

## Амплитудно-частотная зависимость доплерон-фононного резонанса

Л. Т. Цымбал, А. Н. Черкасов

*Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины,  
Украина, 340114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72.  
E-mail: tsymbal@host.dipt.donetsk.ua*

Статья поступила в редакцию 5 сентября 1997 г.

Экспериментально и теоретически исследована амплитудно-частотная зависимость доплерон-фононного резонанса (ДФР) в вольфраме. Анализ основан на общем теоретическом рассмотрении распространения и взаимодействия ультразвуковых и электромагнитных мод в металлах. Установлено, что в вольфраме в используемом диапазоне частот (10–500 МГц) реализуется режим слабой связи доплерона со звуком. Показано, что полученная в эксперименте сложная амплитудно-частотная зависимость ДФР может быть объяснена в предположении доминирования индукционного механизма взаимодействия электронной и ионной подсистем металла. Установлено, что в рамках такого предположения эта зависимость имеет общий характер и не определяется видом поверхности Ферми металла.

Експериментально та теоретично досліджено амплітудно-частотну залежність доплерон-фононного резонансу (ДФР) у вольфрамі. Аналіз ґрунтується на загальному теоретичному розгляді проблеми розповсюдження та взаємодії ультразвукових і електромагнітних мод в металах. Встановлено, що в вольфрамі в використаному діапазоні частот (10–500 МГц) реалізується режим слабого зв'язку доплерона із звуком. Показано, що одержана в експерименті складна амплітудно-частотна залежність ДФР може бути пояснена у припущенні домінування індукційного механізму взаємодії електронної та іонної підсистем металу. Встановлено, що в рамках цього припущення така залежність має загальний характер і не визначається виглядом поверхні Фермі металу.

PACS: 72.55.+s, 72.15.Nj

### Введение

Ультразвуковая спектроскопия явилась весьма информативным методом изучения коллективных возбуждений электронной плазмы металлов, в особенности таких специфических, как доплероны. Доплерон — слабозатухающая электромагнитная мода, существование которой обусловлено фермиевским вырождением электронной плазмы [1]. Обнаружение доплерон-фононного резонанса (ДФР) [2] и дальнейшие магнитоакустические исследования позволили существенно расширить представления о свойствах и характерных особенностях спектров доплеронов [3–5]. Однако вопросы, связанные со спецификой самого взаимодействия акустических и электромагнитных мод в металлах, выкристаллизовавшиеся в результате этих и последующих экспериментальных исследований, до сих пор изучены явно недостаточно. В

частности, при анализе полученной экспериментально существенно немонотонной амплитудно-частотной зависимости пика ДФР в вольфраме возникает принципиальный вопрос: обусловлена ли наблюдаемая зависимость конкретными особенностями энергетического спектра электронов, т.е. формой поверхности Ферми (ПФ), или она является характерной особенностью доплерон-фононного взаимодействия вообще? Ответ на этот вопрос является основной целью настоящей работы.

Экспериментально изучена частотная зависимость амплитуды пика поглощения поперечной звуковой волны, вызванного ее взаимодействием с так называемым длинноволновым  $G$ -доплероном в вольфраме [3,4]. Вольфрам — компенсированный металл. Вследствие этого  $G$ -пик поглощения звука во внешнем магнитном поле наблюдается в нем в достаточно широком

интервале частот. Эта принципиальная особенность длинноволновых доплеронов в компенсированных металлах существенно способствует решению поставленной задачи.

В общем случае теория ДФР отличается от детально разработанной теории геликон-фононного резонанса (см., например, обзор [6]) только в меру различия характера спектров доплеронов и геликонов. Но именно это различие в случае ДФР делает теорию существенно более сложной.

В интересующем нас аспекте ДФР рассматривался в работах [4,7]. В [7] была построена теория ДФР в режиме сильной связи доплеронов со звуком, причем ПФ компенсированного металла и тензор деформационного потенциала аппроксимировались с помощью упрощенных моделей. Подчеркнем, что вопрос о корректности использования предела сильной связи, легко выполняющегося в случае геликон-фононного резонанса в достаточно чистых металлах, в случае ДФР требует специального рассмотрения. Как будет показано ниже, следует также осторожно относиться и к выбору моделей, ибо они существенно определяют вид частотной зависимости амплитуды пика ДФР.

Режим слабой связи доплеронов со звуком рассматривался в [4]. Однако авторы этой работы ограничились анализом поглощения звука в локальном пределе, а следовательно, и в пренебрежении деформационным взаимодействием электронов со звуком. Вследствие этого результаты [4] справедливы только в случае геликон-фононного резонанса в «грязных» металлах.

В настоящей работе проведен детальный теоретический анализ полученной амплитудно-частотной зависимости  $G$ -пика ДФР в вольфраме. Этот анализ, с одной стороны, в должной мере учитывает вид ПФ, особенности спектров и затухания электромагнитных мод, а с другой — основан на конкретной оценке характера связи электромагнитной и акустической мод.

## Эксперимент и его результаты

1. В эксперименте использовался импульсный спектрометр — модифицированный аналог спектрометра, предложенного в [8]. Ультразвуковые импульсы генерировались параллельно ориентированными пьезопреобразователями, изготовленными из ниобата лития. Измерения поглощения поперечного звука проводились в геометрии

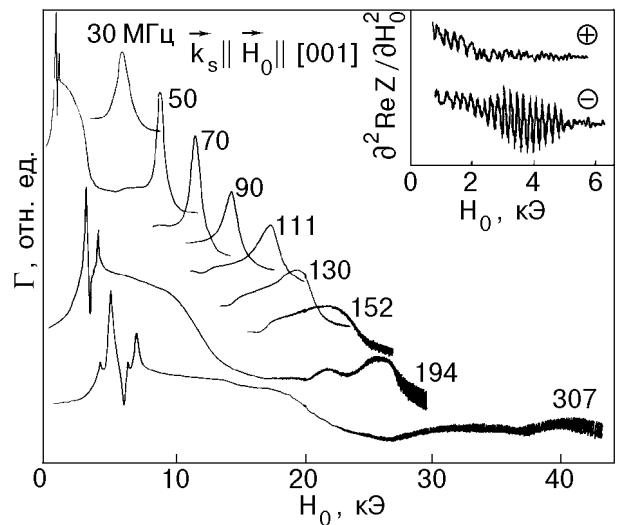


Рис. 1. Фрагменты экспериментальных зависимостей коэффициента поглощения поперечного ультразвука в вольфраме при различных частотах ультразвуковой волны ( $\mathbf{k}_s \parallel \mathbf{H}_0 \parallel [001]$ ). На вставке: экспериментальные записи поверхностного импеданса в вольфраме [4]. В кружках указаны знаки круговой поляризации возбуждающего поля. Длиннопериодные осцилляции в поляризации « $\leftrightarrow$ » обусловлены возбуждением  $G$ -доплерона.

$\mathbf{k}_s \parallel \mathbf{H}_0 \parallel [001]$  ( $\mathbf{k}_s$  — волновой вектор звука) при температуре 4,2 К на частотах  $\omega/2\pi = 10$ –500 МГц во внешнем магнитном поле  $H_0$ , достигающем 65 кЭ. Точность юстировки  $\mathbf{H}_0 \parallel [001]$  составляла  $\sim 0,3^\circ$ .

Образцы вырезались из монокристаллов вольфрама с отношением удельных сопротивлений  $\rho_{300\text{K}}/\rho_{4,2\text{K}} \cong 1,5 \cdot 10^5$ . Размеры образцов вдоль оси [001] составляли 1–4 мм.

2. На рис. 1 приведены фрагменты экспериментальных зависимостей поглощения линейно-поляризованного поперечного ультразвука  $\Gamma$  от магнитного поля  $H_0$ . Необходимо отметить, что величина  $\Gamma$ , вообще говоря, не тождественна коэффициенту затухания звука, так как нами не учитывались эффекты эллиптичности и вращения плоскости поляризации ультразвуковых волн, существующие при распространении ультразвука в металлах [9]. Анализ, тем не менее, показывает, что если толщина образцов и частота ультразвука невелики и относительно слаба связь доплеронов со звуком, то величина затухания звука в резонансе с достаточной точностью определяется амплитудой пика ДФР. Эти условия выполнены в нашем эксперименте. Корректность такого утверждения легко проверяется в эксперименте при сравнении зависимостей  $\Gamma(H_0)$ , полученных

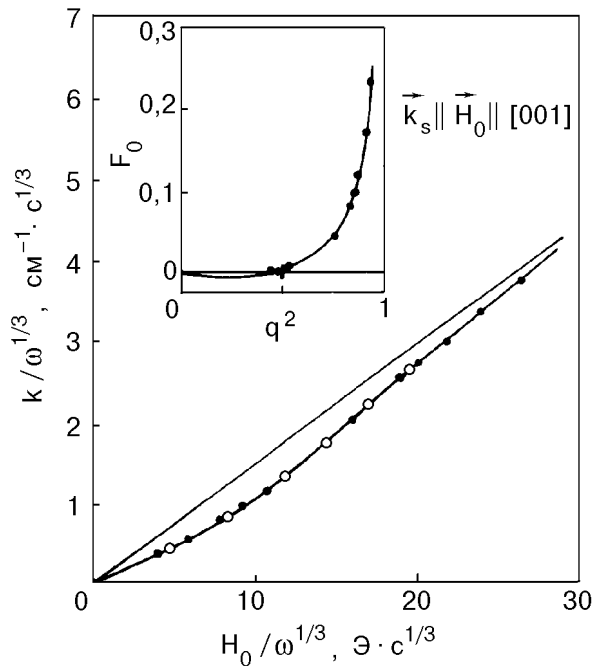


Рис. 2. Спектр  $G$ -доплерона в вольфреме: ● — настоящая работа; ○ — данные радиочастотных измерений [4]; кривая — графическое решение (9) с проводимостью (21) (см. вставку и рис. 4). На вставке: нелокальная проводимость в вольфреме; ● — эксперимент; кривая — функция (21) ( $F_0 = F_{\pm|q=0}$ ).

при различном числе проходов ультразвуковой волны через образец.

3. Доплеронный спектр интересующей нас  $G$ -моды в вольфреме [3,4], полученный из условия резонанса  $k = k_s$  ( $k_s = \omega/v_s$ ;  $v_s = 2,88 \cdot 10^5$  см/с — скорость ультразвука при гелиевой температуре), приведен на рис. 2. Используемые координаты ( $k/\omega^{1/3}$ ,  $H_0/\omega^{1/3}$ ), впервые предложенные в

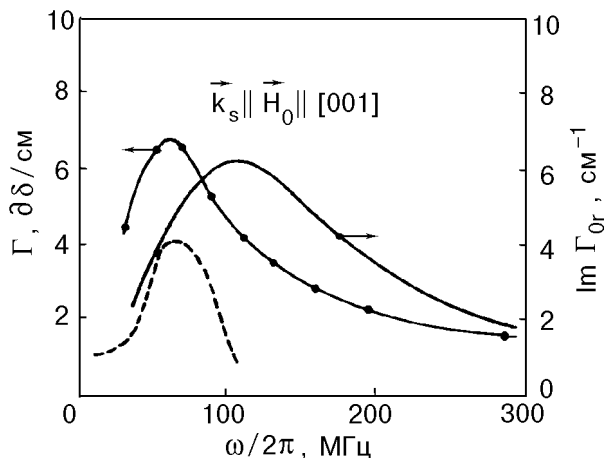


Рис. 3. Частотная зависимость амплитуды  $G$ -пика поглощения поперечного звука  $\Gamma$  в вольфреме (см. рис. 1). Зависимость  $\text{Im } \Gamma_{or}$  получена с помощью (25) для металла с проводимостью (21). Пунктирная кривая — амплитудно-частотная зависимость доплеронных осцилляций в вольфреме, приведенная к оси  $\omega$  по схеме

[10], имеют для слабозатухающих низкочастотных мод универсальный характер, так как соответствующие спектральные кривые однозначно определены для любых значений внешних параметров  $\omega$  и  $H_0$ . Этим они выгодно отличаются, например, от дисперсионных соотношений  $\omega(k)$  ( $H_0 = \text{const}$ ), или  $k(H_0)$  ( $\omega = \text{const}$ ). На рис. 2 видно, что данные радиочастотных (см. вставку на рис. 1) и магнитоакустических измерений хорошо согласуются, хотя последние позволяют восстановить спектр  $G$ -доплерона в существенно более широком интервале значений  $H_0/\omega^{1/3}$ .

Амплитудно-частотная зависимость пика ДФР приведена на рис. 3. Характерной особенностью этой зависимости является то, что с ростом частоты амплитуда пика вначале растет, а затем плавно и монотонно уменьшается. На достаточно высоких частотах ( $> 400$  МГц) пик становится практически неразличимым на фоне квантовых осцилляций.

### Теория: модель и методика

1. Уравнения теории упругости и Максвелла, дополненные материальными, являются полной системой уравнений, описывающей упругие и электромагнитные колебания в металлах (см., например, [11,12], а также обзоры [6,13]). Ограничим наше рассмотрение анализом взаимодействия плоских монохроматических волн ( $\mathbf{u}$ ,  $\mathbf{E} \propto \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t)$ ;  $\mathbf{u}$  — вектор смещений решетки,  $\mathbf{E}$  — электрическое поле) в геометрии  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}_0 \parallel \hat{z}$ , в металле, все участки ПФ которого аксиально симметричны относительно оси  $\hat{z}$ . Тогда для поперечных циркулярно-поляризованных компонент колебаний ( $\psi_{\pm} = \psi_x \pm i\psi_y$ ;  $\psi = u, E$ ) дисперсионное уравнение связанных электромагнитных и звуковых волн можно написать в виде

$$k^2 - k_s^2 = \frac{i\omega}{\rho v_s^2} \left( \frac{H_0}{c} \right)^2 \times \left\{ \frac{[M \pm (k/m\omega_c)\langle \Lambda_{\pm} v_{\pm}^* \rangle][M \pm (k/m\omega_c)\langle \Lambda_{\pm}^* v_{\pm} \rangle]}{M - \sigma_{\pm}} - M + (k/m\omega_c)^2 \langle \Lambda_{\pm} \Lambda_{\pm}^* \rangle \right\}, \quad (\pm - \text{поляризация}), \quad (1)$$

где  $\rho$  — плотность металла;  $M = k^2 c^2 / 4\pi i \omega$ ,  $\omega_c = eH_0/mc$  — циклотронная частота;  $\hat{\Lambda}$  — тензор деформационного потенциала ( $\Lambda_{\pm} = \Lambda_{xz} \pm i\Lambda_{yz}$ );  $\mathbf{v}$  — скорость электрона ( $v_{\pm} = v_x \pm iv_y$ );  $\sigma_{\pm} =$

$= \langle v_{\pm} v_{\pm}^* \rangle$  — проводимость металла; (\*) — знак комплексного сопряжения, а скобки  $\langle \psi_{\pm} \rangle$  ( $\psi$  — произвольная функция) означают интегрирование по ПФ в импульсном ( $\mathbf{p}$ ) пространстве:

$$\langle \psi_{\pm} \rangle = i \frac{2\pi e^2}{(2\pi\hbar)^3} \int_{(\text{ПФ})} \frac{\psi_{\pm} |m| dp_z}{\omega + i\nu \pm \omega_c - kv_z}. \quad (2)$$

В (1) мы пренебрегли эффектом Стюарта — Толмена, что оправданно в интересующей нас области полей и частот, определяемой неравенством

$$\omega \lesssim \nu \ll \omega_c, \quad (3)$$

здесь  $\nu$  — частота релаксации электронов.

Первое слагаемое в правой части (1) связано с так называемой полевой компонентой силы, действующей со стороны электронов на решетку. Именно это слагаемое определяет характер резонансного взаимодействия электромагнитных и ультразвуковых мод, так как нули его знаменателя есть корни уравнения

$$k^2 c^2 = 4\pi i \omega \sigma_{\pm} \quad (\pm — поляризация), \quad (4)$$

являющегося, как известно, дисперсионным соотношением для электромагнитных мод в отсутствие их взаимодействия со звуком. Два других слагаемых связаны с индукционной и деформационной компонентами этой силы.

2. Начнем с краткого рассмотрения основных особенностей спектра слабозатухающих электромагнитных мод в некомпенсированных и компенсированных металлах в бесстолкновительном пределе. При анализе будем использовать модель аксиально симметричной ПФ типа «гофрированный цилиндр» [14]

$$S(p_z) = S_0 + S_1 \cos(\pi p_z / p_0), \quad |p_z| \leq p_0, \quad (5)$$

где  $S(p_z)$  — площадь сечения ПФ плоскостью  $p_z = \text{const}$ ;  $S_0, S_1 \leq S_0$  и  $p_0$  — параметры модели. Эта модель достаточно проста, но в то же время она физична и отражает основные особенности реальных ПФ. Проводимость вычисляем, используя соотношения  $v_{\pm} v_{\pm}^* = S(p_z) / \pi m^2$ ,  $v_z = -(\partial S / \partial p_z) / 2\pi m$  и полагая  $|m|$  и  $\nu = \text{const}$  для всех носителей.

Для некомпенсированного металла с электронной ( $\omega_c > 0$ ) ПФ (5) из (2) получаем

$$\sigma_{\pm} = \pm i(Nec/H_0)[(1 \pm i\nu)^2 - (kv_e/\omega_c)^2]^{-1/2}. \quad (6)$$

Здесь  $\gamma = (\nu - i\omega) / \omega_c$ ;  $v_e = |(\partial S / \partial p_z) / 2\pi m|_{\text{max}}$  — максимальная скорость дрейфа электронов вдоль  $\mathbf{H}_0 \parallel \hat{\mathbf{z}}$ , а  $N$  — концентрация электронов, определяемая соотношением

$$N = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \int_{(\text{ПФ})} S(p_z) dp_z. \quad (7)$$

Анализ дисперсионного уравнения (4) и природы его корней становится более наглядным, если ввести безразмерные параметры

$$q = kv_e / \omega_c, \quad \xi^3 = \omega_c^3 c^2 / \omega_p^2 \omega v_e^2, \quad (8)$$

переписать (4) и (6) в виде

$$\mp q^2 \xi^3 = F_{\pm}(q) \quad (\pm — поляризация) \quad (9)$$

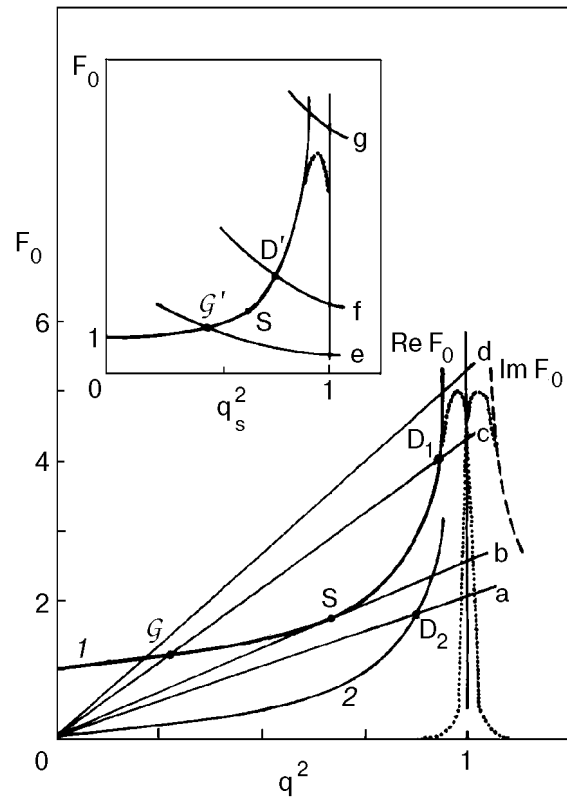


Рис. 4. Графические решения дисперсионного уравнения (9) с проводимостью (10) (кривая 1 — некомпенсированный металл) и (11) (кривая 2 — компенсированный металл) при  $\gamma \rightarrow 0$ ,  $F_0 = F_{\pm|y=0}$ . Прямые a, b, c и d — левая часть (9) в поляризации « $\leftarrow$ » для последовательно больших значений  $\xi \propto H_0 / \omega^{1/3}$ ; G — геликонное решение;  $D_1$  и  $D_2$  — доплеронные решения. На вставке: графическое решение уравнения (19) с проводимостью (10) ( $q = q_s$ ). Кривые e, f и g — левая часть (19) в поляризации « $\leftarrow$ » для последовательно больших значений  $\Omega \propto \omega$ . Точечные кривые — функция  $F_{-}$  (10) при  $\gamma \neq 0$ . Кривые имеют качественный характер.

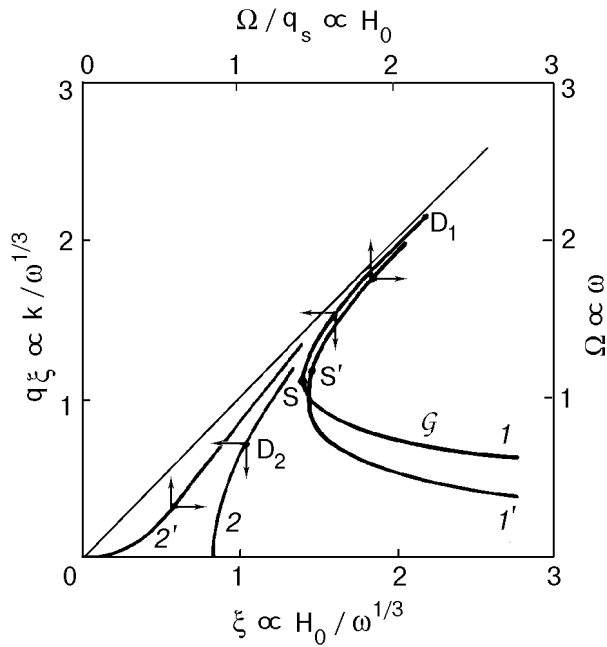


Рис. 5. Спектр электромагнитных мод в некомпенсированном (1) и компенсированном (2) металлах. Зависимость резонансного поля  $H_0$  от частоты ультразвука при геликон- и доплерон-фононном резонансах в некомпенсированном металле (1'); при ДФР в компенсированном металле (2') (см. рис. 4). Стрелки на кривых указывают соответствующие им оси координат.

и решать (9) в пределе  $\gamma \rightarrow 0$  графически [14]. В (8), (9)  $\omega_p = (4\pi N e^2 / m)^{1/2}$  — плазменная частота, а

$$F_{\pm}(q) = [(1 \pm i\gamma)^2 - q^2]^{-1/2} \quad (10)$$

— нелокальный множитель в проводимости (6) ( $\sigma_{\pm} = \pm i(N e c / H_0) F_{\pm}$ ).

На рис. 4 (кривая 1) приведено графическое решение (9), (10) в пределе  $\gamma \rightarrow 0$ , в поляризации « $\rightarrow$ ». Видно, что в зависимости от величины  $\xi \propto H_0 / \omega^{1/3}$  дисперсионное уравнение имеет либо два вещественных решения, геликонное  $\mathcal{G}$  и доплеронное  $D_1$  (прямая  $c$ ), либо не имеет их вообще (прямая  $a$ ). Пороговое значение  $\xi_m = (27/4)^{1/6}$  [14] (прямая  $b$ ) разделяет эти области решений. Спектры электромагнитных мод, соответствующие полученным вещественным решениям, приведены на рис. 5 (кривая 1).

Рассматривая спектр электромагнитных мод в компенсированном металле с равными концентрациями электронов и дырок ( $N_e = N_h = N$ ), воспользуемся простой двухзонной моделью. Аппроксимируем электронную и дырочную ПФ двумя «гофрированными цилиндрами» (5) равного объема, полагая, что для дырочной

поверхности  $S_1 = 0$  ( $v_z = 0$ ). Из (2) видно, что такое предположение эквивалентно учету дырочного вклада в проводимость в локальном ( $k \rightarrow 0$ ) пределе. Тогда

$$F_{\pm}(q) = F_{\pm}^e + F_{\pm}^h = [(1 \pm i\gamma)^2 - q^2]^{-1/2} - (1 \mp i\gamma)^{-1}. \quad (11)$$

В (11) мы учли знак циклотронных масс, положив  $\omega_{ce} = \omega_{ch} = \omega_c > 0$ . Здесь и далее индексами « $e$ » и « $h$ » обозначены электронные и дырочные параметры соответственно.

Графическое решение (9), (11) в пределе  $\gamma \rightarrow 0$  в поляризации « $\rightarrow$ » приведено на рис. 4 (кривая 2). Видно, что в результате компенсации изменилась область существования доплеронного (точка  $D_2$ ) решения ( $\xi_m = 0,5^{1/3}$ ,  $q^2 < 1$ ), а геликонное решение вырождается в нуль. Спектр  $D_2$ -доплерона приведен на рис. 5 (кривая 2).

Полученные нами спектры электромагнитных мод имеют две характерные особенности. Во-первых, наличие порога их существования по  $\xi$  снизу. Отметим, что этот признак, вообще говоря, для доплеронов не строго обязателен и в данном случае является следствием выбора модели ПФ. Сказанное, в частности, иллюстрирует беспороговый спектр доплерона, приведенный на рис. 2. Во-вторых, асимптотическое поведение доплеронных спектров:  $q^2 \rightarrow 1$  при  $\xi \rightarrow \infty$ . Эта особенность позволяет определять из эксперимента дифференциальные характеристики резонансных сечений ПФ. Обычно из условия  $q^2 = 1$ , являющегося уравнением прямой (см. рис. 5), находят величину

$$R_{\text{extr}} = \frac{1}{2\pi\hbar} \left| \frac{\partial S}{\partial p_H} \right|_{\text{extr}} = \frac{e}{c\hbar} \frac{H_0 / \omega^{1/3}}{k / \omega^{1/3}}. \quad (12)$$

3. Проанализируем теперь роль столкновений в затухании электромагнитных мод в металлах. Как видно на рис. 4, доплеронные решения дисперсионного уравнения обязаны своим существованием тому, что вследствие нелокальных эффектов, обусловленных доплерсдвинутым циклотронным резонансом (ДСЦР), проводимость сингулярна в точке  $q^2 = 1$ . При  $q^2 > 1$  функция  $F_{\pm}(q)$  является комплексной даже в отсутствие столкновений ( $\gamma \rightarrow 0$ ), что обусловлено бесстолкновительным затуханием электромагнитных волн вследствие ДСЦР. Учет столкновений приводит к размытию края поглощения. Функция  $F_{\pm}(q)$  становится комплексной при  $q^2 < 1$ , в результате чего доплероны и геликоны будут затухать. Будем полагать справедливыми неравенства  $\gamma \ll 1$ ,

$|q''/q'| \ll 1$  ( $q = q' + iq''$ ). Тогда, используя выражение для проводимости  $\langle v_{\pm} v_{\pm}^* \rangle$  (2), после несложных преобразований из (9) получаем приближенные уравнения, описывающие спектр и затухание электромагнитных мод:

$$\mp q^2 \xi^3 \cong F'_0(q'), \quad (13)$$

$$2q'q'' \cong \frac{F'_{\pm}(q')}{\mp \xi^3 - \partial F_0/\partial(q^2)}, \quad (14)$$

$$F''_{\pm}(q') = F''_0(q') \mp \frac{v}{\omega_c} \left[ F'_0(q') + 2q^2 \frac{\partial F_0}{\partial(q^2)} \right]. \quad (15)$$

Здесь и далее  $F_0 = F_{\pm}|_{\gamma=0}$  ( $F_0 = F'_0 + iF''_0$ ). Соотношения (13)–(15) получены в общем случае и справедливы до тех пор, пока выполняются исходные неравенства.

При достаточно больших  $\xi > \xi_m$  для доплеронной моды  $\partial F_0/\partial(q^2) \gg \xi^3$ ,  $q' \approx 1$  (см. рис. 4), и из (14) получим величину коэффициента затухания доплерона  $k''_D \cong -l^{-1}$ , где  $l = v/v_e$  — длина свободного пробега резонансных электронов [1]. Знак минус появился из-за того, что для данных моделей ПФ групповая и фазовая скорости доплеронов направлены противоположно [14]. Вблизи порога доплерона  $\xi^3 \approx \partial F_0/\partial(q^2)$ , и затухание резко возрастает [1,4,10]. Необходимо отметить, что это затухание, хотя и обусловлено учетом столкновений электронов, по своему физическому смыслу является бесстолкновительным. Дело в том, что при  $q^2 < 1$  нет носителей, для которых выполняется условие ДСЦР:  $kv_z = \omega_c$ . Тем не менее энергия, которую электроны поглощают, дрейфуя в поле волны, имеет конечную, не равную нулю, величину именно вследствие конечности длины свободного пробега. Эта энергия и теряется электронами в результате столкновений.

Обсудим теперь роль столкновений с несколько другой точки зрения. При  $v \neq 0$  функция  $F_{\pm}$  является комплексной:  $F_{\pm} = F'_{\pm} + iF''_{\pm}$ . Преобразуя (10), получаем

$$F'_{\pm}(x) = F''_{\pm}(-x) = \left[ \frac{(x^2 + 4y^2)^{1/2} + x}{2(x^2 + 4y^2)} \right]^{1/2}, \quad (16)$$

где  $x = (1 \pm \omega/\omega_c)^2 - (v/\omega_c)^2 - q^2 \cong 1 - q^2$ ;  $y = \mp (v/\omega_c)(1 \pm \omega/\omega_c) \cong \mp v/\omega_c$ .

Учет столкновений приводит к тому, что функции  $F'_{\pm}$  и  $F''_{\pm}$  в окрестности точки  $q^2 = 1$  конечны и имеют максимумы в точках

$x = x_{m1} = (2/\sqrt{3})y$  и  $x = x_{m2} = -(2/\sqrt{3})y$  соответственно. В этих точках

$$F'_{\pm \max} = |F''_{\pm \max}| = \frac{3^{3/4}}{4|y|^{1/2}} \cong 0,57 \left( \frac{\omega_c}{v} \right)^{1/2}. \quad (17)$$

Точечные кривые на рис. 4 качественно отображают вид функций (16).

В чистых металлах в относительно больших полях (3) величина  $|x_{m1}| = |x_{m2}|$  невелика. Поэтому при  $x^2 \gg 4y^2$  в достаточно широком интервале значений  $q^2 < 1$

$$F'_{\pm} \cong F_0(q), \quad F''_{\pm} \cong \mp \frac{v}{\omega_c} F_0^3(q). \quad (18)$$

В частности, в некомпенсированном металле с проводимостью (10) именно эти функции и фигурируют в уравнениях (13), (14) ( $q = q'$ ). Однако в непосредственной окрестности точки  $q^2 = 1$  различие функций, определяемых соотношениями (16) и (18), становится существенным. При этом, на первый взгляд, кажется, что при достаточно больших значениях  $\xi$  уравнение (13) не будет иметь чисто вещественного доплеронного решения. На рис. 4 приведено графическое решение (9) с  $F'_-$  (16) в правой части в случае, когда прямая  $d$  пересекает кривую  $F'_-$  только в одной точке  $\mathcal{G}$ . Такая ситуация возможна при больших  $\xi$ , так как левая часть (9) пропорциональна  $\xi^3$ , а  $F'_{-\max} \propto \xi^{1/6}$  ( $\omega = \text{const}$ ). Но (обращаем внимание) такое решение некорректно. Действительно, если при решении (9) учитываются столкновения, то необходимо учитывать и затухание доплерона, обусловленное столкновениями. Именно это и делалось при непосредственном выводе уравнений (13), (14). Тогда в (16) в поляризации « $\rightarrow$ »  $x \cong 1 - q^2$  и  $y \cong (v/\omega_c) + q'q''$ . С учетом такой коррекции в соответствии с (14) величина  $y$  с ростом  $\xi$  будет уменьшаться ( $y \rightarrow 0$  при  $\xi \rightarrow \infty$ ), а величина  $F'_{\pm \max}$  увеличивается. В результате в окрестности доплеронного решения  $D_1$  функция  $F'_-$  (16) по-прежнему будет практически совпадать с функцией  $F_0$  ( $q \cong q'$ ) при любых достаточно больших  $\xi$ . Уравнения (13), (14) остаются справедливыми, и область существования почти вещественного решения  $D_1$  не будет ограничена по  $\xi$  сверху. Исключение составляет только окрестность точки  $\xi \approx \xi_m$ , вблизи которой вследствие возрастания затухания спектр доплерона будет искажаться.

4. Используя полученные результаты, можно проанализировать корреляцию полевых зависимостей амплитуды доплеронных

осцилляций и коэффициента затухания доплеронной моды. В соответствии с (14) коэффициент затухания доплеронов с ростом  $\xi$  уменьшается, достигая конечной величины ( $k_D'' \rightarrow l^{-1}$ ). На первый взгляд этот результат находится в противоречии с наблюдаемыми в эксперименте зависимостями амплитуды доплеронных осцилляций поверхностного импеданса от величины  $H_0$ . Типичный пример таких осцилляций приведен на вставке рис. 1. Видно, что с ростом  $H_0$  амплитуда осцилляций резко уменьшается. Однако в данном случае характер амплитудно-полевой зависимости доплеронных осцилляций в достаточно больших полях обусловлен не возрастанием коэффициента затухания доплерона, а спецификой используемого экспериментального метода. Дело в том, что, как только мы переходим к решению конкретной задачи возбуждения электромагнитных волн в пластине металла, возникает известная проблема границ [17]. Получить решение граничной задачи в общем случае чрезвычайно трудно, так как оно зависит не только от внешних параметров, но и от вида проводимости и характера отражения электронов от поверхности. Тем не менее в случае достаточно простых моделей ПФ и поверхности образца это решение может быть найдено. В частности, в относительно чистом ( $l \gg d$ ;  $d$  — толщина образца) металле с проводимостью (10) (доплерон  $D_1$ ; рис. 4) при зеркальном отражении электронов от поверхности амплитуда доплеронных осцилляций в достаточно сильных ( $\xi \gg 1$ ;  $\omega = \text{const}$ ) полях будет пропорциональна  $\omega^3/\nu_0^7$  [14] и поэтому должна уменьшаться. Необходимо отметить, что уменьшение амплитуды доплеронных осцилляций с ростом  $H_0$  объясняется характерной особенностью решения граничной задачи, обусловленной асимптотическим поведением доплеронных спектров ( $q^2 \rightarrow 1$  при  $\xi \rightarrow \infty$ ), и не зависит поэтому от выбора модели ПФ металла.

5. Рассмотрим кратко некоторые аспекты взаимодействия ультразвуковых и электромагнитных мод, связанные с особенностями спектров последних. Очевидно, что резонансное взаимодействие возможно в точках вырождения мод, т.е. при  $k = k_s$  ( $k$  — волновой вектор электромагнитной моды). Подставляя  $k = k_s$  в (9) и полагая  $\gamma = 0$ , получаем уравнение, описывающее положение резонансных точек на плоскости  $\omega, H_0$ :

$$\mp \Omega^2/q_s = F_0(q_s), \quad (\pm - \text{поляризация}). \quad (19)$$

Здесь  $\Omega = \omega/\omega_0$ ;  $\omega_0^2 = \omega_p^2 v_s^3/c^2 v_e$ ;  $q_s = q|_{k=k_s}$ .

На вставке рис. 4 приведено графическое решение (19) с проводимостью (10) в поляризации « $\leftarrow$ » для различных значений  $\Omega$ . Точка  $\mathcal{G}$  соответствует геликон-фононному резонансу ( $\Omega^4 < \Omega_m^4 = 2$ ), а точка  $D'$  — ДФР ( $\Omega > \Omega_m$ ). На рис. 5 приведены решения (19) ( $\Omega \propto \omega$ ;  $\Omega/q_s \propto H_0$ ) для некомпенсированного металла с проводимостью (10) (кривая 1') и компенсированного металла с проводимостью (11) (кривая 2').

Приведем численные оценки, используя типичные значения параметров металла:

$$N = 10^{22} \text{ см}^{-3}, \quad v_s = 3 \cdot 10^5 \text{ см/с}, \quad R_{\text{extr}}^e = 1 \text{ \AA}^{-1}. \quad (20)$$

Здесь  $R_{\text{extr}}^e = (m/\hbar)v_e$  — максимальное значение  $R$  для электронов (см. (12)). Для параметров (20)  $\Omega = 1$  при  $\omega/2\pi = 460$  МГц и  $\Omega/q_s = 1$  при  $H_0 = 63$  кЭ. Тогда из рис. 5 видно, что в некомпенсированном металле ДФР и геликон-фононный резонанс могут наблюдаться лишь в относительно больших полях  $H_0 \geq 90$  кЭ. Именно по этой причине в магнитоакустических исследованиях резонансное поле в случае геликон-фононного резонанса, возможно, достигнуто только в индии [15]. В противоположность этому в компенсированном металле довольно большой участок кривой 2' лежит в легко достижимой в эксперименте области частот и полей. Следует также отметить, что, в отличие от некомпенсированного, в компенсированном металле область существования вещественного решения (19) вообще не ограничена по  $H_0$  снизу. Именно поэтому компенсированные металлы — наиболее предпочтительный объект при исследовании ультразвуковых и электромагнитных мод в металлах.

6. Перейдем теперь к анализу полученных нами экспериментальных результатов. Ранее [3,4] мы качественно анализировали характер спектров доплеронов в вольфраме, используя упрощенную двухзонную модель ПФ. Здесь, однако, для достаточно адекватного описания не только спектра  $G$ -доплерона, но и наблюдаемой амплитудно-полевой зависимости ДФР необходима точная модель ПФ. При малых  $q^2$  основной нелокальный вклад в проводимость дают носители, локализованные вблизи сечений электронного «валета» с  $R_{\text{extr}}^e \sim 1 \text{ \AA}^{-1}$  и сечения  $A$  дырочного октаэдра с  $R_{\text{extr}}^h = 0,495 \text{ \AA}^{-1}$  [4]. Поэтому полагаем, что ПФ состоит из двух «гофрированных цилиндров» (5), электронного и

дырочного, с концентрациями носителей  $\alpha_e N$  и  $\alpha_h N$  ( $\alpha_e, \alpha_h < 1$ ) соответственно. Вклад остальных носителей учтем в локальном пределе. Функция  $F_{\pm}$  для такой ПФ имеет вид

$$F_{\pm}(q) = F_{\pm}^e + F_{\pm}^h = \frac{\alpha_e}{[(1 \pm i\gamma)^2 - q^2]^{1/2}} + \frac{1 - \alpha_e}{1 \pm i\gamma} - \frac{\alpha_h}{[(1 \mp i\gamma)^2 - \alpha^2 q^2]^{1/2}} - \frac{1 - \alpha_h}{1 \mp i\gamma}. \quad (21)$$

Здесь  $\alpha = R_{\text{extr}}^h / R_{\text{extr}}^e$ .

На рис. 2 (вставка) приведена функция  $F_0$  (21), вычисленная для  $\alpha_e = 0,1$ ,  $\alpha_h = 0,6$ ,  $R_{\text{extr}}^e = 1,04 \text{ \AA}^{-1}$ ,  $R_{\text{extr}}^h = 0,495 \text{ \AA}^{-1}$ , и спектр, полученный графическим решением (9), (21) при  $N = 0,767 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ . Значение  $N$  было получено нами на основе данных о размерах и сечениях дырочных поверхностей ПФ вольфрама, приведенных в [16]. Видно, что расчетные кривые хорошо согласуются с экспериментом, что свидетельствует об удовлетворительной подгонке параметров ПФ. Отметим, что при  $q^2 \cong 0,42$  функция  $F_0$  меняет знак, чем и обусловлен беспороговый характер спектра  $G$ -доплерона.

Рассчитаем теперь амплитудно-частотную зависимость  $G$ -пика ДФР. Как уже отмечалось, характер резонансного взаимодействия электромагнитных и ультразвуковых мод определяется первым слагаемым в правой части (1). Поэтому мы опустим два другие слагаемые. Будем искать «звуковое» решение (1) в виде  $k = k_s + \Delta k_s$ , полагая, что  $|\Delta k_s| \ll k_s$ . В режиме слабой связи доплеронов со звуком в первом приближении в правой части (1) можно положить  $k = k_s$ . Тогда коэффициент затухания звука будет определяться выражением

$$\text{Im}(\Delta k_s) \cong \text{Im}(\beta \Gamma_0), \quad (22)$$

$$\Gamma_0 = \frac{1}{2} \frac{Nm}{\rho} \frac{v_e \omega_c}{v_s^2} \frac{\Omega/q_s}{\Omega^2/q_s \pm F_{\pm}(q_s)}, \quad (23)$$

$$\beta = [M \pm (k/m\omega_c) \langle \Lambda_{\pm} v_{\pm}^* \rangle] \times [M \pm (k/m\omega_c) \langle \Lambda_{\pm}^* v_{\pm} \rangle] / (Nec/H_0)^2 |_{k=k_s}. \quad (24)$$

Такой упрощенный способ решения дисперсионного уравнения связанных ультразвуковых и электромагнитных волн в металлах успешно использовался, например, при анализе одночастичного взаимодействия электронов со звуком, обусловленного ДСЦР [18]. В случае же резонансного взаимодействия ультразвуковых и

коллективных электромагнитных мод его корректность необходимо обосновать.

Резонансный пик поглощения звука своим существованием обязан наличию знаменателя в выражении для выделенного нами коэффициента  $\Gamma_0$  (23). Резонансная особенность, описываемая зависимостью  $\Gamma_0''(H_0) = \text{Im} \Gamma_0$ , проявляется в виде пика, имеющего квазилоренцевский характер. Величина поля, соответствующего максимуму  $\Gamma_0''$ , практически совпадает со значением, определяемым уравнением (19). Следовательно, в резонансе действительная часть знаменателя в (23) обращается в нуль, и амплитуда пика

$$\Gamma_{0r}'' \cong \frac{1}{2} \frac{Nm}{\rho} \frac{v_e \omega_c}{v_s^2} \frac{\Omega/q_s}{F_{\pm}''(q_s)} \Big|_{q_{sr}}, \quad (25)$$

где  $q_{sr}$  — значение  $q_s$  в резонансе.

В качественном отношении наблюдаемый в эксперименте пик ДФР на относительно низких частотах хорошо описывается зависимостью  $\Gamma_0''(H_0)$ . Следовательно, в вольфраме безразмерный коэффициент  $\beta$  (24) не влияет кардинальным образом на характер этой зависимости. Остается, однако, открытым важный вопрос о зависимости коэффициента  $\beta$  от частоты. Ниже мы кратко обсудим его. Здесь же ограничимся вычислением частотной зависимости величины  $\Gamma_0''$  в максимуме:  $\Gamma_{0r}''$ . Такая зависимость, полученная для используемой нами модели ПФ вольфрама, приведена на рис. 3. Длина свободного пробега резонансных электронов  $l = v_e / \nu$  принята равной 0,5 мм.

Получим теперь критерий справедливости предела слабой связи доплеронов со звуком. Для простоты ограничимся анализом ДФР в некомпенсированном металле с проводимостью (10). В резонансе в первом приближении  $\text{Im} \Delta k_s \propto (F_{\pm}'')^{-1}$  или, в соответствии с (17),  $\text{Im} \Delta k_s \propto [(v/\omega_c) F_0^3]^{-1}$ . Подставим в (22) полученное решение  $q = q' + iq''$ , где  $q' \approx q_s$ ,  $q'' = \text{Im}(\Delta k_s) / (\omega_c / v_e)$ . Тогда во втором приближении  $\text{Im}(\Delta k_s) \propto [(v/\omega_c + q'q'') F_0^3]^{-1}$ . Очевидно, что можно ограничиться первым приближением (22), если выполняется неравенство  $v/\omega_c \gg q'q''$ . В соответствии с (14) для доплеронной волны  $|q'_D q''_D| \geq v/\omega_c$  в отсутствие взаимодействия. Следовательно, в резонансе ( $|k'_D| \cong k_s$ ) это неравенство можно переписать в виде

$$k''_D \gg \text{Im}(\Delta k_s), \quad (26)$$



где  $k''_D \geq l^{-1}$  — коэффициент затухания доплерона в отсутствие взаимодействия, а  $\text{Im}(\Delta k_s)$  — коэффициент затухания звука в резонансе, вычисленный с помощью формулы (22). Критерий (26) имеет простой физический смысл. Дело в том, что резонансные вклады в затухание ультразвуковой и доплеронной волн равны по величине. Следовательно, условием слабой связи доплеронов со звуком является малость затухания доплерона, обусловленного ДФР, по сравнению с «фоновым» затуханием. Для типичного значения длины свободного пробега электронов  $l = 0,5$  мкм и в соответствии с (14) фоновое затухание доплерона (в отсутствие взаимодействия) составляет  $k''_D > 20 \text{ см}^{-1}$ . На рис. 3 видно, что полученные в настоящей работе значения  $\Gamma$  существенно меньше этой величины. Поэтому есть основания полагать, что используемое нами приближение слабой связи является корректным. В заключение отметим, что критерий (26) можно получить, не конкретизируя вид функции  $F_{\pm}(q)$ , описываемой соотношением (2).

### Теоретический анализ амплитудно-частотной зависимости ДФР

1. Анализируя асимптотическое при  $\omega \rightarrow \infty$  поведение амплитуды пика ДФР, естественно сравнить его с рассмотренной выше зависимостью коэффициента затухания доплерона  $k''_D$  от величины  $\xi$ . Сопоставлять эти зависимости можно, так как из графического решения (19) (см. вставку на рис. 2 и 4) видно, что  $q_{sr} \rightarrow 1$  при  $\omega \rightarrow \infty$ , а следовательно,  $\xi \propto \omega^{2/3} \rightarrow \infty$ . Очевидно, однако, что ожидаемой корреляции, хотя бы качественной, нет. С ростом  $\omega$  затухание доплерона в резонансном поле падает ( $k''_D \rightarrow l^{-1}$ ; см. (14)), и, казалось бы, эффективность взаимодействия должна возрастать. Вопреки этому, амплитуда пика ДФР также уменьшается. Аналогично ведет себя и рассчитанная зависимость  $\Gamma''_{0r}(\omega)$  (рис. 3). Проанализируем поэтому структуру выражений (14) и (25).

Из (14) и (25) видно, что по отношению к параметру  $v$  величины  $k''_D$  и  $\Gamma''_{0r}$  коррелируют ожидаемым образом:  $(k''_D \propto v, \Gamma''_{0r} \propto v^{-1}) \rightarrow \Gamma''_{0r} \propto k''_D^{-1}$ , т.е. при возрастании затухания доплерона, которое обусловлено ростом  $v$ , амплитуда пика ДФР уменьшается и наоборот. С другой стороны, в (14) асимптотическое поведение  $k''_D$  обусловлено тем, что в резонансе при  $\omega \rightarrow \infty$  возрастание величины  $F''_{-}$  в числителе компенсируется соответствующим ростом производной  $\partial F_0 / \partial(q^2)$  в знаменателе. В (25) же

этого не происходит, с чем, в конечном итоге, и связано падение величины  $\Gamma''_{0r}$  с ростом  $\omega$ .

Рассмотрим подробнее зависимость  $\Gamma''_{0r}(\omega)$  в компенсированном металле в двух предельных случаях, не конкретизируя вида функции  $F_{\pm}$ . Для определенности будем полагать, что «длинноволновое» доплеронное решение существует в поляризации « $\leftarrow$ » и обусловлено сингулярностью  $F_{\pm}$  в точке  $q^2 = 1$ . Перепишем (25), используя выражение для  $F''_{-}$  (14), в виде

$$\Gamma''_{0r} \propto \frac{\omega_c^2}{\sum_{i=e,h} |F_0^i + 2q_s^2 \partial F_0^i / \partial(q_s^2)|_{q_{sr}}} \quad (27)$$

Модуль в знаменателе (27) отражает тот факт, что вклады электронов и дырок в диссипативную часть проводимости имеют один и тот же знак.

А. Предел  $\omega \rightarrow 0$ . Учитывая наличие центра инверсии и используя (2), нетрудно показать, что в компенсированном металле справедливы разложения

$$F_0^e = 1 + b_1 q^2 + b_2 q^4 + \dots ; \quad (28)$$

$$F_0^h = -1 - c_1 q^2 - c_2 q^4 - \dots ,$$

где  $b_1, b_2, \dots$  и  $c_1, c_2, \dots$  — положительные константы. Если функция  $F'_0$  при  $q^2 < 1$  знакопостоянна ( $F'_0 = F_0^e + F_0^h > 0$ ) и имеют место соотношения

$$(b_1 - c_1) = 0, \dots, (b_{n-1} - c_{n-1}) = 0, \quad (29)$$

$$(b_n - c_n) > 0 \quad (n \geq 1),$$

то из графического решения (19) видно, что в рассматриваемом пределе  $q_{sr} \rightarrow 0$ . В разложении функции  $F'_0$  можно ограничиться первым не равным нулю членом ( $F'_0 \cong (b_n - c_n) q_s^{2n}$ ), и из (19) получим  $\omega_c \propto \omega^{(2n-1)/(2n+1)}$ . Поскольку предельное значение знаменателя в (27) равно двум, в этом случае на низких частотах

$$\Gamma''_{0r} \propto \omega^{2(2n-1)/(2n+1)} \quad (n \geq 1) \quad (30)$$

В частности, в металле с проводимостью, описываемой (11),  $n = 1$  и  $\Gamma''_{0r} \propto \omega^{2/3}$ .

Если в (28) первая, не равная нулю, разность  $(b_n - c_n) < 0$  ( $n \geq 1$ ), то функция  $F'_0$  меняет знак в некоторой точке  $q_0^2 < 1$ , так как  $F'_0 \rightarrow +\infty$  при  $q^2 \rightarrow 1$  (см., например, рис. 2). Очевидно, что в этом случае в пределе  $\omega \rightarrow 0$  в резонансе  $q_{sr}^2 \rightarrow q_0^2$ , т.е.  $\omega_c \propto \omega$ . Предельное значение знаменателя в (27) конечно, и из (27) следует

зависимость  $\Gamma''_{0r} \propto \omega^2$ , которая, как и следовало ожидать, совпадает с (30) при  $n \rightarrow \infty$ .

В. Предел  $\omega \rightarrow \infty$ . В этом пределе  $q_{sr} \rightarrow 1$ , и функция  $F'_0$  неограниченно возрастает. Очевидно, однако, что на достаточно высоких частотах в проводимости будет доминировать нелокальный вклад резонансной группы электронов  $F''_{0r}$ . Иллюстрацией этому может служить функция (21) ( $q = q_{sr}$ ), в которой на больших частотах в правой части доминирует первое слагаемое. Следовательно, вкладами остальных носителей можно пренебречь и, учитывая, что  $2q_s^2 \partial F''_{0r} / \partial (q_s^2) \gg F''_{0r}$  ( $q_s^2 = q_{sr}^2 \rightarrow 1$ ), переписать (14) и (27) в виде

$$\Omega^2 \cong F''_{0r}, \quad (31)$$

$$\Gamma''_{0r} \propto \frac{\omega_c^2}{|\partial F''_{0r} / \partial (q_s^2)|_{q_{sr}}}. \quad (32)$$

В работе [14] приведена «иерархия» сингулярностей, основанная на анализе функции  $S(p_z)$  в точках, в которых производная  $|\partial S / \partial p_z|$  имеет экстремум (см., например, (5)). К таким особым точкам следует добавить и точки, в которых производная терпит разрыв. Сечения ПФ, соответствующие этим точкам, как и группы носителей, локализованные в их окрестности, мы называем резонансными. Наличие таких сечений является чисто геометрическим свойством реальных ПФ и приводит к тому, что в поведении проводимости возникают особенности, которые могут иметь логарифмический ( $F'_0 \propto \ln(1 - q^2)$ ) или степенной ( $F'_0 \propto (1 - q^2)^{-m}$ ,  $m > 0$ ) характер. Причем, если площадь резонансного сечения  $S_r \neq 0$ , то  $1/2 \leq m \leq 1$ . Если же  $S_r = 0$  (опорная точка), то  $1/3 \leq m \leq 1$ . В случае степенной особенности в (32)  $\partial F''_{0r} / \partial (q_s^2) \propto F''_{0r}{}^{e(m+1)/m}$  и, учитывая (31), получаем  $\Gamma''_{0r} \propto \omega^{-2/m}$ . Следовательно, в пределе  $\omega \rightarrow \infty$  величина  $\Gamma''_{0r}$  всегда уменьшается, причем наиболее «медленно» при  $m = 1$ . Такая сингулярность в проводимости ( $F_0 = (1 - q^2)^{-1}$ ) возникает, если имеется слой орбит, для которого  $\partial S / \partial p_z = \text{const}$ . Как пример — физически нереальная модель ПФ типа «параболическая линза» [7,14]. Для используемой нами модели ПФ (5) проводимость (10) имеет корневую сингулярность ( $m = 1/2$ ), и  $\Gamma''_{0r} \propto \omega^{-4}$ . Если особенность имеет логарифмический характер, то производную  $\partial F''_{0r} / \partial (q_s^2)$  можно представить в виде выражения, содержащего экспоненту  $\exp F''_{0r}$ . В результате при достаточно высоких частотах это выражение будет содержать все степени  $\omega^2$

( $\exp x = 1 + x + x^2 + \dots$ ), и с ростом  $\omega$  уменьшение величины  $\Gamma''_{0r}$  будет более «быстрым», чем в случае степенной особенности.

Суммируя представленные в А и В результаты, можно сделать первый и основной принципиально важный вывод: в компенсированных металлах, независимо от вида выражения для проводимости, величина  $\Gamma''_{0r}$  (25), определяющая амплитуду пика ДФР в режиме слабой связи доплеронов со звуком (26), с ростом частоты всегда вначале растет, достигает максимума, а затем монотонно уменьшается. Конкретный же характер той или иной асимптотики  $\Gamma''_{0r}$  обусловлен формой кривой  $F'_\pm(q)$ , а следовательно, особенностями реальной ПФ металла.

2. При анализе амплитудно-частотной зависимости ДФР мы ограничились вычислением величины  $\Gamma''_{0r}$ . Однако характер ее может кардинальным образом измениться при учете коэффициента  $\beta$  (24), зависящего от частоты как явно, так и неявно. Сложность проблемы такого учета хорошо иллюстрирует работа [18], в которой рассматривалась упрощенная модель металла с одной группой носителей, тензор деформационного потенциала которого ( $\Lambda_{\alpha\beta} = \lambda_0 m (v_\alpha v_\beta - v^2 \delta_{\alpha\beta} / 3)$ ;  $\lambda_0 = \text{const}$ ) соответствовал изотропному закону дисперсии. В этой работе было использовано преобразование  $\beta \Gamma_0 \rightarrow \beta^* \Gamma_0 + \Gamma_0^*$ , в результате чего выражение для интересующего нас коэффициента  $\beta^*$  не содержало уже сингулярных членов, а слагаемое  $\Gamma_0^*$  имело нерезонансный характер. В наших обозначениях выражение для  $\beta^*$  имеет вид.

$$\beta^* = (\lambda_1 \Omega^2 / q_s \mp \lambda_2)^2. \quad (33)$$

Здесь  $\lambda_1 = 1 - \lambda_0(1 \pm i\gamma)$ ;  $\lambda_2 = \lambda_0$ .

Из (33) видно, что даже для такой простой модели характер частотной зависимости  $\beta^*$  может быть существенно различным. В данном случае он определялся константой деформационного потенциала  $\lambda_0$ , являющейся характеристикой электрона, о которой известно пока еще не так много. Так например, при  $\lambda_0 \approx 1$  в достаточно широком диапазоне частот, определяемом неравенством  $\Omega^2 / q_s < \lambda_0 / |1 - \lambda_0|$ , коэффициент  $\beta^*$  будет слабо зависеть от частоты.

Выражение для  $\beta^*$  становится многопараметрическим и существенно усложняется для металла, имеющего несколько групп носителей, в частности, для компенсированного металла. В [19] анализировался ДФР в компенсированном металле, который аппроксимировался предельно

упрощенной моделью. В частности, полагалось (и это очень важно), что  $\lambda_0 = \text{const}$  для всех носителей. Для такой модели в (33)  $\lambda_2 = 0$  и при  $\lambda_0 \neq 1$  на достаточно высоких частотах  $\beta^* \propto \omega^4$ . В результате выражение для коэффициента поглощения звука в резонансе имело асимптотику  $\text{Im}(\Delta k_s'') \propto \omega$ , кардинально не согласующуюся с полученной в настоящем эксперименте ( $\Gamma \rightarrow 0$  при  $\omega \rightarrow \infty$ ).

Проделанный выше качественный анализ выражения для коэффициента  $\beta$  и сравнение амплитудно-частотных зависимостей  $\Gamma(\omega)$  и  $\Gamma_{0r}''(\omega)$  позволяют сделать следующие выводы. Во-первых, в вольфраме частотная зависимость амплитуды пика ДФР определяется в основном соотношением (25), а коэффициент  $\beta$  (точнее  $\beta^*$ ) слабо зависит от частоты. В рамках работы [18] слабая зависимость коэффициента  $\beta^*$  (33) от частоты свидетельствует о доминировании индукционного взаимодействия электронной и ионной подсистем металла над деформационным взаимодействием. И хотя авторы [18] ограничились рассмотрением частного случая некомпенсированного металла с одной группой носителей, физический анализ природы взаимодействия позволяет утверждать, что этот вывод обладает общностью. Естественно, что утверждение о слабой зависимости  $\beta^*$  от частоты требует отдельного более строгого рассмотрения. Во-вторых, используемая нами модель ПФ, по-видимому, недостаточно точно соответствует реальной ПФ. В результате этого максимумы на зависимостях  $\Gamma(\omega)$  и  $\Gamma_{0r}''(\omega)$  оказались сдвинутыми относительно друг друга, а рассчитанная кривая заметно медленней изменяется с ростом  $\omega$ . Эти несоответствия не ставят, однако, под сомнение качественную определенность сделанных выводов. Возможно, что более адекватно ПФ описывает модель, предложенная в [20]. Для этой модели проводимость имеет логарифмическую сингулярность, что приводит, как было показано выше, к более «сильной» зависимости  $\Gamma_{0r}''$  от частоты.

3. Амплитудно-частотные зависимости  $\Gamma(\omega)$  и  $\Gamma_{0r}''(\omega)$  качественно подобны амплитудно-полевой зависимости доплеронных осцилляций (рис. 1; вставка). На рис. 3 эта зависимость приведена к оси  $\omega$  по схеме  $H_0 \rightarrow k \rightarrow \omega = kv_s$ , основанной на тождественности доплеронных спектров (рис. 2), полученных из магнитоакустических и радиочастотных измерений. Очевидно, однако, что это сходство не связано непосредственно с физикой исследуемых эффектов. Как уже отмечалось, характер амплитудно-полевой

зависимости доплеронных осцилляций обусловлен особенностями решения граничной задачи. Определенная корреляция этой зависимости и зависимости  $\Gamma_{0r}''(\omega)$  существует. Дело в том, что при падении электромагнитной волны на границу металла амплитуда прошедшей волны определяется интегралом, подынтегральное выражение которого имеет такой же знаменатель, как и правая часть (23) [14,17]. Такая структура интеграла приводит к тому, что в достаточно больших полях амплитуда волны уменьшается с ростом функции  $F'$  в точках, соответствующих доплеронным решениям дисперсионного уравнения (9) и являющихся нулями знаменателя подынтегрального выражения. С другой стороны, рост величины  $F'$  сопровождается и ростом  $F''$  в (25). В результате в пределе  $\omega \rightarrow \infty$  величина  $\Gamma_{0r}''$ , как и амплитуда доплеронных осцилляций в резонансном поле, будет падать.

4. Получая «звуковое» решение (1), мы пренебрегали в правой его части затуханием звука, положив  $k = k_s$ . Такой способ решения (1) достаточно корректен, так как мы предполагаем, что в вольфраме реализуется режим слабой связи доплеронов со звуком, критерием которого является неравенство (26). Но тогда в уравнении (19) с  $F_{\pm}(q_s)$  в правой части (в отличие от уравнения (9) при больших  $\xi$ ) будет проявляться конечность функции  $F'_{\pm}$ , обусловленная учетом столкновений. В результате на достаточно высоких частотах возникает ситуация, когда кривые  $F'_{\pm}(q_s)$  и  $\Omega^2/q_s$  не пересекаются (см. рис. 4; кривая  $g$ ) и действительная часть знаменателя в (23) не обращается в нуль. Очевидно, что это совсем не означает, что ДФР не будет проявляться. Однако частотная асимптотика амплитуды пика ДФР может измениться. Для используемой модели ПФ вольфрама (21) такая ситуация возникает на относительно высоких частотах  $\omega/2\pi > 500$  МГц и поэтому нами не анализировалась.

## Заключение

В работе экспериментально изучена и теоретически объяснена амплитудно-частотная зависимость ДФР в вольфраме.

На основе графического анализа дисперсионного уравнения построены спектры слабозатухающих электромагнитных мод в компенсированном и некомпенсированном металлах в бесстолкновительном пределе. Проанализировано влияние столкновений на затухание этих мод. Построены зависимости

величины внешнего магнитного поля при доплерон-фононном и геликон-фононном резонансах от частоты ультразвуковой волны. Предложена конкретная модель ПФ вольфрама, хорошо описывающая спектр исследуемой доплеронной моды. Последующий анализ, базирующийся на этом теоретическом рассмотрении проблемы, показал:

1. В случае вольфрама возможно использование упрощенного способа решения уравнения связанных электромагнитных и звуковых мод. Это утверждение базируется на анализе полученных экспериментальных результатов, который показал, что в вольфраме реализуется режим слабой связи  $G$ -доплерона со звуком.

2. Характер амплитудно-частотной зависимости ДФР существенно определяется

коэффициентом  $\beta$  (24) (а точнее,  $\beta^*$  (33)). Установлено, что в вольфраме этот коэффициент слабо зависит от частоты звука. Данный вывод фактически свидетельствует о доминировании индукционного механизма взаимодействия электронной и ионной подсистем вольфрама над деформационным.

3. При условии преобладания индукционного взаимодействия обеих подсистем металла независимо от вида ПФ с ростом частоты амплитуда пика ДФР сначала возрастает, достигает максимума, а затем монотонно уменьшается. Результаты расчета амплитудно-частотной зависимости ДФР в вольфраме качественно хорошо согласуются с экспериментом.

Работа поддержана Фондом фундаментальных исследований Украины, проект 2.4/211.

1. В. Г. Скобов в кн.: Ф. Платцман, П. Вольф, *Волны и взаимодействия в плазме твердого тела*, Мир, Москва (1975), Дополнение.
2. L. T. Tsymbal and T. F. Butenko, *Solid State Commun.* **13**, 633 (1973).
3. A. A. Galkin, L. T. Tsymbal, T. F. Butenko, A. N. Cherkasov, and A. M. Grishin, *Phys. Lett.* **67A**, 207 (1978).
4. Т. Ф. Бутенко, В. Т. Витчинкин, А. А. Галкин, А. М. Гришин, В. А. Мишин, Л. Т. Цымбал, А. Н. Черкасов, *ЖЭТФ* **78**, 1811 (1980).
5. Д. Э. Жеребчевский, Л. Т. Цымбал, *ФНТ* **11**, 98 (1985).
6. J. Mertsching, *Phys. Status Solidi* **14**, 3 (1966); *ibid.* **37**, 465 (1970).
7. С. В. Медведев, В. Г. Скобов, Л. М. Фишер, В. А. Юдин, *ЖЭТФ* **69**, 2267 (1975).
8. А. А. Галкин, А. П. Корольюк, *ПТЭ* № 6, 99 (1960).
9. К. Б. Власов, Б. Н. Филиппов, *ФММ* **17**, 152 (1964).
10. V. P. Naberezhnikh, D. E. Zherebchevskii, L. T. Tsymbal, and T. M. Yeryomenko, *Solid State Commun.* **11**, 1529 (1972).
11. В. Г. Скобов, Э. А. Канер, *ЖЭТФ* **46**, 273 (1964).
12. В. М. Конторович, *ЖЭТФ* **45**, 1638 (1963); **59**, 2116 (1970); **61**, 1181 (1971).
13. В. М. Конторович, *УФН* **142**, 265 (1984).
14. D. S. Falk, V. Gerson, and J. F. Carolan, *Phys. Rev.* **B1**, 406 (1970).
15. V. U. Gudkov, *Solid State Commun.* **44**, 229 (1982).
16. J. B. Ketterson, D. D. Koelling, J. C. Shaw, and R. Windmiller, *Phys. Rev.* **B11**, 1447 (1975).
17. G. H. Reuter and E. H. Sondheimer, *Proc. Roy. Soc.* **195**, 130 (1948).
18. А. М. Гришин, В. Г. Скобов, Л. М. Фишер, А. С. Чернов, *Письма в ЖЭТФ* **35**, 370 (1982).
19. С. В. Медведев, В. Г. Скобов, Л. М. Фишер, В. А. Юдин, *ЖЭТФ* **69**, 2267 (1975).
20. А. Н. Черкасов, *ДСЦР в W, Mo, Zn, Дисс. ... канд. физ.-мат. наук*, Донецк (1983).

## Amplitude-frequency dependence of dopplerson-phonon resonance

L. T. Tsymbal and A. N. Cherkasov

The DPhR amplitude-frequency dependence in tungsten has been investigated both experimentally and theoretically. The problem is concerned with the specific character of interaction between acoustic and electromagnetic modes in metals. The analysis was based on the general theoretical consideration of ultrasound and electromagnetic modes propagation and interaction in metals. It is found that the regime of a weak dopplerson-phonon interaction is realized in tungsten in the frequency region applied (10–500 MHz). It is shown that the complicated experimental DPhR amplitude-frequency dependence may be explained on the assumption of the predominant of an induction interaction of electron and ion metal subsystems. Under this assumption the observed dependence is found to be of common character and is not determined by the type of a metal FS.