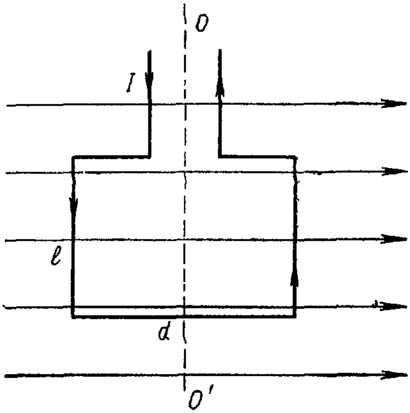

Рис 59

В курсе физики средней школы, как уже указывалось в § 24, при исследовании магнитного поля в качестве пробного тела используют элементарно малую прямоугольную рамку, обтекаемую постоянным током. Из характеристик магнитного поля вводится только вектор магнитной индукции $\vec{B}$ Предпочтение, отдаваемое рамке, вполне оправдано: рамка является. моделью якоря (ротора) как в генераторе, так и в электродвигателе.

Выведем выражение для максимального вращающего момента, действующего на рамку с током I в однородном магнитном поле с индукцией $\vec{B}$.

Момент действующих на рамку сил стремится повернуть ее так, чтобы рамка расположилась перпендикулярно направлению вектора $\vec{B}$, поэтому момент будет максимальным, когда поток через рамку равен нулю (рис. 59). Обозначения сторон рамки указаны на рисунке. Амперова сила, действующая на каждую из двух сторон рамки длиной l в положении, изображенном на рисунке, численно равна: $F=IlB$. Отсюда для вращающего момента (максимального) получаем:

$$K_{\max}=Fd=IlBd=BIS,$$

где S — площадь рамки.

В курсе физики средней школы эта формула используется для определения индукции B и ее единицы — тесла (Тл):

$$B=\frac{K_{\max}}{IS}. \qquad (29.21)$$

Название произведения $IS=p_m$ — магнитного момента рамки — в школьном курсе не вводится. Формула (29.21) является, конечно, частным случаем введенного выше выражения (29 3).

§ 30. ПОЛНАЯ СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА ДЛЯ СТАЦИОНАРНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В МАГНЕТИКАХ. ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Резюмируем основные положения о стационарном магнитном поле в магнетиках. Поле вектора $\vec{H}$ определяется вихрями, которыми являются токи проводимости. Поле вектора $\vec{B}$ не имеет источников. Уравнения Максвелла для стационарных магнитных полей таковы:

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{rot}\vec{H} &= \vec{j}, \\ \operatorname{div}\vec{B} &= 0; \end{aligned}\right| \qquad (30.1)$$

уравнение связи

$$\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}.$$

Их интегральная форма:

$$\int\limits_S \operatorname{rot}_n \vec{H}\, dS = \oint\limits_L H_l\, dl = \int\limits_S j_n\, dS,$$

$$\int\limits_V \operatorname{div}\vec{B}\, dV = \oint\limits_S B_n\, dS = 0.$$

В гауссовой системе запись этих формул частично изменяется:

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{rot}\vec{H} &= \frac{4\pi}{c}\vec{j}, \\ \operatorname{div}\vec{B} &= 0, \\ \vec{B} &= \mu\vec{H}. \end{aligned}\right| \qquad (30.2)$$

При решении дифференциальных уравнений в выражениях для векторов магнитного поля $\vec{B}$ и $\vec{H}$ появляются постоянные интегрирования, определяемые граничными условиями. Вывод этих условий имеет много общего с выводом граничных условий для векторов электрического поля (§ 17).

а) Поведение вектора магнитной индукции на границе двух сред. По аналогии с § 17 выберем на поверхности раздела двух произвольных магнетиков элементарную площадку ΔS и построим на ней прямую призму (см. рис. 32). Поток Φ вектора магнитной индукции через эту призму состоит из потока через оба основания и потока Φ' через боковые грани. Аналогично выражению (17.4) имеем:

$$\Phi = \oint\limits_S B_n\, dS = (B_{2n} - B_{1n})\,\Delta S + \Phi' = 0.$$

При неограниченном стягивании призмы к границе раздела $\Phi' \to 0$, откуда $B_{2n} - B_{1n} = 0$, т. е.

$$B_{2n} = B_{1n}. \qquad (30.3)$$

Таким образом, нормальная составляющая вектора магнитной индукции на границе двух сред остается непрерывной.

б) Поведение вектора напряженности магнитного поля на границе двух сред. Поведение нормальной составляющей вектора $\vec{H}$ на границе двух сред вытекает из уравнения (30.3). При подстановке в эту формулу $B_n = \mu\mu_0 H_n$, получаем:

$$\mu_1\mu_0 H_{1n} = \mu_2\mu_0 H_{2n},$$

откуда

$$\frac{H_{2n}}{H_{1n}}=\frac{\mu_1}{\mu_2} \tag{30.4}$$

т. е. нормальная составляющая вектора $\vec{H}$ на границе двух сред испытывает скачок, величина которого зависит от соотношения магнитных проницаемостей этих сред.

Рассмотрим поведение тангенциальной составляющей напряженности на границе двух сред. Для этого найдем циркуляцию вектора $\vec{H}$ по малому контуру (см. рис. 33), пересекающему границу раздела. Аналогично соотношению (17.9) имеем, учитывая (30.1),

$$\oint\limits_L H_l\,dl = H_{2t}\,a - H_{1t}\,a + A' = \int\limits_S j_n\,dS,$$

где A' — доля, вносимая двумя отрезками h; интеграл $\int j_n dS$ определяет, очевидно, суммарный ток проводимости, протекающий сквозь малую поверхность $S=ah$, охватываемую контуром обхода. Стягиваем контур так, чтобы $h\to 0$, тогда $A'\to 0$, а потому

$$\oint\limits_L H_l\,dl \cong (H_{2t}-H_{1t})\,a = \int\limits_S j_n\,dS,$$

откуда

$$H_{2t}-H_{1t}=\lim_{h\to 0}\left\{\frac{1}{a}\int\limits_S j_n\,dS\right\}. \tag{30.5}$$

Выражение в правой части определяет поверхностный ток, протекающий через отрезок единичной длины, расположенный перпендикулярно току, т. е. составляющую поверхностной плотности тока i_n, перпендикулярную вектору касательной $\vec{t}$,

$$i_n=\lim_{h\to 0}\left\{\frac{1}{a}\int\limits_S j_n\,dS\right\},$$

в силу чего выражение (30.5) можно переписать следующим образом:

$$H_{2t}-H_{1t}=i_n. \tag{30.6}$$

Итак, при наличии поверхностных токов тангенциальная составляющая вектора $\vec{H}$ испытывает скачок на величину i_n. Скачкообразное изменение H_t при переходе через поверхность с током поясняет рисунок 60. Пусть в тонкой полоске ток течет «на нас» (что отмечено точками). При переходе через

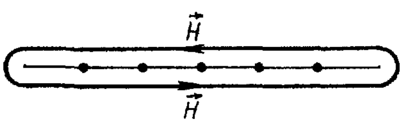

Рис. 60

полоску направление магнитного вектора изменяется на противоположное, происходит скачок. При отсутствии поверхностных токов имеем:

$$H_{2t} = H_{1t}, \tag{30.7}$$

т. е. тангенциальная составляющая вектора напряженности на поверхности раздела двух сред остается непрерывной, если там нет поверхностных токов.

Из сформулированных граничных условий можно вывести закон преломления магнитных силовых линий.