

тело, имеет место формула (ч. II.73.6). Используем формулу (ч. II.73.6), опустив введенное там затухание ω_i ,

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_L \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right), \quad (2.138)$$

где ε_L — диэлектрическая проницаемость среды без вклада электронного газа и $\omega_p = (me^2/m^*e_0\varepsilon_L)^{1/2}$.

При больших k_x частота (2.137) приближается к предельной частоте, определяемой условием: $\varepsilon(\omega) = -1$. Тогда из (2.138) получаем

$$\omega = \omega_p \left(1 + \frac{1}{\varepsilon_L} \right)^{-1/2}. \quad (2.139)$$

В качестве примера на рис. 37 дано сравнение с теорией экспериментально определенной кривой дисперсии поверхностных плазмонов в InSb. Для плоских невозмущенных поверхностей поверхност-

ные плазмоны возбуждаются светом так же незначительно, как и поверхностные поляритоны. Поэтому, чтобы получить результаты измерений, представленные на рис. 37, на поверхности должна быть вырезана штриховая решетка с постоянной решетки d . При этом получаем компонент вектора k , касательный к поверхности, со значениями $k_x = (\omega/c) \sin \alpha + 2\pi m/d$, где α — угол падения, а m принимает все целые значения. В таком случае могут быть возбуждены поверхностные плазмоны (и поляритоны). Относительно этого см. ссылку, данную в подписи к рис. 37.

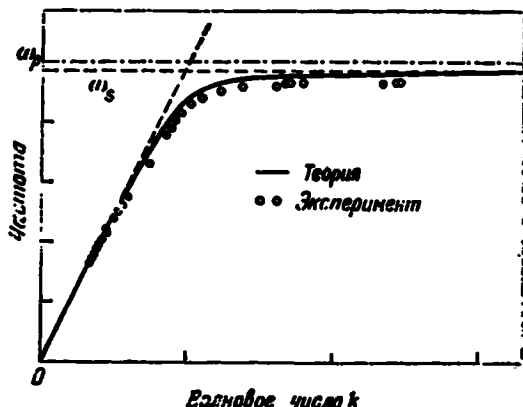


Рис. 37. Дисперсионная кривая поверхностных плазмонов в InSb и сравнение с теорией. [По Маршаллу, Фишеру, Квиссеру (Phys. Rev. Lett. 1971, v. 27, p. 95).]