Нелинейные волны в висмуте

© В.Г. Скобов, А.С. Чернов*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
*Московский государственный инженерно-физический институт,
115409 Москва, Россия

*(Поступила в Редакцию 21 января 2003 г.
В окончательной редакции 18 марта 2003 г.)*

Теоретически изучено распространение коротких радиоволн в висмуте в геометрии, когда постоянное магнитное поле **H** направлено вдоль биссекторной оси кристалла, ориентированной по нормали к поверхности пластины. В этой геометрии реализуется ситуация, в которой пространственная неоднородность волнового поля несущественна для электронов, но весьма важна для дырок. Показано, что в определенном интервале значений H в висмуте могут существовать две моды: геликон и доплерон, затухание которых определяется циклотронным поглощением дырками. При малых амплитудах волнового поля, когда реализуется линейный режим, циклотронное поглощение приводит к тому, что длины затухания обеих мод оказываются малыми. В нелинейном режиме магнитное поле волны „захватывает" дырки, ответственные за циклотронное поглощение. В результате поглощение подавляется и длины затухания геликона и доплерона резко возрастают. Возбуждение таких мод в пластине висмута приводит к тому, что зависимость ее импеданса от величины H приобретает резонансный характер и коэффициент прохождения волны через пластину возрастает более чем на два порядка. Этот эффект должен иметь место при частотах порядка десятка мегагерц, в сравнительно слабых магнитных полях (порядка десятков эрстед).

1. Проникновение радиоволн в металлы в нелинейном режиме может происходить существенно иначе, чем в линейном. Так, захват электронов магнитным полем волны большой амплитуды значительно ослабляет циклотронное поглощение в кадмии и уменьшает затухание дырочного доплерона, что приводит к резкому возрастанию соответствующих осцилляций импеданса [1]. Позднее было показано, что захват носителей полем волны уменьшает бесстолкновительное затухание геликонов и доплеронов во многих металлах и увеличивает их „прозрачность" по отношению к этим модам [2–4]. Более того, подавление бесстолкновительного поглощения может приводить к возможности распространения своеобразных нелинейных волн [3–6], не имеющих аналогов в линейном режиме.

В упомянутых работах изучались волновые свойства типичных металлов, которые имеют высокую проводимость и в которых нелинейный режим может быть реализован лишь при сравнительно низких частотах: в длинноволновом и средневолновом диапазонах. В висмуте концентрация носителей на пять порядков ниже, чем в типичных металлах, и в нем в принципе возможно реализовать нелинейный режим в области более высоких частот. Теоретическому изучению распространения коротких радиоволн большой амплитуды в висмуте и посвящена настоящая работа.

При наличии сильного постоянного магнитного поля H альвеновская скорость в электронно-дырочной плазме висмута превосходит фермиевские скорости носителей. При этом нелокальные эффекты несущественны, и в области частот ω, превосходящих характерную частоту столкновений носителей ν, могут распространяться альвеновские волны (см. например, [7,8]). В интересующей нас области, где $\omega \ll \nu$, проводимость определяется рассеянием носителей, распространение волн невозможно, и в висмуте в линейном режиме имеет место скин-эффект. В области меньших значений H проводимость возрастает, глубина скин-слоя уменьшается и нелокальные эффекты начинают играть существенную роль: в области полей, где максимальное смещение носителей за циклотронный период оказывается больше глубины скин-слоя, возникает бесстолкновительное циклотронное поглощение, которое и становится преобладающим. В этой области нелинейные эффекты могут проявляться наиболее сильно, и именно она будет нас интересовать.

2. Рассмотрим геометрию, когда постоянное магнитное поле **H** и нормаль к поверхности пластины висмута направлены вдоль биссекторной оси кристалла [9]. При такой ориентации **H** площади поперечных сечений всех трех электронных эллипсоидов в плоскости, перпендикулярной **H**, на порядок меньше площади сечения дырочного эллипсоида. В результате циклотронные массы электронов оказываются на порядок меньше циклотронной массы дырок, а максимальное смещение электронов за циклотронный период — примерно в 30 раз меньше максимального смещения дырок. Поэтому существует довольно широкий диапазон длин волн, в котором длина радиочастотной волны в металле значительно меньше максимального смещения дырок, но много больше смещений электронов. В этой области значений волнового вектора **k** нелокальные эффекты не влияют на электронную часть поперечной проводимости, но являются весьма важными для дырочной части. В результате вклад электронов в проводимость хорошо описывается локальным приближением, в то время как вклад дырок должен вычисляться с учетом пространственной неоднородности волнового поля.

Зависимость энергии дырки ε от ее импульса $\mathbf{p}$ определяется уравнением

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{p_x^2}{2m_1} + \frac{p_y^2 + p_z^2}{2m_2}, \tag{1}$$

$$m_1 = 0.54m, \quad m_2 = 0.06m.$$

Здесь ось x направлена вдоль тригональной оси кристалла; m — масса свободного электрона. Площадь сечения дырочного эллипсоида $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_F$ плоскостью $p_z = \mathrm{const}$ есть

$$S(\varepsilon_F, p_z) = 2\pi\sqrt{m_1 m_2}\left(\varepsilon_F - \frac{p_z^2}{2m_2}\right), \tag{2}$$

где ε_F — энергия Ферми дырок.

Из (2) следует, что циклотронная масса дырок определяется равенством

$$m_c \equiv \frac{1}{2\pi}\frac{\partial S}{\partial \varepsilon_F} = \sqrt{m_1 m_2} \simeq 0.18m, \tag{3}$$

значение продольной составляющей импульса p_z в опорной точке эллипсоида равно

$$p_{z\,\max} = \sqrt{2m_2\varepsilon_F}, \tag{4}$$

а величина

$$p \equiv \frac{1}{2\pi}\left|\frac{\partial S}{\partial p_z}\right|_{\max} = \sqrt{2m_1\varepsilon_F}. \tag{5}$$

Энергия Ферми ε_F связана с концентрацией дырок n соотношением

$$\varepsilon_F = \frac{1}{2}\left(\frac{3\pi^2\hbar^3 n}{\sqrt{m_1}m_2}\right)^{2/3}. \tag{6}$$

Для висмута $n = 3\cdot10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Подставляя эту величину и значения m_1 и m_2 в (6) и (5), получаем

$$\varepsilon_F = 2\cdot10^{-14}\,\mathrm{erg}, \quad p = 0.45\cdot10^{-20}\,\mathrm{g\cdot cm/s}. \tag{7}$$

В настоящей работе нас будут интересовать циркулярно поляризованные волны в висмуте, поле которых вращается в ту же сторону, что и электроны в магнитном поле (поляризация „минус“). Дисперсионное уравнение для таких мод имеет вид

$$k^2c^2 = 4\pi i\omega\sigma_-(k,\omega), \tag{8}$$

где

$$\sigma_- \equiv \sigma_{xx} - i\sigma_{yx} = \sigma_-^{(e)} + \sigma_-^{(h)}, \tag{9}$$

$\sigma_{\alpha\beta}$ — элементы тензора проводимости, индексы e и h обозначают электронный и дырочный вклады в σ_- соответственно. Поскольку в рассматриваемом случае векторы $\mathbf{k}$ и $\mathbf{H}$ направлены вдоль одной из главных осей дырочного эллипсоида, выражение для нелокальной проводимости σ_- имеет тот же вид, что и в случае сферической поверхности Ферми [10]:

$$\sigma_-^{(h)}(k,\omega,H) = i\,\frac{nec}{H}\,\frac{F(t)}{1 + (\omega + i\nu)/\omega_c}, \tag{10}$$

$$F(t) = \frac{3}{2t^2}\left[1 + \frac{t^2-1}{2t}\left(\ln\frac{t+1}{t-1} - i\pi\right)\right], \tag{11}$$

$$t = \frac{q}{1 + (\omega + i\nu)/\omega_c}, \quad q = \frac{kcp}{eH}, \quad \omega_c = \frac{eH}{m_c c}, \tag{12}$$

где e — абсолютная величина заряда электрона, c — скорость света, ω — круговая частота волны, ν — частота столкновений дырок с рассеивателями. Отличие от случая Ферми-сферы состоит только в том, что вместо радиуса Ферми-сферы p_F в выражение для q входит параметр p, определяющий смещение дырок в опорной точке эллипсоида за циклотронный период.

Частоты радиодиапазона малы по сравнению с частотой столкновений дырок ν. Поэтому в дальнейшем зависимостью σ_- от ω будем пренебрегать. В то же время будем считать поле H достаточно сильным, чтобы отношение ν/ω_c было малым:

$$\gamma \equiv \frac{\nu}{\omega_c} \ll 1. \tag{13}$$

В этих условиях выражение для дырочной проводимости имеет вид

$$\sigma_-^{(h)} = i\,\frac{nec}{H(1+i\gamma)}\,F\left(\frac{q}{1+i\gamma}\right). \tag{14}$$

Нас интересует случай, когда длина радиочастотной волны в висмуте $2\pi/k$ мала по сравнению с максимальным смещением дырок за циклотронный период $2\pi cp(eH)$ ($q \gg 1$), но велика по сравнению со смещениями электронов. Это возможно благодаря тому, что в рассматриваемой геометрии максимальное смещение электронов примерно в 30 раз меньше смещения дырок. В такой ситуации зависимость $\sigma_-^{(e)}$ от k несущественна и выражение для $\sigma_-^{(e)}$ сводится к локальной холловской проводимости

$$\sigma_-^{(e)} = -i\,\frac{nec}{H}. \tag{15}$$

В результате дисперсионное уравнение (8) можно записать в виде следующего уравнения относительно безразмерной переменной q:

$$D(q) = 0, \tag{16}$$

где

$$D(q) = q^2 - \xi s(q), \tag{17}$$

$$s(q) = 1 - \frac{1}{1+i\gamma}F\left(\frac{q}{1+i\gamma}\right), \tag{18}$$

$$\xi = \frac{4\pi\omega np^2cc}{eH^3}. \tag{19}$$

Проанализируем характер решений дисперсионного уравнения. Рассмотрим область полей H, где $\xi \gg 1$. В этой области корни уравнения (17) велики по сравнению с единицей. Приближенные решения можно получить, если воспользоваться асимптотическим выражением для функции F при $q \gg 1$, которое имеет вид

$$F \simeq -\frac{3\pi i}{4|q|} + \frac{3}{q^2}. \tag{20}$$

Основным в правой части (20) является первое слагаемое, которое связано с бесстолкновительным циклотронным поглощением волны дырками. При этом столкновительные члены, пропорциональные малой величине γ, являются несущественными. Второе слагаемое в (20) соответствует недиссипативной части дырочной проводимости, которая при $q \gg 1$ оказывается малой по сравнению с холловской проводимостью электронов. Физическая причина состоит в том, что дырки движутся в поле волны, которое много раз меняется вдоль их траектории на протяжении одного циклотронного периода. Поэтому воздействие волнового поля на дырки в среднем значительно уменьшается. Для электронов же поле волны оказывается практически однородным, и их взаимодействие с этим полем является эффективным.

Подставляя (20) в (18), запишем дисперсионное уравнение в виде

$$q^2 = \xi \left[1 + \frac{3}{q^2}\left(\frac{i\pi}{4}|q| - 1\right)\right]. \tag{21}$$

Это уравнение имеет два корня с положительной мнимой частью, которые мы обозначим через q_1 и q_2. Введем обозначения

$$h = \frac{H}{H_0}, \quad H_0 = \left(\frac{\pi\omega n p^2 c}{3e}\right)^{1/3}, \tag{22}$$

перепишем (21) в виде

$$q^2 - \frac{12}{h^3}\left[1 - \frac{3}{q^2}\left(1 - \frac{i\pi}{4}|q|\right)\right] = 0 \tag{23}$$

и будем искать его решение методом последовательных приближений. Опустим сначала мнимое слагаемое. Тогда получающееся биквадратное уравнение имеет корни $\pm q_H$ и $\pm q_D$, где

$$q_H \frac{\sqrt{6}}{h^{3/2}}\left(1 + \sqrt{1 - h^3}\right)^{1/2}, \tag{24}$$

$$q_D = -\frac{\sqrt{6}}{h^{3/2}}\left(1 - \sqrt{1 - h^3}\right)^{1/2}. \tag{25}$$

В области полей $H < H_0$, где $h < 1$, оба корня являются вещественными, а в области $H > H_0$ — существенно комплексными. Это означает, что величина H_0 имеет смысл верхней границы области, где возможно волновое распространение. При $H > H_0$ обе моды сильно затухают. Поэтому далее будем рассматривать только область $H < H_0$.

Заменим теперь $|q|$ в мнимом слагаемом в (23) на q_H и решим соответствующее уравнение. Тогда получаем

$$q_1 = \frac{\sqrt{6}}{h^{3/2}}\left[1 + \sqrt{1 - h^3\left(1 - i\,\frac{\pi}{4}\,q_H\right)}\right]^{1/2}. \tag{26}$$

Учитывая связь между q и k, даваемую второй формулой (12), выражение для комплексного волнового вектора k_1 можно записать в виде

$$k_1 = \left(\frac{2\pi\omega n e}{cH}\right)^{1/2}\left[1 + \sqrt{1 - \left(\frac{H}{H_0}\right)^3\left(1 - i\,\frac{\pi}{4}\,q_H\right)}\right]^{1/2}. \tag{27}$$

Этот корень дисперсионного уравнения относится к геликону, спектр которого определяется холловской проводимостью, а затухание — циклотронным поглощением волны дырками. Как уже упоминалось, область существования геликона в висмуте имеет верхний порог по магнитному полю. Этим он существенно отличается от геликонов в щелочных металлах, которые не имеют верхнего порога. Другое важное отличие состоит в том, что затухание геликона, обусловленное циклотронным поглощением, увеличивается с ростом H.

Аналогичным образом можно найти и второй корень.

$$q_2 = -\frac{\sqrt{6}}{h^{3/2}}\left[1 - \sqrt{1 - h^3\left(1 + i\,\frac{\pi}{4}\,q_D\right)}\right]^{1/2}. \tag{28}$$

Существование этого корня обусловлено доплер-сдвинутым циклотронным резонансом (ДСЦР) дырок. При уменьшении q^2 дырочный вклад в холловскую проводимость возрастает и при приближении к единице становится больше электронного, так что холловская проводимость меняет знак. Поэтому в области $h^3 \ll 1$ у дисперсионного уравнения есть корень $q_2 \simeq -\sqrt{3}$. Поскольку существование этого корня связано с ДСЦР, соответствующую моду можно назвать доплероном.

Важно, что оба корня находятся в области $q^2 > 1$, где имеется циклотронное поглощение. Поэтому их мнимые части весьма значительны (порядка единицы). Это означает, что обе моды затухают на расстояниях порядка нескольких смещений дырок за циклотронный период, и наблюдать их в висмуте в линейном режиме вряд ли возможно.

3. Ситуация может измениться в нелинейном режиме. При больших амплитудах возбуждающего поля может происходить „захват“ дырок, ответственных за циклотронное поглощение, магнитным полем волны. „Захваченные“ дырки совершают колебания в направлении распространения волны, которые препятствуют эффективному поглощению ее энергии. Частота этих колебаний Ω определяется формулой [1]

$$\Omega = \omega_c \left[\frac{H_\omega}{H} \sqrt{\frac{S(p_z)}{\pi}} \frac{\partial^2 S}{\partial p_z^2} \left(\frac{\partial S}{\partial p_z} \right)^{-1} \right]^{1/2} \Bigg|_{p_z = p_c}, \qquad (29)$$

где H_ω — амплитуда магнитного поля волны,

$$p_c = \frac{m_2 \omega_c}{k} \qquad (30)$$

— значение продольного импульса тех дырок, которые обусловливают циклотронное поглощение. Подставляя в (29) функцию $S(p_z)$, даваемую (2), и значение продольного импульса (30), получаем

$$\Omega = \omega_c \left[\frac{H_\omega}{H} \left(\frac{m_1}{m_2} \right)^{1/4} (q^2 - 1)^{1/2} \right]^{1/2}. \qquad (31)$$

Если частота колебаний захваченных дырок много больше их частоты столкновений ν, то циклотронное поглощение уменьшается в Ω/ν раз, т.е. функция $F(t)$, входящая в выражение (10) для дырочной проводимости $\sigma_-^{(h)}$, заменяется на функцию

$$F_n(t) = \frac{3}{2t^2} \left[1 + \frac{t^2 - 1}{2t} \left(\ln \frac{t+1}{t-1} - i\pi \frac{\nu}{\Omega} \operatorname{sign} t \right) \right]. \qquad (32)$$

Это приводит к тому, что в режиме сильной нелинейности корни $q_{1,2}$ определяются формулами

$$q_1 = \frac{\sqrt{6}}{h^{3/2}} \left[1 + \sqrt{1 - h^3(1 - i\Gamma_H)} \right]^{1/2}, \qquad (33)$$

$$q_2 = -\frac{\sqrt{6}}{h^{3/2}} \left[1 - \sqrt{1 - h^3(1 - i\Gamma_D)} \right]^{1/2}, \qquad (34)$$

$$\Gamma_H = \frac{\pi\gamma}{4} \left(\frac{q_H}{\sqrt{3}} \frac{H}{H_\omega} \right)^{1/2}, \qquad (35)$$

$$\Gamma_D = \frac{\pi\gamma}{4} \left(-\frac{q_D}{\sqrt{3}} \frac{H}{H_\omega} \right)^{1/2}. \qquad (36)$$

На рис. 1 представлены зависимости $k'_{1,2} = \pm \operatorname{Re} k_{1,2}(H)$ в интервале значений H от $0.3H_0$ до H_0. Расчет выполнен для частоты $\omega/2\pi = 10\,\mathrm{MHz}$, частоты столкновений $\nu = 10^8\,\mathrm{s}^{-1}$ (длина свободного пробега дырок около 2 mm) и амплитуды возбуждающего поля $H_\omega = 2\,\mathrm{Oe}$. При таком значении ω пороговое поле $H_0 = 30\,\mathrm{Oe}$ и величина γ при $H = H_0$ составляет ≈ 0.03, так что условие $\gamma \ll 1$ хорошо выполняется в указанном интервале значений H. Неравенство $\xi \gg 1$ также удовлетворяется при $H < H_0$, поскольку $\xi = 12(H_0/H)^3$. Кривые *1* и *1'* на рис. 1 относятся к геликону, а кривые *2* и *2'* — к доплерону. Кривые *1* и *2* получены в результате численного решения точного дисперсионного уравнения, а кривые *1'* и *2'* — с помощью формул (33)–(36), основанных на асимптотическом выражении для дырочной проводимости при больших q. Видно, что кривые *1* и *1'* практически сливаются, в то время

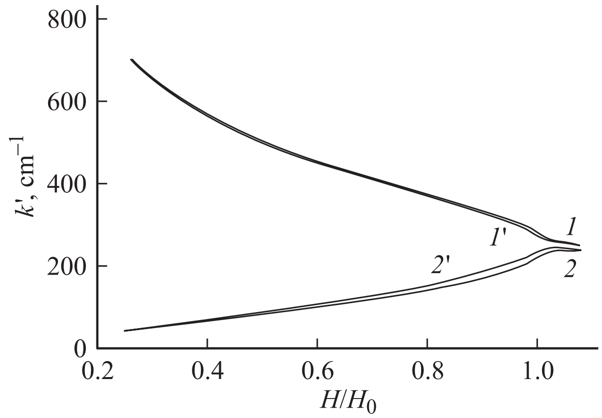

Рис. 1. Графики зависимости волновых векторов геликона (*1*, *1'*) и доплерона (*2*, *2'*) от магнитного поля H.

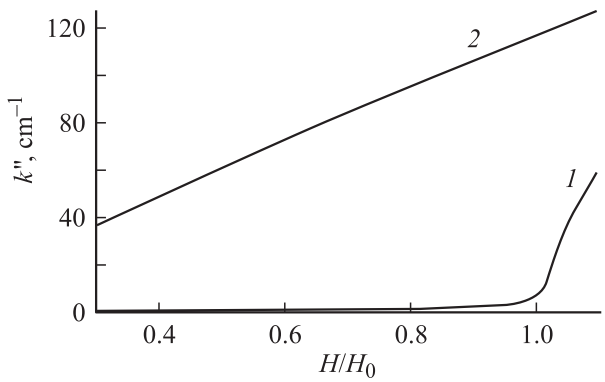

Рис. 2. Зависимость затухания геликона k''_1 от поля H. *1* — нелинейный режим, *2* — линейный режим.

как кривая *2'* проходит немного выше кривой *2*. Это представляется естественным, поскольку доплеронный корень меньше геликонного и использование асимптотической формулы для $\sigma_-^{(h)}$ при $q^2 \gg 1$ дает бóльшую погрешность для доплерона. Тем не менее даже для последнего она составляет менее 10%.

На рис. 2 приведены графики затухания геликона $k''_1 = \operatorname{Im} k_1(H)$. Кривая *1* представляет результат численного расчета k''_1 в режиме сильной нелинейности (при $H = 0.3H_0$ и $H_\omega = 2\,\mathrm{Oe}$ отношение ν/Ω составляет менее 0.1 и уменьшается с ростом H), а кривая *2* — в линейном режиме. Зависимость k''_2 от H в нелинейном случае с хорошей точностью также описывается кривой *1*. Видно, что при приведенных значениях параметров захват дырок магнитным полем радиочастотной волны очень сильно подавляет циклотронное затухание в области $H < H_0$.

4. Рассмотрим теперь возбуждение геликона и доплерона в висмуте. Пространственное распределение электрического поля $E(z)$ в полубесконечном металле при зеркальном отражении носителей от поверхности определяется формулой [11]

$$E(z) = -\frac{E'(0)}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(ikz)dk}{k^2 - 4\pi i\omega\sigma(k)/c^2}, \tag{37}$$

где $E'(0)$ — значение производной dE/dz на поверхности металла при $z = 0$.

Перейдем к интегрированию по безразмерной переменной q и перепишем интеграл (37) в виде

$$E(z) = -\frac{E'(0)}{\pi} \frac{cp}{eH} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dq}{D(q)} \exp\left(iq \frac{eH}{cp} z\right), \tag{38}$$

где $D(q)$ дается формулой (17).

Подынтегральная функция в (38) имеет полюса в точках q_1 и q_2 и точку ветвления $q = 1 + i\gamma$. Если замкнуть контур интегрирования в верхней полуплоскости q, то интеграл (38) представляется в виде суммы двух вычетов в полюсах и интеграла по берегам разреза, проведенного от точки ветвления в бесконечность. Вычеты в полюсах q_1 и q_2 представляют поля геликона и доплерона, а интеграл по берегам разреза — быстро затухающую с расстоянием неэкспоненциальную компоненту Гантмахера–Канера (КГК). Нас будет интересовать проникновение радиочастотного поля через пластину висмута, т.е. величина электрического поля на больших расстояниях от поверхности (при $z = d$, где d — толщина пластины). На таких расстояниях амплитуда КГК пренебрежимо мала по сравнению с амплитудами геликона и доплерона. Поэтому на расстояниях $z \gg cp/eH$ поле $E(z)$ состоит из геликонной и доплеронной компонент

$$E(z) = -2iE'(0) \frac{cp}{eH} \sum_{i=1}^{2} \frac{\exp(ik_i z)}{D'(q_i)}, \tag{39}$$

где

$$D'(q_i) = \left.\frac{dD(q)}{dq}\right|_{q=q_i}. \tag{40}$$

Поверхностный импеданс полубесконечного металла Z пропорционален отношению $E(0)$ к $E'(0)$

$$Z = \frac{4\pi i\omega}{c^2} \frac{E(0)}{E'(0)}. \tag{41}$$

В случае пластины толщиной d импеданс определяется аналогичным выражением, в числителе которого стоит значение электрического поля на поверхности пластины $E_d(0)$. Эту величину можно выразить через геликонную и доплеронную компоненты, прошедшие через пластину. Если не учитывать многократных зеркальных отражений носителей от поверхностей, то величина $E_d(0)$ при антисимметричном возбуждении (пластина помещена в высокочастотную катушку) равна разности

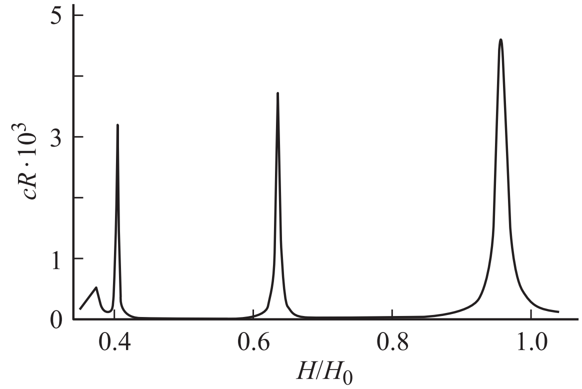

Рис. 3. Зависимость поверхностного сопротивления пластины висмута $R(H)$ в режиме сильной нелинейности при частоте 10 MHz ($H_0 \simeq 30$ Oe).

поля, возбуждаемого на одной из сторон пластины, и поля, прошедшего через пластину с другой стороны,

$$E_d(0) = E(0) - E(d), \tag{42}$$

где $E(0)$ и $E(d)$ — значения функции (39) при $z = 0$ и d соответственно. Таким образом, поле на поверхности пластины

$$E_d(0) = -2iE'(0) \frac{cp}{eH} \sum_{i=1}^{2} \frac{1 - \exp(ik_i z)}{D'(q_i)}. \tag{43}$$

Учет многократных отражений носителей от поверхностей пластины приводит к тому, что в каждом члене суммы (43) появляется дополнительный множитель

$$[1 + \exp(ik_i z)]^{-1},$$

т.е. выражение для $E_d(0)$ имеет вид

$$E_d(0) = -2iE'(0) \frac{cp}{eH} \sum_{i=1}^{2} \frac{1}{D'(q_i)} \frac{1 - \exp(ik_i z)}{1 + \exp(ik_i z)}. \tag{44}$$

В результате импеданс пластины Z_d записывается в виде

$$Z_d = \frac{8\pi\omega p}{ceH} \sum_{i=1}^{2} \frac{1}{D'(q_i)} \frac{1 - \exp(ik_i z)}{1 + \exp(ik_i z)}. \tag{45}$$

Результаты численного расчета поверхностного сопротивления $R = \mathrm{Re}\, Z_d$ для указанных ранее значений параметров и $d = 0.05$ cm приведены на рис. 3. Кривая $R(H)$ имеет максимумы при значениях H, при которых толщина пластины оказывается кратной нечетному числу полуволн геликона или доплерона и в образце возбуждается стоячая волна. Математически это проявляется в резком уменьшении знаменателя в соответствующем слагаемом в (45). Анализ показывает, что первый максимум обусловлен возбуждением доплерона, второй и третий — возбуждением геликона, а четвертый представляет суперпозицию геликонного и доплеронного сигналов.

Этот нелинейный эффект оказывается чрезвычайно сильным: кривая $R(H)$ в линейном случае практически сливается с осью абсцисс на рис. 3. Таким образом, подавление циклотронного поглощения в нелинейном режиме приводит к тому, что в максимумах коэффициент прозрачности пластины возрастает более чем на два порядка.

Список литературы

[1] И.Ф. Волошин, Г.А. Вугальтер, В.Я. Демиховский и др. ЖЭТФ **73**, *4* (*10*), 1503 (1977).
[2] В.Г. Скобов, А.С. Чернов. Письма в ЖЭТФ **61**, *12*, 980 (1995).
[3] В.Г. Скобов, А.С. Чернов. ЖЭТФ **109**, *3*, 992 (1996).
[4] В.Г. Скобов, А.С. Чернов. ЖЭТФ **114**, *2* (*8*), 725 (1998).
[5] A.S. Chernov, V.G. Skobov. Phys. Lett. A **205**, 81 (1995).
[6] В.Г. Скобов, А.С. Чернов. ЖЭТФ **119**, *2*, 388 (2001).
[7] E.A. Kaner, V.G. Skobov. Adv. Phys. **17**, 605 (1968).
[8] В.С. Эдельман. УФН **102**, *1*, 55 (1970).
[9] A.P. Cracknell, K.C. Wong. The Fermi Surface. Clarendon Press, Oxford (1973).
[10] О.В. Константинов, В.И. Перель. ЖЭТФ **38**, 161 (1960).
[11] G.E. Reuter, E.H. Sondheimer. Proc. Roy. Soc. A **195**, 336 (1946).