

ному пути, подобному пути  $ABCD$  на рис. 6.20. Горизонтальные стороны не вносят ничего. Сторона  $CD$  тоже ничего не должна вносить, так как если линейный интеграл по  $CD$  имеет конечную величину, то интеграл вдоль любой другой такой же линии, как, например,  $C'D'$ , имел бы такую же величину и мы получили бы магнитное поле постоянной интенсивности, заполняющее все пространство вне катушки.

Мы приходим к заключению, что поле вне катушки должно быть равно нулю\*). Остается только линейный интеграл от  $\mathbf{B}$  вдоль  $AB$ , который равен  $B_z l$ , и полный линейный интеграл должен быть равен величине  $4\pi/c$ , умноженной на охватываемый контуром ток. Следовательно,  $B_z l = (4\pi/c)nIl$  или  $B_z = 4\pi nI/c$  в соответствии с (45).

### 6.6. Изменение поля $\mathbf{B}$ вблизи листа с током

На рис. 6.19 изображен соленоид в виде изогнутой по окружности ленты с током. Рассмотрим еще более простой пример, а именно плоский неограниченный лист с током. Это может быть медный лист равномерной толщины, в котором ток постоянной плотности и направления течет во всех точках внутри металла. Для того чтобы задать направление, расположим лист в плоскости  $xz$  и заставим ток течь в направлении оси  $x$ . Так как выбранный лист бесконечно велик и не имеет краев, его трудно изобразить. Мы покажем лишь вырезанный участок листа на рис. 6.21; остальную часть листа, распространяющуюся на всю плоскость, вы должны себе представить. Толщина листа, в конце концов, не имеет большого значения, но можно предположить, что она имеет конечную величину  $t$ . Если плотность тока внутри металла равна  $J$  (ед. СГСЭ $_q$ /сек)/см<sup>2</sup>, тогда каждый сантиметр высоты в направлении оси  $z$  включает ленточку тока, равную  $Jt$  (ед. СГСЭ $_q$ /сек). Мы назовем эту величину «поверхностной плотностью» тока, или «ленточной плотностью» тока, и применим обозначение  $\mathcal{J}$  для того, чтобы отличить ее от объемной плотности тока  $\mathbf{J}$ . Единицей  $\mathcal{J}$  является (ед. СГСЭ $_q$ /сек)/см. Если нас не интересует то, что происходит внутри самого листа, то  $\mathcal{J}$  является полезной величиной.

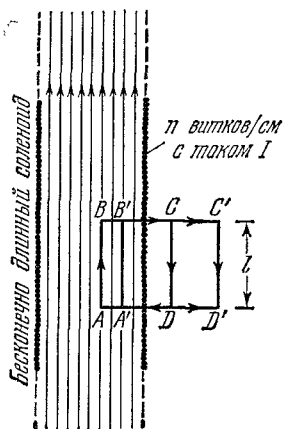


Рис. 6.20. Рисунок показывает, почему поле вне бесконечно длинного соленоида равно нулю.

\*) Почему такой соленоид не создает однородного поля во всем пространстве снаружи? Ведь бесконечно длинная плоская лента с током, которую мы будем рассматривать, имеет однородное поле, заполняющее половину пространства по обеим ее сторонам. Однако соленоид можно сделать сколь угодно тонким, и было бы действительно странно, если бы соленоид исчезающе малого диаметра мог создать везде поле конечной силы. Может быть, вам удастся придумать более подходящее объяснение.

Как мы увидим, именно  $\mathcal{J}$  определяет изменение магнитного поля от одной стороны листа к другой.

Поле, изображенное на рис. 6.21, создано не только одним листом. Существует некоторое поле, созданное другим источником и направленное вдоль оси  $z$ . Полное поле, включающее поле от листа с током, представлено векторами  $\mathbf{B}$ , начерченными перед листом и позади него. Рассмотрим линейный интеграл от  $\mathbf{B}$  по прямоугольнику 12341, показанному на рис. 6.21. Одна из его длинных сторон расположена перед поверхностью листа, другая — за листом и короткие стороны проходят сквозь лист.

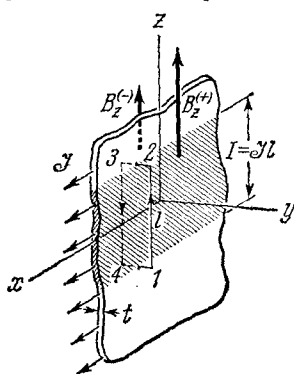


Рис. 6.21. У листа с поверхностным током параллельная поверхности компонента  $B_z$  должна меняться при переходе с одной стороны листа на другую.

Пусть  $B_z^+$  обозначает  $z$ -компоненту магнитного поля непосредственно перед листом, а  $B_z^-$  —  $z$ -компоненту поля непосредственно позади листа. Мы имеем в виду поле, созданное всеми источниками, которые могут оказаться поблизости, включая сам лист. Линейный интеграл от  $\mathbf{B}$  по длинному прямоугольнику равен просто  $l(B_z^+ - B_z^-)$ . (Даже если бы существовал какой-нибудь другой источник, который создавал бы компоненту поля, параллельную коротким сторонам прямоугольника, последние могут считаться сколь угодно короткими по сравнению с длинными сторонами, так как мы предполагаем, что лист — тонкий, во всяком случае, сравнительно с масштабом любой вариации поля.) Ток, охватываемый

прямоугольником, равен просто  $l\mathcal{J}$ . Таким образом, мы имеем выражение  $l(B_z^+ - B_z^-) = 4\pi\mathcal{J}l/c$ , или

$$B_z^+ - B_z^- = \frac{4\pi\mathcal{J}}{c}. \quad (46)$$

Лист с током плотности  $\mathcal{J}$  вызывает скачок той компоненты  $\mathbf{B}$ , которая параллельна поверхности и перпендикулярна к  $\mathcal{J}$ . Это напоминает изменение электрического поля у заряженной поверхности, где перпендикулярная составляющая  $\mathbf{E}$  имеет разрыв, а величина скачка зависит от плотности поверхностного заряда.

Если лист является единственным источником тока, который у нас есть, тогда поле, конечно, симметрично относительно листа.  $B_z^+$  равно  $2\pi\mathcal{J}/c$ , а  $B_z^-$  равно  $-2\pi\mathcal{J}/c$ . Это показано на рис. 6.22, а. Некоторые другие ситуации, в которых действие листа с током накладывается на поле, уже созданное другим источником, показаны на рис. 6.22, б и в. Предположим, имеются два листа с равными и противоположно направленными поверхностными токами; на рис. 6.23 изображены поперечные сечения этих листов. Поблизости других источников тока нет. Течение тока перпендикулярно к плоскости чертежа и направлено «на нас» слева и «от нас» справа. Поле между листьями равно  $4\pi\mathcal{J}/c$ , а вне листов поля нет совсем. Не-

что подобное наблюдается в двух параллельных полосах или пластинах с током, расположенных на небольшом, по сравнению с их шириной, расстоянии друг от друга (рис. 6.24). Часто такую форму имеют шины, применяемые для распределения больших токов на силовых станциях.

Изменение  $B$  происходит внутри листа, как уже было замечено: в связи с рис. 6.19. При одной и той же поверхностной плотности тока  $\mathcal{J}$  переход будет тем резче, чем тоньше лист. Мы имели очень похожую ситуацию в гл. 1 и 2, когда изучали разрыв перпендикулярной составляющей  $E$ , который происходит около слоя с поверхностным зарядом. Тогда представлял интерес вопрос о силе, действующей на поверхностный заряд, и здесь мы зададим такой же вопрос. Рассмотрим часть листа, представляющую собой квадрат со стороной, равной 1 см. Ток, охватываемый этим квадратом, равен  $\mathcal{J}$ , длина пути тока 1 см и среднее поле, которое действует на этот ток, если принимать распределение тока в толщине листа равномерным, равно  $\frac{1}{2}(B_z^+ + B_z^-)$ . Следовательно,

сила, действующая на эту часть распределения тока, равна сила на 1 см<sup>2</sup> листа =

$$= \frac{1}{2}(B_z^+ + B_z^-) \frac{\mathcal{J}}{c}. \quad (47)$$

Принимая во внимание уравнение (46), мы можем подставить  $(B_z^+ - B_z^-)/4\pi$  для  $\mathcal{J}/c$ , и тогда силу, действующую на квадратный сантиметр, можно выразить следующим образом:

$$\text{сила на 1 см}^2 = \left( \frac{B_z^+ + B_z^-}{2} \right) \left( \frac{B_z^+ - B_z^-}{4\pi} \right) = \frac{1}{8\pi} [(B_z^+)^2 - (B_z^-)^2]. \quad (48)$$

Эта сила перпендикулярна к поверхности и пропорциональна площади, подобно напряжению, вызванному гидростатическим давлением. Чтобы быть уверенными в знаке, мы можем выяснить направление силы в частном случае, как, например, на рис. 6.23. На каждый

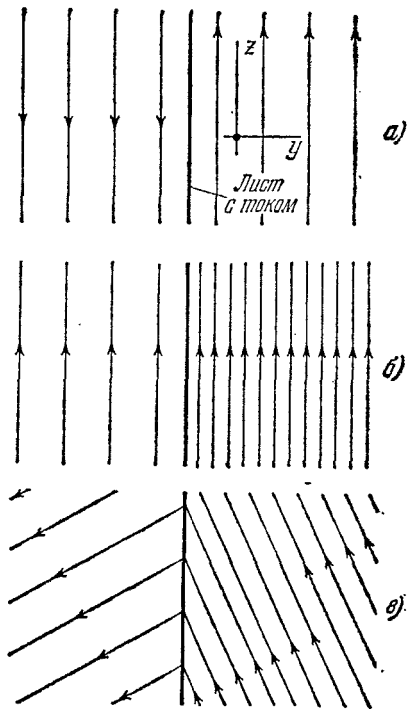


Рис. 6.22. Некоторые возможные типы полного магнитного поля около листа с током. Ток течет в направлении оси  $x$  (из страницы). а) Поле самого листа. б) Поле листа, наложенное на однородное поле, направленное по оси  $z$  (аналогично ситуации на рис. 6.21). в) Поле листа, наложенное на однородное поле, имеющее другое направление. В каждом случае компонента  $B_z$  меняется на  $4\pi \mathcal{J}/c$  при переходе через лист; компонента  $B_y$  не меняется.

проводник действует направленной наружу сила. Дело происходит так, как если бы область большого поля была областью высокого давления. Мы должны помнить, однако, что при определении этой силы имеет значение только составляющая  $\mathbf{B}$ , которая параллельна поверхности.

Мы рассматривали бесконечно большой плоский лист, но в непосредственной близости от любой искривленной поверхности должна наблюдаться такая же картина. Где бы составляющая  $\mathbf{B}$ , параллельная поверхности, ни изменялась от  $B_1$  до  $B_2$ , при переходе с одной стороны поверхности на другую мы должны считать, что там не

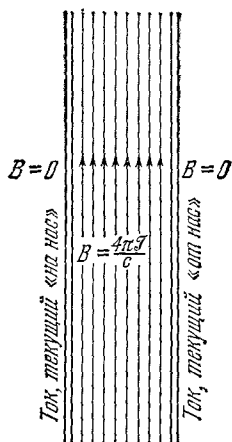


Рис. 6.23. Магнитное поле между двумя плоскопараллельными листами с током.

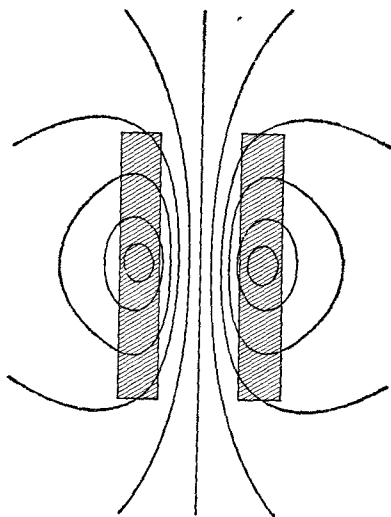


Рис. 6.24. Магнитное поле двух медных шин с токами, текущими в противоположных направлениях; на рисунке изображены поперечные сечения шин.

только существует лист с током, текущим по его поверхности, но что поверхность эта находится под давлением, перпендикулярным к ней и равным  $(B_1^2 - B_2^2)/8\pi$ , измеренным в  $\text{дин}/\text{см}^2$ . Это — одно из руководящих правил в *магнитогидродинамике*, которая изучает электропроводные жидкости, — предмет, интересующий как инженеров-электриков, так и астрофизиков.

## 6.7. Как преобразуются поля

Слой с поверхностным зарядом, двигаясь параллельно самому себе, создает поверхностный ток. Если постоянная поверхностная плотность заряда равна  $\sigma$ , а сама поверхность скользит со скоростью  $v$ , то плотность поверхностного тока равна  $\mathcal{I} = \sigma v$ . Эта простая идея поможет нам понять, как должны изменяться величины, характеризующие электрические и магнитные поля при переходе от одной инерциальной системы координат к другой.