

**РАСЧЕТ РЕЛАКСАЦИИ ФОТОТОКА В ДИОДНЫХ СТРУКТУРАХ
НА ОСНОВЕ НЕЛОКАЛЬНОЙ ДИФФУЗИОННО-ДРЕЙФОВОЙ МОДЕЛИ
ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ СУБПИКОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ**

**CALCULATION OF THE RELAXATION PHOTOCURRENT IN DIODE STRUCTURES
BASED ON A NONLOCAL DIFFUSION-DRIFT MODEL UNDER THE INFLUENCE
SUBPICONSECOND LASER PULSES**

А. С. Пузанов

A. S. Puzanov

Филиал ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ – НИИИС им. Ю. Е. Седакова»

Branch of the Federal State Unitary Enterprise «Russian Federal Nuclear Center All-Russian Research – NIIS
named after Yu.E. Sedakov»

Рассмотрен процесс релаксации возбуждений в электронно-дырочной плазме при воздействии ионизирующего излучения с длительностью, меньшей времени релаксации энергии и импульса подвижных носителей заряда. На примере расчета переходных ионизационных процессов в кремниевом диоде Шоттки гипервысоких частот проведено сравнение локально-равновесной и локально-неравновесной моделей переноса носителей заряда. Показано, что локально-неравновесная модель имеет более широкую область применимости для описания быстропротекающих релаксационных процессов.

The process of relaxation of excitations in electron-hole plasma under the influence of ionizing radiation with duration, less time of relaxation of energy and momentum of mobile charge carriers is considered. On the example of calculation of transient ionization processes in silicon Schottky diode of hyperhigh frequencies the comparison of local-equilibrium and local-nonequilibrium models of charge carriers transfer is carried out. It is shown that the locally nonequilibrium model has a wider scope of applicability for the description of fast-flowing relaxation processes.

1. Введение

Одним из практических приложений источников ультракоротких импульсов лазерного излучения длительностью 0,01...10 пс является имитация воздействия тяжелых заряженных частиц на изделия микро- и наноэлектроники [1, 2]. Моделирование реакции полупроводниковых приборов на такого рода воздействия, как лазерного, так и непосредственно тяжелых заряженных частиц, обычно проводится при помощи диффузионно-дрейфовой модели, которая позволяет учесть воздействие ионизирующих и дефектообразующих проникающих излучений с помощью изменения скоростей генерации и рекомбинации носителей заряда, а также их подвижностей и коэффициентов диффузии.

Система уравнений переноса носителей заряда в традиционной диффузионно-дрейфовой модели

основана на приближении локального равновесия, которое нарушается при длительности возмущающего воздействия, сравнимого со временем релаксации электронно-дырочной плазмы к равновесному состоянию. Следует отметить, что, несмотря на то, что рабочие частоты большинства полупроводниковых приборов далеки от терагерцового диапазона, недавние успехи в разработке не требующих охлаждения кремниевых полевых транзисторов, а также диодов Шоттки гипервысоких частот [3], ставят задачу их дальнейшей оптимизации с помощью математического моделирования, которое ранее проводилось на основе низкочастотных локально-равновесных моделей. Таким образом, для анализа воздействия ультракоротких импульсов ионизирующих излучений на полупроводниковые приборы представляет интерес формулировка диффузионно-дрейфовой модели в локально-неравновесном приближении.

2. Математическая модель

Система уравнений переноса носителей заряда в диффузионно-дрейфовом приближении включает уравнение Пуассона (1) и уравнения непрерывности плотности электрического тока электронов (2) и дырок (3) [4]

$$\varepsilon_0 \nabla (\varepsilon \nabla \varphi) + q(N_d - N_a + p - n) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\nabla j_n}{q} - R + G, \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\nabla j_p}{q} - R + G, \quad (3)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость материала, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, φ – потенциал электрического поля, q – элементарный заряд, N_d и N_a – концентрации доноров и акцепторов, n и p – концентрация электронов и дырок, t – текущее время, R и G – скорости рекомбинации и генерации. Совместно с выражениями, определяющими плотность электрического тока электронов j_n и дырок j_p , выражения (1)–(3) образуют замкнутую систему дифференциальных уравнений в частных производных.

Выражения для плотностей электрического тока электронов (4) и дырок (5) традиционной локально-равновесной диффузионно-дрейфовой модели записываются в виде [4]

$$j_n = -q\mu_n n \nabla \varphi + qD_n \nabla n, \quad (4)$$

$$j_p = -q\mu_p p \nabla \varphi - qD_p \nabla p, \quad (5)$$

где μ_n и μ_p – подвижности, D_n и D_p – коэффициенты диффузии электронов (n) и дырок (p).

Последовательная критика локально-равновесных моделей переноса произведена на примере уравнения теплопроводности приведена в работах [5, 6]. Отмечается, что закон Фурье может рассматриваться только как приближенное описание теплопроводности, в котором пренебрегается временем, необходимым для ускорения потока тепла, и предполагается мгновенное нарастание потока тепла во всех точках одновременно [7]. Для быстропротекающих процессов это приближение вступает в противоречие с принципом причинности [8].

Известно, что условия локального термодинамического равновесия сплошной среды записываются в виде [9]

$$L \sim \Psi \left/ \frac{d\Psi}{dx} \right. \gg l, \quad (6)$$

$$T \sim \Psi \left/ \frac{d\Psi}{dt} \right. \gg \tau, \quad (7)$$

где Ψ – макропараметр системы – потенциал переноса (для полупроводников это концентрация электронов или дырок), τ – время релаксации системы к равновесному состоянию, $v = \sqrt{a/\tau}$ – скорость распространения возмущений в среде, a – коэффициент переноса (в данном случае коэффициенты диффузии электронов или дырок), $l = v\tau$ – пространственный микромасштаб, на котором происходит релаксация системы к термодинамическому равновесию, то есть корреляционная длина, V – скорость бегущей волны, $L = a/V$ – макромасштаб – характерный размер фронта бегущей волны, $T = a/V^2$ – характерное время изменения макропараметров системы.

Соотношения локального термодинамического равновесия (6) и (7) эквивалентны следующим неравенствам: $v \gg V$ и $T \gg \tau$, то есть классическая локально-равновесная теория переноса справедлива, если характерная скорость данного процесса много меньше скорости распространения возмущений в среде, при этом время релаксации, в течение которого устанавливается равновесие в малых, но макроскопических областях, оказывается намного меньше характерного времени рассматриваемого процесса [9].

В случае полупроводников скорость распространения возмущений можно принять равной средней скорости движения носителей заряда. В табл. 1 приведены характерные значения скорости распространения возмущений и времени релаксации электронов для некоторых полупроводников при комнатной температуре.

Таблица 1

Характерные значения скорости распространения возмущений и времени релаксации электронов для некоторых полупроводников при комнатной температуре

Полупроводник	Ge	Si	GaAs
Эффективная масса [10], m_0	0,223	0,328	0,067
Коэффициент диффузии [10], $\text{см}^2/\text{с}$	97,5	37,5	212,5
Скорость распространения возмущения, $\times 10^7 \text{ см/с}$	2,3	1,9	4,2
Время релаксации, пс	0,2	0,1	0,1
Корреляционная длина, нм	40	20	50

Из приведенной таблицы следует, что локально-равновесная диффузионно-дрейфовая модель становится формально неприменимой для анализа переходных ионизационных процессов в полупроводниковых структурах при воздействии тяжелых заряженных частиц и ультракоротких лазерных импульсов длительностью менее 0,1 пс. Следует отметить, что более продвинутой квазигидродинамическая модель [11, 12], учитывающая баланс энергии и импульса между электронно-дырочной подсистемой и кристаллической решеткой полупроводника в локально-равновесной постановке также становится формально некорректной для анализа быстропротекающих релаксационных процессов.

Предложенная в работах [5, 6] система дифференциальных уравнений диффузии приведена в работе [13] в виде

$$J_i = L_i^{(r)} \frac{\partial J_i}{\partial t} + \sum_{k=1}^N \left(L_{ik} X_k + L'_{ik} \frac{\partial X_k}{\partial t} \right), \quad (8)$$

где J_i – поток среды, $X = \nabla \Psi$ – движущие силы, L и L' – постоянные феноменологические коэффициенты. Если в соотношении (8) пренебречь производной от движущей силы $L'_{ik} \frac{\partial X_k}{\partial t} = 0$, положить $L_i^{(r)} = -\tau_{sc}$, $L_{ik} = \pm qD$ и добавить дрейфовое слагаемое для электронной $-q\mu_n n \nabla \phi$ и дырочной $-q\mu_p p \nabla \phi$ плотности тока, то получатся выражения, подобные [14, 15]. Используя приближение Максвелла-Каттанео [16] можно получить следующие выражения для электронного (9) и дырочного (10) плотностей токов

$$j_n = -q\mu_n n \nabla \phi + qD_n \nabla n - \tau_{scn} \frac{\partial j_n}{\partial t}, \quad (9)$$

$$j_p = -q\mu_p p \nabla \phi - qD_p \nabla p - \tau_{scp} \frac{\partial j_p}{\partial t}, \quad (10)$$

где τ_{scn} и τ_{scp} – среднее время между рассеяниями для электронов и дырок. Так как $j(t + \tau) = j(t) + \tau \frac{\partial j(t)}{\partial t} = -q\mu n \nabla \phi \pm qD \nabla n$, то локально-неравновесный процесс обладает инерционными свойствами: плотность тока j реагирует на изменение концентрации, градиентов потенциала и концентрации не в тот же момент времени t , а позже, спустя время релаксации τ .

Численный метод решения системы (1)–(5) описан в работе [17]. Учет ненулевого значения времени релаксации осуществлялся путем коррекции матрицы массы M из нормированной системы дифференциально-алгебраических уравнений вида $M \frac{du}{dt} = f(u, t)$, где $f(u, t)$ – векторная функция системы уравнений (1)–(5), u – вектор неизвестных (ϕ, n, p, j_n, j_p) .

3. Результаты и их обсуждение

В качестве тестовой структуры был рассмотрен кремниевый диод Шоттки. Концентрация примеси n -типа в рабочей области принималась равной 10^{17} см^{-3} , длина структуры 1 мкм, высота барьера Шоттки 0,55 В, среднее время между рассеяниями электронов и дырок 0,1 пс. На данную структуру в отсутствие внешнего приложенного напряжения моделировалось воздействие импульса ионизирующего излучения с максимальной скоростью генерации неравновесных носителей заряда $G_0 = 10^{27} \text{ см}^{-3}/\text{с}$, что характерно при воздействии тяжелых заряженных частиц космического пространства, первичных атомов отдачи при воздействии атмосферных нейтронов, воздействии субпикосекундных лазерных импульсов и т. д.

Форма воздействия задавалась в двух-экспоненциальном виде

$$G(t) = G_0 \frac{\exp(-\alpha t) - \exp(-\beta t)}{\exp(-\alpha t_0) - \exp(-\beta t_0)},$$

где $t_0 = \frac{1}{\alpha - \beta} \ln \left(\frac{\alpha}{\beta} \right)$ – время, соответствующее

максимальной амплитуде импульса ионизирующего излучения, α и β – коэффициенты, определяющие длительность импульса, а также его переднего и заднего фронтов. Длительность импульса τ_p определялась по уровню амплитуды 0,5 от ее максимального значения, длительность переднего фронта импульса τ_f определялась по разности уровней амплитуды 0,9 и 0,1 от ее максимального значения (врезка на рисунке 1). Отношение длительности переднего фронта импульса τ_f к длительности импульса τ_p в проведенных расчетах выбиралось постоянным $\tau_f/\tau_p = 0,16$.

Результаты моделирования релаксации фототока приведены на рис. 1 для длительностей воздействия импульсов ионизирующего излучения $\tau_p = 0,01 \text{ пс}$; $0,1 \text{ пс}$; 1 пс . Из рисунка видно, что на

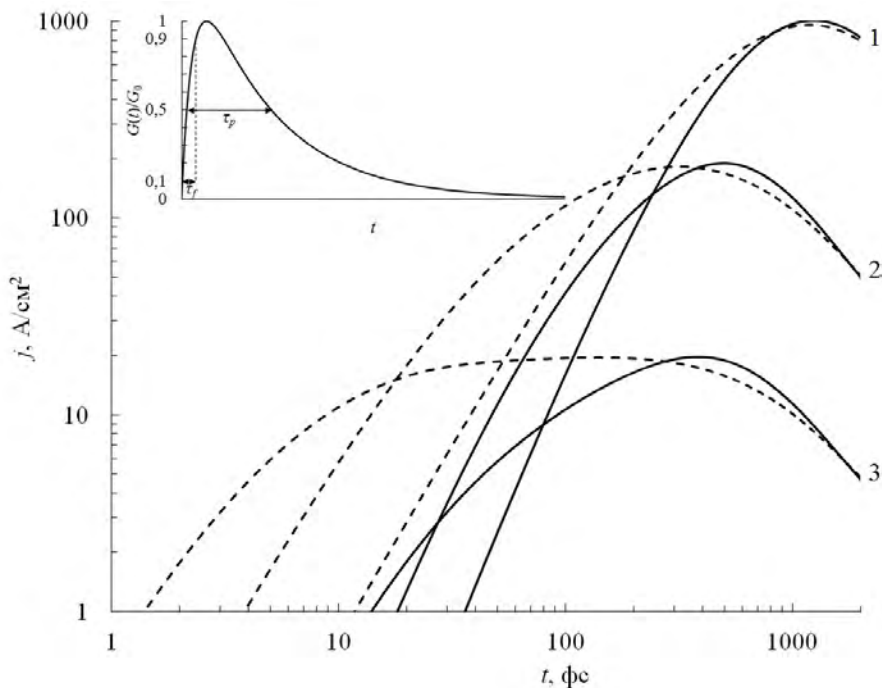


Рис. 1. Плотность фототока кремниевого диода Шоттки при воздействии импульса ионизирующего излучения длительностью: 1 – 1; 2 – 0,1 и 3 – 0,01 пс; (---) – локально-равновесная диффузионно-дрейфовая модель; (—) – локально-неравновесная диффузионно-дрейфовая модель. На врезке приведена форма импульса ионизирующего излучения: τ_p – длительность импульса, τ_f – длительность переднего фронта импульса

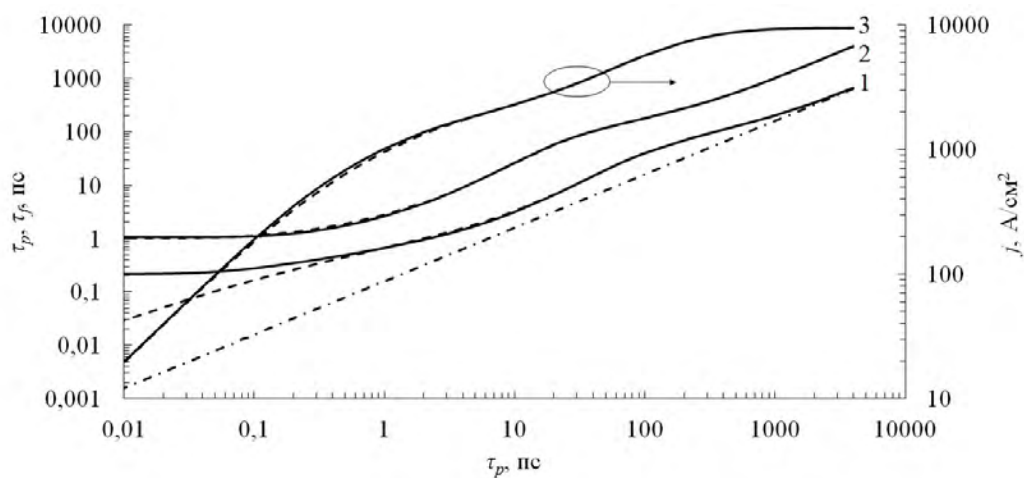


Рис. 2. Длительность переднего фронта импульса (1) и импульса фототока (2), максимальная амплитуда фототока (3) в зависимости от длительности импульса ионизирующего излучения: (---) – локально-равновесная диффузионно-дрейфовая модель; (—) – локально-неравновесная диффузионно-дрейфовая модель; (- · - · -) – длительность переднего фронта импульса ионизирующего излучения

временах свыше нескольких пикосекунд, результаты расчета по локально-равновесной и локально-неравновесной диффузионно-дрейфовым моделям совпадают. Это означает, что для описания «медленных» по сравнению со временем релаксации процессов достаточно пользоваться традиционной локально-равновесной диффузионно-дрейфовой моделью.

На рис. 2 приведены зависимости длительностей переднего фронта импульса и самого импульса, а также максимальной амплитуды фототока от длительности импульса ионизирующего излучения, которая варьировалась в пределах 0,01...4000 пс. Видно, что передний фронт импульса фототока, рассчитанный при помощи локально-равновесной модели, значительно короче,

чем для локально-неравновесной модели. Это объясняется аномально высокой скоростью движения носителей заряда, существенно превосходящей баллистический предел, что, очевидно, нефизично. На временах, в несколько раз превосходящих время релаксации, скорости потоков носителей заряда выравниваются, что приводит к практически идентичному заднему фронту импульса, рассчитанному на основе обеих моделей. Длительность заднего фронта импульса существенно больше длительности переднего фронта импульса, поэтому длительность отклика на воздействие ионизирующего излучения практически не зависит от применяемой при расчетах модели: локально-равновесной или локально-неравновесной.

Пространственно-временное распределение концентрации электронов в рабочей области диода Шоттки приведено на рис. 3. Конечная скорость распространения носителей заряда в полупроводниках, ограниченная баллистическим пределом, приводит к образованию волн электронов в самоогласованном электрическом поле. Амплитуда этих волн определяется скоростью нарастания концентрации неравновесных носителей заряда, то есть параметрами воздействующего импульса ионизирующего излучения.

Таким образом, получено, что при длительностях импульса ионизирующего излучения, суще-

ственно больших времени релаксации возбуждений в электронно-дырочной плазме, локально-равновесная и локально-неравновесная диффузионно-дрейфовые модели дают идентичный результат. С уменьшением длительности импульса ионизирующего излучения до долей пикосекунд начинает проявляться инерционность электронно-дырочной плазмы, что приводит к более медленному нарастанию переднего фронта импульса фототока, рассчитанного в рамках локально-неравновесного приближения, по сравнению с безынерционной локально-равновесной моделью. Дальнейшее уменьшение длительности импульса ионизирующего излучения приводит к появлению бегущих волн концентрации электронов, возникающих в обедненной области и затухающих в толще полупроводника.

4. Заключение

Результаты проведенных расчетов показывают, что длительность переднего фронта импульса фототока перестает зависеть от длительности импульса ионизирующего излучения при ее уменьшении до времени релаксации электронно-дырочной плазмы. Это может оказаться важным при анализе сбоев и отказов высокочастотных элементов, работающих в условиях воздействия

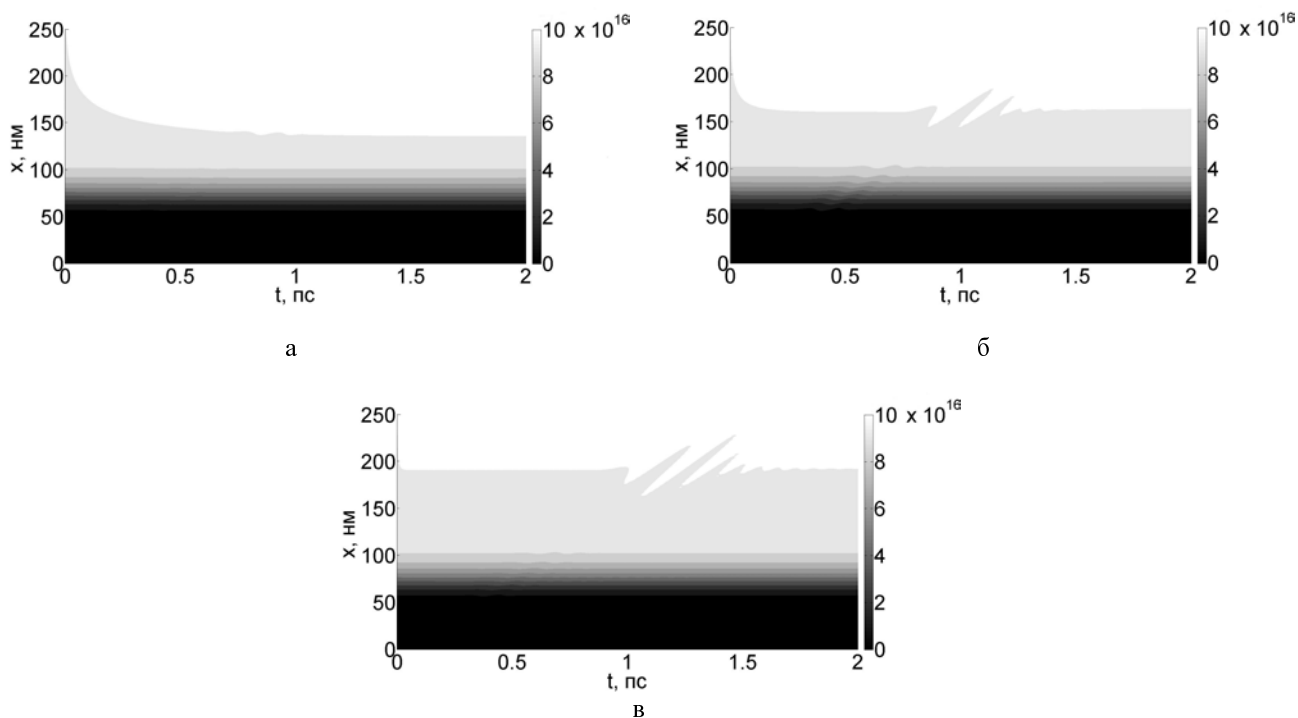


Рис. 3. Пространственно-временное распределение концентрации электронов в рабочей области диода Шоттки (локально-неравновесная диффузионно-дрейфовая модель) при воздействии импульса ионизирующего излучения длительностью: а) 1 пс; б) 0,1 пс; в) 0,01 пс

тяжелых заряженных частиц космического пространства.

Другим возможным применением предложенной локально-неравновесной диффузионно-дрейфовой модели в приближении Максвелла-Каттано является расчет характеристик умножителей частот субмиллиметрового диапазона на диодах Шоттки.

Дальнейшее развитие локально-неравновесной модели переноса носителей заряда в полупроводниковых приборах может вестись по следующим направлениям: формулировка локально-неравновесной квазигидродинамической модели, включающей помимо уравнений непрерывности плотности электрического тока также уравнения непрерывности потоков энергии подвижных носителей заряда, и формулировка локально-неравновесной модели в приближении Гюера – Крумхансля, аналогичному применяемому в теории теплопереноса [7, 15, 18, 19].

Автор выражает благодарность С. В. Оболенскому и В. А. Козлову за полезные замечания при подготовке работы.

Список литературы

1. Jones R., Chugg A. M., Jones C.M.S. et al. Comparison between SRAM SEE cross-sections from ion beam testing with those obtained using a new picosecond pulsed laser facility // IEEE Transactions on Nuclear Science. 2000. Vol. NS-47, N 3. P. 539–544.

2. Чумаков А. И., Егоров А. Н., Маврицкий О. Б. и др. Возможности использования локального лазерного излучения для моделирования эффектов от воздействия отдельных ядерных частиц в ИС // Микроэлектроника. 2004. Т. 33, Вып. 2. С. 137–142.

3. Sakhno M., Golenkov A., Sizov F. Uncooled detector challenges: Millimeter-wave and terahertz long channel field effect transistor and Schottky barrier diode detectors // J. Appl. Phys. 2013. Vol. 114, N 16. P. 164503-1-164503-18.

4. Shockley W. The theory of p-n junctions in semiconductors and p-n junction transistors // Bell system technical journal. 1949. Vol. 28, N 7. P. 435–489.

5. Onsager L. Reciprocal relations in irreversible processes. I // Phys. Rev. 1931. Vol. 37, N 4. P. 405–426.

6. Onsager L. Reciprocal relations in irreversible processes. II // Phys. Rev. 1931. Vol. 38, N 12. P. 2265–2279.

7. Жуковский К. В. Точное решение гиперболического уравнения теплопроводности и уравнения типа Гюера-Крумхансля // Ученые записки физического факультета МГУ. 2017. Т. 6, Вып. 4, С. 1740301-1-1740301-16.

8. Соболев С. Л. Процессы переноса и бегущие волны в локально-неравновесных системах // Успехи физических наук. 1991. Т. 161, Вып. 3. С. 5–29.

9. Белевич М. Ю. Групповые свойства уравнений теплопроводности, удовлетворяющих принципу причинности // Ученые записки государственного гидрометеорологического университета. 2009. Т. 10. С. 101–116.

10. Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1985.

11. Stratton R. Diffusion of hot and cold electrons in semiconductor barriers // Phys. Rev. 1962. Vol. 126, N 6. P. 2002–2014.

12. Blotekjaer K. Transport equation for electrons in two-valley semiconductors // IEEE Transactions on Electron Devices. 1970. Vol. 17, N 1, P. 38–47.

13. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967.

14. Lundstrom M. Fundamentals of carrier transport. Cambridge University Press, 2000.

15. Jou D., Casas-Vazquez J., Lebon G. Extended irreversible thermodynamics. Spinger, 2010.

16. Cattaneo C. On a form of heat equation which eliminates the paradox of instantaneous propagation // Comptes Rendus de l'Acad. Sc. Paris. 1958. Vol. 247. P. 431–433.

17. Киселев В. К., Оболенский С. В., Пузанов А. С. и др. Параллельные вычисления в задачах физико-топологического моделирования физических процессов в перспективных полупроводниковых приборах с учетом радиационного воздействия // Журнал радиоэлектроники. 2014. Т. 17, Вып. 2. С. 10–42.

18. Guyer R. A., Krumhansl J.A. Solution of the linearized phonon Boltzmann equation // Phys. Rev. 1966. Vol. 148, N 2. P. 766–778.

19. Guyer R. A., Krumhansl J.A. Thermal conductivity second sound, and phonon hydrodynamic phenomena in nonmetallic crystals // Phys. Rev. 1966. Vol. 148, N 2. P. 778–788.