01;05;06;07

Влияние термоэлектронной эмиссии на поглощение ультракоротких лазерных импульсов в полупроводниках

© П.В. Лобзенко, Н.А. Евтушенко, В.А. Новиков, Р.Г. Иришин

Ростовский военный институт ракетных войск,
344027 Ростов-на-Дону, Россия

(Поступило в Редакцию 12 апреля 2001 г.)

Рассмотрено взаимодействие интенсивных ультракоротких лазерных импульсов с поверхностью полупроводника с учетом влияния термоэлектронной эмиссии на динамику температур электронной и ионной подсистем полупроводниковой среды. Определены параметры и условия короткоимпульсных воздействий, при которых необходимо учитывать данное явление. Численно реализована полученная расчетная схема, позволяющая решить задачу в трехмерной постановке.

Интенсивное развитие полупроводниковых чувствительных элементов, широко применяемых в авиации, ракетостроении, робототехнике и т. д., инициирует проведение исследований физических процессов поглощения света в полупроводниковых структурах. Одним из интересных и недостаточно изученных направлений данных исследований является физика поглощения в полупроводниках интенсивных оптических импульсов малой (10^{-9} s) и сверхмалой длительности (короче 10^{-12} s) [1–4].

Довольно часто встречающимся допущением среди прочих, вводимых с целью упрощения в математические модели возбуждения полупроводниковых структур излучением, является пренебрежение перегревом электронной подсистемы относительно фононной [2,3]. Вместе с тем для лазерных импульсов короче характерного времени обмена энергией между электронами и решеткой в среде — времени термализации τ_t процесс нагревания полупроводника изменяется как качественно, так и количественно. Эта особенность поглощения коротких импульсов лазерного излучения в полупроводниках отмечена, например, в [1,4]. Однако при рассмотрении взаимодействия ультракоротких импульсов ($\tau \leq 0.1{-}1\cdot10^{-12}$ s) при условии, что $\tau_p \ll \tau_t$, значительное влияние на поглощение излучения в электронной подсистеме и на обмен энергией с фонной подсистемой вещества оказывает термоэлектронная эмиссия. Это приводит к изменению количества свободных носителей зарядов и их вклада в электронную T_e, ионную T_i температуры и в конечном итоге в температуру тела в целом. В связи с этим в настоящей работе рассматривается процесс поглощения ультракоротких лазерных импульсов в полупроводниковой среде и определяются температуры ее электронной и ионной подсистем с учетом термоэлектронной эмиссии.

Для описания данного процесса в полупроводниках воспользуемся системой уравнений, приведенной в [2,4],

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D\Delta n - \frac{n}{\tau} + P_1,$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\lambda_e}{C_e}\Delta T_e + \frac{(1-\beta)E_g}{C_e\tau}(n-n_t) - \frac{G}{C_e}(T_e-T_i) + \frac{1}{C_e}P_2,$$

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} = \frac{\lambda_i}{C_i}\Delta T_i + \frac{\beta E_g}{C_i\tau}(n-n_t) + \frac{G}{C_i}(T_e-T_i), \qquad (1)$$

где n — концентрация неравновесных носителей, продуцируемых излучением; n_t — количество свободных носителей, образующих ток термоэлектронной эмиссии; C_e и C_i, λ_e и λ_i — электронные и ионные коэффициенты теплоемкости и теплопроводности; G — коэффициент обмена энергией между электронами и решеткой; E_g — энергия запрещенной зоны полупроводника; τ — время рекомбинации неравновесных носителей; β — часть энергии, освобождающаяся в процессе рекомбинации и переходящая в энергию решетки; D — коэффициент диффузии носителей; $P_1 = \alpha(1-R)\lambda_p/(\vartheta_{ph}h)I\exp\{-\alpha x\}$; $P_2 = \alpha(1-R)(\vartheta_{ph}h/\lambda_p - E_g)\lambda_p/(\vartheta_{ph}h)I\exp\{-\alpha x\}$, $I \neq 0$ при $t \leqslant \tau_p$; R, α — коэффициенты отражения и поглощения излучения в материале; I, λ_p, τ_p — интенсивность, длина волны и длительность импульса лазерного излучения; ϑ_{ph} — скорость света в веществе; h — постоянная Планка.

Выберем простые граничные условия, позволяющие без лишнего усложнения проанализировать рассматриваемые процессы. Они состоят в равенстве нулю концентрации носителей, температур подсистем вещества и их градиентов вне полупроводника и в полупроводнике на бесконечном удалении от области поглощения излучения

$$-\lambda_e\frac{\partial T_e}{\partial x} = 0, \quad -D\frac{\partial n}{\partial x} = 0 \text{ при } x = 0, \infty, y, z, t. \quad (2)$$

Начальные условия соответствуют ненагретому образцу

$$n(\mathbf{r},t) = n_0, \quad T_e(\mathbf{r},t) = T_i(\mathbf{r},t) = T_0 \text{ при } t \leqslant 0, \quad (3)$$

где $n_0 = 10^{21}\,1/\text{m}^3$, $T_0 = 300°$K.

Величина n_t, входящая в (1) и отличающая данную модель от существующих, определялась следующим образом. Выражая ток термоэлектронной эмиссии [5] на поверхности полупроводника, электроны которого нагреты до температуры T_e, через их поток n_t, движущийся со средней скоростью ϑ_m, имеем

$$n_t = B/(e\vartheta_m)T_e^2 \exp\{-\varphi/kT_e\}, \qquad (4)$$

где $B = 4\pi m_e e k^2/h^3$; φ — работа выхода; k — постоянная Больцмана; ϑ_m, m_e, e — средняя скорость движения электронов, элементарные масса и заряд.

Величина средней скорости в свою очередь зависит от напряженности электромагнитного поля E, которая связана с интенсивностью излучения I [6], и от подвижности носителей μ [7]

$$\vartheta_m = \mu E = De/(kT_e)19\sqrt{I}. \qquad (5)$$

Подставляя это соотношение в (4) и учитывая значение для постоянной B, имеем окончательно выражение для количества электронов, составляющих ток термоэлектронной эмиссии и не вносящих вклад в температуру полупроводника,

$$n_t = \frac{4\pi m_e}{De}\left(\frac{k}{h}\right)^3 \frac{T_e^3}{\sqrt{I}} \exp\{-\varphi/(kT_e)\}. \qquad (6)$$

В целях преодоления трудностей взятия громоздких интегралов и для того, чтобы избежать ошибок преобразования Фурье (которое, в конечном итоге, берется численно!) и с которыми столкнулся автор [3], система (1) решалась численно разностным методом [8]. Расчетная схема имеет вид:

$$n_{jkm}^{i+1} = C_1 \Lambda_{xyz} n_{jkm}^i + C_2 n_{jkm}^i + \Delta t f_1^{i+0.5},$$

$$\begin{aligned} T_{E_{jkm}}^{i+1} &= C_3 \Lambda_{xyz} T_{E_{jkm}}^i \\ &+ C_4 \left[n_{jkm}^i - C_5 \left(T_{E_{jkm}}^i\right)^3 \exp\left\{-\varphi/\left(kT_{E_{jkm}}^i\right)\right\}\right] \\ &- C_6 \left(T_{E_{jkm}}^i - T_{L_{jkm}}^i\right) + C_7 f_2^{i+0.5} + T_{E_{jkm}}^i, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} T_{L_{jkm}}^{i+1} &= C_8 \Lambda_{xyz} T_{L_{jkm}}^i \\ &+ C_9 \left[n_{jkm}^i - C_5 \left(T_{E_{jkm}}^i\right)^3 \exp\left\{-\varphi/\left(kT_{E_{jkm}}^i\right)\right\}\right] \\ &+ C_{10} \left(T_{E_{jkm}}^i - T_{L_{jkm}}^i\right) + T_{E_{jkm}}^i, \end{aligned} \qquad (7)$$

где $C_1 = D\Delta t/\Delta h^2$; $C_2 = 1 - \Delta t/\tau$; $C_3 = \lambda_e \Delta t/(C_e \Delta h^2)$; $C_4 = (1-\beta)E_g \Delta t/(C_e \tau)$; $C_5 = 4\pi m_e k^3/(eD\sqrt{I}h^3)$; $C_6 = \Delta t G/C_e$; $C_7 = \Delta t/C_e$; $C_8 = \lambda_L \Delta t/(C_L \Delta h^2)$; $C_9 = \beta E_g \Delta t/(C_L \tau)$; $C_{10} = G\Delta t/C_L$; $\Lambda_{xyz} T = (\Lambda_x + \Lambda_y + \Lambda_z)T$ — сумма разностных производных второго порядка вида $\Lambda_x T = (T_{j-1km}^i - 2T_{jkm}^i + T_{j+1km}^i)/\Delta h_x^2$, $\Lambda_y T = (T_{jk-1m}^i - 2T_{jkm}^i + T_{jk+1m}^i)/\Delta h_y^2$, $\Lambda_z T = (T_{jkm-1}^i - 2T_{jkm}^i + T_{jkm+1}^i)/\Delta h_z^2$; $\Delta h_x = \Delta h_y = \Delta h_z = \Delta h$ — приращение координат; Δt — приращение времени; $f_1^{i+0.5}$, $f_2^{i+0.5}$ — разностная аппроксимация функций P_1 и P_2 из соотношения (1) для момента времени $t_{i+0.5} = t_i + 0.5\Delta t$; T_E, T_L — разностные электронная и ионная температуры соответственно.

№ воздействия	$\tau_p \cdot 10^{-12}$, s	$Q_p \cdot 10^{-2}$, J	$I_0 \cdot 10^9$, W/cm^2
1	70.0	89.3	5.1
2	10.0	8.9	35.6
3	1.0	8.7	348.0
4	0.1	7.8	3120.0

Вычислительная устойчивость расчетной схемы (7) обеспечивалась выполнением условия [8]

$$\Delta t/\Delta h^2 \leqslant 0.5. \qquad (8)$$

Необходимо также отметить, что система уравнений (1) нелинейна, ее коэффициенты зависят от температуры. Наиболее существенным является учет температурной зависимости электронной теплоемкости, которая дается выражением [9]

$$C_e = \pi^2/2nk^2 T_e/Q_F, \qquad (9)$$

где Q_F — энергия Ферми.

Из соотношения (6) следует, что количество электронов, составляющих ток термоэлектронной эмиссии, определяется в основном величиной их температуры и значением работы выхода из материала. Очевидно, что для обеспечения максимума величины n_t необходимо, чтобы энергия воздействия Q_p расходовалась на нагрев электронного газа при незначительном теплообмене с решеткой. Поэтому режимы лазерного воздействия (см. таблицу) были подобраны таким образом, чтобы плавление облучаемого образца происходило в конце характерного времени обмена энергией между электронной и ионной подсистемами — времени термализации $\tau_t = C_i/G$ (при фиксированной площади облучения $S_{\text{fix}} = 25 \cdot 10^{-6}\,\text{m}^2$).

На рис. 1–3 показано развитие процесса нагревания излучением кремниевого образца во времени: *1*, *3* — величины электронной и ионной температуры, рассчитанные без учета термоэлектронной эмиссии; *2*, *4* — с ее учетом. Для удобства значения T_e и T_i отнормированы к величине температуры плавления материала $T_{\text{mel}}^{Si} = 1700\,\text{K}$, а время измеряется в пикосекундах.

Влияние термоэлектронной эмиссии на процесс нагревания материала оценивалось по разнице его температур к моменту плавления, вычисленных при наличии эмиссии T_i^{em} и без нее T_i, выраженной в процентах,

$$\delta = (T_i - T_i^{\text{em}})/T_i^{\text{em}} \cdot 100\%. \qquad (10)$$

Из рис. 3 следует, что данный эффект необходимо учитывать в указанных выше условиях облучения уже при $\tau_p \leqslant 10^{-11}\,\text{s} = \tau_r$ (время рекомбинации неравновесных носителей). Это объясняется тем, что продуцируемые излучением электроны, выходя из материала, уносят значительную часть энергии излучения, вместо того чтобы передавать ее другим электронам и решетке, нагревая тем самым образец. Этим же объясняется значительное

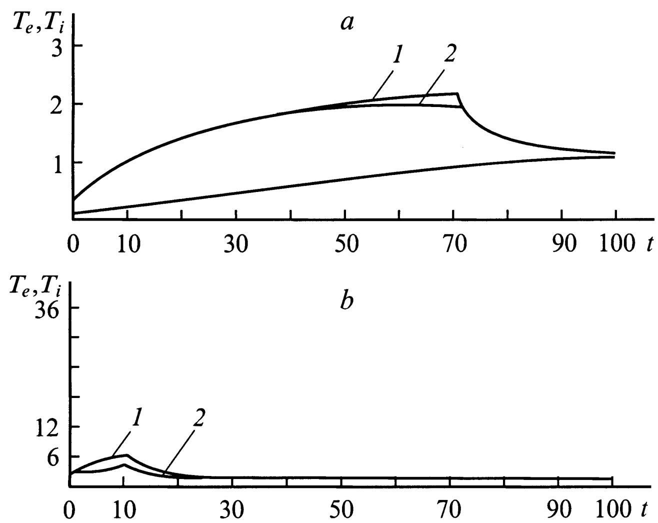

Рис. 1. Зависимость температуры электронов от времени при действии ультракоротких лазерных импульсов: a, b — воздействия 1, 2 (см. таблицу) соответственно (глубина фиксирована $x = 0.45 \cdot 10^{-6}$ m).

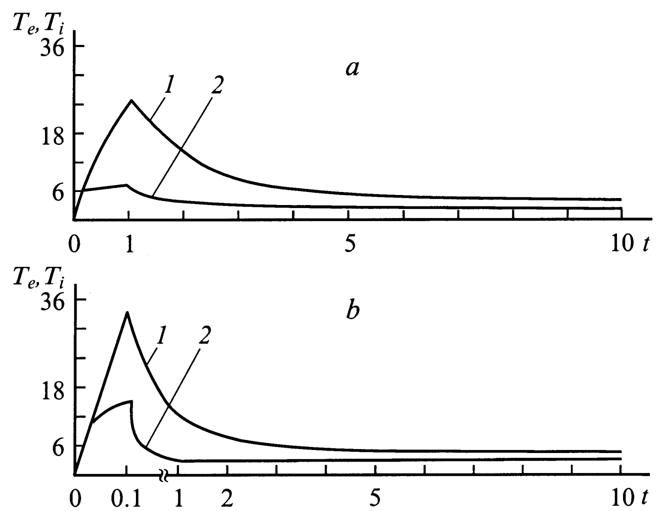

Рис. 2. Зависимость температуры электронов от времени при действии ультракоротких лазерных импульсов: a, b — воздействия 3, 4 (см. таблицу) соответственно (глубина фиксирована $x = 0.45 \cdot 10^{-6}$ m).

снижение температуры электронной подсистемы при наличии эмиссии в условиях сокращения длительности облучения (рис. 1, b и 2).

Максимальное же влияние эмиссии проявляется при длительностях импульсов короче характерного времени энергообмена в электронной подсистеме, т. е. $\tau_p \leqslant C_e/G$ (рис. 2, b и 3, c). Это происходит потому, что бо́льшая часть энергии воздействия в данном случае переходит в эмиссионный ток и исключается из энергобаланса системы.

Таким образом, рассматриваемый эффект можно не учитывать в анализе процесса нагревания полупроводника с помощью ультракоротких лазерных импульсов до плавления за $t = \tau_t$ при длительностях воздействия, превосходящих время рекомбинации носителей, т. е. при $\tau_p > \tau_r$ (рис. 1, a).

В заключение необходимо отметить, что при действии на образец достаточно коротких лазерных импульсов (порядка единиц пикосекунд), но с интенсивностью менее $I_p = 35\,\mathrm{GW/cm^2}$ влияние эмиссии также незначительно ($\delta < 20\%$). Так, например, для условий облучения из [4] ($\tau_p = 4 \cdot 10^{-12}$ s, $I_0 = 0.8\,\mathrm{GW/cm^2}$) температуры электронов и решетки, полученные с учетом эмиссии и без нее, полностью совпадают ($\delta = 0\%$) (рис. 4).

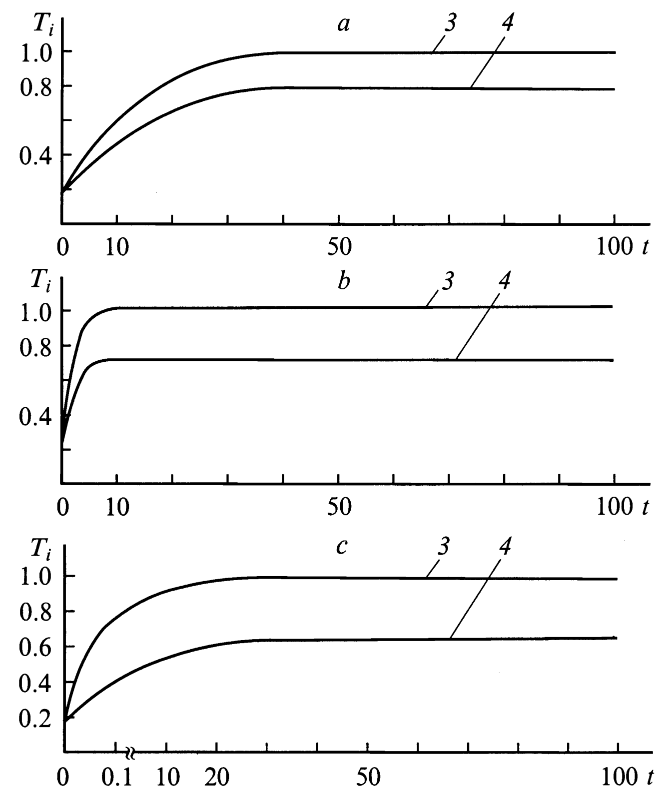

Рис. 3. Зависимость температуры решетки от времени при действии ультракоротких лазерных импульсов: a–c — воздействия 2–4 (см. таблицу) соответственно (глубина фиксирована $x = 0.45 \cdot 10^{-6}$ m). $\delta = 22$ (a), 49 (b), 57% (c).

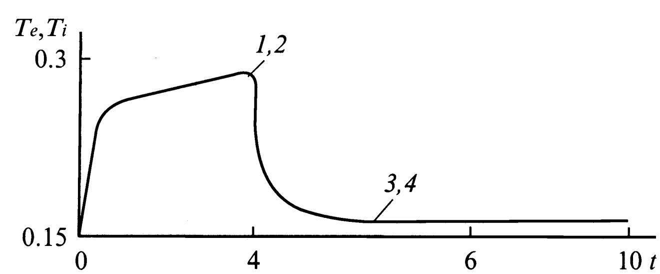

Рис. 4. Зависимость температуры электронов (1, 2) и решетки (3, 4) от времени при действии коротких лазерных импульсов ($\tau_p = 4 \cdot 10^{-12}$ s, $I_0 = 0.8\,\mathrm{GW/cm^2}$).

Список литературы

[1] *Гусев В.Э.* // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. № 11. С. 2197–2209.

[2] *Аванесян С.М., Гусев В.Э.* // Квантовая электрон. 1986. Т. 13. № 6. С. 1241–1249.

[3] *Горбунов Е.В., Евтушенко Н.А., Лобзенко П.В., Сизов В.П.* // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 4. С. 179–184.

[4] *Горбунов Е.В.* // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 5. С. 132–137.

[5] *Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В.* Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 270 с.

[6] *Делоне Н.Б.* Взаимодействие лазерного излучения с веществом. М.: Наука, 1989. 280 с.

[7] *Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г.* Физика полупроводников. Учебное пособие для вузов. М.: Наука, 1990. 688 с.

[8] *Самарский А.А.* Теория разностных схем. М.: Наука, 1989. 616 с.

[9] *Пайерис Р.* Квантовая теория твердых тел. М.: Наука, 1956. 326 с.