

(по порядку величины) длине пробега носителей за период плазменных колебаний:

$$\Lambda = \bar{v}/\omega_p \quad (2)$$

( $\bar{v}$  — ср. скорость носителей). В невырожденной плазме длина экранирования наз. *дебаевским радиусом экранирования*

$$\Lambda_D^2 = \epsilon k T_N / 4\pi e^2 n. \quad (3)$$

Здесь  $T_N$  — темп-ра носителей заряда. В вырожденной плазме длина экранирования (радиус Томаса — Ферми) определяется ф-лой

$$\Lambda_{FT}^2 = e \mathcal{E}_F / 3\pi e^2 n, \quad (4)$$

где  $\mathcal{E}_F$  — ферми-энергия. В действительности на расстояниях  $r > \Lambda_{FT}$  экспоненциальное затухание потенциала  $r^{-1} \exp(-r/\Lambda_{FT})$  сменяется т. н. осцилляциями Фриделя, затухающими по закону  $r^{-3} \cos(2p_F r/\hbar + \varphi)$ , где  $p_F$  — фермиевский импульс электронов.

Как и в случае др. возбужденных состояний твердых тел (*фононы, магноны, экситоны* и т. д.), при описании плазменных колебаний электронов вводят *квазичастицу*, наз. *плазмоном*, с энергией  $\hbar\omega_p(q)$  и импульсом  $\hbar q$ , где  $q$  — волновой вектор.

Отклик П. т. т. на переменное электрич. поле описывается зависимостью от частоты поля  $\omega$  и его волнового вектора  $q$  *диэлектрической проницаемостью*  $\epsilon(\omega, q)$ . Закон дисперсии плазменных колебаний для конечных длин волн  $\lambda$  определяется из условия  $\epsilon(\omega, q) = 0$ . В частности, ф-лы (1—4) следуют из приближенных выражений

$$\epsilon(q, \omega) = \begin{cases} 1 - (\omega_p/\omega)^2 = 0, & q \rightarrow 0, \\ 1 + (\Lambda q)^{-2} = 0, & \omega \rightarrow 0. \end{cases} \quad (5)$$

Диэлектрич. проницаемость П. т. т. — тензор, причём в отличие от газовой плазмы в П. т. т. это обусловлено не только внеш. магн. полем, но и кристаллич. структурой твёрдого тела.

Для описания плазменных явлений в твёрдых телах обычно решают систему ур-ний, включающую *Максвелла уравнения и кинетическое уравнение*, позволяющее рассмотреть процессы релаксации, учесть тепловое движение носителей, а также квантовые эффекты. Более детальное многочастичное рассмотрение учитывает взаимодействие носителей на близких расстояниях, а гидродинамич. подход следует из кинетич. описания при рассмотрении плавных и низкочастотных эл.-магн. возмущений.

**Металлы.** Плазма типичных металлов — сильно вырожденная электронная ферми-жидкость, описание к-рой требует использования многочастичных методов и учёта структуры энергетич. зон. Однако мн. свойства простых металлов, в к-рых электроны проводимости принадлежат атомным *s*- и *p*-оболочкам, могут быть описаны в рамках т. н. модели «желе», когда кристаллич. решётка заменяется однородно размазанным положит. зарядом ионов, на фоне к-рого колеблются электроны. Концентрация электронов  $n$  фактически является единств. параметром модели, т. к. в этом случае в (1)  $\epsilon = 1$ , а  $m$  — масса свободного электрона. Из-за высоких  $n$  частота  $\omega_p \sim 10^{16}$  с<sup>-1</sup>, а энергия плазмона  $\hbar\omega_p$  для большинства простых металлов 5—25 эВ (в Na 5 эВ; в Mg 11 эВ, в Al 16 эВ).

В типичных металлах плазмоны — самые высокоэнергетич. возбуждения. Плазмоны исследуют измеряя спектры характеристик. потерь энергии быстрых электронов (с энергиями  $\geq 1$  кэВ), проходящих сквозь металлич. фольгу, и неупругое рассеяние эл.-магн. волн (свет, *синхротронное излучение*). Если изменение импульса налетающего электрона мало по сравнению с фермиевским импульсом электронов металла  $p_F$ , то имеет место коллективный режим рассеяния, при к-ром

первичные электроны теряют энергию на возбуждение плазмонов. Интенсивность потерь энергии пропорциональна  $\text{Im} \mathcal{E}^{-1}(q, \omega)$ . Эта величина имеет максимум при  $\mathcal{E}(\omega, q) = 0$ , что отвечает возбуждению плазмона. Зависимость потерь энергии от угла рассеяния позволяет определить закон дисперсии плазмона. В модели «желе» он определяется ф-лой

$$\omega^2(q) = \omega_p^2 + \frac{3}{5}(v_F q)^2 + \dots \quad (6)$$

Дисперсия плазменных колебаний обусловлена давлением сжимаемой электронной жидкости, возникающим вследствие хаотич. движения электронов (мера к-рого — фермиевская скорость  $v_F = p_F/m$ ). Дисперсия плазменных колебаний демонстрирует их волновой характер: в плазме распространяются продольные волны, групповая скорость к-рых линейно растёт с ростом  $q$ . В экспериментах проявляется не учитываемая моделью «желе» зависимость  $\omega_p$  от направления  $q$ , существенная при больших  $q$ .

С ростом переданного импульса (с увеличением угла рассеяния) спектр характеристик. потерь первичных электронов «размывается». Это обусловлено тем, что при фазовой скорости плазмона  $\omega_p/q \leq v_F$  «включается» механизм бесстолкновительного *Ландау затухания*, т. е. процесс передачи энергии плазмона одночастичным возбуждениям — электронам проводимости. Предельное волновое число, определяющее область существования плазмонов, равно  $q_c \approx \omega_p/v_F$  (рис. 1), что в соответствии с (2) даёт  $q_c \sim \Lambda_{FT}^{-1}$ . Т. к.  $\Lambda_{FT}$  обычно не превышает постоянной решётки, то строгое рассмотрение затухания плазмонов требует многочастичного описания.

Модель «желе» описывает ещё один тип возбуждений в металлах (анало-

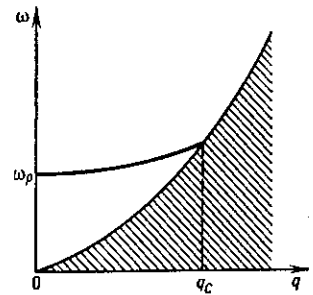


Рис. 1. Закон дисперсии плазмонов в металле (жирная кривая). Затрихованная область — одночастичные возбуждения; вблизи  $q_c$  плазмоны сильно затухают.

гичный ионному звуку в газовой плазме), соответствующий медленным колебаниям ионного «желе», экранированного электронами. Закон дисперсии этих возбуждений (в ДВ-пределе)  $\omega(q) = sq$ ; здесь  $s = v_F(mZ/3M)$ , где  $Z$  и  $M$  — валентность и масса иона. Это продольные звуковые волны в металле (поперечный звук модель «желе» не описывает).

В реальных металлах заметную роль играет взаимодействие электронов (многочастичные эффекты). Их вклад значителен при большой величине параметра  $r_s = (a_B^3 n)^{-1/3}$  ( $a_B$  — боровский радиус), приблизительно равного отношению потенциальной энергии взаимодействия электронов (на 1 электрон) к  $\mathcal{E}_F$ . В простых металлах  $1,8 < r_s < 5,6$  и многочастичные эффекты дают, как правило, существенные количеств. поправки к описанной картине. Качественно взаимодействие электронов проявляется, напр., в существовании *спиновых волн* в неферромагн. металлах.

**Полупроводники.** Свообразие *полупроводников (полуметаллов)* состоит в существовании двух отличающихся по частоте плазменных мод. ВЧ-мода обусловлена колебаниями всех электронов валентной зоны и аналогична плазменным колебаниям в простых металлах. Колебания этой моды также проявляются в характеристич. потерях быстрых электронов, а их частота может быть вычислена по ф-ле (1), где  $n$  — концентрация электронов в валентной зоне (равная произведению обратного атомного объёма на число валентных электронов). Энергии плазмонов — продольных