

01;07

Генерация дальнего инфракрасного излучения при фемтосекундном возбуждении поверхности полупроводника в магнитном поле

© В.Л. Малевич

Отдел оптических проблем информатики НАН Беларуси, Минск
E-mail: vitaly@optoinform.bas-net.by

Поступило в Редакцию 3 октября 2002 г.

На основе гидродинамической модели рассмотрено влияние магнитного поля на генерацию терагерцевых (THz) электромагнитных импульсов поверхностью полупроводника, возбуждаемой сверхкоротким лазерным импульсом. Появление компоненты фототока в холловском направлении приводит к эллиптической поляризации THz-излучения и к увеличению эффективности его генерации в несколько раз. Данные выводы согласуются с результатами моделирования самосогласованной динамики поля и фотоносителей, полученными методом Монте-Карло.

Как известно [1,2], поверхность полупроводника при облучении сверхкороткими лазерными импульсами с энергией кванта, превышающей ширину запрещенной зоны, может генерировать THz-импульсы электромагнитного излучения. Данный эффект обусловлен импульсом фототока, возникающим при сверхбыстром экранировании приповерхностного электрического поля фотовозбужденными носителями [3–5]. В зависимости от параметров полупроводника и интенсивности фотовозбуждения экранирование может происходить как в диффузионно-дрейфовом, так и в бесстолкновительном режимах. В первом случае поле затухает монотонно с максвелловским временем релаксации, а генерируемый при этом THz-импульс имеет биполярный вид. При бесстолкновительном режиме экранирования поле THz-импульса затухает, осциллируя с плазменной частотой.

THz-излучение, генерируемое приповерхностной областью полупроводника при фотовозбуждении, направлено в основном параллельно поверхности образца и вследствие большого значения показателя пре-

ломления (~ 3.5) испытывает полное внутреннее отражение. В ряде работ было показано [6–9], что эффективность генерации ТГц-импульсов можно повысить в несколько раз, прикладывая параллельно поверхности полупроводника магнитное поле. В данной работе на основе гидродинамической модели рассмотрено влияние магнитного поля на генерацию ТГц-импульсов приповерхностной обедненной областью, возбуждаемой сверхкоротким лазерным импульсом, и показано, что с увеличением магнитного поля эффективность генерации сначала возрастает пропорционально квадрату поля, а затем достигает насыщения. Динамика экранирования обедненного поля фотоносителями и эффект генерации ТГц-излучения рассчитаны также с использованием многочастичного метода Монте-Карло для *n*-GaAs. Показано, что оба подхода дают близкие результаты.

Рассмотрим полупроводник *n*-типа с обедненным поверхностным слоем. Ограничимся одномерной задачей, т.е. будем предполагать, что фотовозбуждение одномерно вдоль поверхности полупроводника. Кроме того, учитывая, что эффективная масса дырки, как правило, намного больше эффективной массы электрона, будем пренебрегать вкладом дырок в фототок.

В дипольном приближении в волновой зоне поле излучения \mathbf{E}_R , генерируемое фототоком, возникающим при перераспределении фотоносителей в обедненном поверхностном поле, можно представить в виде [10]

$$\mathbf{E}_R = \frac{S}{c^2 R_0} \frac{d}{dt} \left\{ \int_0^\infty dx [[\mathbf{j}\mathbf{n}]\mathbf{n}] \right\}, \quad (1)$$

где S — площадь возбуждаемого лазерным излучением пятна, R_0 — расстояние от точки наблюдения до излучающей области, c — скорость света в вакууме, $\mathbf{j} = -en\mathbf{v}$ — плотность электрического тока, n и \mathbf{v} — концентрация и скорость электронов, \mathbf{n} — единичный вектор, направленный в точку наблюдения. Ось x направлена в глубь полупроводника.

Фототок, возникающий в обедненном слое под действием лазерного возбуждения, определяется самосогласованной динамикой поля и фотоэлектронов. В присутствии магнитного поля у вектора \mathbf{j} кроме компоненты j_x , перпендикулярной поверхности полупроводника, появляется составляющая тока j_z в холловском направлении (магнитное поле направлено вдоль оси y), которая индуцирует поперечное электрическое поле. Однако в рассматриваемых условиях для поля выполняется

условие „медленности“, и поэтому поперечной компонентой поля можно пренебречь. В рамках гидродинамической модели плазмы [11] для компонент тока и продольной составляющей поля F_x можно получить следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial j_x}{\partial t} + \frac{j_x}{\tau} + \omega_c j_z + \frac{\partial}{\partial x}(v_x j_x) \\ = \frac{\varepsilon}{4\pi} \left(\omega_p^2 F_x - \frac{e}{2m} \frac{\partial F_x^2}{\partial x} - \frac{kT_e}{m} \frac{\partial^2 F_x}{\partial x^2} \right), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial j_z}{\partial t} + \frac{j_z}{\tau} - \omega_c j_x + \frac{\partial}{\partial x}(v_x j_z) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{\partial F_x}{\partial t} + j_x = 0. \quad (4)$$

Здесь ε — статическая диэлектрическая проницаемость, m — эффективная масса электрона, τ — время релаксации электронов по импульсу, T_e — электронная температура, B — магнитная индукция, $\omega_p = (4\pi(N_d^+ + p)e^2/m\varepsilon)^{1/2}$ — плазменная частота, $\omega_c = eB/mc$ — электронная циклотронная частота. При получении уравнения (2) использовалось соотношение $n = N_d^+ + p - (\varepsilon/4\pi e)(\partial F_x/\partial x)$, вытекающее из уравнения Пуассона (p и N_d^+ — концентрации неравновесных дырок и ионизованной примеси). Уровень фотовозбуждения предполагался однородным по глубине обедненного слоя, и, следовательно, плазменную частоту ω_p можно считать не зависящей от x .

Пусть терагерцевое излучение регистрируется в плоскости xu под углом θ к нормали. В этом случае, как следует из (1), поле ТГц-импульса имеет две компоненты E_{Rp} и E_{Rs} , поляризованные параллельно (p -поляризация) и перпендикулярно (s -поляризация) плоскости наблюдения. Используя уравнения (1)–(4), для них нетрудно получить следующие выражения:

$$\begin{aligned} E_{Rp} &= \frac{(\varepsilon)^{1/2} S \sin \theta}{4\pi c^2 R_0} \frac{d^2 \varphi_s}{dt^2} \\ &= -\frac{(\varepsilon)^{1/2} S \sin \theta}{4\pi c^2 R_0} \varphi_{s0} (\omega_p^2 - \omega_{p0}^2) \exp(-t/2\tau) \cos \omega_H t, \end{aligned} \quad (5)$$

$$E_{Rs} = \frac{\varepsilon S}{4\pi c^2 R_0} \omega_c \frac{d\varphi_s}{dt}$$

$$= -\frac{\varepsilon S}{4\pi c^2 R_0} \frac{\omega_c}{\omega_H} \varphi_{s0} (\omega_p^2 - \omega_{p0}^2) \exp(-t/2\tau) \sin \omega_H t, \quad (6)$$

где $\varphi_s(t) = \int_0^\infty dx F_x(x, t)$ — поверхностный потенциал, $\varphi_{s0} = \varphi_s(t=0)$ — начальный (темновой) поверхностный потенциал. Последние соотношения в (5) и (6) получены после подстановки зависимости φ_s от t , которая находилась из решения уравнения

$$\frac{d^2\varphi_s}{dt^2} + \frac{1}{\tau} \frac{d\varphi_s}{dt} + \omega_H^2 \varphi_s - (\omega_{p0}^2 + \omega_c^2) \varphi_{s0} = 0, \quad (7)$$

где $\omega_{p0} = (4\pi N_d^+ e^2/m\varepsilon)^{1/2}$, $\omega_H = (\omega_p^2 + \omega_c^2)^{1/2}$ — частота верхнего гибридного резонанса. Уравнение (7) получается в результате интегрирования уравнений (2)–(4) по толщине обедненного слоя и исключения слагаемых с током. Предполагалось выполненным условие $\omega_H \gg \tau^{-1}$, поскольку, как показывают оценки, в полупроводниках типа $A^{III}B^V$ наиболее часто реализуется бесстолкновительный режим.

При выводе уравнения (7) мы пренебрегли последним слагаемым в (2), описывающим диффузию носителей. Нетрудно видеть, что данное приближение справедливо, если электронная температура удовлетворяет условию $kT_e/(e\varphi_{s0}) \ll 1$. В рассматриваемом здесь случае энергия электронной подсистемы увеличивается как за счет фотогенерации неравновесных носителей, так и вследствие разогрева электронов полем обедненного слоя. Поскольку нас интересует верхняя оценка для электронной температуры, то можно пренебречь потерями энергии на излучение и частью энергии, передаваемой решетке. Тогда для электронной температуры можно получить приближенное соотношение $kT_e \approx (2/3)(\hbar\omega - \varepsilon_g) + 2N_d^+ e\varphi_{s0}/(9(N_d^+ + p))$ ($\hbar\omega$ — энергия кванта возбуждающего излучения, ε_g — ширина запрещенной зоны полупроводника), где первое слагаемое связано с фотовозбуждением, а второе — описывает разогрев электронов под действием обедненного поля. Из данного соотношения и условия $kT_e \ll e\varphi_{s0}$ следует, что разогрев и диффузию электронов можно не учитывать, если частота возбуждающего излучения удовлетворяет неравенству $(\hbar\omega - \varepsilon_g)/(e\varphi_{s0}) \ll 1$. Разогревом электронов в обедненном поле здесь можно пренебречь, поскольку его вклад падает с ростом уровня фотовозбуждения.

Из выражений (5), (6) следует, что в присутствии магнитного поля ТНз-излучение эллиптически поляризовано (отношение осей эллипса

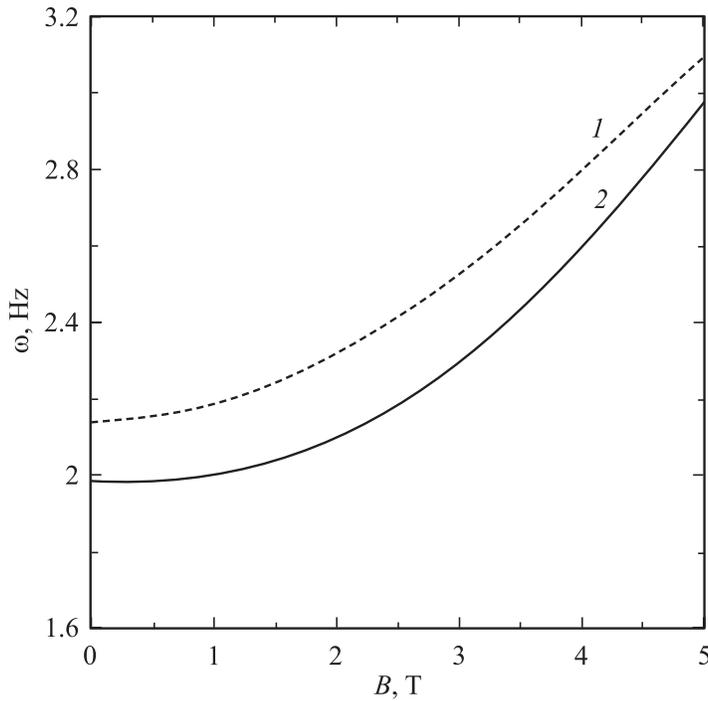


Рис. 1. Зависимость частоты ТГц-импульса (в максимуме спектрального распределения) от магнитной индукции для n -GaAs ($N_d^+ = 4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$), возбуждаемого 100 fs лазерным импульсом с энергией кванта 1.55 eV: 1 — расчет по методу Монте-Карло, 2 — частота верхнего гибридного резонанса. Уровень возбуждения соответствует генерации $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ фотоносителей вблизи поверхности образца.

поляризации $E_{Rs}/E_{Rp} = (\varepsilon^{1/2}/\sin\theta)(\omega_c/\omega_H)$, а его частота соответствует частоте верхнего гибридного резонанса и возрастает с увеличением как накачки, так и магнитного поля. Используя (5) и (6), нетрудно показать, что зависимость энергии ТГц-импульса $W(B) \sim \int_0^\infty dt (E_{Rs}^2 + E_{Rp}^2)$ от магнитного поля определяется соотношением

$$\frac{W(B)}{W(0)} \approx 1 + \frac{\varepsilon}{\sin^2\theta} \frac{\omega_c^2}{\omega_H^2}, \quad (8)$$

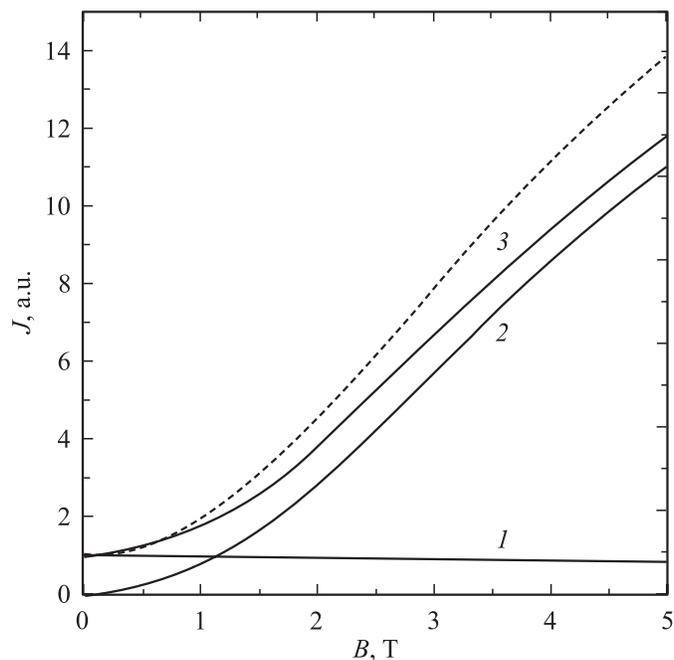


Рис. 2. Зависимости интенсивности ТГц-импульса от магнитной индукции в n -GaAs ($N_d^+ = 4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$), рассчитанные с использованием выражения (8) (пунктирная линия) и методом Монте-Карло (сплошные кривые): 1 и 2 — p - и s -компоненты излучения соответственно, 3 — суммарная интенсивность излучения.

т.е. возрастает с увеличением магнитного поля как $\sim B^2$ и достигает значения насыщения ($\sim 1 + \varepsilon / \sin^2 \theta$) при $\omega_c \ll \omega_p$.

Предложенная выше модель не учитывает такие эффекты, как непараболичность электронного спектра, разогрев электронов, многообразные механизмы рассеяния и т.д. Поэтому нами было проведено Монте-Карло моделирование динамики экранирования обедненного поля и ТГц-генерации в n -GaAs ($N_d^+ = 4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $\varphi_{s0} = 0.6 \text{ eV}$), помещенном в магнитное поле, при возбуждении 100 fs лазерными импульсами с длиной волны 800 nm. Перенос носителей в неоднородном электрическом поле, изменяющемся во времени, моделировался

методом макрочастиц со случайным разыгрыванием актов рассеяния (более подробное описание метода приведено в работе [12]). Уравнения движения макрочастиц в скрещенных электрическом и магнитном полях решались методом Рунге–Кутты. Динамика электрического поля рассчитывалась из уравнения Пуассона с шагом 5 fs, поперечным электрическим полем пренебрегалось. Интегрирование тока по глубине в выражении (1) заменялось простым суммированием вкладов в ток от отдельных макрочастиц.

Результаты моделирования показывают, что частота THz-излучения в присутствии магнитного поля (рис. 1) близка к верхней гибридной частоте. Приведенные на рис. 2 зависимости интенсивности THz-излучения от магнитной индукции, рассчитанные методом Монте-Карло и с использованием выражения (8), находятся в хорошем согласии. Заметим, что гидродинамическая модель становится неприменимой, если фотовозбуждение осуществляется глубоко в зону (например, это имеет место при генерации THz-импульсов в *n*-InAs, возбуждаемом лазерными импульсами с энергией кванта 1.55 eV [6–8]), поскольку в этом случае уже нельзя пользоваться не зависящими от энергии параметрами m и τ .

Таким образом, в случае, когда фотовозбуждение происходит вблизи края запрещенной зоны полупроводника, основные закономерности генерации электромагнитного THz-излучения в полупроводниках сверхкороткими лазерными импульсами в магнитном поле можно описывать на основе гидродинамической модели. Временная форма THz-импульса определяется динамикой изменения поверхностного потенциала в процессе экранирования обедненного электрического поля фотовозбужденными носителями.

Список литературы

- [1] Zhang X.C., Auston D. // J. Appl. Phys. 1992. V. 71. P. 326–338.
- [2] Greene B.I., Saete P.N., Douglas R.D. et al. // IEEE J. Quant. Electr. 1992. V. 28. P. 2302–2312.
- [3] Kersting R., Heyman J.N., Strasser G. et al. // Phys. Rev. 1998. V. B58. P. 4553–4559.
- [4] Kuznetsov A.V., Stanton C.J. // Phys. Rev. 1993. V. B48. P. 10 828–10 845.
- [5] Malevich V.L. // Surf. Sci. 2000. V. 454–456. P. 1074–1078.
- [6] Sarakura N., Ohtake H., Izumida S. et al. // J. Appl. Phys. 1998. V. 84. P. 654–656.

- [7] *Izumida S., Ono S., Liu Z.* et al. // *Appl. Phys. Lett.* 1999. V. 75. P. 451–453.
- [8] *Bespalov V.G., Krylov V., Staselko D.I.* // XVII Intern. Confer. On Coherent and Nonlinear Optics. Techn. Digest. Minsk: Belarus, 2001. FC4.
- [9] *Johnston M.B., Whittaker D.M., Gorchia A.* et al. // *Phys. Rev.* 2002. V. B65. P. 165301.
- [10] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. М.: Наука, 1973. 504 с.
- [11] *Электродинамика плазмы* / Под ред. А.И. Ахиезера. М.: Наука, 1974. 720 с.
- [12] *Malevich V.L.* // *Semicond. Sci. Technol.* 2002. V. 17. P. 551–556.