Доклады Академии наук СССР
1971. Том 201, № 4

ФИЗИКА

П. М. КАРАГЕОРГИЙ-АЛКАЛАЕВ, А. Ю. ЛЕЙДЕРМАН

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ОДНОРОДНОГО СТАЦИОНАРНОГО СОСТОЯНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКА, ОБУСЛОВЛЕННАЯ ТЕПЛОВОЙ ДЕФОРМАЦИЕЙ ЕГО ЗАПРЕТНОЙ ЗОНЫ

(Представлено академиком Л. А. Арцимовичем 7 V 1971)

Исследования, проведенные на различных полупроводниковых материалах, показывают, что ширина запретной зоны E_g зависит от температуры кристаллической решетки ([1-5]). Характер зависимости $E_g(T)$ изменяется при переходе от одного температурного интервала к другому. В частности, для Ge $E_g(T)$ квадратична при очень низких температурах, линейна или экспоненциальна при более высоких T ([2, 5]). На линейном участке зависимости $E_g(T)$ температурный коэффициент dE_g/dT обычно $\sim 10^{-4}$ эв на градус.

Покажем, что локальная деформация запретной зоны, возникающая при случайном возмущении однородности распределения температуры в полупроводнике, обусловливает возможность появления своеобразного типа электрической неустойчивости. Для простоты проведем рассмотрение в монополярном полупроводнике с электронной проводимостью.

Система уравнений, описывающих движение носителей в таком электронном полупроводнике с учетом возможности деформации дна зоны проводимости E_c вследствие локального нагрева, имеет вид ([5-7])

$$\frac{1}{q}\tilde{\mathbf{j}} = \mu\tilde{n}\mathbf{E} + D\cdot\nabla\tilde{n} + \mu\tilde{n}\frac{1}{q}\left(\frac{\partial E_c}{\partial\tilde{T}}\right)\cdot\nabla\tilde{T} - \mu\tilde{n}\left(\alpha_T(\tilde{T}) + \frac{1}{q}\frac{E_c}{\tilde{T}}\right)\cdot\nabla T; \quad (1)$$

$$\frac{1}{q}\nabla\tilde{\mathbf{j}} = \frac{\partial}{\partial t}\tilde{n}; \quad (2)$$

$$\nabla\tilde{\mathbf{E}} = -\frac{4\pi q}{\varepsilon}(\tilde{n} - N_d); \quad (3)$$

$$\tilde{\mathbf{W}} = -\varkappa_T\nabla\tilde{T} - \Pi(\tilde{T})\tilde{\mathbf{j}}; \quad (4)$$

$$\bar{\rho}c_T\frac{\partial\tilde{T}}{\partial t} = -\nabla(\tilde{\mathbf{W}} - \tilde{\varphi}\tilde{\mathbf{j}}) - P(\tilde{T}). \quad (5)$$

Здесь N_d — концентрация полностью ионизированных доноров, определяющих тип проводимости полупроводника, μ — подвижность электронов, α_T — термо-э.д.с., $\tilde{\varphi}$ — электростатический потенциал, $P(\tilde{T})$ — мощность, отдаваемая в окружающую среду, $\Pi(\tilde{T})$ — коэффициент Пельтье, $\varkappa_T$ — коэффициент теплопроводности, $\bar{\rho}$ — плотность полупроводника, c_T — удельная теплоемкость полупроводника.

Токовое уравнение (1) содержит, кроме обычных полевой и диффузионной составляющих, члены $\mu\tilde{n}\frac{1}{q}\left(\frac{\partial E_c}{\partial T}\right)\cdot\nabla\tilde{T}$, связанные с температурной зависимостью ширины запретной зоны, а также слагаемое $\mu\tilde{n}\alpha_T(\tilde{T})\cdot\nabla\tilde{T}$, обусловленное термодиффузией. Простая оценка показывает, что термодиффузия и изменение ширины зоны могут приводит к эффектам одного порядка величины. Поэтому пренебрежение термодиффузией в рассматриваемой модели было бы некорректным.

Уравнение (4) определяет величину теплового потока в полупроводнике $\widetilde{\mathbf{W}}$, а уравнение (5) описывает тепловой баланс единицы объема полупроводника.

Проводя линеаризацию системы (1)—(5) относительно малых приращений δn, δT, $\delta\mathbf{j}$, $\delta\mathbf{E}$, получаем уравнение сохранения энергии (5) в виде

$$\bar{\rho}c_T \frac{\partial}{\partial T}(\delta T) = \varkappa_T \cdot \nabla^2(\delta T) + \mathbf{j}_0\left(\frac{\partial \Pi}{\partial T}\right)_0 \nabla(\delta T) - \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_0 (\delta T) + \\ + (\Pi - \varphi)_0\, q \frac{\partial}{\partial t}(\delta n) + \delta(\widetilde{\mathbf{j}} \cdot \widetilde{\mathbf{E}}). \tag{6}$$

Последнее слагаемое в (6) является вариацией выделяемого джоулева тепла и записывается как $\mathbf{j}_0 \cdot (\delta\mathbf{E})_{\delta\mathbf{j}=0}$ в режиме генератора тока и как $\mathbf{E}_0(\delta\mathbf{j})_{\delta\mathbf{E}=0}$ — в режиме генератора напряжения. При этом, как следует из (1),

$$(\delta\mathbf{E})_{\delta\mathbf{j}=0} = -(\delta\mathbf{j})_{\delta\mathbf{E}=0} / (q\mu n_0) = \{\mu n_0 \bar{\alpha}_T \cdot \nabla(\delta T) + \\ + \mu\mathbf{E}_0 \cdot (\delta n) + D \cdot \nabla(\delta n)\} / (\mu n_0), \tag{7}$$

$$\bar{\alpha}_T = \alpha_T + \frac{1}{q}\left[\left(\frac{\partial E_c}{\partial T}\right)_0 - \frac{E_c}{T}\right] \tag{8}$$

— эффективная «термо-э.д.с.», дополненная учетом тепловой деформации запретной зоны.

Декремент гармонических Фурье-компонент флуктуаций

$$(\delta T), \quad (\delta n) \sim \exp(-\nu t - i\mathbf{kr}), \quad \nu = \gamma + i\omega,$$

при очень больших $\bar{\rho}c_T$ в условиях, близких к порогу самовозбуждения (когда можно считать $|\gamma| \ll \tau_M^{-1}$, τ_M — время максвелловой релаксации) описывается выражением

$$\gamma = \frac{\varkappa_T k^2 + \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_0}{\bar{\rho}c_T} + \frac{\mu n_0 \bar{\alpha}_T \mathbf{k}\,(\mathbf{k}\mu\mathbf{E}_0\tau_M^{-1} + Dk^2\omega)}{\left[(Dk^2 + \tau_M^{-1})^2 + \left(\frac{\mathbf{k}}{k}\mu\mathbf{E}_0 - v_f\right)^2 k^2\right]\bar{\rho}c_T} \times \begin{cases} -\mathbf{j}_0/(\mu n_0), & \delta\mathbf{j} = 0, \\ q\mathbf{E}_0, & \delta\mathbf{E} = 0. \end{cases} \tag{9}$$

Частота колебаний на пороге нарушения устойчивости ω_{th} (при $\gamma = 0$) определяется из решения уравнения

$$Dk^2\omega_{\text{th}}^2 + \left[\mathbf{k}\mu\mathbf{E}_0\left(\tau_M^{-1} + \frac{\varkappa_T k^2 + (\partial P/\partial T)_0}{\bar{\rho}c_T}\right) - Dk^2\frac{\mathbf{k}\mathbf{j}_0\,(\partial\Pi/\partial T)_0}{\bar{\rho}c_T}\right]\omega_{\text{th}} - \\ - \left[\frac{\mathbf{k}\mathbf{j}_0\,(\partial\Pi/\partial T)_0}{\bar{\rho}c_T}\mathbf{k}\mu\mathbf{E}_0 + \frac{\varkappa_T k^2 + (\partial P/\partial T)_0}{\bar{\rho}c_T}Dk^2\right]\tau_M^2 = 0. \tag{10}$$

Размеры возникающей неоднородности в полупроводниках с достаточно малыми τ_M определяются выражением

$$\lambda_{\text{кр}} \simeq 2\pi\sqrt{\frac{kT_0}{qE_{0\text{кр}}}\sqrt{\frac{\varkappa_T}{|\bar{\alpha}_T|}\frac{\tau_M}{qn_0}}}, \tag{11}$$

а для частоты колебаний из (10) получаем

$$\omega_{\text{th}} \simeq \alpha_T k j_0 / (\bar{\rho}c_T). \tag{12}$$

Для полупроводника с $n_0 \simeq 10^{14}$ см$^{-3}$, $\mu \simeq 10^2$ см^2/(*в·сек*), $\varkappa_T \simeq 10^{-2}$ вт/(град·см), $\rho \simeq 1$ г/см^3, $c_T \simeq 10^{-1}$дж/(г·град), имеем $\tau_M \simeq 10^9$ сек и из (11) и (12) находим $\lambda_{\text{кр}} \simeq 10^{-4}$ см и $\omega_{\text{th}} \sim 10^3$ сек$^{-1}$, причем $E_{0\,\text{кр}} \simeq 10^3$ в/см.

Влияние изменения ширины запретной зоны на устойчивость однородного состояния полупроводника описывается членами $\sim \partial E_g / \partial T$ в выражении для «эффективной термо-э.д.с.» ([8]). Если α_T мало, то эффект температурной зависимости может быть рассмотрен в чистом виде. Сужение запретной зоны с ростом температуры ($(\partial E_c / \partial T)_0 < 0$) способствует образованию поперечных нарушений пространственной однородности образца. Действительно, в области локального разогрева полупроводника в дне зоны проводимости образуется «выемка», в которой накапливаются носители. Тогда сопротивление зоны локального нагрева уменьшается с ростом T, что способствует возмущению однородности распределения плотности тока по сечению образца — шнурованию тока.

Расширение запретной зоны с ростом температуры ($(\partial E_c / \partial T)_0 > 0$) способствует появлению доменов сильного поля. В этом случае на дне зоны проводимости образуется «выпуклость» и сопротивление области нарастает, что и приводит в конечном счете к появлению продольной неустойчивости.

Термодиффузия из нагретой области домена приводит к увеличению сопротивления этой области и способствует дополнительному нарастанию температуры. Росту поперечных неоднородностей — шнуров термодиффузия препятствует, так как усиленный вынос носителей из области горячего шнура повышает его сопротивление и способствует рассеиванию флуктуаций.

Локальное сужение запретной зоны полупроводника приводит к изменениям спектра рекомбинационного излучения, связанного с межзонными переходами. Появление такой поперечной неоднородности может сопровождаться осцилляцией длинноволновой границы эмиссионного спектра. Излучение в полосе длин волн, примыкающей к этой границе, может быть легко выведено из полупроводника, так как вследствие $dE_g / dT > 0$ энергии испускаемых квантов оказываются за пределами области собственного поглощения полупроводника.

Рассмотренный механизм неустойчивости близок к перегревному, описанному в работах ([8], [9]).

Интересно, что деформация запретной зоны, связанная с зависимостью ее ширины от концентрации свободных неравновесных носителей $E_g = E_g(n)$ ([10]), также может привести к возникновению электрической неустойчивости. В этом случае в уравнение для тока электронов (1) входит дополнительный член $\mu\tilde{n}\frac{1}{q}\left(\frac{\partial E_c}{\partial \tilde{n}}\right)\cdot\nabla\tilde{n}$ и процесс диффузии носителей характеризуется эффективным коэффициентом $D_{\text{eff}} = D + \mu n_0 \frac{1}{q}\left(\frac{\partial E_c}{\partial n}\right)_0$. Перемена знака D_{eff}, возможная в случае $(\partial E_c / \partial n)_0 < 0$ ([10]), приводит к «диффузионной» ([11], [12]) неустойчивости однородного состояния полупроводника.

Ташкентский государственный университет
им. В. И. Ленина

Физико-технический институт им. С. В. Стародубцева
Академии наук УзбССР
Ташкент

Поступило
15 IV 1971

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] W. Shockley, J. Bardeen, Phys. Rev., 77, 407 (1950). [2] E. Antončik, Czechoslov. J. Phys., 5, № 4, 461 (1955). [3] T. Moss, Optical Properties of Semiconductors, London, 1959. [4] В. С. Вавилов, Действие излучений на полупроводники, М., 1963. [5] Я. Тауц, Фото- и термоэлектрические явления в полупроводниках, ИЛ, 1962. [6] W. Chaja, Helv. phys. acta, 32, 1 (1959). [7] S. R. de Groot, Thermodynamics of Irreversible Processes, Amsterdam, 1952. [8] А. Ф. Волков, Ш. М. Коган, ЖЭТФ, 52, в. 6, 1647 (1967). [9] В. И. Пустовойт, С. Г. Калашников, Г. С. Надо, ФТП, 3, в. 6, 832 (1969). [10] В. Ф. Аспин, А. А. Рогачев, ФТТ, 5, в. 6, 1730 (1963). [11] K. Blötekjaer, P. Weissglas, J. Appl. Phys., 39, № 3, 1645 (1968). [12] Akio Sasaki, J. Appl. Phys., 41, № 9, 3813 (1970).