первом эксперименте использовался резиновый шланг, наполненный подсоленой водой и подвешенный на нитях посреди комнаты. В шланг помещались два диполя с сосредоточенными параметрами – излучающий, соединенный через коаксиальный кабель с генератором синусоидальных колебаний Г, и приемный, соединенный через коаксиальный кабель с приемником П – диодным мостом с микроамперметром (рис. 8.34). Шланг с водой имеет паразитную емкость $C_{\text{пар}}$ со стенками помещения.

Включение электродов через коаксиальные кабели исключило возможность появления каких-либо паразитных контуров.

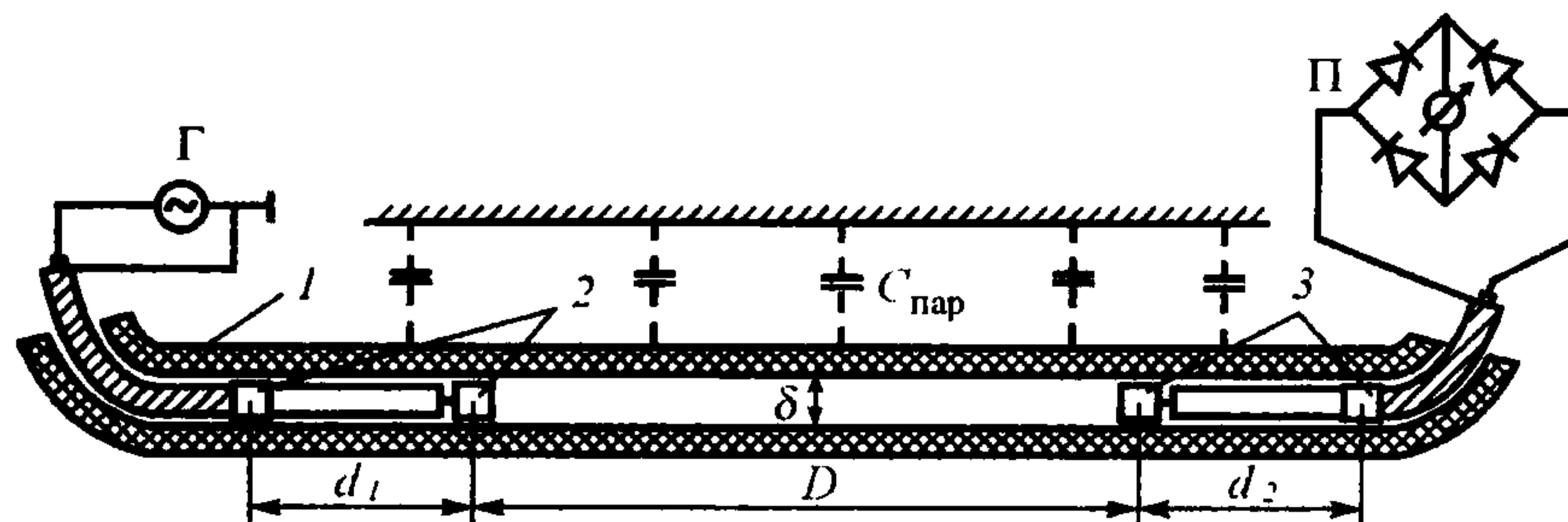


Рис. 8.34. Схема эксперимента по проверке продольного распространения излучения диполя с сосредоточенными параметрами:
1 – резиновый шланг, наполненный подсоленой водой; 2 – электроды излучающего диполя; 3 – электроды приемного диполя

При изменении расстояния d между диполями в связи с не разветвленностью тока сигнал в приемнике не должен меняться, по крайней мере, до тех пор, пока сопротивление канала не окажется соизмеримым с сопротивлением паразитных емкостей. Это происходит на некотором расстоянии d , так как сопротивление воды в канале и проводимость паразитной емкости $C_{\text{пар}}$ пропорциональны отношению d/δ . На рис. 8.35 приведены полученные зависимости. Результат полностью подтвердил ожидания. При этом выяснилось, что увеличение солености воды, т. е. увеличение ее проводимости увеличивает полезный сигнал и увеличивает зону постоянной амплитуды выходного сигнала. В дальнейшем следует проверить факт роста затухания продольной волны при различных значениях активной проводимости

среды. Следует иметь в виду, что затухание в полупроводящей среде продольной волны может быть также следствием того, что энергия каждой полуволны фактически самостоятельна, поэтому причина затухания продольной волны в полупроводящей среде может та же, что и у поперечных волн.

Во втором эксперименте использовался диполь с плоскими электродами с фиксацией напряженности и электрической энергии вторым диполем. Эксперимент ставился в тонком плоском слое полупроводящей среды.

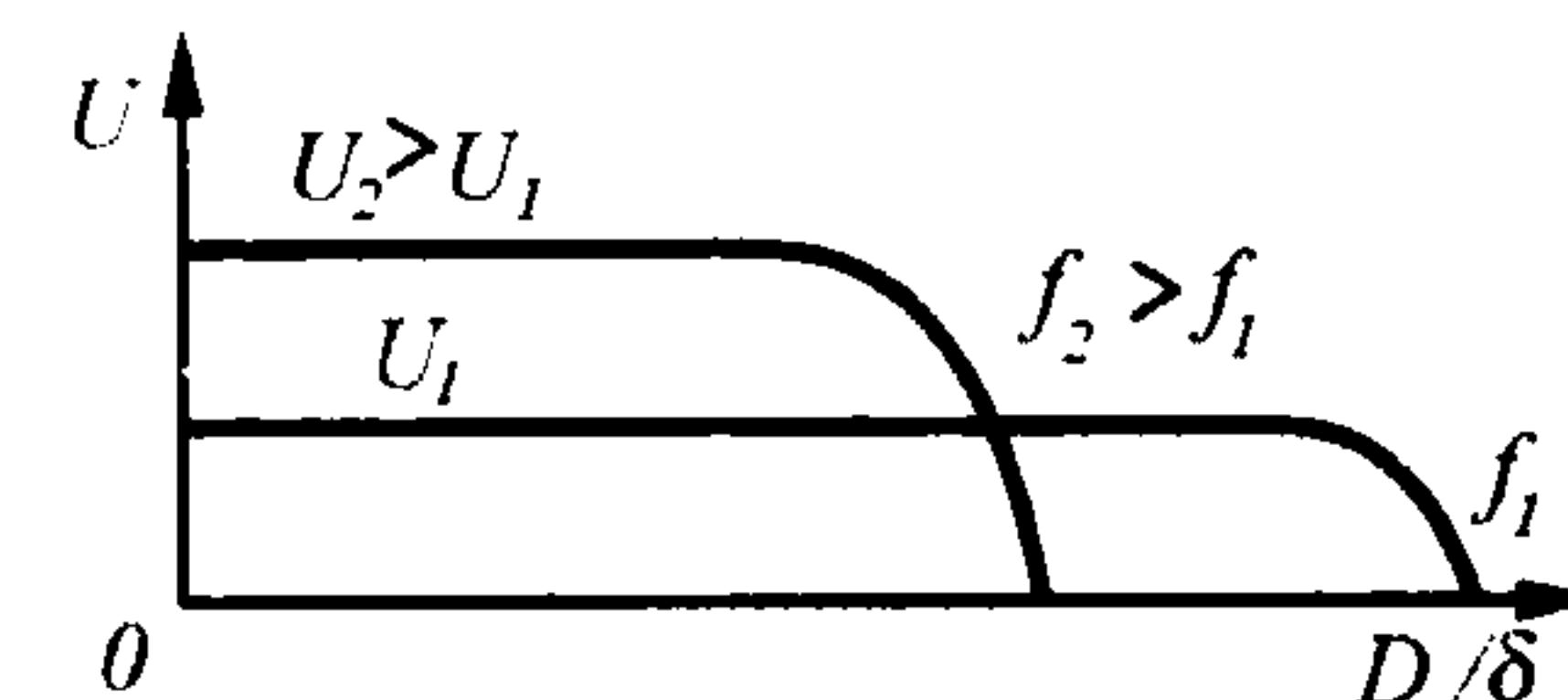


Рис. 8.35. Зависимость сигнала приемника от расстояния между диполями при продольном излучении энергии

На рис. 8.36 показана диаграмма распространения электрического поля. Как видно из диаграммы, основная напряженность электрического поля получена вдоль оси диполя, а не поперек его, как это следует из уравнений Максвелла. Наиболее вытянутой диаграмма окажется в том случае, если расстояние между электродами излучателя составит половину волны в полупроводящей среде.

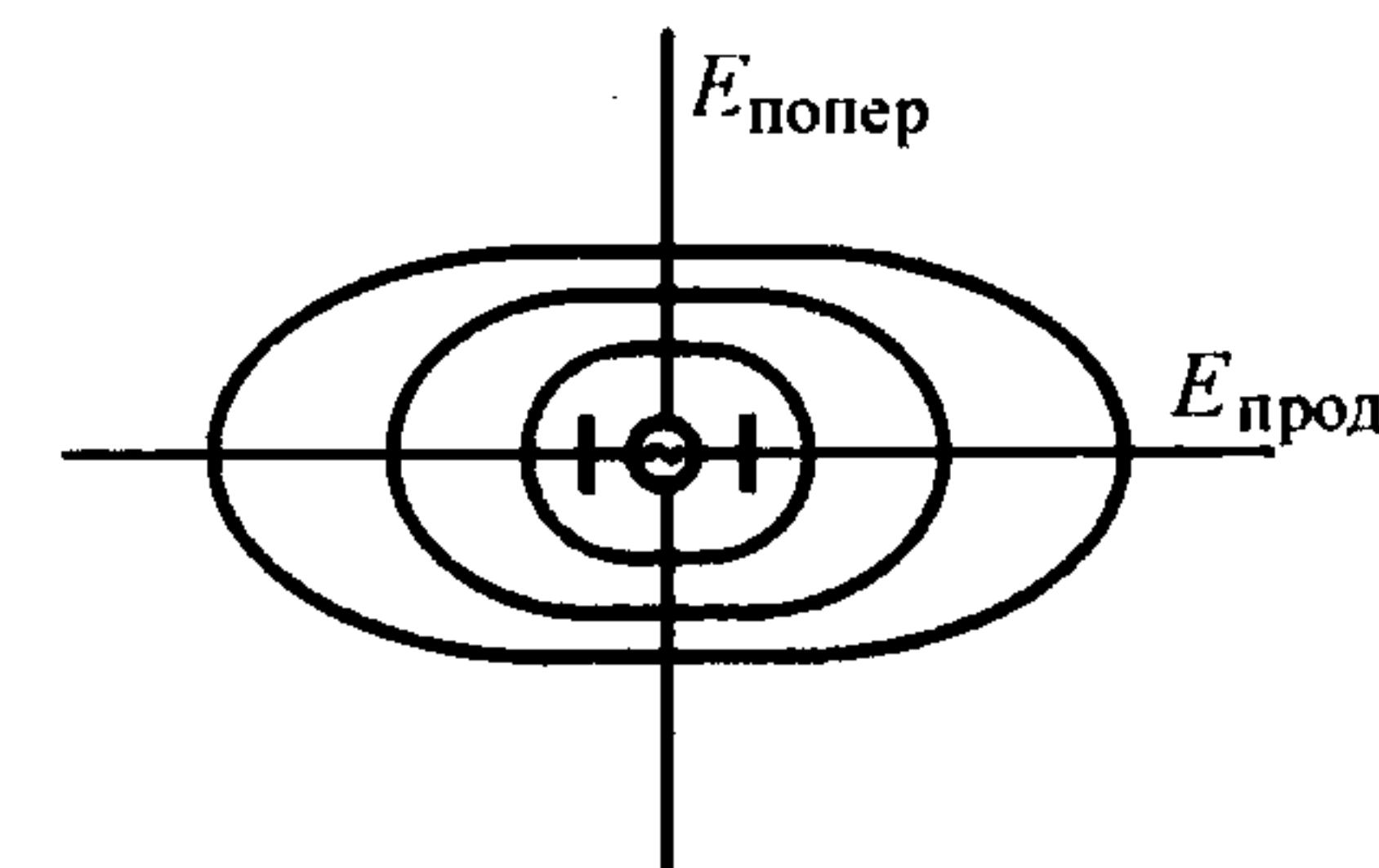


Рис. 8.36. Распространение электрического поля диполем с сосредоточенными параметрами в тонком слое полупроводящей среды. Продольная составляющая больше поперечной составляющей поля

Таким образом, факт существования продольного распространения электрического поля в дальней зоне, превышающей зону индукции,

можно считать установленным фактом, однако для полупроводящей среды эта дальность будет ограничена исчерпанием энергетики волны, затраченной на нагрев среды.

Выводы

1. Парадоксы и трудности решения некоторых задач электродинамики связаны с несовершенством уравнений электромагнитного поля, базирующихся на модели идеализированного (невязкого и несжимаемого) эфира. Совершенствование уравнений электромагнитного поля и законов электромагнетизма возможно лишь на основе уточнения исходных моделей, в частности, связанного с учетом реальных характеристик эфира, его вязкости и сжимаемости.

2. В связи с тем что исходными физическими инвариантами являются составляющие движения – материя, пространство и время, чему в механике соответствует система единиц МКС (метр, килограмм, секунда), система единиц МКСА (метр, килограмм, секунда, Ампер), принятая в электродинамике, оказывается избыточной и затрудняющей понимание физической сущности процессов электромагнетизма. На основании разработанных моделей электромагнетизма система МКСА преобразована в систему МКС.

3. Все известные электромагнитные явления можно интерпретировать с позиций газовой динамики эфира, при этом электрический заряд интерпретируется как циркуляция кольцевой скорости плотности эфира по всей поверхности винтового тороидального вихря – протона или электрона; полярность – как знак винтового движения эфира вокруг заряда; электрическое поле можно интерпретировать как набор разомкнутых вихревых трубок эфира, в которых эфир вращается вокруг оси трубы и поступательно движется по оси трубы от заряда, а по периферии – к заряду; электрическую проницаемость вакуума можно интерпретировать как плотность эфира в свободном от вещества пространстве; электрическую проницаемость веществ – как свойство веществ увеличивать плотность эфира в трубках электрического поля за счет снижения его скорости движения, величина электрической относительной проницаемости равна отношению плотности эфира, движущегося в составе трубы в веществе, к плотности эфира в вакууме; магнитное поле можно интерпретировать как поступательное движение эфира в вихревых трубках, магнитную проницаемость – как свойство веществ увеличивать скорость потоков эфира за счет поворота доменов в материале.

4. На основе уточненных моделей электромагнитных явлений уточнены некоторые законы электромагнетизма, развиты уравнения электромагнитного поля, предсказаны и экспериментально проверены некоторые закономерности, не вытекающие из классических уравнений электромагнитного поля Максвелла, закона Фарадея электромагнитной индукции, закона полного тока и т.п. Предсказано и экспериментально подтверждено существование продольно распространяющегося вне зоны индукции электрического поля, показано влияние внешнего относительно измерительного контура магнитного поля, предсказано и экспериментально подтверждено уплотнение в пространстве магнитного поля, определены зависимости для взаимоиндукции проводников, которые подтверждены экспериментально и которые существенно отличаются от максвелловских зависимостей.

5. Разработанные модели электромагнитных явлений с привлечением представлений об эфире позволяют естественным образом избавиться от парадоксов электродинамики. Проведенные эксперименты подтвердили целесообразность уточнения функциональных зависимостей электромагнетизма и существование предсказанных явлений, в том числе зависимости наводимой ЭДС в рамке не только от внутреннего, но и от внешнего по отношению к ней магнитного поля, наличие взаимоиндукции проводников, существование продольного электромагнитного излучения и некоторых других.