

МАГНИТОПЛАЗМЕННЫЕ ВОЛНЫ В МНОГОДОЛИННЫХ УЗКОЩЕЛЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ $A^{IV}B^{VI}$

Сизов Ф. Ф., Громовой Ю. С.

В монокристаллах узкощелевого многодолинного полупроводника $n\text{-Pb}_{0,8}\text{Sn}_{0,2}\text{Te}$ исследован геликонный резонанс в области концентраций электронов $N \cong (1 \div 10) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и частот излучения $\omega \ll \omega_c$, где ω_c — циклотронная частота. Показано, что для направления магнитного поля \mathbf{H} вдоль осей $\langle 001 \rangle$, когда эллипсоиды равной энергии, ориентированные вдоль осей $\langle 111 \rangle$, расположены одинаково по отношению к направлению магнитного поля, в плоскопараллельных образцах возникают осцилляции производной сигнала поглощения $\partial P / \partial H$, связанные с возбуждением геликонных волн. Как и в полупроводниках с изотропными поверхностями равной энергии, условия распространения геликонных волн в многодолинных полупроводниках $A^{IV}B^{VI}$ при $\mathbf{H} \parallel \langle 001 \rangle$ определяются напряженностью магнитного поля, концентрацией носителей тока и частотой возбуждающего излучения, а не зонными параметрами полупроводника и диэлектрической проницаемостью решетки.

Введение. Возбуждение и распространение магнитоплазменных волн (в частности, геликонных) в полупроводниках впервые наблюдалось в $n\text{-InSb}$ [1]. Так как в этом полупроводнике экстремум зоны проводимости находится в точке Γ , поверхность равной энергии является практически сферической, и магнитоплазменные волны распространяются подобно соответствующим возбуждениям в газе свободных электронов, но с учетом малой эффективной массы и сравнительно большой диэлектрической проницаемости решетки.

Более сложными являются многодолинные полупроводники $A^{IV}B^{VI}$, в которых экстремумы зоны проводимости и валентной зоны расположены в точке L зоны Бриллюэна, в результате чего поверхности равной энергии представляют собой эллипсоиды вращения, вытянутые вдоль осей $\langle 111 \rangle$, анизотропия эффективных масс носителей заряда в которых растет в ряду $\text{PbS} \text{—} \text{PbSe} \text{—} \text{PbTe}$ от $K \cong 1.2$ (PbS) до $K \cong 10$ (PbTe). Здесь $K = m_l / m_t$ — коэффициент анизотропии эффективных масс, m_l и m_t — продольная и поперечная эффективные массы соответственно. Эти полупроводники отличаются также большими значениями статических диэлектрических проницаемостей решетки ϵ_0 , причем ϵ_0 растет с уменьшением ширины запрещенной зоны E_g из-за размягчения поперечной оптической моды. Особенно это заметно в твердых растворах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$, где для составов $x = 0.2$ ($E_g \cong 0.1$ эВ при $T = 4.2$ К) ϵ_0 достигает значений $\sim 10^8$ [2].

Описание распространения магнитоплазменных волн в полупроводниках с многодолинной зонной структурой усложняется по сравнению, например, с описанием этих процессов в полупроводниках с экстремумами зон в точке Γ . Это обусловлено прежде всего существованием носителей с различными эффективными массами (при произвольном направлении магнитного поля), т. е. разными циклотронными частотами, что приводит к возникновению продольных мод.

В данном случае рассматривается распространение геликонных волн в узкощелевых полупроводниках $n\text{-Pb}_{0,8}\text{Sn}_{0,2}\text{Te}$ с концентрацией электронов $N \sim (1 \div 10) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Магнитоплазменные волны зарегистрированы в стандартном ЭПР спектрометре VARIAN-E12 в области частот $\nu \cong 9$ и 35 ГГц. Эксперименты выполнены для случая $\mathbf{H} \parallel \langle 001 \rangle$, т. е. для высокосимметричного направления в кристаллах, когда эллипсоиды равной энергии ориентированы оди-

наково по отношению к направлению магнитного поля \mathbf{H} под углом $\varphi = 54.73$ ($\cos \varphi = 1/\sqrt{3}$), что позволяет рассматривать геликонные волны как нормальные моды связанной системы электронов и электромагнитного поля. Такие возбуждения могут распространяться в твердом теле, помещенном в магнитное поле; при отсутствии магнитного поля их распространение невозможно.

Для существования коллективных плазменных колебаний в твердом теле необходимо (см., например, [3]), чтобы значения волновых векторов носителей тока \mathbf{k} не превышали некоторой предельной величины $k_c = \omega_p^2 v_F^2$, где $v_F = \frac{\hbar}{m^*} (3\pi^2 N)^{1/3}$, т. е. должно выполняться условие $k^2 < k_c^2$. При невыполнении этого условия движение носителей оказывает разупорядочивающее действие на коллективные плазменные колебания. Отсюда следует, что, для того чтобы система частиц являлась плазмой, среднее расстояние между частицами должно быть меньше радиуса экранирования Томаса—Ферми:

$$\lambda_{TF}^3 = \frac{v_F^3}{\omega_p^3} = \epsilon_L \frac{E_F}{2\pi e^2 N}. \quad (1)$$

Здесь $\omega_p^2 = 4\pi N e^2 / \epsilon_L m_s$ — плазменная частота, ϵ_L — диэлектрическая проницаемость решетки, $m_s = [3K/(2K+1)] m_t$ — эффективная масса проводимости

Уровень Ферми для вырожденного электронного газа $E_F = \frac{1}{2m_d} (3\pi^2 \hbar^3)^{1/3} N^{2/3}$. Здесь $m_d = Q^{2/3} K^{1/3} m_t$ — эффективная масса плотности состояний, $Q = 4$ — число эллипсоидов равной энергии.

Для возбуждения коллективных колебаний плазмы необходимо, чтобы в сферу, ограниченную радиусом экранирования Томаса—Ферми, попадала хотя бы одна частица, т. е.

$$n_{cp} = \frac{4}{3} \pi \lambda_{TF}^3 N \geq 1. \quad (2)$$

Отсюда следует

$$n_{cp} = \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{3} \right)^{3/2} \left(\epsilon_L \frac{m_0}{m_d} \right) (N a_0^3)^{1/2} \geq 1, \quad (3)$$

где $a_0 = \hbar^2 / m_0 e^2 = 5.29177 \cdot 10^{-9}$ см — боровский радиус.

В микроволновой области спектра $\epsilon_L = \epsilon_0$. Для полупроводников $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ значения ϵ_0 велики, в частности для $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ ($x \cong 0.2$) $\epsilon_0 \cong 10^3$ при $T = 0$ К. Эффективная масса плотности состояний $m_d \cong 0.016 m_0$ [2]. Поэтому даже при обычной концентрации носителей тока в этих полупроводниках $N \cong 10^{17}$ см $^{-3}$ из (3) следует $n_{cp} \cong 30$ — величина, значительно превышающая таковую в металлах ($n_{cp} < 1$).

1. Тензор диэлектрической проницаемости ($\mathbf{H} \parallel \langle 001 \rangle$)

Для обнаружения геликонных волн, возбуждаемых внешним электромагнитным полем частоты ω , стационарное магнитное поле направлялось вдоль осей $\langle 001 \rangle$ монокристаллов $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$. Для такой конфигурации поперечные моды электромагнитной волны, распространяющейся вдоль направления магнитного поля, определяются уравнением

$$\frac{ck_{\pm}^2}{\omega^2} = \epsilon_{\pm} = \epsilon_{11} \pm \epsilon_{12}, \quad (4)$$

где ϵ_{\pm} — диэлектрическая проницаемость для право- и левозакрученно поляризованных компонент излучения, ϵ_{11} и ϵ_{12} — диагональная и недиагональная компоненты тензора ϵ_L в магнитном поле.

При выполнении условия

$$\frac{v_F}{c} \frac{\omega_p}{\omega_0} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^{1/2} < 1 \quad (5)$$

применимо приближение однородного электрического поля [4], что позволяет получить простые выражения для компонент тензора диэлектрической проницаемости свободных носителей.

Геликонные волны в данных кристаллах начинают возбуждаться при $H \cong 10^3$ Э. Величины оптической ($m_{\text{opt}} \equiv m_c$) и циклотронной эффективных масс (m_c) близки по величине и равны $m_{\text{opt}}, m_c \sim 0.03m_0$. Поэтому условие (5) в кристаллах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ ($x \geq 0.2$) всегда выполняется при концентрациях носителей $N \leq 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ($E_g \leq 0.1$ эВ) и магнитных полях $H \geq 10^3$ Э. Вследствие этого здесь можно пренебречь эффектами нелокальности и использовать приближение однородного поля. Нижняя граница магнитных полей $H_c \cong 10^3$ Э, когда применимо приближение однородного поля, в десятки раз ниже соответствующей величины H_c в металлах [4].

Для многодолинных полупроводников с экстремумами в точке зоны Бриллюэна (n -Ge, соединения $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$) при $\mathbf{H} \parallel \langle 001 \rangle$ и усреднении по всем эллипсоидам тензор диэлектрической проницаемости в магнитном поле принимает вид

$$\epsilon_{\pm} = \epsilon_L - \frac{4\pi N e^2}{\omega \left(\frac{3K}{2K+1} \right) m_t} \left[\frac{\left(\omega + i \frac{1}{\tau} \right) \pm \omega_c t \left(\frac{K+2}{2K+1} \right)}{\left(\omega + i \frac{1}{\tau} \right)^2 - \omega_c^2} \right]. \quad (6)$$

Здесь циклотронная частота $\omega_c^2 = \omega_{c2} \omega_{c3} \alpha^2 + \omega_{c1} \omega_{c3} \beta^2 + \omega_{c2} \omega_{c1} \gamma^2$, где α, β, γ — направляющие косинусы, $\alpha = \beta = \gamma = 1/\sqrt{3}$ при $\mathbf{H} \parallel \langle 001 \rangle$.

При произвольном направлении магнитного поля тензор диэлектрической проницаемости не имеет такой простой формы и содержит элементы, которые связывают компоненту, циркулярно поляризованную вокруг направления магнитного поля, с линейной, поляризованной вдоль направления \mathbf{H} компонентой электромагнитной волны, в результате чего нормальные моды не являются уже ни поперечными, ни продольными.

При температуре 4.2 К для составов $x=0.2$ $m_t \cong 0.02m_0$ и $K \cong 10$ (см., например, [2]). В полях $H \geq 10^3$ Э $\omega_c t \geq 9 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, что значительно превышает величины частот ω используемых клистронов ($\omega \cong 5.6 \cdot 10^{10}$ и $\omega = 2.2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$) и условие $\omega_c^2, \omega_c^2 t^2 \gg \omega^2$ легко выполняется.

Подвижность носителей тока в кристаллах $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ находилась в пределах $\mu_{4,2} \cong (3 \div 10) \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, что соответствует $\tau \geq 3.5 \cdot 10^{-12} \text{ с}$. Следовательно, выполняется условие $\omega_c \tau > 1$.

При $\omega_c > \omega$ и $\omega_c \tau > 1$ из (4) и (6) следует

$$\frac{c^2 k_{\pm}^2}{\omega^2} = \epsilon_L \pm \frac{4\pi N e c}{\omega H}, \quad (7)$$

т. е. для конфигурации $\mathbf{H} \parallel \langle 001 \rangle$ условия распространения геликонов не определяются зонными параметрами, как и материалах с изотропными поверхностями равной энергии [4].

При концентрациях носителей тока $N \cong 10^{17} \text{ см}^{-3}$ величина $(4\pi N e c / \omega H) \cong \cong 10^5 \gg \epsilon_0 \cong 10^3$ даже для частот $\omega = 2.2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Поэтому

$$\frac{c^2 k_{\pm}^2}{\omega^2} \cong \pm \frac{4\pi N e c}{\omega H}, \quad (8)$$

а фазовая скорость геликона

$$v_H = \frac{\omega}{k_{\pm}} = c \left(\frac{\omega H}{4\pi N e c} \right)^{1/2} \cong 10^8 \text{ см/с}$$

вообще не зависит от зонных параметров полупроводника, диэлектрической проницаемости решетки и намного превышает v_H в металлах вследствие значительно меньших концентраций носителей тока.

2. Эксперимент

На рис. 1 показаны типичные зависимости производной сигнала поглощения ($\partial P/\partial H$), регистрируемой в спектрометре ЭПР при возбуждении в кристаллах

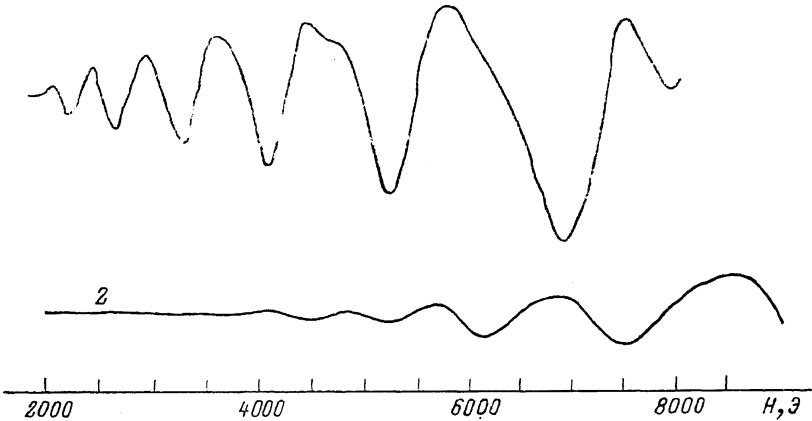


Рис. 1. Типичные зависимости производной поглощения микроволновой мощности $\partial P/\partial H$ от магнитного поля.

$H \parallel \langle 001 \rangle$. Монокристаллы $n\text{-Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$. $T=4.2$ К. $N_{77} \cdot 10^{-16}$, см^{-3} : 1 — 9.2, 2 — 9.26; d , мм: 1 — 1.20, 2 — 0.7; ν , ГГц: 1 — 9.195, 2 — 35.0.

геликонных волн. Возникающие осцилляции обусловлены изменением фазы сигнала в резонаторе (плоскопараллельные образцы) на величину $2\pi/d$. Поэтому условие резонанса для производной $\partial P/\partial H$ имеет вид

$$k_+ d = 2\pi(n - 1/4), \quad (9)$$

где $n=1, 2, 3, \dots$

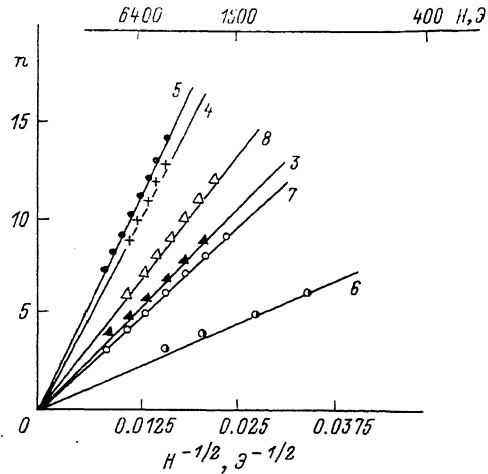
Следовательно, для определения резонансных полей получим уравнение

$$H_{\text{рез}} = \frac{Ne\omega}{\pi c} \frac{d^2}{(n - 1/4)^2}, \quad (10)$$

или для номера резонанса

Рис. 2. Зависимости номера геликонного резонанса n от корня квадратного из обратной величины напряженности магнитного поля для образцов $n\text{-Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$.

Номера зависимостей $n-f(H_{\text{рез}}^{-1/2})$ соответствуют номерам образцов в таблице.



$$n = \frac{1}{4} + \left(\frac{\omega Ne}{\pi c} \right)^{1/2} \frac{d}{H_{\text{рез}}^{1/2}}. \quad (11)$$

На рис. 2 показаны зависимости $n=f(H_{\text{рез}}^{-1/2})$ некоторых образцов PbSnTe для различных частот ω . Видно хорошее выполнение условия (11), из которого можно определить концентрацию носителей тока. Так, для образца 1 при $\nu=9.195$ ГГц (рис. 1) $N \cong 6.7 \cdot 10^{16}$ см^{-3} . Для других образцов, данные о которых приведены в таблице, значения концентрации носителей тока, определенные из исследований эффекта Холла, соответствуют значениям, полученным из исследований геликонного резонанса.

Заключение. Таким образом, в полупроводниках с анизотропными поверхностями равной энергии типа $A^{\text{IV}}B^{\text{VI}}$ при направлении магнитного поля вдоль осей высокой симметрии $\langle 001 \rangle$ в области частот излучения $\omega \ll \omega_c$ возможно возбуждение геликонных волн, распространение которых, так же как и в мате-

Параметры монокристаллических образцов $n = \text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$,
в которых наблюдался геликонный резонанс
($T = 4.2 \text{ K}$)

№ образца	$N = \frac{1}{eR_{Hc}} \text{ см}^{-3}$	d , мкм	Частота возбуждения, ν , ГГц
1	$1.6 \cdot 10^{16}$	800	35.0
2	$9.26 \cdot 10^{16}$	270	9.185
3		700	9.19
4		700	35.0
5		1600	9.19
6	$7.2 \cdot 10^{16}$	195	9.19
7		800	9.198
8		1200	9.195

риалах с изотропными поверхностями равной энергии, определяется напряженностью магнитного поля, концентрацией носителей тока и частотой излучения, а не зонными параметрами полупроводника и диэлектрической проницаемостью решетки.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Libchaber A., Veilex R. // Phys. Rev. 1963. V. 127. P. 774—776.
 [2] Любченко А. В., Сальков Е. А., Сизов Ф. Ф. Физические проблемы инфракрасной фотоэлектроники. Киев, 1984. 254 с.
 [3] Давыдов А. С. Теория твердого тела. М., 1976. 639 с.
 [4] Платцман Ф., Вольф П. Волны и взаимодействия в плазме твердого тела. М., 1975. 436 с.

Институт полупроводников
АН УССР
Киев

Получена 24.06.1991
Принята к печати 8.07.1991