($p=2\cdot10^{18}$ см$^{-3}$) соответствует значению, характерному для низкотемпературных [7] или неравновесных процессов диффузии Zn в InP.

Исследования электрических характеристик p—n-переходов, сформированных на InP методом лазерной твердофазной диффузии, показали, что при обратном смещении $\approx$10 В темновой ток для лучших образцов составляет $\approx$1 нА, а напряжение пробоя достигается при 40—50 В. Характеристики диодов на InP соответствуют требуемому уровню параметров p—n-переходов, получаемых на таком материале традиционным методом диффузии и ионной имплантации [8].

На рис. 2 приведены гистограммы напряжения пробоя p—n-переходов, сформированных на одной пластине InP методом лазерной твердофазной диффузии по планарной технологии. Эти результаты показывают достаточно высокую воспроизводимость параметров p—n-переходов по пластине и свидетельствуют о перспективности применения метода лазерной твердофазной диффузии примесей для изготовления диодов на основе легко диссоциирующих соединений $A^{III}B^{V}$, таких как InP, InGaAs, InGaAsP и др.

Список литературы

[1] Двуреченский А. В., Качурин Г. А., Нидаев Е. В., Смирнов Л. С. Импульсный отжиг полупроводниковых материалов. М., 1982. 208 с.

[2] Кияк С. Г., Крэчун В., Маненков А. А., Михаилеску И., Михайлова Г. Н., Прохоров А. М., Урсу И. // Кр. сообщ. по физике ФИ АН СССР. М., 1987. № 3. С. 10—11.

[3] Ursu I., Crâciun V., Mihâilescu I. N., Medianu R., Popa Al., Prokhorov A. M., Kiyak S. C., Manenkov A. A., Mikhailova G. N. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 25. P. 2109—2111.

[4] Александреску Р., Кияк С. Г., Крэчун В., Маненков А. А., Михайлова Г. Н., Михаилеску И. Н., Моржан И., Прохоров А. М., Урсу И. // ДАН СССР. 1989. Т. 301. В. 4. С. 859—861.

[5] Prokhorov A. M., Kiyak S. G., Manenkov A. A., Mikhailova G.N., Seferov A. S., Ursu I., Crâciun V., Mihâilesku I. N. // Third international conference trends in quantum elecrtonics. Bucharest. 1988. P. 300—301.

[6] Jung H., Marschall P. // Electron. Lett. 1987. V. 23. N 19. P. 1010—1011.

[7] Wang K., Parker S. M., Cheng C., Long J. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. N 6. P. 2104—2109.

[8] Георгобиани А. Н., Микуленок А. В., Огнева О. В., Равич В. Н., Стоянова И. Г., Тигиняну И. М. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 1. С. 160—161.

Институт прикладных проблем механики и математики АН УССР
Львов

Получено 10.05.1989
Принято к печати 19.05.1989

ФТП, том 23, вып. 10, 1989

РАЗОГРЕВ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА И ФОНОНОВ ПОСТОЯННЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Гредескул Т. С., Гуревич Ю. Г., Машкевич О. Л.

При протекании электрического тока поперек тонкой полупроводниковой пластины, когда теплоотвод осуществляется через токовые контакты, происходит разогрев носителей тока и фононов, определяемый конкуренцией объемных и контактных механизмов. В результате влияние этого разогрева на вид вольт-амперных характеристик (ВАХ) существенно отличается от случая теплоотвода через боковые грани [1]. В линейном по электрическому полю приближении разогрев квазичастиц и его влияние на вид ВАХ были изучены в [2]. При этом, естественно, неравновесность носителей тока и фононов была связана с эффектом Пельтье.

В настоящей работе исследуется влияние на ВАХ разогрева квазичастиц в квадратичном по полю приближении. Механизмами такого разогрева (кроме эффекта Пельтье) являются эффект Томпсона, поверхностный и объемный Джоулев разогрев. Далее для физической наглядности предполагается, что вклад эффекта Пельтье, детально изученный в [2], в квадратичном приближении несуществен (коэффициент Пельтье мал). Тогда в выражениях для температур носителей тока T_e и фононов T_p в слабых электрических полях E ($T_{e,\,p}=T_0+T'_{e,\,p}$, $T'_{e,\,p}\ll T_0$, где T_0 — температура внешнего термостата) отсутствуют линейные по E слагаемые, а в квадратичные слагаемые не дают вклада эффекты Пельтье и Томпсона.

Считая задачу одномерной (электрический ток течет вдоль оси x, перпендикулярной поверхностям пластины $x=\pm a$), уравнения для $T'_{e,\,p}$ запишем в виде [2]

$$-\varkappa_e\frac{d^2T'_e}{dx^2}=\frac{J^2}{\sigma}-p\,(T'_e-T'_p),$$
$$-\varkappa_p\frac{d^2T'_p}{dx^2}=p\,(T'_e-T'_p). \tag{1}$$

Система уравнений (1) должна быть дополнена граничными условиями [3]

$$-\varkappa_e\frac{dT'_e}{dx}\bigg|_{x=\pm a}=\mp\frac{J^2}{2\theta^\pm}\pm\eta_e^\pm T'_e\,|_{x=\pm a},$$
$$-\varkappa_p\frac{dT'_p}{\Delta x}\bigg|_{x=\pm a}=\pm\eta_p^\pm T'_p\,|_{x=\pm a}. \tag{2}$$

В (1), (2) J — плотность тока, протекающего через образец, $\varkappa_{e,\,p}$ и $\eta_{e,\,p}$ — объемные и поверхностные теплопроводности электронов и фононов, σ и θ — объемная и поверхностная электропроводности, p — параметр, характеризующий интенсивность электрон-фононного энергетического взаимодействия. Индексы «+» и «—» отвечают значениям поверхностных характеристик на границах $x=\pm a$.

Решение задачи имеет вид

$$T'_{e,\,p}=\frac{J^2}{\sigma p}\left[B+\beta\frac{k^2}{2}\,(a^2-x^2)+Ex+\gamma_{e,\,p}\left(1+\frac{A\,\mathrm{ch}\,kx}{\mathrm{ch}\,ka}+D\frac{\mathrm{sh}\,kx}{\mathrm{ch}\,ka}\right)\right], \tag{3}$$

где

$$\beta=\frac{\varkappa_e}{\varkappa_p},\quad \gamma_e=1,\quad \gamma_p=-\beta,\quad k^2=p\left(\frac{1}{\varkappa_e}+\frac{1}{\varkappa_p}\right),$$

$$D=(\xi-1)\,[C\,(1+\beta kL_p\,\mathrm{th}\,ak)+ak^2\beta L_e\,(1+kL_p\,\mathrm{th}\,ak)+kL_e\,\mathrm{th}\,ak]\times$$
$$\times\left[kL_e\,\mathrm{th}\,ak+\beta\frac{a+L_e}{a+L_p}\,(kL_p+\mathrm{th}\,ak)\right]^{-1}[kL_e\,\mathrm{th}\,ak+\xi+\xi\beta kL_p\,\mathrm{th}\,ak]^{-1}, \tag{4}$$

$$E=D\frac{\beta\,(kL_p+\mathrm{th}\,ak)}{a+L_p},$$

$$A=\left\{L_e\left[C+ak^2\beta L_e-\frac{\xi+1}{2}\,(ak^2\beta L_p+1)\right][k\,(a+L_p)+\beta\,\mathrm{th}\,ak]+\right.$$
$$\left.+\left[\frac{\xi+1}{2}\,(C+ak^2\beta L_e)-\xi\,(ak^2\beta L_p+1)\right][(a+L_p)\,\mathrm{th}\,ak+ak^2\beta L_p]\right\}\times$$
$$\times\left\{L_e\ \ kL_e\,\mathrm{th}\,ak+\frac{\xi+1}{2}\,(1+\beta kL_p\,\mathrm{th}\,ak)\right][k\,(a+L_p)+\beta\,\mathrm{th}\,ak]+$$
$$\left.+\left[\xi\left(1+\beta kL_p\,\mathrm{th}\,ak\right)+\frac{\xi+1}{2}\,kL_e\,\mathrm{th}\,ak\right][(a+L_p)\,\mathrm{th}\,ak+ka\beta L_p]\right\}^{-1}, \tag{5}$$

$$B=\beta\,[A\,(kL_p\,\mathrm{th}\,ak+1)+1+ak^2L_p],$$

$$C=\frac{\sigma p}{2\theta\eta_e},\quad L_{e,\,p}=\frac{\varkappa_{e,\,p}}{\eta_{e,\,p}}.$$

При получении (3)—(5) учтено, что в невырожденных полупроводниках $\beta\ll 1$.

При решении уравнений (1), (2) мы полагали, что $\eta_p^+=\eta_p^-=\eta_p$, $\theta^+=\theta^-=\theta$, $\eta_e^+=\eta_e=(1/\xi)\eta_e^-$. Необходимость учета асимметрии поверхностных параметров обусловлено тем, что ВАХ описывается выражением [2]

$$\frac{V}{2a}=J\,\overline{\frac{1}{\sigma(T_e,\ T_p)}}+\alpha_e\overline{\nabla T_e'} \tag{6}$$

(V — напряжение на образце, α_e — коэффициент термоэдс, черта означает усреднение по длине образца) и второе слагаемое в правой части (6) отлично от нуля только в этом случае. С другой стороны, электрическое поле действует непосредственно именно на электронную подсистему, а создание в ней асимметрии в равной степени осуществляется за счет того, что $\eta_e^+\neq\eta_e^-$, а также $\theta^+\neq\theta^-$. В связи с этим заметим, что, хотя большим значениям η_e соответствуют, вообще говоря, большие значения θ, между ними не существует прямой зависимости (η_e определяется концентрацией носителей в контактных областях, а θ — высотами потенциальных барьеров).

Из (3) следует, что $T_e(x)$ формируется конкуренцией слагаемых, связанных с поверхностным и объемным Джоулевым разогревом. Если во всех точках образца преобладает объемный разогрев, то, как обычно (см., например, [1]), максимальное значение температуры достигается в объеме образца, причем экстремум единственный. Эта ситуация реализуется при

$$\theta\eta_e>\frac{\sigma p}{2}\left(1+ak^2\beta L_p+\operatorname{cth}ak\right)^{-1}. \tag{7}$$

Критерий (7) выписан для простоты при $\xi=1$.

Если же выполняется неравенство, обратное (7), то $T_e(x)$ — функция с тремя экстремумами (один максимум и два минимума). При этом если обратное (7) неравенство становится усиленным (значительное преобладание поверхностного разогрева), то абсолютный максимум температуры достигается на стенке образца с меньшей η_e. Заметим, что $T_p(x)$ — всегда функция с одним максимумом.

Переходя к ВАХ, подчеркнем прежде всего, что второе слагаемое в правой части (6) порядка J^2, в то время как первое содержит линейное и кубичное по J слагаемые. Подставляя в (6) T_e' и T_p' из (3), (4), для ВАХ имеем

$$\mathbf{J}=\sigma_0\mathbf{E}\left[1-\beta_1\frac{\mathbf{E}}{E_0}+\beta_2\left(\frac{\mathbf{E}}{E_0}\right)^2\right], \tag{8}$$

где $\sigma_0=\sigma|_{T_p=T_e=T_0}$, $E_0=\sqrt{pT_0/\sigma_0}$, $\beta_{1,2}$ — коэффициенты неомичности, причем

$$\beta_1=\frac{T_0\alpha_{e0}}{aE_0}D\left(\operatorname{th}ak+\frac{ak\beta L_p}{a+L_p}\right), \tag{9}$$

т. е. он отличен от нуля только при несимметричных граничных условиях и в этом случае β_2 определяет малую поправку к нелинейной ВАХ. Если же $\xi=1$, то $\beta_1=0$, а

$$\beta_2=(q-1)\beta\frac{a^2k^2}{3}+\{C(q+\beta)+(q-1)\beta\operatorname{th}ak+qk[\operatorname{th}ak(L_e-2\beta L_p)+$$

$$+ak\beta L_e(1+kL_p\operatorname{th}ak)]+\beta kL_p(\operatorname{th}ak-ak-ak^2L_e\operatorname{th}ak)\}\,[1+k\operatorname{th}ak(L_e+\beta L_p)]^{-1} \tag{10}$$

описывает главное нелинейное слагаемое в ВАХ. Здесь q — показатель в степенной зависимости проводимости от температуры $\sigma(T_e,\ T_p)=\sigma_0(T_e/T_0)^q\times\times(T_0/T_p)$, определяемый механизмом релаксации импульса электронов [4].

Обратим внимание на то, что если основной вклад в β_1 и β_2 дает объемный разогрев, то в коротких образцах ($ak\ll1$) они стремятся к нулю, если же эти коэффициенты определяются поверхностным разогревом, то при $ak\to0$ они насыщаются. В длинных образцах ($ak\gg1$) величины β_1 и β_2 всегда определяются объемным разогревом, причем β_1 перестает зависеть от длины [это легко увидеть из формулы (9)], а β_2 растет квадратично вместе с ak [см. (10)]. Полученные выше результаты физически весьма прозрачны. В коротких образцах неравновесность квазичастиц, обусловленная объемным разогревом, исчезает с уменьшением a, поскольку возрастает эффективность теплоотвода. Поверхностный же разогрев от a вообще не зависит. В длинных образцах с увеличением a возрастает средний разогрев, определяющий β_2, в то время как перепад температур на стенках, определяющийся приконтактными слоями толщиной $\sim k^{-1}$, перестает зависеть от a. Отметим, что температурные поля электронов и фононов при преобладании объемных механизмов разогрева не зависят от того, как осуществляется теплоотвод — через плоскости контактов или через боковые грани.

В заключение укажем, что при $\theta^+ \neq \theta^-$ [см. (2)] возможно изменение знака β_1 по мере удлинения образца.

Список литературы

[1] Бочков В. С., Гредескул Т. С., Гуревич Ю. Г. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 3. С. 396—401.
[2] Гредескул Т. С. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 3. С. 568—570.
[3] Ваксер А. И., Гуревич Ю. Г. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 1. С. 82—86.
[4] Басс Ф. Г., Бочков В. С., Гуревич Ю. Г. Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках. М., 1984. 287 с.

Харьковский государственный университет им. А. М. Горького

Получено 6.05.1989
Принято к печати 19.05.1989

ФТП, том 23, вып. 10, 1989

О МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕОДНОРОДНЫХ СТРУКТУР В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Захарова А. А., Рыжий В. И.

При воздействии на поверхность полупроводников пикосекундных или наносекундных (при низких температурах) импульсов лазерного излучения наблюдаются неравновесные фазовые переходы из полупроводникового состояния в металлическое [1]. При поглощении света с энергией кванта $\hbar\omega > E_g$ (E_g — ширина запрещенной зоны) электроны переходят из связывающих состояний в валентной зоне в антисвязывающие состояния в зоне проводимости, величина E_g и частоты фононов уменьшаются, и при концентрации квазичастиц n_c полупроводниковое состояние оказывается неустойчивым. С переходом в неравновесное металлическое состояние связывают нетепловой механизм лазерного отжига [2]. В настоящем сообщении описан новый механизм неустойчивости к образованию сверхрешетки в поверхностном слое полупроводника при концентрациях возбуждений $n < n_c$, обусловленной возникновением квазиэлектрических полей, действующих на электроны и дырки при неоднородном изменении E_g.

Будем считать, что частоты парных столкновений электронов и дырок достаточно велики, так что их функции распределения имеют фермиевский вид, причем температуры электронов и дырок равны. Среднюю по толщине поверхностного слоя скорость генерации электронно-дырочных пар g будем считать постоянной, а время релаксации энергии электронно-дырочной плазмы (ЭДП) — достаточно малым. Тогда ЭДП поверхностного слоя полупроводника описывается следующими уравнениями:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = g - R + \operatorname{div}\left(D_n \operatorname{grad} n + \frac{\mu_n n}{e} \operatorname{grad} E_C\right),$$
$$\frac{\partial p}{\partial t} = g - R + \operatorname{div}\left(D_p \operatorname{grad} p - \frac{\mu_p p}{e} \operatorname{grad} E_V\right). \qquad (1)$$