

ференцирования по пространственным координатам и по времени. Таким образом,

$$\operatorname{div} \left(\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\operatorname{div} \mathbf{E}) = \frac{4\pi}{c} \frac{\partial \rho}{\partial t}, \quad (86)$$

согласно уравнению (76). Правая часть уравнения (85) имеет теперь вид

$$\frac{4\pi}{c} \operatorname{div} \mathbf{J} + \frac{4\pi}{c} \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (87)$$

и равна нулю благодаря уравнению непрерывности (уравнение (77)).

Новый член устраняет трудность, возникшую в ситуации, изображенной на рис. 7.28. Так как заряд вытекает из конденсатора, величина электрического поля, конфигурация которого для любого

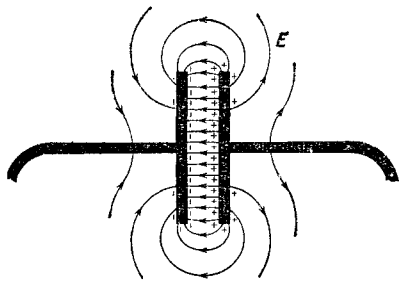


Рис. 7.29. Электрическое поле в определенный момент времени. Величина поля \mathbf{E} всюду уменьшается со временем.

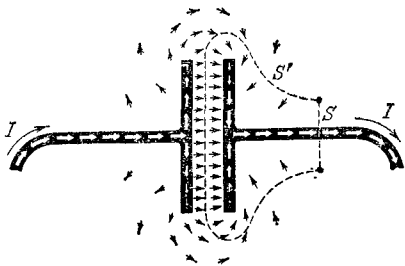


Рис. 7.30. Ток проводимости (белые стрелки) и ток смещения (черные стрелки).

момента времени показана на рис. 7.29, уменьшается. В этом случае вектор $\partial \mathbf{E} / \partial t$ направлен в сторону, противоположную \mathbf{E} .

Векторная функция $\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$ на рис. 7.30 изображена черными стрелками. Так как $\operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$, то интеграл от $\operatorname{rot} \mathbf{B}$ по поверхности S' равен теперь той же величине, что и по поверхности S . На поверхности S' весь вклад создается вторым членом; на поверхности S практически имеет значение только первый член, т. е. член с плотностью \mathbf{J} .

7.12. Ток смещения

Обратите внимание на то, что векторное поле $\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$ появляется для того, чтобы продолжить ток проводимости. Максвелл назвал его *током смещения*, и название осталось, несмотря на то, что теперь оно кажется не очень подходящим. Чтобы быть точными, мы можем определить «плотность тока смещения» $\mathbf{J}_{\text{см}}$, которую следует отличать от плотности тока проводимости \mathbf{J} , написав уравнение (84)

следующим образом:

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} (\mathbf{J} + \mathbf{J}_{\text{см}}), \quad (88)$$

имея в виду, что $\mathbf{J}_{\text{см}} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$.

Новый член необходим для того, чтобы выражение, связывающее ток и магнитное поле, было совместимо с уравнением непрерывности в том случае, когда токи проводимости изменяются во времени. Если этот член входит в уравнение (88), то это означает наличие нового явления индукции, в котором переменное электрическое поле сопровождается магнитным полем. Если это явление существует,

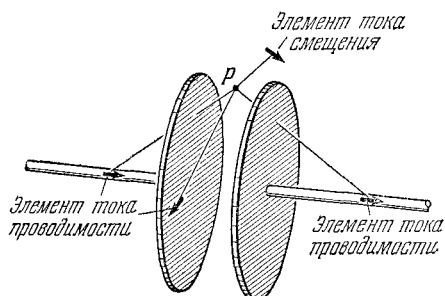


Рис. 7.31. В медленно изменяющихся полях полный вклад в магнитное поле в любой точке от всех токов смещения равен нулю. Магнитное поле в точке P может быть вычислено по закону Био — Савара, применяемому только к элементам тока проводимости.

почему Фарадей не открыл его? Прежде всего, он его не искал; но существует и более фундаментальная причина, почему опыты, подобные фарадеевским, не могли обнаружить каких-либо новых явлений, относящихся к последнему члену в уравнении (84). В любом приборе, где есть переменные электрические поля, имеются в то же время токи проводимости — движущиеся заряды. Магнитное поле \mathbf{B} всюду вокруг прибора является таким, какое могли бы создать эти токи проводимости. Действительно, оно представляет собой именно то поле, которое вы могли бы вычислить, пользуясь законом Био — Савара (уравнение (6.38)), для того чтобы найти вклад каждого элемента тока проводимости в поле в некоторой точке пространства, игнорируя тот факт, что контуры не могут быть непрерывными.

Рассмотрим, например, точку P в пространстве между разряжающимися пластинами конденсатора (рис. 7.31). Каждый элемент тока проводимости, в проводах и на поверхности пластин, вносит свой вклад в поле около точки P , согласно закону Био — Савара. Должны ли мы включить сюда также элементы «тока смещения» $\mathbf{J}_{\text{см}}$? Ответ является довольно неожиданным. Мы можем включить $\mathbf{J}_{\text{см}}$; но если мы включим распределение всего тока смещения, то его полное влияние для сравнительно медленно изменяющихся полей будет равно нулю.

Для доказательства этого положения заметим, что векторная функция $\mathbf{J}_{\text{см}}$, показанная на рис. 7.30 черными стрелками, имеет ту же форму, что и электрическое поле \mathbf{E} на рис. 7.29. Это электрическое поле практически является некоторым электростатическим полем, за исключением того, что оно медленно затухает. Следова-

Для доказательства этого положения заметим, что векторная функция $\mathbf{J}_{\text{см}}$, показанная на рис. 7.30 черными стрелками, имеет ту же форму, что и электрическое поле \mathbf{E} на рис. 7.29. Это электрическое поле практически является некоторым электростатическим полем, за исключением того, что оно медленно затухает. Следова-

тельно, можно ожидать, что его ротор практически равен нулю, что означает, что и $\text{rot } \mathbf{J}_{\text{см}}$ должен быть практически равен нулю. Более точно мы имеем $\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ и при токе смещения, равном $\mathbf{J}_{\text{см}} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$, мы получаем при изменении порядка дифференцирования

$$\text{rot } \mathbf{J}_{\text{см}} = \frac{1}{4\pi} \text{rot} \left(\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} (\text{rot } \mathbf{E}) = -\frac{1}{4\pi c} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2}. \quad (89)$$

При достаточно медленном изменении поля этой величиной можно пренебречь. Медленно меняющиеся поля называются *квазистатическими*. Итак, если $\mathbf{J}_{\text{см}}$ является вектором безвихревого поля,

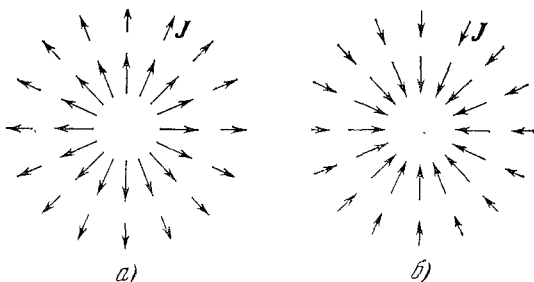


Рис. 7.32. Показано радиальное распределение тока. Плотность тока \mathbf{J} для точечного источника в случае (а), или для точечного «стока» в случае (б) похожа на электрическое поле точечного заряда. Любое распределение тока, для которого $\text{rot } \mathbf{J} = 0$, может быть получено путем суперпозиции таких источников и стоков и должно, следовательно, давать нулевое магнитное поле.

это поле может быть создано таким же путем, как электростатическое поле, т. е. может быть составлено из полей точечных зарядов посредством суперпозиций радиальных токов, текущих наружу из точечных источников или внутрь в точечные «стоки» (рис. 7.32). Но магнитное поле любого радиального симметричного распределения тока, вычисленного по закону Био — Савара, должно быть равно нулю вследствие симметрии, так как нет никакого другого направления тока, за исключением радиального.

Итак, в квазистатическом поле токи проводимости являются единственными источниками, объясняющими наличие магнитного поля. Другими словами, если бы Фарадей сделал установку, подобную изображенной на рис. 7.31, и мог бы измерить магнитное поле около точки P при помощи стрелки компаса, он не был бы удивлен. Ему не нужно было бы изобретать ток смещения для объяснения такого явления.

Чтобы увидеть это новое явление индукции, нужны быстро меняющиеся поля, а именно, необходимо, чтобы поля заметно изменялись за время, которое требуется свету для пересечения габаритов установки. Вот почему от теоретического открытия токов смещения Максвеллом до экспериментального доказательства их существования в опытах Герца прошло много лет.