

Плазмоны и магнитоплазмоны: объемные, поверхностные, двумерные и краевые; влияние на отклик полупроводниковых структур в гига- и терагерцовом диапазоне

В. А. Волков

Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия

Определение. Плазмон — квант плазменных колебаний; элементарное бозевское возбуждение плазмы. В плазме твердого тела термины плазмон и плазменное (ленгмюровское) колебание (волна) часто используют как синонимы. Существование плазмонов является следствием кулоновского взаимодействия между носителями заряда: возмущение плотности заряда создает электрическое поле, которое вызывает ток, стремящийся восстановить электронейтральность; из-за инерции носители «проскакивают» положение равновесия, что и приводит к коллективным колебаниям. Свойства плазмона зависят от зонной структуры кристалла (этим плазмон в плазме твердого тела отличается от плазмона в газовой плазме), наличия границ и магнитного поля, эффективной размерности системы.

Объемные плазмоны. Обычный плазмон — чисто продольное колебание. В неограниченном образце спектр плазмона — зависимость его частоты ω от волнового вектора $\vec{q} = (q_x, q_y, q_z)$ — определяется из дисперсионного уравнения

$$\varepsilon(\vec{q}, \omega) = 0, \quad (1)$$

где $\varepsilon(\vec{q}, \omega)$ — продольная диэлектрическая проницаемость системы. В модели «желе» (периодический потенциал решетки заменяется однородным положительным зарядом, на фоне которого колеблются электроны) в длинноволновом пределе плазмон имеет частоту (плазменная, или ленгмюровская частота):

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{\varepsilon_0 m}}. \quad (2)$$

Здесь n , e , m — концентрация, заряд, масса электронов, ε_0 — диэлектрическая проницаемость решетки на плазменной частоте. Для типичных (простых) металлов, для которых применима модель «желе», энергия плазмона $\hbar\omega_p = 5\text{--}30$ эВ; при этом в (2) m — масса свободного электрона, n — концен-

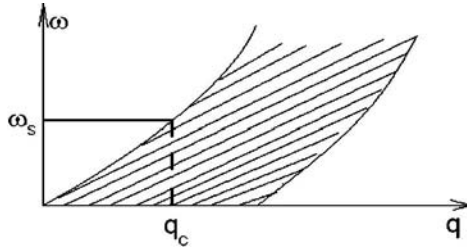


Рис. 1. Закон дисперсии объемного плазмона в вырожденной плазме; в заштрихованной области плазмон сильно затухает из-за распада на электрон-дырочную пару; q_c — корень уравнения $\omega_p(q_c) = q_c v_F + \hbar q_c^2 / 2m$.

трация электронов проводимости, $\varepsilon_0 \approx 1$. В общем случае спектр плазмонов сложным образом связан с зонной структурой твердого тела. Ситуация упрощается для легированных полупроводников, в которых существует два типа плазмонов — высокочастотные и низкочастотные. Первые, энергия которых велика по сравнению с шириной запрещенной зоны E_g , обусловлены колебаниями валентных электронов (для них $\hbar\omega_p \approx 10$ эВ). Низкочастотные плазмоны ($\hbar\omega_p \ll E_g$) создаются колебаниями электронов проводимости (дырок); для них m — эффективная масса, n — концентрация носителей в соответствующей зоне, ε_0 — статическая диэлектрическая проницаемость. Типичные энергии плазмонов второго типа не превышают 10^{-1} эВ. Частота (2) не зависит от типа статистики носителей заряда. Статистический разброс электронов по скоростям приводит к слабой дисперсии частоты плазмона, квадратичной при малых q . Затухание плазмона обусловлено двумя механизмами — столкновительным и бесстолкновительным. Первый определяется столкновениями электронов с фононами, примесями и другими дефектами. Такое затухание мало, если $\omega_p \tau \gg 1$, где τ — время релаксации импульса электронов. Бесстолкновительное затухание (затухание Ландау) определяется распадом плазмона на пару электрон-дырка. Из законов сохранения энергии и импульса в таком процессе следует, что оно существенно при $q > q_c \cong \omega_p / v$, рис. 1, (величина q_c^{-1} порядка радиуса экранирования).

Плазма полупроводников довольно часто бывает многокомпонентной, состоящей из носителей заряда разного типа; они отличаются знаком заряда (электроны и дырки), эффективной массой, номером зоны или долины (многозонные или многодолинные полупроводники). Это приводит к существованию дополнительных мод плазмонов. Так, в электронно-дырочной плазме собственных полупроводников существует две ветви плазмонов. В одной из них электроны и дырки движутся в противофазе с частотой, определяемой

выражением (2), где m — приведенная масса электронов и дырок. В другой, более низкочастотной, электроны и дырки движутся синфазно, а закон дисперсии имеет звуковой характер (акустический плазмон).

В сильном ($\omega_c \tau \gg 1$) магнитном поле \vec{H} электроны в плоскости, перпендикулярной \vec{H} , движутся по окружностям с циклотронной частотой $\omega_c = eH/mc$. Поэтому плазмон в магнитном поле (**магнитоплазмон**) уже не является чисто продольной волной, а содержит и поперечные (холловские) токи. В пренебрежении электромагнитным запаздыванием (квазистатическое приближение) спектр магнитоплазмона $\omega_{mp}(q)$ определяется из дисперсионного уравнения $\vec{q}\hat{\varepsilon}(\omega, \vec{q})\vec{q} = 0$, где $\hat{\varepsilon}$ — тензор диэлектрической проницаемости. При $\vec{q} \perp \vec{H}$ частота магнитоплазмона (называемая в газовой плазме верхней гибридной частотой) имеет простой вид:

$$\omega_{mp}(\vec{q}, \vec{H}) = \sqrt{\omega_p^2(q) + \omega_c^2}, \quad (3)$$

где $\omega_p(q)$ — частота плазмона при $H = 0$. Влияние H наиболее существенно для низкочастотных плазмонов в полупроводниках, когда $\omega_c \geq \omega_p$ (для n -GaAs, $n = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $\omega_p = \omega_c$ при $H = 80 \text{ кЭ}$). Появление характерных частот ω_c и ω_{mp} существенно изменяет характер распространения волн в плазме полупроводников и их отклик на внешнее поле. Экспериментально плазмоны исследуют, измеряя спектры характеристических потерь быстрых электронов и неупругое рассеяние электромагнитных волн (свет, синхротронное излучение). Темп потерь энергии быстрых электронов, проходящих через твердое тело, пропорционален $\text{Im}\varepsilon^{-1}(\vec{q}, \omega)$. Эта величина имеет пик при выполнении (1), что означает возбуждение плазмонов. Дисперсию частоты высокочастотных плазмонов восстанавливают, пропуская пучок электронов через образец и измеряя потерянную энергию прошедших (или рассеянных) электронов как функцию угла рассеяния. Низкочастотные плазмоны обычно исследуют, измеряя комбинационное рассеяние света. Падающие фотоны могут поглощать или возбуждать плазмоны. По спектру, поляризации и угловому распределению рассеянного излучения восстанавливают закон дисперсии плазмона.

Поверхностные плазмоны. В неоднородной среде диэлектрическая проницаемость является нелокальным оператором, и спектр плазмона определяется из уравнения

$$\int d^3r' \varepsilon(\vec{r}, \vec{r}', \omega) \varphi(\vec{r}', \omega) = 0, \quad (4)$$

где φ — амплитуда потенциала плазменной волны. Колебание плотности заряда, локализованное у границы раздела твердых тел, называют поверхностным

плазмоном. Для резкой и плоской границы кристалл-вакуум из (4) следует, что $\varepsilon(\omega) = -1$, откуда в модели «желе» получаем частоту поверхностного плазмона:

$$\omega_s = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{(\varepsilon_0 + 1)m}}. \quad (5)$$

Амплитуда колебаний плотности сосредоточена в рамках этой модели в δ -слое на границе, однако при учете пространственной дисперсии или механизмов затухания у нее появляется длинный хвост (25–50 Å при малых q для простых металлов). Дисперсия частоты поверхностного плазмона при малых q линейна и отрицательна. Магнитное поле, как и в бесконечной среде, изменяет спектр поверхностного плазмона. Однако имеются и отличия, связанные с появлением выделенного направления $\vec{a} = [\vec{H} \times \vec{N}]$, где \vec{N} — вектор нормали к поверхности. Носители, центры циклотронных орбит которых лежат вне образца, «скачут» вдоль (или против, в зависимости от знака заряда) направления \vec{a} . Это приводит, с одной стороны, к изменению их энергии (магнитные поверхностные уровни), а с другой стороны, к зависимости частоты поверхностного магнитоплазмона от направления его движения:

$$\omega_s(q_y, H) = \frac{1}{2} \left[\sqrt{2\omega_p^2(q) + \omega_c^2} - \omega_c \text{sign}(q_y) \right]. \quad (6)$$

Поверхностный плазмон является частично поперечной волной даже при $H = 0$, поэтому при малых q необходимо учитывать эффекты запаздывания. В результате он сильно связывается с электромагнитным полем, что приводит к появлению моды с сильной дисперсией (поверхностный поляритон).

Поверхностные плазмоны исследуют, измеряя спектры потерь отраженных электронов, почти касательно падающих на поверхность образца (вероятность возбуждения поверхностного плазмона обратно пропорциональна малому углу падения Θ и при $\Theta \leq 1^\circ$ превышает вероятность возбуждения объемного плазмона).

Двумерные плазмоны. Плазмоны в двумерных (2D) электронных системах, 2D плазмоны, кардинально отличаются от объемных и поверхностных плазмонов. Уникальной особенностью 2D плазмонов является их бесщелевой спектр ($\omega \rightarrow 0$ при $q \rightarrow 0$):

$$\omega_p^{(2D)}(q) = \sqrt{\frac{2\pi n_s e^2 q}{m \varepsilon_{\text{eff}}(q)}}. \quad (7)$$

Здесь $\vec{q} = (q_x, q_y, 0)$ — волновой вектор в плоскости электронного слоя, n_s и m — поверхностная концентрация и эффективная масса электронов,

$\varepsilon_{\text{eff}}(q)$ — эффективная диэлектрическая проницаемость окружающей 2D среды. Для типичной слоистой структуры металл–полупроводник 1–2D слой электронов–полупроводник 2–металл

$$\varepsilon_{\text{eff}}(q) = \frac{1}{2} [\varepsilon_1 \text{cth}(qd_1) + \varepsilon_2 \text{cth}(qd_2)] , \quad (8)$$

где ε_i, d_i — диэлектрическая проницаемость и толщина i -го полупроводника. В чисто 2D случае ($d_1 = d_2 = \infty$) $\omega_p^{(2D)} \sim q^{1/2}$. Наличие металлических электродов экранирует плазмоны, и их частота «смягчается» в длинноволновом пределе ($qd \ll 1$):

$$\omega_p^{(2D)} \sim q .$$

Причину качественного отличия (2) и (7) можно пояснить следующим образом. Создадим флуктуацию плотности электронов в виде периодических (с периодом $\lambda = 2\pi/q$) расположенных плоскостей (объемный случай) или нитей на плоскости (2D случай). Возникшее электрическое поле, а следовательно, и возвращающая сила, приводящая к плазменным колебаниям, не зависит от λ в первом случае и падает как $1/\lambda$ во втором. Поэтому квадрат собственной частоты колебаний не зависит от q в 1-м случае и пропорционален q во 2-м. В принципе 2D плазмоны могут быть реализованы и в сравнительно толстых (не размерноквантовых) пленках проводников, рис. 2. При больших q ($qd \gg 1$) вблизи каждой поверхности пленки существует поверхностный плазмон. По мере уменьшения q взаимодействие поверхностных плазмонов приводит к расщеплению мод: одна из них при $qd \ll 1$ стремится к частоте объемного плазмона, а другая — к частоте 2D плазмона. В магнитном поле, перпендикулярном плоскости 2D слоя, в спектре 2D плазмонов восстанавливается щель, равная ω_c при $q = 0$. Спектр **2D магнитоплазмона** описывается формулой (3), в которой под ω_p нужно понимать частоту 2D плазмона (7).

Краевые плазмоны. Вдоль края полубесконечного 2D слоя, занимающего область $\{z = 0, x \geq 0\}$, распространяются краевые плазмоны (аналог поверхностных плазмонов), обладающие одномерным спектром. Их частота меньше частот 2D плазмонов $\omega_p^{(2D)}(0, q_y)$ не более, чем на 10%. В магнитном поле $\vec{H} = (0, 0, H)$ эта мода расщепляется на две, щелевую $\omega_+(q_y)$ и бесщелевую $\omega_-(q_y)$, нумеруемые знаком проекции их скорости на вектор $[\vec{H} \times \vec{N}]$, причем $\omega_+ > \omega_c$, а $\omega_- < \omega_c$. **Краевым магнитоплазмоном** часто называют именно бесщелевую моду, рис. 3. Она описывает коллективные колебания электронов, скачущих вдоль края образца, киральна, т.е. бежит вдоль края *только* в направлении скачущих электронов (по оси y) и обладает нетривиальным

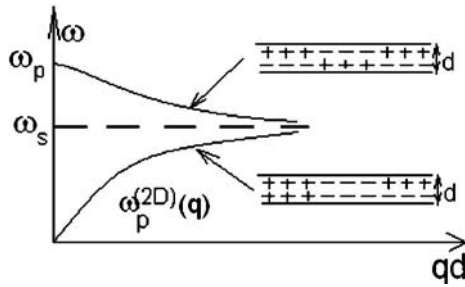


Рис. 2. Спектр плазмонов в пленке толщины d : q — волновой вектор в плоскости пленки; ω_p , ω_s , $\omega_p^{(2D)}$ — частоты объемного, поверхностного и двумерного плазмонов. На вставках — распределение плотности заряда в нижней и верхней модах.

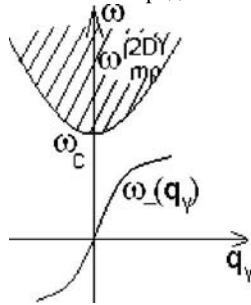


Рис. 3. Спектр магнитоплазмонов в полубесконечном 2D электронном газе; q_y — волновой вектор, параллельный краю системы ($x = z = 0$). Заштрихован континуум двумерных магнитоплазмонов $\omega_{mp}^{(2D)}(q_x, q_y)$; бесщелевая мода $\omega_-(q_y)$ — нижняя ветвь краевых магнитоплазмонов.

спектром: $\omega_-(q_y) \sim q_y \sigma_{xy} \ln(iq_y \sigma_{xx} / \omega_-)$, где σ_{ij} — компоненты тензора магнитопроводимости системы на частоте $\omega = \omega_-$. Щелевая мода бежит против оси y . Особенностью бесщелевой моды является аномально малое затухание: оно может быть малым не только при $\omega_- \tau > 1$, как для обычных плазмонов и магнитоплазмонов, но и при $\omega_- \tau \ll 1$. Это единственная коллективная мода в 2D системах на частотах, меньших циклотронных. 2D плазмоны, магнито-плазмоны и краевые магнитоплазмоны обнаружены при измерениях прохождения через 2D системы электромагнитного излучения ВЧ, СВЧ и дальнего ИК диапазона.

Электромагнитный отклик. Отклик полупроводниковых структур на электромагнитное поле имеет два вклада — одночастичный и коллективный. Гига- и терагерцовый отклик «чистых» структур в магнитном поле в большой степени связан именно с 2D и краевыми магнитоплазмонами. Этому посвящена

вторая часть настоящей лекции.

Литература

- [1] Д. Пайнс. *Элементарные возбуждения в твердых телах*. (М., Мир, 1965); Ф. Платцман, П. Вольф. *Волны и взаимодействия в плазме твердого тела*. (М., Мир, 1975); С. Лундквист, в кн. Н. Марч и др. *Теория неоднородного электронного газа*. (М., Мир, 1987), гл. 3.
- [2] R. H. Ritchie. *Plasma losses by fast electrons in thin film*. Phys. Rev., **106**, 874 (1957); K. W. Chiu, J. J. Quinn. *Magnetoplasma surface waves in metals*. Phys. Rev. B, **5**, 4707 (1972).
- [3] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. *Электронные свойства двумерных систем*. (М., Мир, 1985); В. А. Волков, С. А. Михайлов. *Краевые магнитоплазмоны — низкочастотные слабозатухающие возбуждения в неоднородных двумерных системах*. ЖЭТФ, **94**, 217 (1988).