Это связано, как мы уже подчеркивали, с проявлением квантовых эффектов. Ход сечения на рис. 11 в точности совпадает

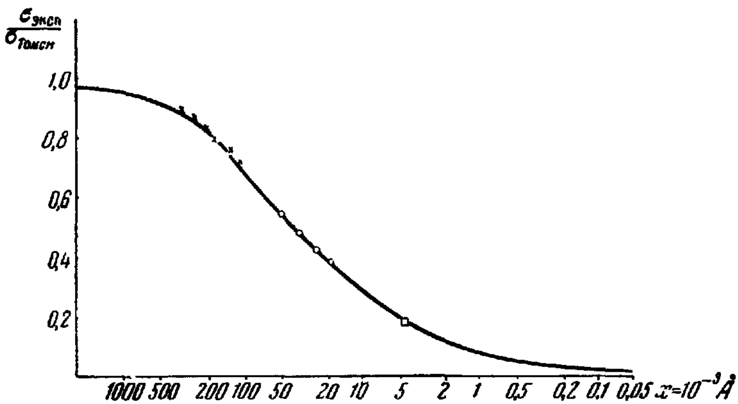

Рис. 11.

с предсказаниями квантовой теории излучения (ч. V, формула Клейна — Нишины).

§ 37. Поглощение излучения

Наряду с рассеянием излучение, взаимодействующее с веществом, испытывает поглощение. В классической электродинамике последний эффект может быть рассчитан для модели осциллятора. Мы ограничимся излучением частоты падающего излучения, близкой к резонансной, когда поглощение будет наибольшим. Однако при этом нельзя считать частоту излучения точно равной собственной частоте осциллятора — из дальнейшего видно, что в этом случае вычисление не привело бы к вполне определенному результату. Поэтому следует считать, что падающее излучение имеет некоторое непрерывное распределение по частотам.

Мы можем разложить падающее поле в интеграл Фурье, написав

$$\boldsymbol{E}(t) = \frac{1}{2\pi} \int \boldsymbol{E}(\omega)\, e^{i\omega t}\, d\omega.$$

Подставляя это в уравнение движения осциллятора (36,1) и разлагая в интеграл Фурье смещение последнего

$$\boldsymbol{r}(t) = \frac{1}{2\pi} \int \boldsymbol{r}(\omega)\, e^{i\omega t}\, d\omega,$$

легко найти

$$\boldsymbol{r}(\omega) = \frac{e}{m} \frac{\boldsymbol{E}(\omega)}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma}. \tag{37,1}$$

Потеря энергии излучения равна, очевидно, полной работе, произведенной полем над осциллятором. Последнюю вычислим по формуле

$$-\Delta E = W = \int \boldsymbol{F}\boldsymbol{v}\,dt = e\int_{-\infty}^{\infty} \boldsymbol{E}(t)\,\dot{\boldsymbol{r}}(t)\,dt. \tag{37,2}$$

Воспользовавшись обобщенной формулой Персеваля (II, 9), легко найдем

$$-(\Delta E) = \frac{2e^2}{m}\int_0^{\infty} i\omega\left\{\boldsymbol{E}(\omega)\cdot\boldsymbol{r}^*(\omega) - \boldsymbol{E}^*(\omega)\cdot\boldsymbol{r}(\omega)\right\}d\omega =$$

$$= 2\frac{e^2}{m}\int_0^{\infty}\frac{\omega^2\gamma\,|\boldsymbol{E}(\omega)|^2}{\left(\omega_0^2-\omega^2\right)^2+\omega^2\gamma^2}\,d\omega \simeq 2\frac{e^2}{m}\int_0^{\infty}\frac{\gamma\,|\boldsymbol{E}(\omega)|^2}{(\omega_0-\omega)^2+\left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}\,d\omega. \tag{37,3}$$

Подинтегральное выражение имеет резкий максимум в области резонанса. Будем считать, что спектральное распределение поглощаемого излучения в области резонанса изменяется медленно по сравнению с резонансным множителем. Тогда можно приближенно вычислить интеграл, если воспользоваться формулой (III, 3) и представлением δ-функции (III, 4′):

$$\int_0^{\infty}\frac{\gamma\,|\boldsymbol{E}(\omega)|^2}{(\omega_0-\omega)^2+\left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}\,d\omega \simeq \int_{-\frac{\omega_0}{\gamma}}^{\infty}\left|\boldsymbol{E}\left(\frac{x\gamma}{2}+\omega_0\right)\right|^2\frac{dx}{x^2+1} \simeq$$

$$\simeq \int_{-\infty}^{\infty}\left|\boldsymbol{E}\left(\frac{x\gamma}{2}+\omega_0\right)\right|^2\frac{dx}{x^2+1} \simeq |\boldsymbol{E}(\omega_0)|^2\,2\pi. \tag{37,4}$$

Мы заменили нижний предел интегрирования на бесконечный, поскольку $\gamma \ll \omega_0$. Подставляя (37,4) в (37,3), находим

$$-\Delta E = \frac{\pi e^2}{m}|\boldsymbol{E}(\omega_0)|^2 = \pi c^2 r_0 |\boldsymbol{E}(\omega_0)|^2. \tag{37,5}$$

Поглощенная энергия оказывается не зависящей от физических свойств поглощающей системы, за исключением положения резонанса частоты ω_0. Поэтому найденное выражение имеет, как и дисперсионная формула, весьма общий характер. Очень близкие выражения для поглощения получаются и в квантовой теории излучения (см. ч. V).