тонов) приблизительно в две тысячи раз меньше магнитных моментов электронов. Поэтому в первом приближении магнитными моментами атомных ядер можно пренебречь по сравнению с магнитными моментами электронных оболочек атомов.

§ 20.2. Атом в магнитном поле

1. Рассмотрим влияние магнитного поля на движение электронов в атомах вещества. В большинстве случаев ввиду малости атомов можно считать, что в пределах каждого из них магнитное поле однородно. Предположим для простоты, что электрон в атоме движется с угловой скоростью ω_0 по круговой орбите, плоскость которой перпендикулярна вектору индукции **B** магнитного поля (рис. 20.2). Когда магнитное поле отсутствует, на электрон действует электрическая сила $\mathbf{F}_e$ притяжения его ядром, играющая роль центростремительной силы:

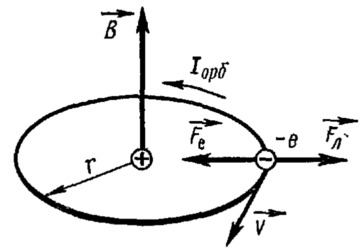

Рис. 20.2

$$m\omega_0^2 r = F_e .$$

В магнитном поле на электрон помимо силы $\mathbf{F}_e$ действует еще сила Лоренца $\mathbf{F}_л$, которая в случае, представленном на рис. 20.2, направлена в сторону, противоположную $\mathbf{F}_e$. Поэтому центростремительная сила численно равна разности $F_e - F_л$. Изменение силы, действующей на электрон, приводит к изменению угловой скорости его вращения по орбите.

2. Изменение угловой скорости вращения электрона происходит в процессе нарастания того магнитного поля, в которое вносится атом. Процесс «включения» магнитного поля, действующего на атом, происходит в течение некоторого промежутка времени. При этом возникает индукционное вихревое электрическое поле, направленное по касательной к орбите электрона. Э. д. с. индукции, наводимая в круговом контуре-орбите, по формуле (19.2) будет

$$\mathscr{E}_i = -\frac{d\Phi_m}{dt} = -\frac{d}{dt}(BS) = -\frac{d}{dt}(\pi r^2 B) = -\pi r^2 \frac{dB}{dt}. \quad (20.5)$$

Индуктированное электрическое поле действует на электрон с силой **F**, численно равной

$$F = eE = e\frac{\mathscr{E}_i}{2\pi r} \quad (20.6)$$

и направленной по касательной к орбите электрона в сторону, противоположную скорости его движения (на рис. 20.2 сила **F** не показана). Подставив в (20.6) выражение для $\mathscr{E}_i$ из (20.5), получим

$$F = -\frac{er}{2}\frac{dB}{dt}. \quad (20.7)$$

Изменение числового значения импульса электрона равно произведению силы F на время t возрастания индукции магнитного поля от 0 до B:

$$\Delta(mv) = \int_0^t F dt = -\frac{er}{2}\int_0^B dB = -\frac{er}{2}B. \qquad (20.8)$$

Так как линейная скорость v электрона связана с его угловой скоростью ω соотношением $v = \omega r$, то $\Delta(mv) = m\Delta v = mr\Delta\omega$. Поэтому изменение угловой скорости вращения электрона под действием магнитного поля равно

$$\Delta\omega = -eB/2m. \qquad (20.9)$$

Полученный результат является частным случаем теоремы Лармора.

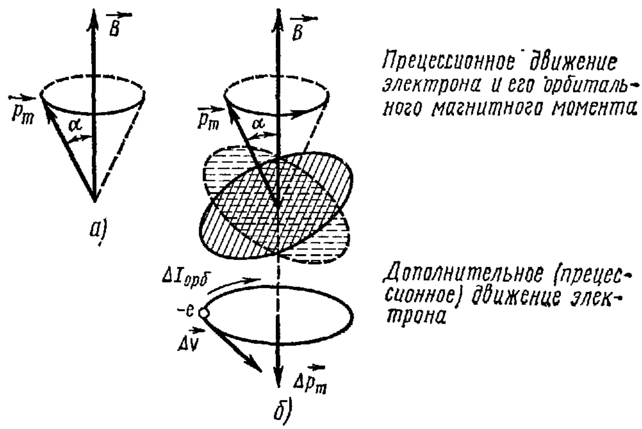

Рис. 20.3

3. Мы рассмотрели влияние магнитного поля на движение электрона по орбите в простейшем случае, когда плоскость орбиты перпендикулярна вектору **B**. Если орбита электрона расположена произвольным образом относительно вектора **B**, так что орбитальный магнитный момент $\mathbf{p}_m$ электрона составляет с направлением вектора магнитной индукции угол α (рис. 20.3,*а*), то влияние поля оказывается более сложным. Можно доказать, что в этом случае вся орбита приходит в такое движение, при котором угол α сохраняется неизменным, а вектор $\mathbf{p}_m$ (перпендикулярный плоскости орбиты электрона) вращается вокруг направления **B** с угловой скоростью

$$\boldsymbol{\omega}_L = e\mathbf{B}/2m. \qquad (20.9')$$

Такое движение в механике называется **прецессионным.** Оно аналогично движению оси вращающегося волчка. **Теорема Лармора** гласит: *единственным результатом влияния магнитного поля на орбиту электрона в атоме является прецессия орбиты и вектора* $\mathbf{p}_m$ *с угловой скоростью* $\boldsymbol{\omega}_L$ *вокруг оси, проходящей через ядро атома и параллельной вектору* $\mathbf{B}$ *индукции магнитного поля.*

4. Изменение угловой скорости вращения электрона, или, в общем случае, появление прецессии, приводит к изменению орбитального тока, т. е. к появлению дополнительного тока:

$$\Delta I_{\text{орб}} = e\frac{\omega_L}{2\pi} = \frac{e^2 B}{4\pi m}. \qquad (20.10)$$

Направление этого тока показано на рис. 20.3,*б*.

Току $\Delta I_{\text{орб}}$ соответствует **наведенный орбитальный магнитный момент электрона** $\Delta \mathbf{p}_m$, численно равный

$$\Delta p_m = \Delta I_{\text{орб}} S_\perp = \frac{e^2 S_\perp}{4\pi m} B, \qquad (20.11)$$

где $S_\perp$ — площадь проекции орбиты электрона на плоскость, перпендикулярную направлению $\mathbf{B}$ Вектор наведенного орбитального магнитного момента $\Delta \mathbf{p}_m$ противоположен по направлению вектору магнитной индукции $\mathbf{B}$ (рис. 20.3,*б*):

$$\Delta \mathbf{p}_m = -\frac{e^2 S_\perp}{4\pi m}\mathbf{B}. \qquad (20.11')$$

Полученный результат является частным случаем закона Ленца о направлении индукционного тока (см. § 19.1).

Если в атоме имеется Z электронов, взаимодействием между которыми можно пренебречь, то **общий наведенный орбитальный момент атома** $\Delta \mathbf{P}_m$ равен векторной сумме наведенных орбитальных магнитных моментов всех электронов:

$$\Delta \mathbf{P}_m = -\frac{e^2 \mathbf{B}}{4\pi m}\sum_{i=1}^{Z} S_{\perp i}.$$

Сумму, входящую в выражение для $\Delta \mathbf{P}_m$, можно преобразовать, если ввести понятие о средней величине площади проекции орбит электронов в атоме на плоскость, перпендикулярную направлению $\mathbf{B}$:

$$\langle S_\perp \rangle = \frac{1}{Z}\sum_{i=1}^{Z} S_{\perp i},$$

тогда

$$\Delta \mathbf{P}_m = -\frac{e^2 Z \langle S_\perp \rangle}{4\pi m}\mathbf{B}. \qquad (20.12)$$