

Импульс фототока, индуцируемый фемтосекундным лазерным излучением, обычно направлен перпендикулярно поверхности полупроводника. Вследствие большого показателя преломления образца основная доля испускаемого дипольного излучения испытывает полное внутреннее отражение. Прикладывая параллельно поверхности образца магнитное поле, можно повернуть излучающий диполь в холловском направлении и значительно увеличить эффективность терагерцовой генерации [7]. Влияние магнитного поля на ТГц-генерацию исследовалось в работах [3, 5-8], причем в [5, 6] экспериментально было установлено, что с ростом магнитного поля энергия ТГц- сигнала увеличивается немонотонно.

В настоящей работе для описания терагерцовой генерации в InAs в магнитном поле используется кинетический подход, при этом равновесные и фотовозбужденные электроны описываются как две группы носителей с разными, но постоянными в пределах каждой группы эффективными массами и временем импульсной релаксации [9].

Будем рассматривать отдельно ансамбли темновых и фотовозбужденных электронов, считая, что взаимодействие между двумя этими группами носителей осуществляется лишь через создаваемое ими самосогласованное электрическое поле. Для описания движения темновых электронов воспользуемся кинетическим уравнением (ось ox направлена в глубь полупроводника, магнитное поле $\mathbf{B}$ - вдоль оси oy):

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v}_p \nabla f + \mathbf{F} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = I[f], \quad (1)$$

где $f(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)$ - функция распределения электронов, $I[f]$ - интеграл столкновений, $\mathbf{v}_p$ - скорость электрона с квазиимпульсом $\mathbf{p}$, $\mathbf{F} = -e\mathbf{E} - \frac{e}{c}[\mathbf{v}_p \times \mathbf{B}]$ - сила, действующая на электрон, где c - скорость света, $E(x, t)$ - напряженность самосогласованного электрического поля.

Самосогласованное электрическое поле, возникающее при пространственном разделении фотоносителей, предполагается направленным перпендикулярно освещаемой поверхности. Данное условие выполняется, поскольку при однородном в плоскости уз фотовозбуждении (широкоапертурный лазерный пучок) можно пренебречь его поперечной компонентой.

Решая уравнение (1) методом характеристик в приближении постоянного времени релаксации темновых электронов по импульсу τ_e , для x - и z -компонент плотности тока найдем следующие выражения:

$$\begin{pmatrix} j_{ex} \\ j_{ez} \end{pmatrix} = \frac{\varepsilon \omega_{pe}^2}{4\pi} \int_0^t e^{-\frac{t-t'}{\tau_e}} E_x(x, t') \begin{pmatrix} \cos(\omega_{ce}(t-t')) \\ -\sin(\omega_{ce}(t-t')) \end{pmatrix} dt', \quad (2)$$

здесь $\omega_{pe} = (4\pi N_d e^2 / m_e \varepsilon)^{1/2}$ и $\omega_{ce} = eB / m_e c$ - плазменная и циклотронная частоты темновых электронов, ε - диэлектрическая проницаемость кристалла, N_d - концентрация донорной примеси, m_e - эффективная масса темновых электронов на дне зоны проводимости. Предполагалось (2), что электрическое поле слабо изменяется на длине свободного пробега темновых электронов.

Представим функцию распределения фотоэлектронов в виде ряда по сферическим функциям, ограничиваясь первыми двумя членами разложения, которые представляют собой симметричную $f_0(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)$ и асимметричную $f_1(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)$ по квазиимпульсу функции:

$$f(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t) = f_0(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t) + f_1(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t). \quad (3)$$

При возбуждении узкозонного InAs фемтосекундным лазерным излучением с длиной волны 800 нм электроны забрасываются высоко в зону проводимости и, значит, обладают кинетической энергией (~ 1 эВ), в десятки раз превышающей среднюю энергию равновесных электронов. Данное обстоятельство позволяет пренебречь влиянием электрического поля на движение фотоэлектронов, а также их энергетической релаксацией. Группируя симметричные и асимметричные по квазиимпульсу члены в кинетическом уравнении и приравнявая их к нулю по отдельности, получим систему уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial f_0}{\partial t} + v_{px} \frac{\partial f_1}{\partial x} = 0, \\ \frac{\partial f_1}{\partial t} + v_{px} \frac{\partial f_0}{\partial x} - \frac{e}{c} [\mathbf{v}_p \times \mathbf{B}] \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{p}} = -\frac{f_1}{\tau_p}, \end{cases} \quad (4)$$

где τ_p - время релаксации по импульсу для фотоэлектронов. Здесь учтено, что интеграл столкновений для $f_0(p, r, t)$ обращается в нуль [11]. Представим асимметричную по квазиимпульсу часть функции распределения в виде $f_1 = f_{1x} p_x + f_{1z} p_z$. Умножая второе уравнение из (4) на p_x и p_z поочередно и интегрируя его по углам в сферической системе координат в пространстве квазиимпульсов с осью, направленной вдоль ox , получим систему уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial f_0}{\partial t} + v_{px} \frac{\partial}{\partial x} (f_{1x} p_x + f_{1z} p_z) = 0, \\ \frac{\partial f_{1x}}{\partial t} - \omega_{cp} f_{1z} + \frac{f_{1z}}{\tau_p} = -\frac{1}{m_p} \frac{\partial f_0}{\partial x}, \\ \frac{\partial f_{1z}}{\partial t} + \omega_{cp} f_{1x} + \frac{f_{1x}}{\tau_p} = 0. \end{cases} \quad (5)$$

Здесь $\omega_{cp} = eB/m_p c$ - циклотронная частота для фотоэлектронов, m_p - их эффективная масса, которая определяется из соотношения $\frac{1}{m_p} = \frac{\mathbf{p}}{p^2} \frac{\partial E_p}{\partial \mathbf{p}} = \frac{\mathbf{v}_p \mathbf{p}}{p^2}$,

где E_p - зависимость энергии фотоэлектрона от его квазиимпульса.

Предполагая импульс накачки мгновенным и происходящим в момент времени $t=0$, граничные и начальные условия для (5) могут быть записаны в виде:

$$\begin{aligned} f_0(p, x, t=0) &= \frac{\alpha W \exp(-\alpha x) \delta(E_0 - E_p)}{\hbar \omega g(E_0)}, \\ f_1(\mathbf{p}, x, t=0) &= 0, \quad f_1(\mathbf{p}, x=0, t) = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

где $g(E_0)$ - плотность квантовых состояний для энергии E_0 фотоэлектронов сразу же после возбуждения, W - плотность энергии возбуждающего импульса, $\hbar \omega$ - энергия кванта накачки лазерного импульса, α - коэффициент поглощения лазерного излучения.

Система уравнений (5) не может быть решена аналитически в общем виде. В данной модели она решалась в первом приближении по магнитному полю. Тогда в первых двух уравнениях (5) можно пренебречь f_{1z} . Вводя обозначение для интеграла от x -компоненты плотности тока фотоэлектронов по глубине

$$G(t) = \frac{4\pi}{e} \int_0^\infty j_{px}(x, t) dx, \text{ решая систему (5) с учетом (6), получим}$$

$$G(t) = -\frac{4\pi e \alpha W \exp(-\frac{t}{2\tau_p})}{\varepsilon \hbar \omega v_0} \int_0^\infty dv_x \frac{v_x^2}{\sqrt{\alpha^2 v_x^2 + \frac{1}{4\tau_p^2}}} \times$$

$$\times \left(sh \left(t \sqrt{\alpha^2 v_x^2 + \frac{1}{4\tau_p^2}} \right) - \alpha v_x \int_0^t I_0 \left(\frac{t'}{2\tau_p} \right) sh \left((t-t') \sqrt{\alpha^2 v_x^2 + \frac{1}{4\tau_p^2}} \right) dt' \right),$$

где $I_0 \left(\frac{t'}{2\tau_p} \right)$ - функция Бесселя комплексного аргумента, v_0 - значение начальной скорости фотоэлектронов.

Интегрируя по глубине уравнение для самосогласованного электрического поля

$$\frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{\partial E_x}{\partial t} + j_{ex}(x, t) + j_{px}(x, t) = 0 \quad (8)$$

и подставляя выражение для x-компоненты плотности тока темновых электронов (2), получим уравнение для фотоэдс $\varphi_x = \int E_x dx$:

$$\frac{d\varphi_x}{dt} + \omega_{pe}^2 \int_0^t e^{-\frac{t-t'}{\tau_e}} \varphi_x(t') \cos \omega_{ce}(t'-t) dt' + \frac{4\pi}{\varepsilon} \int_0^\infty j_{px}(x, t) dx = 0. \quad (9)$$

Решая его методом Лаплас $\varphi_x(t) = -\int_0^t G(t-t') f(t') dt'.$ (10)

Здесь

$$f(t) = e^{-\frac{t}{\tau_e}} \left\{ \frac{s_1^2 + \omega_{ce}^2}{(s_1 - s_2)(s_1 - s_3)} e^{s_1 t} + \frac{s_2^2 + \omega_{ce}^2}{(s_2 - s_1)(s_2 - s_3)} e^{s_2 t} + \frac{s_3^2 + \omega_{ce}^2}{(s_3 - s_1)(s_3 - s_2)} e^{s_3 t} \right\}, \quad (11)$$

где s_1, s_2, s_3 - корни уравнения

$$s^3 - \frac{s^2}{\tau_e} + s\omega_{ce}^2 - \frac{\omega_{ce}^2}{\tau_e} = 0, \quad (12)$$

$\omega_{he} = \sqrt{\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2}$ - частота верхнего гибридного резонанса темновых электронов. Для получения временной зависимости $\varphi_x(t)$ интеграл (10) численно рассчитывался с использованием полиномиальной аппроксимации для выражения (7). Были взяты следующие значения параметров: $\hbar\omega=1,55$ эВ, $\omega_{pe}=1,3 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $v_0=1,63 \cdot 10^8 \text{ см/с}$, $W=0,2 \text{ мкДж/см}$, $\alpha=7,8 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$; $m_e=0,022$ / m_0 (m_0 - масса свободного электрона), $e=15,5$ [7]; $\tau_p=100 \text{ фс}$, $\tau_e=300 \text{ фс}$ [9]. Эффективная масса фотоэлектронов в InAs, возбуждаемых излучением с энергией кванта $\hbar\omega=1,55$ эВ, рассчитанная из кейновской модели закона дисперсии, составила $m_e=0,087/m_0$. На рис. 1 представлены временные зависимости фотоэдс для различных значений индукции магнитного поля. Можно видеть, что в первые несколько сот фемтосекунд после фотовозбуждения магнитное поле практически не влияет на ее формирование. В области слабых магнитных полей, когда выполняется условие $\omega_{ce}^2 \ll \omega_{he}^2$ ($B \leq 1 \text{ Тл}$ при данных параметрах задачи), частота осцилляции совпадает с частотой верхнего гибридного резонанса темновых электронов. Из расчетов следует, что магнитное поле приводит к довольно значительному уве-

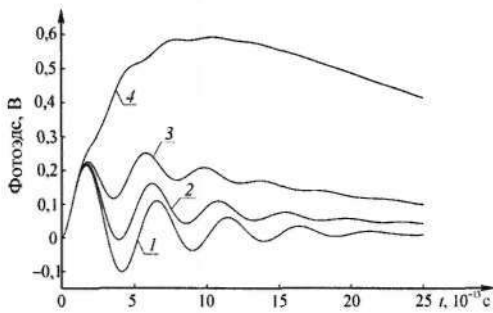


Рис. 1. Временные зависимости фототок при различных значениях B (Тл): 1 – 0; 2 – 0,6; 3 – 1; 4 – 2

ле терагерцового излучения, генерируемого фототоком, может быть представлено в виде:

$$\mathbf{E} = \frac{S}{c^2 R} \frac{d}{dt} \left[\int_0^\infty dx [\mathbf{j} \times \mathbf{n}] \times \mathbf{n} \right]. \quad (13)$$

Здесь S – площадь возбуждаемого лазерным излучением пятна, R – расстояние от точки наблюдения до излучающей области, $\mathbf{n}$ – единичный вектор, задающий направление на точку наблюдения, $\mathbf{j}$ – плотность тока. Электрическое поле излучения в плоскости xoz , перпендикулярной магнитному полю, определяется выражением

$$\mathbf{E} = \frac{S}{c^2 R} (\hat{i} \sin \theta - \hat{k} \cos \theta) \left\{ \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{d^2 \varphi_s}{dt^2} \sin \theta + \cos \theta \frac{d}{dt} \int_0^\infty dx (j_{px} + j_{sx}) \right\}, \quad (14)$$

где $\hat{k}$, $\hat{i}$ – единичные векторы вдоль осей oz и ox соответственно, θ – угол между осью ox и направлением вектора $\mathbf{n}$. Таким образом, излучение в данной плоскости является линейно поляризованным. При детектировании излучения под углом в 45° к нормали к поверхности полупроводника [3, 5, 6] с учетом того, что показатель преломления InAs в терагерцовой области $n \approx 3,6$, из закона Снеллиуса следует $|\cos \theta| \approx 0,98$, $|\sin \theta| \approx 0,2$. Иначе говоря, наличие компоненты плотности тока в холловском направлении (ось oz) существенно увеличивает мощность терагерцового излучения.

Для нахождения вклада в излучение x -компоненты плотности тока темновых и фотоэлектронов использовалось численное дифференцирование $\varphi_s(t)$ по времени. Интеграл по координате от холловской компоненты тока темновых электронов $\int_0^\infty j_{sx}(x, t) dx$ может быть найден аналогично (10)–(12).

Входящий в (14) интеграл по глубине от плотности тока фотоэлектронов в холловском направлении рассчитывался с помощью 3-го уравнения (5):

$$\int_0^\infty j_{px}(x, t) dx = \omega_{\varphi} \int_0^{t-t_p} e^{-\frac{t-t'}{\tau_p}} P(t') dt'. \quad (15)$$

$$P(t) = \frac{e \alpha W \exp(-\frac{t}{2\tau_p})}{2 \hbar \omega v_0} \int_0^\infty dv_x \frac{v_0^2 - v_x^2}{\sqrt{\alpha^2 v_x^2 + \frac{1}{4\tau_p^2}}} \times \quad (16)$$

Здесь ввв

$$\times \left(sh \left(t \sqrt{\alpha^2 v_x^2 + \frac{1}{4\tau_p^2}} \right) - \alpha v_x \int_0^t dt' I_0 \left(\frac{t'}{2\tau_p} \right) sh \left((t-t') \sqrt{\alpha^2 v_x^2 + \frac{1}{4\tau_p^2}} \right) \right).$$

личению фотоэда, что связано с уменьшением вклада темновых электронов в экранирование электрического поля. Величина фотоэда в максимуме может достигать довольно больших значений (~ 1 В), намного превышающих фотоэдс для квазистационарного эффекта Дембера. С увеличением магнитного поля осцилляции уменьшаются.

В дипольном приближении в волновой зоне электрическое поле

На рис. 2 приведены рассчитанные для различных значений магнитного поля временные зависимости напряженности поля излучения в квадранте плоскости xoz , которому соответствуют отрицательные значения x и z , при регистрации излучения под углом в 45° к внешней нормали к поверхности полупроводника. Как и для фотоэдс, при невысоких значениях индукции магнитного поля, когда выполняется условие $\omega_{ce}^2 \ll \omega_{he}^2$, частотой осцилляции поля излучения является частота верхнего гибридного резонанса для темновых электронов ω_{he} , которая изменяется от $1,3 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ при $B=0$ Тл до $1,5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ для $B=1$ Тл. Ширина спектра излучения составляет порядка 1 ТГц [5, 6]. Временные зависимости начинаются не с нулевых значения, так как было использовано приближение мгновенности импульса накачки.

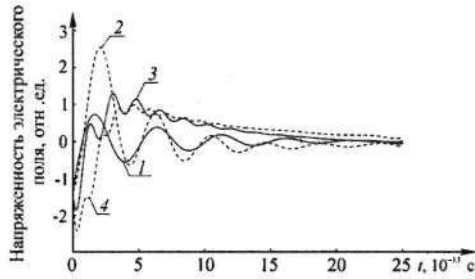


Рис. 2. Временные зависимости напряженности электрического поля терагерцового импульса при различных B (Тл): 1 – 0; 2 – 1; 3 – 4; 4 – 6

Зависимости энергии ТГц-импульса $\sim \int_0^\infty E^2 dt$ от индукции магнитного поля

при детектировании излучения под углом в 45° к внешней нормали к поверхности образца в квадрантах плоскости xoz , которым соответствуют положительные и отрицательные значения z (по терминологии [5], [6] магнитное поле направлено «вниз» и «вверх» соответственно), представлены на рис. 3. В области слабых магнитных полей происходит увеличение эффективности ТГц-генерации с ростом магнитного поля, обусловленное в первую очередь вкладом холловской составляющей тока темновых электронов. При дальнейшем увеличении индукции магнитного поля становится существенным вклад холловской компоненты тока фотоэлектронов. Холловские токи темновых и фотовозбужденных электронов противоположно направлены, поэтому они взаимно компенсируются, что приводит к уменьшению эффективности ТГц-генерации. После достижения минимума наблюдается квадратичное увеличение энергии ТГц-излучения с ростом магнитного поля, обусловленное ростом z -компоненты тока фотоэлектронов. Из расчетов следует, что максимальная энергия ТГц-импульса достигается, если циклотронная и плазменная частоты темновых электронов близки по величине. В работе [5] экспериментально обнаружена немонотонная зависимость эффективности ТГц-генерации в InAs от магнитного поля. В отличие от результатов [5], когда при включении магнитного поля энергия терагерцового излучения возрастает в несколько десятков раз, из данной модели следует, что энергия ТГц-импульса возрастает всего лишь в 5–6 раз. В то же время в работе [6] указывается, что усиление энергии ТГц-импульса в десятки раз происходило лишь при малых плотностях энергии возбуждения ($-0,05 \text{ мкДж/см}^2$), когда существенное влияние на

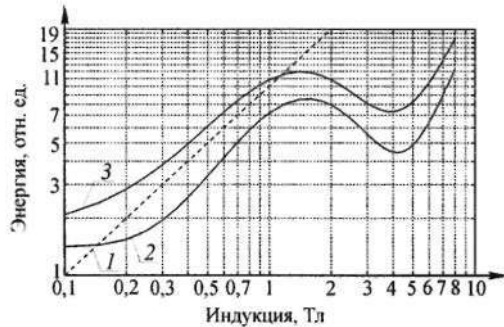


Рис. 3. Зависимости энергии терагерцового излучения от индукции магнитного поля. 1 – прямая пропорциональность, 2 и 3 – магнитное поле направлено «вниз» и «вверх» соответственно

ТГц-генерацию может оказывать встроенное приповерхностное электрическое поле; при энергиях возбуждения $\sim 0,1 \text{ мкДж/см}^2$ фактор усиления не превышал 5 раз. В области слабых полей рассматриваемая модель приводит к более слабой, чем квадратичная [5], зависимости энергии терагерцового излучения от магнитного поля. Однако в [6] указывается на то, что при достаточно больших энергиях возбуждения ($\sim 0,2 \text{ мкДж/см}^2$) наблюдается отклонение данной зависимости от квадратичной.

Таким образом, нами получена немонотонная зависимость энергии терагерцового излучения, генерируемого i-InAs , от приложенного магнитного поля, проведен расчет динамики формирования фотоэда и генерации терагерцового излучения.

Работа частично поддержана МНТЦ (проекты В-1065 и В-1300) и ГКПНИ «Фотоника».

1. Zhang X.-C., Ni B.B., Darrow J.T., Auston D.H. // Appl. Phys. Lett. 1990. Vol. 56. №11. P. 1011.
2. Zhang X.-C., Auston D.H. // Journal of Appl. Phys. 1992. Vol. 71. № 1. P. 326.
3. Izumida Sh., Ono Sh., Liu Zh. et al. // Appl. Phys. Lett. 1999. Vol. 75. №4. P. 451.
4. Gu P., Tani M., Kono Sh. et al. // J. of Appl. Phys. 2002. Vol. 91. № 9. P. 5533.
5. Ohtake H., Murakami H., Yano T. et al. // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 82. №8. P. 1164.
6. Takahashi H., Quema A., Yoshioka R. et al. // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 83. №6. P. 1068.
7. Johnston M.B., Whittaker D.M., Corchia A. et al. // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 65. P. 165301-1.
8. Малевич В. Л. // ПЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 6. С. 48.
9. Он же // ФТП. 2006. Т. 40. Вып. 2. С. 160.
10. Белиничер В. И., РЫБКИН С. М. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. Вып. 1. С. 353.
11. Дыкман И. М., Томчук П. М. Явления переноса и флуктуации в полупроводниках. Киев, 1981. С. 80.

Поступила в редакцию 05.10.06.

Павел Александрович Зезюля - студент 4-го курса факультета радиофизики и электроники.

Виталий Леонидович Малевич - кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник лаборатории оптических проблем информатики Института физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси.

Иван Степанович Манак - кандидат физико-математических наук, доцент кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники.