

О возможности усиления электромагнитных волн на частоте нечетных гармоник при циклотронном резонансе тяжелых дырок с отрицательными эффективными массами в полупроводниковом алмазе

© В.А. Чуенков

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
117924 Москва, Россия

(Получена 11 апреля 1997 г. Принята к печати 12 ноября 1997 г.)

Теоретически показано, что коэффициент поглощения циркулярно-поляризованной электромагнитной волны при циклотронном резонансе тяжелых дырок с отрицательными эффективными массами в алмазе в параллельных электрическом и магнитном полях, ориентированных вдоль оси [001] кристаллической решетки, принимает отрицательные значения на частоте любой из $n + 1$ гармоник ($n = 0, 4, 8$ и т.д.) при правой (электронной) поляризации и на частоте любой из $n - 1$ гармоник ($n = 4, 8, 12$ и т.д.) при левой (дырочной) поляризации. В электрическом поле $E \approx 10^4$ В/см и магнитных полях $H = 30 \div 80$ кЭ, при температуре решетки $77 \div 100$ К и концентрации дырок $(3 \div 5) \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$ коэффициент поглощения электромагнитной волны на частоте 3-й гармоники $\omega_3 = 3\omega = 2.5 \cdot 10^{12}$ с $^{-1}$ (длина волны $\lambda_3 = 0.92$ мм) достигает значений $\eta_3 = (-7) \div (-30)$ см $^{-1}$.

Идея резонансного усиления электромагнитных волн в дырочном германии на дырках с отрицательными эффективными массами, вращающихся в магнитном поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{E} \parallel \mathbf{k} \parallel [001]$ (\mathbf{E} — постоянное электрическое поле, \mathbf{k} — волновой вектор циркулярно-поляризованной электромагнитной волны), была высказана Дусманисом [1]. Корректное теоретическое обоснование этой идеи дано в работе [2]. Экспериментально генерация индуцированного электромагнитного излучения с длиной волны $\lambda = 2$ мм в сравнительно чистом Ge (полная концентрация дырок $P_0 \leq 10^{14}$ см $^{-3}$) при гелиевых температурах и указанной выше ориентации электрического и магнитного полей наблюдалась в работе [3].

Теоретический и практический интерес представляет задача осуществить генерацию электромагнитных волн на основании изложенного выше принципа при более высоких температурах и в более коротковолновой области спектра, в частности путем использования других материалов. Одним из наиболее перспективных в этом отношении материалов является дырочный полупроводниковый алмаз. Акцептором в дырочном полупроводниковом алмазе является атом бора (энергия ионизации 0.37 эВ).

Решение поставленной задачи сводится к нахождению закона дисперсии и функции распределения тяжелых дырок в алмазе при указанной выше ориентации электрического и магнитного полей и вычислению высокочастотной дифференциальной проводимости σ_ω вдоль электрического поля электромагнитной волны.

Вычисленная нами в рамках модели Кейна [4] зависимость энергии тяжелых дырок ε от импульса \mathbf{p} (закон дисперсии) имеет сложный резко анизотропный вид. Однако детальный анализ показал, что динамика тяжелых дырок алмаза как с отрицательными, так и с положительными эффективными циклотронными массами

может быть достаточно корректно описана с помощью сравнительно более простого закона дисперсии:

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{1}{2m} \left[p^2 - \xi(\mathbf{p})(p_\perp^2 p_z^2 + p_\perp^4 \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi)^{1/2} \right],$$

$$\xi(\mathbf{p}) = \alpha_0 + \frac{\beta_0}{p^4} (p_\perp^2 p_z^2 + p_\perp^4 \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi) - \frac{\gamma_0}{p^6} p_\perp^4 p_z^2 \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi, \quad (1)$$

$$\alpha_0 = 1.40, \quad \beta_0 = 1.24, \quad \gamma_0 = 18.48.$$

Здесь $p^2 = p_\perp^2 + p_z^2$; p_\perp и p_z — составляющие импульса дырки соответственно в направлении оси [001] и в направлении перпендикуляра к этой оси; φ — азимутальный угол (за полярную ось принята ось, совпадающая с осью [001]); $m = 0.28m_0$, m_0 — масса свободного электрона; $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$ — безразмерные параметры. Разлагая $\varepsilon(\mathbf{p})$ в ряд Фурье по φ , получим

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \sum_n \varepsilon_n(p_\perp, p_z) \exp(in\varphi), \quad (2)$$

где коэффициенты разложения $\varepsilon_n(p_\perp, p_z)$ являются действительными величинами; $n = 0, \pm 4, \pm 8, \dots$; i — мнимая единица. Коэффициенты разложения $\varepsilon_n(p_\perp, p_z)$ убывают с ростом n , так что ряд (2) достаточно быстро сходится.

Выпишем выражения лишь для необходимых нам в дальнейшем двух 1-х членов разложения:

$$\varepsilon_0(p_\perp, p_z) = \frac{1}{2m} \left[p^2 - \alpha_0 \left(p_\perp^2 p_z^2 + \frac{1}{8} p_\perp^4 \right)^{1/2} \right], \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_4(p_{\perp}, p_z) = & \frac{p_{\perp}^2}{64m} \left[\alpha_0 \frac{p_{\perp}}{p_z} \left(1 - \frac{1}{16} \frac{p_{\perp}^2}{p_z^2} \right) \right. \\ & + 3\beta_0 \frac{p_{\perp}^3 p_z}{p^4} \left(1 + \frac{1}{16} \frac{p_{\perp}^2}{p_z^2} \right) \\ & \left. - 2\gamma_0 \frac{p_{\perp}^3 p_z^3}{p^6} \left(1 + \frac{1}{8} \frac{p_{\perp}^2}{p_z^2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Формула (3) справедлива при любых значениях полярного угла θ между импульсом \mathbf{p} и осью [001], формула (4) — при $\theta \leq 45^\circ$. Значения $\varepsilon_4(p_{\perp}, p_z)$ при $\theta > 45^\circ$ не играют в теории сколько-нибудь существенного значения.

Согласно (2) и (3), усредненные по φ циклотронную эффективную массу и циклотронную частоту можно вычислить по формулам

$$\begin{aligned} \frac{1}{m_c(\theta)} = & \frac{1}{m} \left[1 - \frac{\alpha_0}{2|\operatorname{tg} \theta|} \frac{1 + 0.25 \operatorname{tg}^2 \theta}{(1 + 0.125 \operatorname{tg}^2 \theta)^{1/2}} \right], \quad (5) \\ \omega_c = & \bar{\omega}_c \frac{m}{m_c(\theta)}, \quad \bar{\omega}_c = \frac{eH}{mc}, \end{aligned}$$

где e — заряд электрона, c — скорость света, θ — угол между импульсом \mathbf{p} и осью [001].

Легко убедиться в том, что внутри конуса $\theta = \theta_m \approx 36^\circ$ (θ_m определяется из условия $\omega_c = 0$) циклотронная эффективная масса и циклотронная частота тяжелых дырок принимают отрицательные значения. Из сказанного следует, что высокочастотная дифференциальная проводимость тяжелых дырок будет отрицательной и, следовательно, усиление электромагнитных волн окажется возможным, если значительное число дырок будет находиться внутри конуса $\theta = \theta_m$, т.е. двигаться под сравнительно малыми углами $\theta < \theta_m$. Функция распределения дырок этом случае окажется сильно вытянутой вдоль направления электрического и магнитного полей. Всего этого можно достичь при выполнении условий

$$\hbar\omega_0 \gg k_0 T, \quad \tau_0 < \tau_E < \tau_p, \quad E \gg E_w, \quad (6)$$

где ω_0 — частота оптических фононов; k_0 — постоянная Больцмана; T — температура решетки; $\tau_E = \sqrt{2m\hbar\omega_0}/eE$ — время, за которое дырка, двигаясь без столкновений вдоль электрического поля \mathbf{E} , наберет энергию $\hbar\omega_0$; τ_p — время свободного пробега дырок в области $\varepsilon < \hbar\omega_0$ (пассивная область), определяемое рассеянием на примесях, акустических фононах, а также рассеянием с поглощением оптических фононов; τ_0 — время свободного пробега в области $\varepsilon > \hbar\omega_0$ (активная область), определяемое спонтанным испусканием оптических фононов; E_w и ω — соответственно амплитуда электрического поля и частота электромагнитной волны.

Следствием второго из неравенств (6) является неравенство $E_0 \gg E$, где $E_0 = \hbar\omega_0/el_0$ — характеристическое электрическое поле, а $l_0 = \tau_0\sqrt{2\hbar\omega_0/m}$ — характерная

длина свободного пробега дырок в активной области. Будем предполагать также, что выполняются неравенства

$$\frac{eH}{mc} \tau_0 \ll 1, \quad \omega_c \tau_E \gg 1. \quad (7)$$

Согласно первому неравенству (7), магнитное поле не влияет на вид функции распределения дырок в активной области. Второе неравенство (7) есть условие, необходимое для наблюдения циклотронного резонанса.

При условиях (6) и (7) функция распределения дырок в активной области определяется движением дырок в электрическом поле и спонтанным испусканием оптических фононов, а функция распределения дырок в пассивной области определяется движением дырок в электрическом и магнитном полях и приходом дырок из активной области в результате испускания оптических фононов. Решение кинетического уравнения и вычисление функции распределения дырок при перечисленных выше условиях подробно описаны в [5] и [6]. Для высокочастотной резонансной дифференциальной проводимости на частоте любой из $|n+1|$ гармоник ($n = 0, \pm 4, \pm 6, \dots$) получается при этом следующее выражение:

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_{\omega r|n+1|}}{\sigma_0} = & \frac{m_c^2(\theta_r)}{|n+1|} \left(\frac{1}{p_{\perp}} \frac{\partial \varepsilon_n}{\partial p_{\perp}} - n \frac{\varepsilon_n}{p_{\perp}^2} \right)_{\theta=\theta_r}^2 \\ & \times \left(\frac{\sigma_{\omega r1}}{\sigma_0} \right)_{\theta=\theta_r}, \end{aligned} \quad (8)$$

где циклотронная масса $m_c(\theta_r)$ определяется выражением (5); θ_r — резонансный угол, определяемый из условия резонанса $\omega = (n+1)\omega_c$; $\varepsilon_n(p_{\perp}, p_z)$ — коэффициенты разложения в (2),

$$\sigma_0 = e^2 P_0 / m \bar{\omega}_c = ecP_0 / H, \quad (9)$$

$\sigma_{\omega r1}$ — высокочастотная резонансная дифференциальная проводимость на частоте 1-й (основной) гармоники, причем

$$\begin{aligned} \left(\frac{\sigma_{\omega r1}}{\sigma_0} \right)_{\theta=\theta_r} = & \frac{16\pi}{3\alpha_0} \frac{m}{m_c(\theta_r)} \left(\frac{E_0}{E} \right)^2 \frac{\sin^2 \theta_r}{F(\theta_r)} \\ & \times \frac{(1 + 0.125 \operatorname{tg}^2 \theta_r)^{3/2}}{L + R(E/E_0)^{1/3}} \int dx x^{5/2} \\ & \times \exp \left(-\frac{2}{3} \frac{E_0}{E} x^{3/2} \right) \int d\theta \frac{\sin^2 \theta}{F^2(\theta)} \\ & \times \left[1 - \frac{\alpha_0}{2 \operatorname{tg} \theta} \frac{1 + 0.25 \operatorname{tg}^2 \theta}{(1 + 0.125 \operatorname{tg}^2 \theta)^{1/2}} \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

В (10) приняты следующие обозначения: L и R — константы, $x = \varepsilon/\hbar\omega_0$, угол θ не превышает $\pi/2$ (область $\pi/2 \leq \theta \leq \pi$ учтена путем удвоения интеграла),

$$F(\theta_r) = 1 - \alpha_0 (\sin^2 \theta_r \cos^2 \theta_r + 0.125 \sin^4 \theta_r)^{1/2}.$$

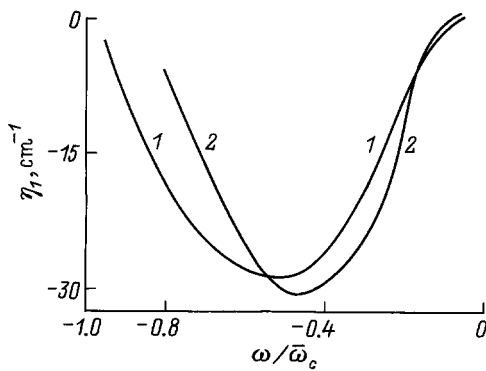


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения η_1 на частоте 1-й гармоники (правая поляризация электромагнитной волны) от отношения $\omega/\bar{\omega}_c$ при $T = 100$ К. Расчетные параметры для кривых: 1 — $\omega = 2 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ ($\lambda = 0.92 \text{ мм}$), $P_0 = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $E = 5 \cdot 10^3 \text{ В/см}$, $H = 35 \div 550 \text{ кЭ}$; 2 — $\omega = 4 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ ($\lambda = 0.46 \text{ мм}$), $P_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $E = 10^4 \text{ В/см}$, $H = 110 \div 1110 \text{ кЭ}$.

Интеграл по θ в (10) вычисляется точно. Пределы интегрирования по x и θ выбираются таким образом, чтобы точка с координатами (ε, θ) находилась внутри цилиндра

$$p_{\perp} = p_{\perp r} = \frac{\sqrt{2m\hbar\omega_0} \sin \theta_r}{\sqrt{F(\theta_r)}},$$

ибо вне этого цилиндра отсутствуют дырки, находящиеся в резонансе с электромагнитной волной. Подробные вычисления L , R и $(\sigma_{\omega r1}/\sigma_0)_{\theta=\theta_r}$ приведены в [5].

Коэффициент поглощения $\eta_{|n+1|}$ на частоте гармоники $|n+1|$ определяется соотношением

$$\eta_{|n+1|} = \frac{2\pi\sigma_{\omega r|n+1|}}{c\sqrt{\varepsilon_0}}, \quad (11)$$

где ε_0 — диэлектрическая постоянная.

Анализ формул (10), (11) и проделанные с их помощью детальные вычисления приводят к ряду интересных результатов. Оказалось, что коэффициент поглощения электромагнитных волн принимает отрицательные значения на частоте любой из $n+1$ гармоник ($n = 0, 4, 8$ и т.д.) при правой (электронной) поляризации и на частоте любой из $n-1$ гармоник ($n = 4, 8, 12$ и т.д.) при левой (дырочной) поляризации. Следовательно, возможно усиление электромагнитных волн при соответствующей их поляризации на частоте любой из нечетных гармоник.

На рис. 1 представлена зависимость коэффициента поглощения η_1 на частоте 1-й гармоники (правая поляризация электромагнитной волны) от $\omega/\bar{\omega}_c$ при $T = 100$ К.

Приведенная на рис. 1 зависимость показывает, что существуют условия, в которых коэффициент поглощения принимает отрицательные значения и, следовательно, возможны усиление и генерация электромагнитного излучения в дырочном полупроводниковом алмазе. Эти

условия, определяемые неравенствами (6), (7) и оптимальными значениями $\sigma_{\omega r1} \approx -0.4\sigma_0$, $\omega/\bar{\omega}_c \approx -0.5$ (см. рис. 1), сводятся к следующим:

1. Концентрация дырок и заряженных примесей не должна превышать 10^{16} см^{-3} , концентрация нейтральных примесей — меньше 10^{20} см^{-3} .

2. Температура решетки, электрическое и магнитное поля ограничены интервалами: $70 \leq T < 300 \text{ К}$, $5 \cdot 10^3 \leq E \leq 4 \cdot 10^4 \text{ В/см}$, $4 \cdot 10^4 \leq H \leq 4 \cdot 10^5 \text{ Э}$.

3. Во избежание перегрева образца длительность импульса электрического поля не должна превышать $10^{-6} \div 10^{-7} \text{ с}$.

При указанных значениях T, P_0, E, H длина волны генерируемого излучения изменяется в пределах $0.15 \leq \lambda \leq 1.5 \text{ мм}$; коэффициент поглощения $\eta_1 = (-15) \div (-30) \text{ см}^{-1}$; максимальная мощность, излучаемая с поверхности кристалла, равна

$$W_s = \frac{c\sqrt{\varepsilon_0}E_{\omega}^2}{4\pi} = (2.5 \cdot 10^4 \div 1.6 \cdot 10^6) \text{ Вт/см}^2$$

при $E_{\omega} = 0.4E = (2 \cdot 10^3 \div 2 \cdot 10^4) \text{ В/см}$.

Самым удивительным результатом изложенной выше теории является достаточно большой коэффициент усиления на частоте 3-й гармоники. На рис. 2 и 3 представлена зависимость коэффициента поглощения η_3 на частоте 3-й гармоники (левая поляризация электромагнитной волны) от $\omega/3\bar{\omega}_c$ при $T = 100$ К. На рис. 2 значения частоты ω те же, что и на рис. 1, а значения напряженности магнитного поля уменьшены в 3 раза. На рис. 3 значения напряженности магнитного поля H те же, что и на рис. 1, а значения частоты ω увеличены в 3 раза. Из рис. 2 следует, что на

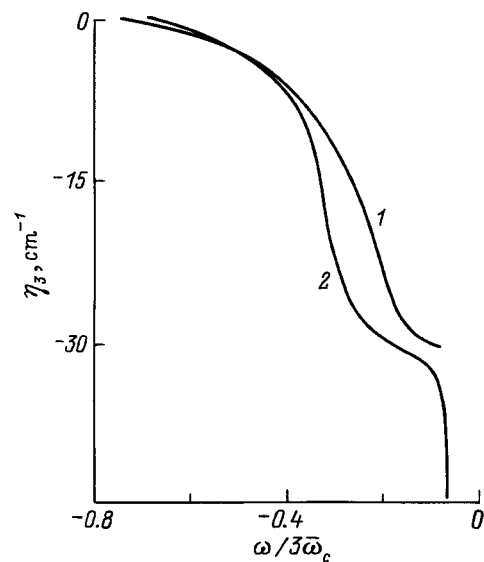


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения η_3 на частоте 3-й гармоники (левая поляризация электромагнитной волны) от величины $\omega/3\bar{\omega}_c$ при $T = 100$ К. Параметры, использованные при расчете кривых, те же, что и на рис. 1, за исключением величины магнитного поля H , кЭ: 1 — $12 \div 180$, 2 — $37 \div 367$.

длине волны $\lambda = 0.92$ мм коэффициент поглощения $\eta_3 = (-6.6) \div (-22) \text{ см}^{-1}$ при $H = (2.7-5.5) \cdot 10^4$ Э (кривая 1), а на длине волны $\lambda = 0.46$ мм он равен $\eta_3 = (-7.3) \div (-30) \text{ см}^{-1}$ при $H = (5.5-11) \cdot 10^4$ Э. Из рис. 3 следует, что на длине волны $\lambda = 0.31$ мм коэффициент поглощения $\eta_3 = (-2.2) \div (-10) \text{ см}^{-1}$ при $H = (8.2-23.7) \cdot 10^4$ Э, а на длине волны $\lambda = 0.15$ мм он равен $(-0.43) \div (-10) \text{ см}^{-1}$ при $H = (1.1-3.3) \cdot 10^5$ Э. При проведении численных расчетов были взяты значения параметров алмаза ($\tau_0, \hbar\omega_0, E_0$, подвижность дырок и т. д.), приведенные в работе [5].

Отдельно выпишем значения η_1 и η_3 для случая, когда электрическое и магнитное поля не слишком велики, а условия применимости теории (6), (7) выполняются со значительным запасом прочности (см. табл. 1 и 2). При $T = 100$ К, $P_0 = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $E = 3 \cdot 10^3$ В/см коэффициенты поглощения η_1 и η_3 принимают максимальные по абсолютной величине значения (см. первые 3 строки в табл. 1).

Коэффициент поглощения принимает отрицательные значения (при соответствующей поляризации электромагнитной волны) и на частоте 5-й, 7-й и т. д. гармоник. Однако его абсолютная величина на частоте этих гармоник на 1–2 и т. д. порядков меньше абсолютной величины коэффициентов поглощения η_1 и η_3 .

Проделанные нами оценки показали [5], что рассмотренный выше механизм резонансного усиления электромагнитных волн в области $0.15 \leq \lambda \leq 1.5$ мм подавляет все механизмы поглощения в алмазе (решеточное поглощение; внутрizonное нерезонансное поглощение дырками всех типов; поглощение, связанное с межподзонными переходами дырок). Учет этих механизмов поглощения не влияет на наши выводы.

Отдельного рассмотрения требует вопрос о создании нужной концентрации дырок в алмазе ($P_0 = 10^{15} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Одним из возможных способов создания такой концентрации дырок является подсветка

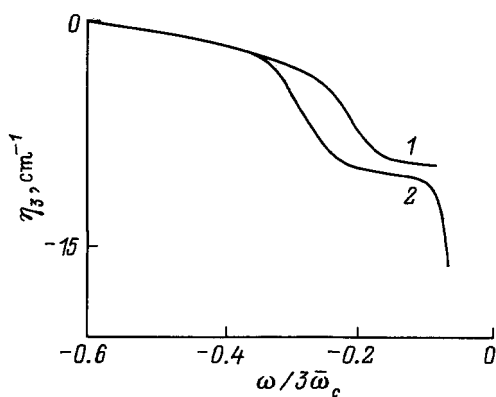


Рис. 3. Зависимость коэффициента поглощения η_3 на частоте 3-й гармоники (левая поляризация электромагнитной волны) от величины $\omega/3\omega_c$ при $T = 100$ К. Параметры, использованные при расчете кривых, те же, что и на рис. 1, за исключением частоты ω , с^{-1} : 1 — $6 \cdot 10^{12}$ ($\lambda = 0.31$ мм), 2 — $1.2 \cdot 10^{13}$ ($\lambda = 0.15$ мм).

Таблица 1.

$T = 100 \text{ К}, P_0 = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$				
$E, 10^3 \text{ В/см}$	$H, \text{ кЭ}$	$\lambda, \text{ мм}$	$\eta_1, \text{ см}^{-1}$	$\eta_3, \text{ см}^{-1}$
3	37	1.4	-80	-
3	18 ÷ 53	1.4	-	(-18) ÷ (-80)
3	55 ÷ 160	0.46	-	(-6) ÷ (-27)
5	55	0.92	-27	-
5	27 ÷ 79	0.92	-	(-6.6) ÷ (-30)
5	82 ÷ 237	0.31	-	(-2) ÷ (-10)

Таблица 2.

$T = 70 \div 200 \text{ К}, P_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$				
$E, 10^3 \text{ В/см}$	$H, \text{ кЭ}$	$\lambda, \text{ мм}$	$\eta_1, \text{ см}^{-1}$	$\eta_3, \text{ см}^{-1}$
10	83 ÷ 164	0.46	(-15) ÷ (-30)	-
10	55 ÷ 109	0.46	-	(-7) ÷ (-30)
10	200	0.15	-	-3

с энергией кванта 0.37 эВ (фотоионизация). Число квантов n_q необходимое для создания концентрации дырок P_0 , можно оценить по формуле

$$n_q = \frac{\sigma_{\text{rec}} \bar{v} P_0^2}{\sigma_{\text{ph}} N_a},$$

где $\sigma_{\text{rec}} = 1.5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ — экспериментальное значение сечения рекомбинации дырок на акцепторные центры бора в алмазе [7], $\sigma_{\text{ph}} = 1.56 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ — экспериментальное значение сечения фотоионизации атомов бора в алмазе [7], N_a — концентрация акцепторов, \bar{v} — средняя скорость рекомбинирующих дырок, при $P_0 = 10^{15} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_a = 10^{17} \div 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $\bar{v} = 10^7 \text{ см/с}$ (явное завышенное значение, поскольку рекомбинируют медленные дырки) получим $n_q = 10^{17} \div 10^{19} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Поток энергии, падающий на 1 см^2 в сек, равен $W = \hbar\omega n_q = 0.004 \div 0.4 \text{ Вт}$ ($\hbar\omega = 0.37$ эВ). Не исключена возможность получения нужной концентрации дырок путем инжекции.

Таким образом, усиление и генерация электромагнитных волн при циклотронном резонансе тяжелых дырок с отрицательными массами могут быть осуществлены в алмазе при более высоких температурах и в более коротковолновой области спектра, чем в Ge. При этом коэффициент усиления в 10–50 раз больше, а максимальная мощность, излучаемая с поверхности образца, на несколько порядков больше, чем в Ge.

Автор благодарит В.С. Вавилова, Ю.А. Митягина, В.Н. Мурзина, Н.А. Пенина за обсуждение результатов работы и полезные советы.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 96-02-18593а).

Список литературы

- [1] G.C. Dousmanis. Phys. Rev. Lett., **1**, 55 (1958).
- [2] А.А. Андронов, Е.П. Додин, З.Ф. Красильник. ФТП, **16**, 212 (1982).
- [3] А.А. Андронов, А.М. Белянцев, В.И. Гавриленко, Е.П. Додин, З.Ф. Красильник, В.В. Комаров, С.А. Павлов, М.М. Шварц. ЖЭТФ, **90**, 367 (1986).
- [4] Е.О. Кане. J. Phys. Chem. Sol., **1**, 82 (1956).
- [5] В.А. Чуенков. Тр. ФИАН им. П.Н.Лебедева, **224**, 213 (1993).
- [6] В.А. Чуенков. Изв. РАН, Сер. физ., **58**, 51 (1994).
- [7] В.С. Вавилов, Е.А. Конорова. УФН, **118**, 611 (1976).

Редактор Т.А. Полянская

On the possibility of electromagnetic wave amplification at the frequency of the odd harmonics in the cyclotron resonance of heavy holes with negative effective masses in a semiconducting diamond

V.A. Chuenkov

P.N.Lebedev Physical Institute,
Russian Academy of Sciences,
117924 Moscow, Russia

Abstract It has been shown theoretically that the absorption coefficient of the circular-polarized electromagnetic wave at the cyclotron resonance of heavy holes (with negative effective masses in semiconducting diamond under parallel electric and magnetic fields oriented along [001] axis) has negative values at the frequency of either of $n + 1$ ($n = 0, 4, 8$ etc) harmonics for the right (electron) polarization and at the frequency of either of $n - 1$ ($n = 4, 8, 12$ etc) harmonics for the left (holes) polarization. Under electric fields $E \approx 10^4 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ and magnetic fields $H = (3 \div 8) \cdot 10^4 \text{ Oe}$, at the lattice temperatures of $70 \div 100 \text{ K}$, for the hole concentration $(3 \div 5) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ the absorption coefficient of electromagnetic wave at the frequency of the third harmonic $\omega_3 = 3\omega = 2.5 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$ (the wavelength $\lambda = 0.92 \text{ mm}$) is equal to $\eta_3 = (-7) \div (-30) \text{ cm}^{-1}$.