

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.Ф. ИОФФЕ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Молодежная конференция
по физике полупроводников
«Зимняя школа 2026»

Санкт-Петербург (г. Зеленогорск)
25 февраля – 1 марта 2026 года

Зимним школам ФТИ – 30 лет!

Санкт-Петербург
2026

ББК 22.379

У25

Тезисы докладов Молодежной конференции по физике полупроводников «Зимняя школа 2026», С.–Петербург (г. Зеленогорск), **25 февраля – 1 марта 2026 г.** – СПб.: ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 2026. – 87 с.

Сборник содержит тезисы докладов-лекций ведущих специалистов и тезисы докладов молодых ученых-физиков по материалам собственных оригинальных работ, представленных на Молодежной конференции по физике полупроводников «Зимняя школа 2026» (**25 февраля – 1 марта 2026 г.**). ФТИ им. А.Ф. Иоффе ежегодно проводит Зимнюю школу по физике полупроводников для аспирантов, молодых ученых и студентов старших курсов. Традиционно включена лекция, посвященная Нобелевской премии по физике.

Сборник рассчитан на широкий круг молодых исследователей, преподавателей соответствующих специальностей вузов, научных работников и инженеров, специализирующихся в области физики полупроводников.

Сборник сформирован на основе MS Word файлов, представленных авторами докладов, в процессе верстки исправлены только ошибки стилевого оформления.

Редакторы *П.А. Деметьев, Е.В. Куницына*

© Федеральное государственное
бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе
Российской академии наук, 2026

генераторов, уменьшение масса-габаритов, повышается их надежность и средняя мощность.

В докладе будут приведены примеры современных импульсных генераторов для мощных газовых лазеров, для ускорительной техники, для плазмотронов. Будут рассмотрены основные направления развития твердотельных нано-пикосекундных ключей, возможные рекордные параметры для ускорителей, лазеров и термоядерных установок.

Что такое « ϵ_2 -электропроводность легированных полупроводников»?

Н.А. Поклонский

Белорусский государственный университет, Минск, Республика Беларусь

Задача количественного описания стационарного прыжкового электрического тока по атомам водородоподобных примесей в кристаллических полупроводниках все еще не решена в пределах желаемого (см. обзоры [1, 2]). В лекции кратко представлены некоторые аспекты этой задачи, в частности расчет энергии термической активации ϵ_2 прыжковой электропроводности по донорам (рис. 1).

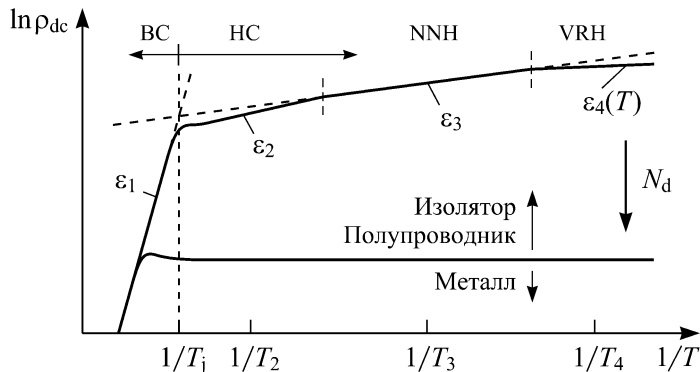


Рис. 1. Схема зависимости логарифма удельного электрического сопротивления $\rho_{dc} = 1/\sigma_{dc}$ на постоянном токе сильно легированного слабо компенсированного полупроводника n -типа от обратной температуры $1/T$ при увеличении концентрации доноров N_d для постоянной степени компенсации доноров акцепторами ($K \approx \text{const}$). При температуре T_j электропроводность по состояниям c -зоны (BC) равна прыжковой по донорам (HC)

Для определенности рассматриваются электроны (e^-) на донорах в трехмерных кристаллических полупроводниках n -типа, хотя в равной мере все последующее из-

ложение относится и к дыркам (h^+) на акцепторах в полупроводниках p -типа. Полагается, что степень компенсации доноров акцепторами со средними по кристаллу концентрациями доноров N_d и акцепторов N_a мала: $K = N_a/N_d \ll 1$.

Удельное электрическое сопротивление ρ_{dc} на постоянном токе в легированных кристаллических полупроводниках в зависимости от обратной температуры (рис. 1) имеет вид (см., например, [3, 4]):

$$\begin{aligned} 1/\rho_{dc} &\equiv \sigma_{dc} = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 + \sigma_4 = \\ &= \sigma_{01} \exp(-\varepsilon_1/k_B T) + \sigma_{02} \exp(-\varepsilon_2/k_B T) + \sigma_{03} \exp(-\varepsilon_3/k_B T) + \sigma_{04} \exp(-\varepsilon_4/k_B T), \end{aligned} \quad (1)$$

где σ_{dc} — стационарная удельная электропроводность, σ_{01} , σ_{02} , σ_{03} — префакторы, слабо зависящие от абсолютной температуры T по сравнению с соответствующими экспонентами, ε_1 (при $T > T_j$) $> \varepsilon_2$ (в окрестности T_2) $> \varepsilon_3$ (в окрестности T_3) — слабо зависящие от T энергии термической активации электропроводностей σ_1 , σ_2 , σ_3 ; k_B — постоянная Больцмана; префактор σ_{04} и энергия ε_4 термической активации прыжков электронов с доноров $|d,0\rangle$ на доноры $|d,+1\rangle$ уменьшаются при понижении температуры в окрестности T_4 . Отметим, что σ_2 , σ_3 и σ_4 при $T > T_j$ стремятся к нулю из-за экспоненциального уменьшения концентрации $|d,0\rangle$.

Различают два предельных режима прыжков электронов между донорами: NNN — в основном происходят термически активированные переходы электронов между ближайшими по расстоянию донорами $|d,0\rangle$ и $|d,+1\rangle$ [в зарядовых состояниях (0) и (+1)]; VRH — в основном происходят прыжки электронов, для которых более вероятны переходы между донорами $|d,0\rangle$ и $|d,+1\rangle$ с меньшей разностью уровней энергии, нежели с меньшим расстоянием между ними. Если $\varepsilon_4 \propto T^{3/4}$, то это миграция электронов между донорами по Мотту [5], а если при более низкой температуре $\varepsilon_4 \propto T^{1/2}$, то это миграция электронов по Эфросу–Шкловскому [6], обусловленная образованием в D^{0+} -зоне кулоновской щели на уровне Ферми [7, 8].

Уменьшение ε_1 при увеличении концентрации доноров $N_d = N_{d,0} + N_{d,+1}$ вследствие образования квазинепрерывной полосы одноэлектронных энергий (шириной δE_c) из возбужденных состояний электрически нейтральных доноров $|d,0\rangle$, доступных для миграции «свободных» электронов, согласно [9] имеет вид:

$$\varepsilon_1 = [1 - (a_n/R_{im})]I_d = I_d - \delta E_c, \quad (2)$$

где a_n — боровский радиус орбиты электрона на доноре $|d,0\rangle$ в основном (невозбужденном) состоянии; $R_{im} \approx 0.62[(1 + K)N_d]^{-1/3}$ — радиус (диаметр $d_{im} = 2R_{im}$) сферической области кристаллической матрицы, приходящейся на один атом любой примеси (донор или акцептор); $I_d = e^2/(8\pi\epsilon_r\epsilon_0 a_n)$ — энергия термической ионизации «изолированного» донора $|d,0\rangle$; e — элементарный заряд, ϵ_r — низкочастотная относительная

диэлектрическая проницаемость (определяется электронами ν -зоны на фоне ионных островов кристаллической матрицы), ε_0 — электрическая постоянная.

Рассмотрим физическую картину возникновения ε_2 -электропроводности. Теоретически А. Ансельмом показано [10], что наличие дискретного уровня энергии связи электрона с электрически нейтральным водородоподобным донором $E_{d,-1}$ вызывает резонансное рассеяние электронов с кинетической энергией $E_{\text{kin}} \approx E_{d,-1}$ по Брейту–Вигнеру [11]. Этот механизм рассеяния проявляется в режиме миграции электронов (с энергией $E_n > E_m^{(c)}$; рис. 2), когда среднее время пролета электрона между донорами приблизительно равно среднему времени его локализации на электронейтральном доноре $|d,0\rangle$ [кратковременное образование донора в отрицательном зарядовом состоянии (-1) , т. е. $|d,-1\rangle$]. Позже М. Лампертом [12], исходя из аналогии с отрицательно заряженным экситоном $[(e^- + h^+) + e^-]$, указано на возможность образования донора $|d,-1\rangle$. При переходах электронов с доноров $|d,-1\rangle$ на доноры $|d,0\rangle$ отрицательный электрический заряд мигрирует по кристаллу, что и обуславливает ε_2 -электропроводность. Из аналогии со свободным ионом атома водорода H^- следует [13], что энергия сродства электрона s -зоны к одиночному (уединенному) донору $|d,0\rangle$ с энергией термической ионизации I_d есть $E_{d,-1} = 0.055 I_d$.

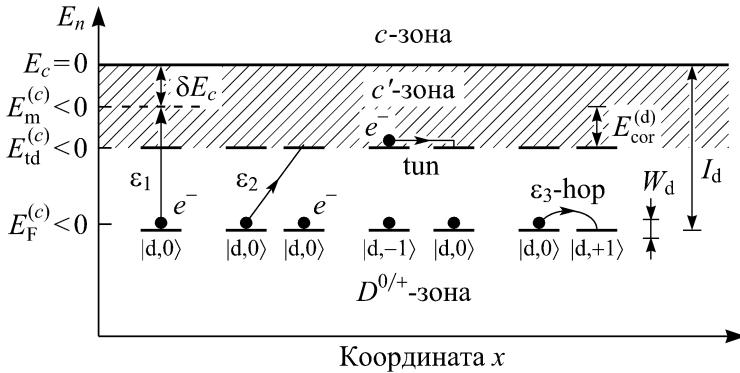


Рис. 2. Схема уровней энергии доноров (средние значения) вблизи дна c -зоны ($E_c = 0$) полупроводника n -типа для зарядовых состояний (-1) , (0) и $(+1)$ доноров; $E_{td}^{(c)} < 0$ — порог туннельной подвижности; уровень Ферми $E_F^{(c)}$ отсчитывается от дна c -зоны нелегированного полупроводника ($E_c = 0$); E_n — одноэлектронная энергия; $E_{\text{kin}} = E_n - E_c$ — кинетическая энергия электрона c -зоны

До сих пор в исследованиях низкотемпературной электропроводности легированных полупроводников отсутствовала количественная теория, которая позволяла бы анализировать экспериментальные данные по ε_2 -электропроводности, в области температур (рис. 1), промежуточной между ε_1 -электропроводностью по состояниям c -зоны, связанной с термической ионизацией водородоподобных примесей, и ε_3 -электропроводностью, обусловленной прыжками электронов (или дырок) по основным состояниям донорной $D^{0/+}$ -зоны (акцепторной $A^{0/-}$ -зоны). В работе [14] для анализа

энергии активации ε_2 -электропроводности легированных полупроводников предложена и доведена «до числа» модель туннельной (скачковой) миграции электронов вблизи порога их подвижности в подзоне нейтральных состояний основных (легирующих) примесей (рис. 2). Отличие ее от модели Хаббарда (см., например, [15]) состоит в методе расчета порога туннельной подвижности $E_{id}^{(f)}$ межпримесных туннельных переходов электронов.

Порог дрейфовой подвижности электронов c -зоны $E_m^{(c)} = -\delta E_c < 0$ соответствует энергии термической ионизации доноров $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$, находится вблизи дна c -зоны в полупроводниках n -типа и обусловлен перекрытием возбужденных состояний $|d,0\rangle$. Порог туннельной подвижности $E_{id}^{(f)} < 0$ для ε_2 -электропроводности определяется термически активированными переходами электронов $(|d,0\rangle + |d,0\rangle \rightarrow |d,+1\rangle + |d,-1\rangle)$ с последующей безактивационной туннельной миграцией зарядовых состояний (-1) доноров по кристаллу $(|d,-1\rangle + |d,0\rangle \rightarrow |d,0\rangle + |d,-1\rangle)$. Пути миграции электронов по донорам частично блокируются ионами примесей. Предполагалось, что доноры и акцепторы образуют единую простую нестехиометрическую кубическую «решетку» в кристаллической матрице с расстоянием d_{im} между примесями (рис. 3).

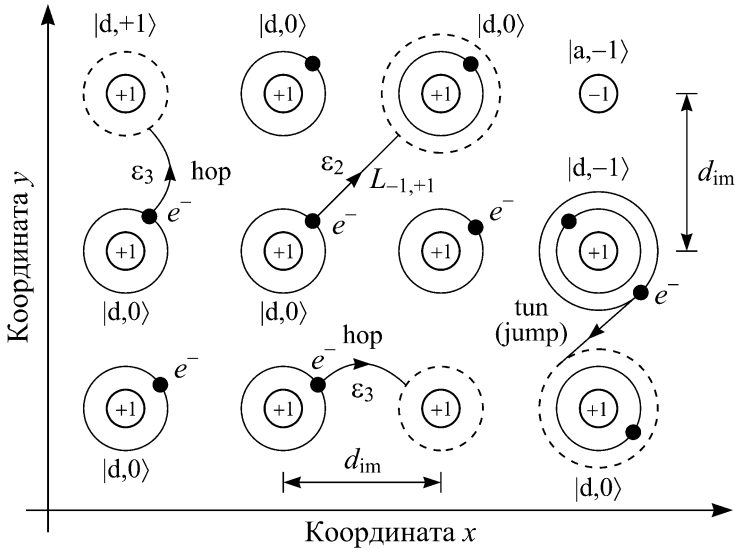


Рис. 3. Двумерная схема (в плоскости xy) примесной простой кубической решетки из доноров $|d,-1\rangle$, $|d,0\rangle$, $|d,+1\rangle$ и акцепторов $|a,-1\rangle$ в кристаллической матрице слабо компенсированного полупроводника n -типа. Показаны переходы электронов (e^-) между донорами в зарядовых состояниях (-1) , (0) и $(+1)$; “hop” — прыжок электрона между $|d,0\rangle$ и $|d,+1\rangle$ с термической энергией активации ε_3 ; “tun” (“jump”) — туннельный безактивационный переход электрона между $|d,-1\rangle$ и $|d,0\rangle$; ε_2 — термическая энергия активации (ассистированного фононами) перехода электрона между $|d,0\rangle$ и $|d,0\rangle$, при котором образуются два иона: $|d,+1\rangle$ и $|d,-1\rangle$

Для атомов примесей, образующих в кристалле решетку с периодом трансляции $d_{\text{им}} \approx 1.24[(1+K)N_d]^{-1/3}$, определим температуру T_j , при которой $\sigma_1 \approx \sigma_2$. По теореме вириала (см., например, [16]) при концентрации электронов c -зоны $n \ll K(1-K)N_d$ для $N_{d,-1} \ll N_{d,+1} = KN_d$ получаем [14]:

$$T_j = (1/3k_B)(e^2/4\pi\epsilon_r\epsilon_0 R_{\text{ch}}) \approx [(0.677/k_B)(e^2/4\pi\epsilon_r\epsilon_0)](KN_d)^{1/3}, \quad (3)$$

где $R_{\text{ch}} \approx 0.62(2KN_d)^{-1/3}$ — радиус сферической области, приходящейся на один ион примеси в кристалле; $N_{d,+1} + N_{d,-1} + KN_d \approx 2KN_d$ — концентрация ионов примесей.

Таким образом, в окрестности температуры $T_2 \approx T_j/2$ происходят переходы электронов между состояниями $|d,0\rangle$ и $|d,0\rangle$ из нижней донорной зоны $D^{0/+}$ на край порога туннельной миграции $E_{\text{ид}}^{(\text{f})}$ электронов (рис. 1, 2).

Энергию активации ε_2 определим по [14] как разность между уровнем Ферми $E_{\text{f}}^{(\text{c})}$ и порогом туннельной подвижности $E_{\text{ид}}^{(\text{f})}$:

$$\varepsilon_2 = -E_{\text{f}}^{(\text{c})} + E_{\text{ид}}^{(\text{f})} \approx -E_{\text{f}}^{(\text{c})} - 1.376(e^2/4\pi\epsilon_r\epsilon_0)[(1+K)N_d]^{1/3} > 0, \quad (4)$$

где уровень Ферми $E_{\text{f}}^{(\text{c})} < 0$; $E_{\text{ид}}^{(\text{f})} = -[\delta E_c + E_{\text{cor}}^{(\text{d})}] < 0$; значение $\delta E_c = a_n I_d/R_{\text{им}}$ определяется по формуле (2), $E_{\text{cor}}^{(\text{d})} = e^2/(4\pi\epsilon_r\epsilon_0 L_{-1,+1})$; $L_{-1,+1} = \sqrt{2}d_{\text{им}}$.

Значение уровня Ферми $E_{\text{f}}^{(\text{c})} < 0$, отсчитанное от дна c -зоны $E_c = 0$, вычисляется из уравнения электронейтральности кристалла $N_{d,+1} = KN_d = N_a$ для $N_{d,-1} \ll N_{d,+1}$ при $K \ll 1$. При расчете $E_{\text{f}}^{(\text{c})}$ учитывается эффективная ширина $D^{0/+}$ -зоны W_d (для гауссова распределения уровней энергии доноров относительно I_d):

$$W_d = (e^2/4\pi\epsilon_r\epsilon_0 d_{\text{им}})[12K/(1+K)]^{1/2},$$

которая определяется кулоновским взаимодействием выделенного иона донора с ионами в первой координационной сфере трехмерной примесной решетки [14].

При переходе электрона между первыми ближайшими по расстоянию двумя донорами $|d,0\rangle$ в примесной решетке велика вероятность обратного перехода электрона. Поэтому в формуле (4) учтено, что в прыжковой миграции при температуре $T \approx T_2$ участвуют два $|d,0\rangle$, которые являются вторыми ближайшими по расстоянию соседями, расположенными на расстоянии $L_{-1,+1}$ (рис. 3). При температуре T_2 , много меньшей температуры Дебая, средняя энергия акустического фона по [17] есть $\langle E_q \rangle = (\pi^4/36)k_B T_2$. При термически активированном переходе электрона между двумя $|d,0\rangle$ с образованием ионов $|d,+1\rangle$ и $|d,-1\rangle$, а также при переходе электрона между $|d,-1\rangle$ и $|d,+1\rangle$ с образованием двух $|d,0\rangle$ проявляется ассистирование этих электронных переходов одним, двумя и т. д. фонами, каждый с энергией $\approx \langle E_q \rangle$.

Выполненный по формуле (4) расчет энергии термической активации ε_2 на всей

изоляционной стороне концентрационного фазового перехода изолятор–металл (перехода Мотта при $N_d = N_M$) демонстрирует количественное согласие с известными экспериментальными данными для кристаллов n -Si:P и n -Ge:Sb (рис. 4).

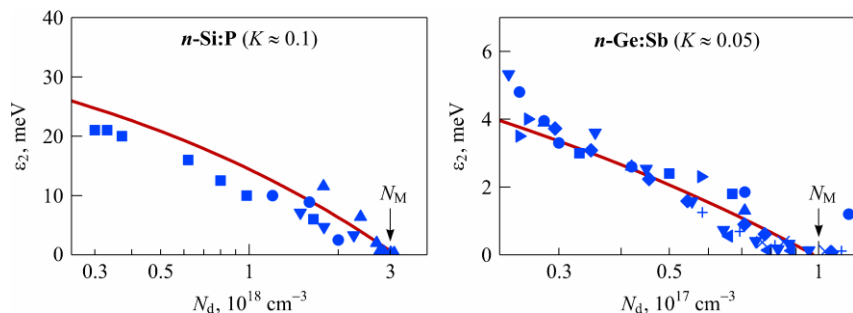


Рис. 4. Энергия активации ε_2 -электропроводности кристаллов n -Si:P и n -Ge:Sb в зависимости от концентрации доноров: линии — расчет по формуле (4), точки — экспериментальные значения из цитированной в [14] литературы

В заключение следует отметить, что применение в опто- и микроэлектронике явления прыжковой миграции электронов (e^-) и дырок (h^+) по точечным и линейным дефектам в кристаллических матрицах только начинается.

Автор искренне благодарит академика А.Г. Забродского — соавтора по этому и другим многочисленным исследованиям прыжковой электрической проводимости легированных полупроводников.

Работа поддержана ГПНИ «Современное материаловедение, перспективные материалы и новые технологии» Республики Беларусь.

Литература

- [1] M. Pollak. Phys. Status Solidi B, **230(1)**, 295–304 (2002).
- [2] I. Shlimak. Is Hopping a Science? Selected Topics of Hopping Conductivity (Singapore, World Scientific, 2015), XIV+140 p.
- [3] H. Fritzsche. Phys. Rev., **99(2)**, 406–419 (1955).
- [4] И.П. Звягин. Кинетические явления в неупорядоченных полупроводниках (М., МГУ, 1984), 192 с.
- [5] N.F. Mott. Phil. Mag., **19(160)**, 835–852 (1969).
- [6] A.L. Efros, B.I. Shklovskii. J. Phys. C, **8(4)**, L49–L51 (1975).
- [7] B.I. Shklovskii. Low Temp. Phys., **50(12)**, 1101–1112 (2024).
- [8] A.G. Zabrodskii. Phil. Mag. B, **81(9)**, 1131–1151 (2001).
- [9] Н.А. Поклонский, С.А. Вырко, А.Н. Деревяго. Журнал БГУ. Физика, **2**, 28–41 (2020).
- [10] А.И. Ансельм. ЖЭТФ, **24(1)**, 83–89 (1953).
- [11] Дж.Р. Тейлор. Теория рассеяния. Квантовая теория нерелятивистских столкновений (М., Мир, 1975), 568 с.
- [12] М.А. Lampert. Phys. Rev. Lett., **1(12)**, 450–453 (1958).
- [13] Б.М. Смирнов. Физика атома и иона (М., Энергоатомиздат, 1986), 216 с.

- [14] N.A. Poklonski, I.I. Anikeev, S.A. Vyrko, A.G. Zabrodskii. Phys. Status Solidi B, **262(1)**, 2400178 (2025).
- [15] Я.С. Ляхова, Г.В. Астрцов, А.Н. Рубцов. УФН, **193(8)**, 825–844 (2023).
- [16] Б.В. Васильев, В.Л. Любошиц. УФН, **164(4)**, 367–374 (1994).
- [17] N.A. Poklonski, A.N. Dzeraviahia, S.A. Vyrko, A.G. Zabrodskii, A.I. Veinger, P.V. Semenikhin. AIP Adv., **11**, 055016 (2021).

Фотоотклик двумерных полупроводников на структурированное излучение

С.А. Тарасенко

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

Структурированный свет – термин, который используют для оптических пучков со сложной пространственной структурой электромагнитного поля. Примерами структурированного света являются векторные пучки, состоящие из фотонов с различной поляризацией, и закрученные оптические пучки, несущие орбитальный угловой момент [1,2]. Успехи в создании оптических пучков с контролируемой структурой электромагнитного поля стимулируют экспериментальное и теоретическое исследование взаимодействия структурированного света с полупроводниковыми и металлическими системами и поиску новых оптических и фотоэлектрических явлений.

В лекции обсуждается отклик двумерных полупроводников, таких как графен, мономолекулярные слои дихалькогенидов переходных металлов, квантовые ямы, на структурированное излучение [3-8]. Основное внимание уделено эффектам генерации текстурированных электрических и спиновых фототоков и токов на удвоенной частоте. В отличие от традиционных фотогальванических эффектов и эффекта генерации второй гармоники в кристаллах без центра инверсии, токи на нулевой и удвоенной частоте возникают здесь из-за пространственной неоднородности самого электромагнитного поля и полностью контролируются структурой поля: распределением интенсивности, поляризации и фазы.

Обсуждается теоретическое описание взаимодействия структурированного света с полупроводниками и механизмы генерации фототоков для различных спектральных диапазонов, соответствующих как внутризонному транспорту [4,7], так и межзонным оптическим переходам [8]. Для оптических переходов между валентной зоной и зоной проводимости спиновые и электрические токи связаны с оптической ориентацией электронных спинов циркулярно поляризованным светом и оптическим выстраиванием электронных импульсов линейно поляризованным светом. Помимо этих эффектов, определяемых локальной поляризацией света, вклад в фототоки вно-