

Обобщаем: если два произвольных вектора \vec{a} и \vec{j} связаны соотношением $\text{rot } \vec{a} = \vec{j}$, то на поверхности разрыва этих векторов связывающее их соотношение принимает вид:

$$[\vec{n} (\vec{a}_2 - \vec{a}_1)] = \vec{i},$$

где \vec{i} получаем из выражения (55.11). В случае молекулярных токов, обуславливающих намагничивание, мы получили соотношение (55.6).

Согласно вышеизложенному для поверхностной плотности молекулярных токов получим:

$$\vec{i}_{\text{мол}} = [\vec{n} (\vec{J}_2 - \vec{J}_1)], \quad (55.12)$$

где индекс 1 относится к исследуемому магнетиду, 2 — к окружающей его среде, \vec{n} — единичный вектор внешней нормали к поверхности магнетика. При $\vec{J}_2 = 0$ получим:

$$\vec{i}_{\text{мол}} = -[\vec{n} \vec{J}_1]. \quad (55.13)$$

§ 56. СИЛЫ ЛОРЕНЦА

В настоящее время огромное значение приобрел раздел прикладной физики, называемый электроникой; ее задачей является получение электронных потоков и управление ими, осуществляемые либо при помощи электрического поля, либо магнитного поля, либо комбинированием этих двух способов. В принципе эти способы применимы для управления потоками любых заряженных частиц.

Выведем выражение для силы, действующей на электрон во внешнем электромагнитном поле. Эту силу, называемую силой Лоренца, можно рассматривать как равнодействующую двух сил: силы \vec{f}_E , действующей на электрон со стороны электрического поля, и силы \vec{f}_H , действующей на электрон со стороны магнитного поля:

$$\vec{f} = \vec{f}_E + \vec{f}_H. \quad (56.1)$$

Сила \vec{f}_E действует независимо от состояния движения электрона, сила \vec{f}_H действует только на движущийся электрон. Очень часто лоренцевой силой называют только эту составляющую силы \vec{f} .

Математическое выражение для силы \vec{f}_E непосредственно вытекает из формул электростатики:

$$\vec{f}_E = e\vec{E}, \quad (56.2)$$

где \vec{E} — напряженность поля, e — заряд электрона (знак минус включен в e); \vec{f}_E и \vec{E} противоположно направлены*.

При вычислении силы \vec{f}_H , с которой магнитное поле действует на движущийся электрон, в курсе общей физики исходят из известного выражения для амперовой силы, с которой магнитное поле действует на проводник с током. При этом амперову силу рассматривают как равнодействующую всех элементарных лоренцовых сил, с которыми магнитное поле действует на электроны проводимости проводника. Движущиеся электроны взаимодействуют с решеткой металла, вследствие чего эти силы приложены к проводнику. Если исходить из одинакового значения скорости направленного движения электронов, то, очевидно, все элементарные лоренцевы силы в однородном магнитном поле будут одинаковы и их можно вычислить делением амперовой силы, действующей на участок проводника, на число электронов проводимости в этом участке.

Перепишем формулу Ампера в дифференциальной форме (29.20):

$$d\vec{f} = [j \vec{B}] dV.$$

Переход от формулы Ампера к выражению для силы Лоренца может быть осуществлен более строгим путем, если ввести в рассмотрение силу \vec{k} , с которой поле \vec{B} действует на единицу объема проводника при плотности протекающего через него тока j :

$$\vec{k} = \frac{d\vec{f}}{dV} = [j \vec{B}].$$

Как указывалось ранее, плотность тока может быть представлена как произведение $\rho \vec{v}$, где ρ — плотность зарядов, \vec{v} — скорость их направленного движения. Поэтому

$$\vec{k} = \rho [\vec{v} \vec{B}]. \quad (56.3)$$

Обозначая через dV элемент объема электрона и интегрируя по всему объему электрона V , получим:

$$\vec{f}_H = \int_V \vec{k} dV = \int_V \rho [\vec{v} \vec{B}] dV = e [\vec{v} \vec{B}]. \quad (56.4)$$

Здесь предполагается постоянство \vec{v} и \vec{B} в объеме, занятом зарядом.

В общем случае наличия двух полей (\vec{E} и \vec{H}) выражение для силы Лоренца приобретает вид

$$\vec{f} = \vec{f}_E + \vec{f}_H = e (\vec{E} + [\vec{v} \vec{B}]). \quad (56.5)$$

* В целях получения ряда распространенных формул, например для лоренцовых сил в общепринятой форме, в данном и в последующих параграфах пользуемся обозначениями напряженностей макроскопических полей \vec{E} и \vec{H} .

Сила, действующая на единицу объема проводника, в общем случае

$$\vec{k} = \rho (\vec{E} + [\vec{v}\vec{B}]). \quad (56.6)$$

В этих выводах отчетливо проявляется основное положение классической электронной теории о строгой применимости законов макромира, в данном случае закона Ампера, в микромире.

§ 57. ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕОРИЯ ОРИЕНТАЦИОННОГО МЕХАНИЗМА ПОЛЯРИЗАЦИИ

Ориентационный механизм поляризации характерен для диэлектриков, молекулы которых можно рассматривать как жесткие диполи, т. е. диполи с независимым от поля электрическим моментом \vec{p} . Под влиянием электрического поля происходит ориентация этих диполей. В дальнейшем мы ограничимся теми случаями, когда поле либо постоянно, либо меняется столь медленно, что диполи успевают следовать за изменяющим свое направление полем.

При ориентационном механизме поляризации нагревание, ведущее к более энергичному столкновению молекул, оказывает на диполи дезориентирующее действие и результирующая поляризация всегда зависит от двух конкурирующих факторов: поля \vec{E} и температуры T . Выведем зависимость поляризации \vec{P} и диэлектрической проницаемости ϵ от \vec{E} , T и атомных параметров вещества.

Пусть в единице объема диэлектрика находится N молекул с постоянным электрическим моментом \vec{p} . При отсутствии дезориентирующего действия теплового движения все диполи под влиянием поля ориентировались бы строго по полю и результирующая поляризация была бы $\vec{P}_k = N\vec{p}$ (поляризация насыщения). Таков эффект упорядочивающего действия поля.

Рассмотрим теперь действие лишь температурного фактора, т. е. примем $\vec{E} = 0$. Вследствие хаотического характера теплового движения все направления моментов диполей окажутся равновероятными. Выразим это математически. Для этого опишем вокруг произвольной точки внутри диэлектрика сферу единичного радиуса и выделим внутри ее меньшую концентрическую сферу единичного объема (рис. 81). Центры обеих сфер совместим с началом сферической системы координат. Продолжим мысленно по прямой каждый дипольный момент \vec{p} и фиксируем точки пересечения этой прямой с поверхностью сферы единичного радиуса. Эти «следы» будут равномерно распределены по поверхности сферы. Естественно, что число «следов» dN на дан-