

нов, необходимого для обеспечения равновесия. Локализованный поверхностный заряд будет выталкивать любые носители подобного заряда из области, расположенной непосредственно под поверхностью, или притягивать носители противоположного заряда в эту область. *Слои пространственного заряда*, которые возникают таким образом под поверхностями полупроводника, играют решающую роль во многих типичных явлениях в полупроводниках.

В этом параграфе мы только проиллюстрировали основные принципы возникновения поверхностных состояний. Для более реалистических моделей, а также более детального анализа следует обратиться прежде всего к статьям Дэвисона и Левина в [101.25] и Форстманна в [113b], а также сборникам [126—128]*).

§ 27. Поверхностные фононы, поляритоны и плазмоны

Из различных коллективных возбуждений, которые могут быть локализованы на поверхности, рассмотрим сначала поверхностные фононы и поверхностные поляритоны.

В колебательном спектре твердого тела обнаруживаются возбуждения акустического и оптического типа, локализованные на поверхности. Если ограничиться предельным случаем больших длин волн, соответствующих упругим колебаниям континуума (акустическая ветвь), то получаются упругие поверхностные волны, которые распространяются вдоль поверхности в слое, толщиной в длину волны. Это — так называемые *рэлеевские волны*. Наряду с оптическими колебаниями континуума твердые тела с базисом могут иметь соответствующие локализованные возбуждения. Именно их мы хотим изучать в дальнейшем. Обратимся к результатам рассмотрения, полученным в ч. I, § 36, где рассматривался предельный случай больших длин волн для простого кристалла с двухатомным базисом. В неограниченной среде мы нашли два типа распространяющихся волн, продольные волны (безвихревой компонент колебаний решетки, предельная частота ω_L) и поперечные волны (компонент без дивергенции, предельная частота $\omega_T < \omega_L$). С ними связаны LO- и TO-фононы.

В ограниченной среде возможны другие типы колебаний. Рассмотрим границу между твердым телом с диэлектрической проницаемостью $\epsilon(\omega)$ и вакуумом ($\epsilon = 1$). Пусть твердое тело простирается снова по полупространству $z < 0$, вакуум — по полупространству $z > 0$. Если искать решения с временной зависимостью $\exp(-i\omega t)$, то можно исключить вектор $\mathbf{w}$ из двух уравнений (ч. I.36.5) и, так как $\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P} = \epsilon(\omega)\mathbf{E}$, найти, что

$$\epsilon(\omega) = \epsilon(\infty) + \frac{\epsilon(0) - \epsilon(\infty)}{1 - (\omega/\omega_T)^2}. \quad (2.128)$$

*) На возможность существования электронных поверхностных состояний впервые было указано советским физиком И. Е. Таммом в 1932 г. (Тамм И. Е. — Phys. Zs. Sowjet, 1932, v. 1, p. 733). (Примеч. пер.)