

03.08.09

Временная динамика примесной фотопроводимости в n -GaAs и n -InP

© В.Я. Алешкин^{1,2}, Д.И. Бурдейный¹

¹ Институт физики микроструктур РАН,
Нижний Новгород, Россия

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород, Россия

E-mail: aleshkin@ipmras.ru

(Поступила в Редакцию 29 октября 2013 г.)

Вычислена динамика примесной фотопроводимости в n -GaAs и n -InP при фотовозбуждении коротким световым импульсом. Показано, что динамика фотопроводимости в наносекундном интервале времени определяется процессами остывания электронов, а роль каскадного захвата электронов на примесь незначительна в этом интервале. Предсказана немонотонная зависимость фотопроводимости от времени, обусловленная конкуренцией между различными механизмами релаксации импульса электрона.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 13-02-00404).

1. Введение

При фотовозбуждении электронов с донорных уровней коротким световым импульсом, длительность которого меньше времени релаксации энергии, распределение электронов сразу после прекращения возбуждения может быть сосредоточено в небольшом интервале энергий, определяемом спектральной шириной импульса возбуждения. Дальнейшую релаксацию неравновесных электронов удобно разбить на три этапа.

На первом этапе электроны быстро испускают оптические фононы и оказываются в пассивной области, где их энергия меньше энергии оптического фонона. Этот процесс приводит к быстрому сдвигу функции распределения на соответствующую энергию без изменения ее формы в энергетическом пространстве. Для существования этого этапа необходимо, чтобы электроны рождались в зоне проводимости с энергией, превышающей энергию оптического фонона. В противном случае этот этап отсутствует.

На втором этапе электроны отдают свою энергию акустическим фононам в результате квазиупругих столкновений. На этом этапе изменение функции распределения можно охарактеризовать как дрейф и диффузию в энергетическом пространстве [1].

На третьем этапе происходит накопление электронов около дна зоны проводимости и их каскадный захват на ионизованные доноры. Как известно, темп захвата пропорционален числу заряженных доноров и сечению захвата, которое зависит от температуры кристалла [1]. Поэтому скорость захвата, а следовательно, и длительность третьего этапа существенно зависят от таких свойств образца, как концентрация доноров и степень компенсации полупроводника. Напротив, изменение функции распределения на первом и втором этапах не зависит от этих свойств полупроводника, а определяется только взаимодействием электронов с фононами и может нести информацию об этом взаи-

модействии. Поскольку время остывания электрона за счет взаимодействия с акустическими фононами в GaAs от энергии, несколько меньшей энергии оптического фонона, до энергии, соответствующей температуре кристалла, составляет несколько наносекунд, этот этап можно наблюдать с помощью современного экспериментального оборудования.

В настоящей работе проведено моделирование динамики примесной фотопроводимости в n -GaAs, n -InP при импульсном возбуждении внешним излучением. Показано, что фотопроводимость на этапе релаксации энергии на акустических фононах немонотонно зависит от времени (имеется максимум фотопроводимости) из-за немонотонной зависимости частоты релаксации импульса от энергии электрона. Отметим, что обычно временная динамика примесной фотопроводимости изучается для измерения сечения захвата на примеси [2]. Однако динамика примесной фотопроводимости определяется временами захвата на примесь в n -GaAs и n -InP спустя 10–20 ns после воздействия импульса излучения. Именно такое время необходимо электронам для остывания за счет рассеяния на акустических фононах при криогенных температурах.

2. Расчет динамики фотопроводимости

Известно, что при низкой температуре (порядка 4.2 K) энергетическая релаксация электронов проводимости в полупроводниках вида $A^{III}B^V$ с простой зоной осуществляется за счет трех механизмов [3]:

- а) испускание и поглощение акустических фононов (пьезоакустическое (PA), деформационное акустическое (DA) рассеяние);
- б) испускание продольных оптических (LO) фононов, если энергия электрона превышает энергию фонона $\hbar\omega_{LO}$;
- в) электрон-электронное рассеяние.

Обозначим характерные времена трех указанных процессов через τ_A , τ_{LO} и τ_{ee} соответственно. При температуре $T = 4.2\text{ K}$ в пассивной области, где энергия электрона E меньше $\hbar\omega_{LO}$, время рассеяния определяется рассеянием на акустических фононах и имеет порядок $\tau_A \sim 10^{-9}\text{ s}$. В активной области $E > \hbar\omega_{LO}$ время рассеяния определяется испусканием оптических фононов и имеет порядок $\tau_{LO} \sim 10^{-13}\text{ s}$. Характерное время межэлектронных столкновений зависит от концентрации электронов проводимости, и в весьма широком диапазоне концентраций выполнено неравенство [3]

$$\tau_{ee} \gg \tau_A \gg \tau_{LO}. \quad (1)$$

Испускание оптических фононов в активной области всегда является самым быстрым процессом, в результате которого электрон перемещается в пассивную область, где он и проводит большую часть времени жизни в зоне проводимости. Поэтому при вычислении временной зависимости функции распределения можно считать испускание LO-фононов мгновенным и рассматривать только энергетическую релаксацию электронов в пассивной области за счет рассеяния на акустических фононах и межэлектронного рассеяния. Оценка, проведенная для $n\text{-GaAs}$, показывает [3], что ee-рассеяние является главным механизмом рассеяния равновесных электронов во всей пассивной области при $T = 4.2\text{ K}$, если концентрация электронов $n \geq 10^{13}\text{ cm}^{-3}$. Причем относительная роль ee-рассеяния увеличивается при уменьшении энергии электрона, потому что $\tau_{ee} \sim E^{-3/2}$, а τ_A растет не быстрее чем $E^{-1/2}$.

Когда электрон приближается к дну зоны проводимости, за счет взаимодействия с акустическими фононами он переходит на возбужденные дискретные уровни донорных центров и спускается по ним на основное донорное состояние. Это механизм каскадного захвата [1]. Поскольку энергия акустических фононов, которые может испустить электрон, мала, каскадный захват электронов происходит практически со дна зоны проводимости, т.е. его темп пропорционален величине функции распределения на дне зоны проводимости [1].

Для нахождения фотопроводимости необходимо вычислить функцию распределения электронов. Функция распределения электронов может быть найдена из решения уравнения Больцмана. Полагая электрическое поле, необходимое для измерения фотопроводимости, слабым, функцию распределения можно считать изотропной в импульсном пространстве, т.е. зависящей только от энергии электрона. В этом случае кинетическое уравнение Больцмана для нее можно представить в виде [1]

$$R(E) \frac{\partial f(E, t)}{\partial t} = -R(E)f(E, t) \int W(E, E')dE' + \int R(E')f(E', t)W(E', E)dE' + G(E, \omega, t) - r(E), \quad (2)$$

где $W(E, E')$ — вероятность рассеяния электрона из состояния с энергией E во все состояния с энер-

гией E' ; $R(E)$ — плотность состояний в зоне проводимости; $r(E)$ описывает захват электронов на примесь, $G(E, \omega, t)$ — темп генерации электронов при возбуждении излучением с частотой ω . При расчете величина $G(E, \omega, t)$ выбиралась в виде гауссова импульса малой ширины по энергии (меньше 1 meV) и малой длительности ($\sim 10^{-11}\text{ s}$ с энергией квантов $\hbar\omega \in [0, \hbar\omega_{LO}]$):

$$G(E, \omega, t) = G_0 \exp\left(-\frac{(E - \hbar\omega)^2}{2\sigma_E^2}\right) \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma_t^2}\right), \quad (3)$$

где G_0 — некоторая постоянная.

Случай возбуждения с $\hbar\omega > \hbar\omega_{LO}$ можно рассматривать следующим образом: поскольку испускание LO-фононов в активной области является самым быстрым процессом, электрон практически мгновенно испускает нужное число оптических фононов и оказывается в области $D \in [0, \hbar\omega_{LO}]$. Поэтому в моделировании источник электронов всегда можно помещать в интервале $[0, \hbar\omega_{LO}]$ без ограничения общности.

В используемой модели изменение энергии электрона происходит только при DA- и PA-рассеянии, т.е. пренебрегается влиянием электрон-электронного рассеяния на процессы остывания электронного газа. В [2] приведены формулы для вероятности перехода $W(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ между состояниями с заданными значениями квазиимпульса. Для решения уравнения Больцмана нужно найти вероятность перехода $W(E, E')$. В изотропной зоне вероятность можно найти исходя из следующих соображений. Число частиц, уходящих из состояния с волновым числом \mathbf{k} , можно записать двумя способами, которые должны давать один и тот же результат

$$f(\mathbf{k}) \sum_{\mathbf{k}'} W(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = f(E(k)) \int_0^\infty W(E, E')dE'. \quad (4)$$

Перейдем в левой части (4) от суммирования к интегрированию по \mathbf{k}' . После несложных вычислений получаем

$$W(E, E') = \frac{R(E')}{2} \int_0^\pi W(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \sin \vartheta d\vartheta, \quad (5)$$

где ϑ — угол между векторами \mathbf{k} и \mathbf{k}' .

Для численного решения кинетического уравнения (2) удобно разбить пассивную область на много одинаковых интервалов по энергии (энергетических „ячеек“), таких, что изменением функции распределения внутри интервала можно пренебречь. Тогда вместо функции распределения можно рассматривать число электронов, находящихся в данной ячейке,

$$F_i(t) = \int_{E_i}^{E_{i+1}} f(E, t)R(E)dE, \quad (6)$$

где E_i — нижняя граница i -й ячейки ($i = 0, 1, 2, \dots$). В нашем численном расчете размер ячейки выбирался

равным $\sim 10^{-3}\hbar\omega_{LO}$, что обеспечивало необходимую точность решения.

После перехода к энергетическим ячейкам получаем систему обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_i(t)}{\partial t} = & -F_i(t) \int_{E_i}^{E_{i+1}} dE \int_0^\infty dE' W(E, E') \\ & + \sum_{j \neq i} F_j \int_{E_j^{j+1}} dE' \int_{E_i}^{E_{i+1}} W(E', E) dE + G_i(\omega, t) - r_i, \end{aligned} \quad (7)$$

где $G_i(\omega, t) = \int_{E_i}^{E_{i+1}} G(E, \omega, t) dE$, $r_i = \int_{E_i}^{E_{i+1}} r(E) dE$. Как отмечалось выше, захват электронов на примесь происходит в основном со дна зоны, поэтому

$$r_i = \delta_{i,0} F_0 / \tau_0, \quad (8)$$

где индекс 0 соответствует нижней энергетической ячейке ($E_0 = 0$), $\delta_{i,0}$ — символ Кронекера. В *n*-GaAs и *n*-InP каскадный захват происходит в основном благодаря пьезоакустическому рассеянию [1,4], для которого можно получить следующее выражение:

$$\tau_0^{-1} = N_D^+ \left(\frac{e^2}{\kappa} \right)^2 \frac{(e\beta)^2 m^{3/2}}{(2E_1)^{3/2} \rho (\hbar k_B T)^2}, \quad (9)$$

где N_D^+ — концентрация заряженных доноров, k_B — постоянная Больцмана, T — температура, ρ — плотность кристалла, e и m — заряд и эффективная масса электрона, κ — низкочастотная диэлектрическая проницаемость, β — постоянная, характеризующая пьезоакустическое рассеяние [3].

Система дифференциальных уравнений (7) решалась численно с помощью метода Рунге–Кутты. После нахождения $F_i(t)$ вычислялась фотопроводимость по формуле

$$\begin{aligned} \sigma(t) = & \frac{2e^2\sqrt{2m}}{3\pi^2\hbar^3} \int_0^\infty \frac{d(E^{3/2}\tau_1(E))}{dE} f(E, t) dE \\ \approx & \frac{2e^2\sqrt{2m}}{3\pi^2\hbar^3} \sum_i \frac{F_i(t)}{\int_{E_i}^{E_{i+1}} R(E) dE} \left. \frac{d(E^{3/2}\tau_1(E))}{dE} \right|_{E=(E_i+E_{i+1})/2}, \end{aligned} \quad (10)$$

где $\tau_1(E)$ — время релаксации импульса. Частоту релаксации импульса в пассивной области можно записать в виде

$$\frac{1}{\tau_1(E)} = \frac{1}{\tau_{PA}(E)} + \frac{1}{\tau_{DA}(E)} + \frac{1}{\tau_{imp}(E)}, \quad (11)$$

где τ_{PA} , τ_{DA} , τ_{imp} — времена рассеяния импульса за счет рассеяния на пьезоакустическом потенциале фононов, деформационном потенциале фононов и заряженной примеси соответственно. Выражения для τ_{PA} , τ_{DA} , τ_{imp}

были взяты из работы [3]. Время релаксации импульса на ионизованных примесях зависит от их концентрации, а последняя зависит от степени компенсации в образце. В используемой нами модели концентрация заряженных центров считается задаваемым параметром. Кроме того, рассматривается линейный режим (концентрация фотоэлектронов много меньше концентрации компенсирующей примеси), при котором концентрация ионизованных центров практически не зависит от концентрации фото-возбужденных электронов.

3. Обсуждение результатов

На рис. 1 показаны рассчитанные распределения электронов по энергиям (по ячейкам, под энергией i -й ячейки понимается величина $(E_i + E_{i+1})/2$) при значениях времени $t_1 = 0.8$ ns, $t_2 = 6$ ns, $t_3 = 15$ ns для GaAs и InP. Рис. 1 построен для энергии квантов возбуждения $\hbar\omega = 30$ meV и длительности импульса $\sigma_t = 10^{-11}$ s. Из рисунка хорошо видно, что распределение электронов формируется дрейфом в область малых энергий и диффузией. На распределении электронов в момент времени t_1 хорошо видны особенности, обусловленные зависимостью вероятности рассеяния на акустических фононах от энергии электрона в конечном состоянии. Из рисунка также видно, что релаксация энергии в InP идет немного быстрее, чем в GaAs. Отметим, что для получения функции распределения $f(E)$ необходимо разделить зависимость, изображенную на рис. 1, на число состояний в соответствующих ячейках.

На рис. 2 приведены зависимости концентрации электронов от времени при различных температурах для GaAs и InP при таком же фотофо-возбуждении, как в случае рис. 1. Из рисунка хорошо видно, что концентра-

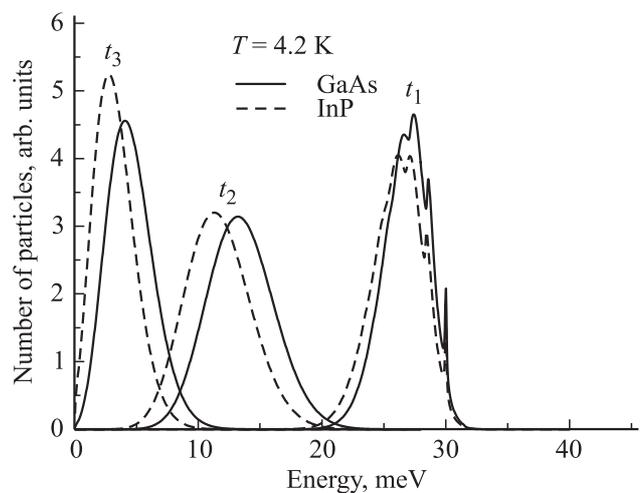


Рис. 1. Рассчитанные распределения электронов по энергиям (по ячейкам, под энергией i -й ячейки понимается величина $(E_i + E_{i+1})/2$) при трех значениях времени $t_1 = 0.8$ ns, $t_2 = 6$ ns, $t_3 = 15$ ns для GaAs и InP. Энергия квантов возбуждения $\hbar\omega = 30$ meV, длительность импульса света $\sigma_t = 10^{-11}$ s.

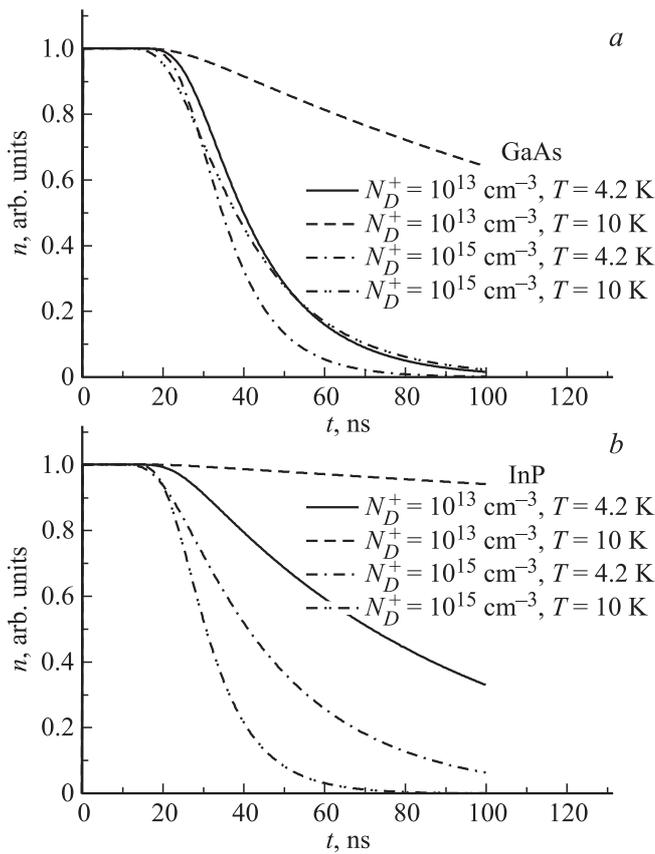


Рис. 2. Зависимости концентрации электронов в зоне проводимости от времени для импульса возбуждения с теми же характеристиками, что и для рис. 1.

ция электронов в зоне проводимости слабо изменяется примерно до 20 ns как в GaAs, так и в InP даже для концентрации заряженных доноров 10^{15} cm^{-3} . Причиной этого является отсутствие электронов на дне зоны проводимости при малых временах из-за длительного остывания на акустических фоновых. Видно, что с понижением температуры и увеличением концентрации заряженных доноров скорость убывания концентрации при $t > 20 \text{ ns}$ увеличивается. Кроме того, видно, что скорость каскадного захвата электронов на примесь в GaAs выше, чем в InP. Отметим, что величина интервала времени, когда концентрация электронов не изменяется, зависит от начальной энергии фотоэлектронов.

На рис. 3 приведены зависимости функции $\omega_\sigma(E) = d(E^{3/2}\tau_1(E))/dE$, которая является множителем перед функцией распределения в выражении (10) для фотопроводимости. Она пропорциональна подвижности электронов, обладающих энергией E . Из рисунка видно, что эта зависимость обладает максимумом, величина которого смещается в область больших энергий с увеличением концентрации ионизованных примесей. Причина такого поведения состоит в том, что при больших энергиях импульс в основном рассеивается за счет DA-рассеяния ($\tau_{DA} \propto E^{-1}$ [5], т.е. уменьшается с ростом энергии), а при малых энергиях импульс рассе-

ивается за счет примесного и РА-рассеяния ($\tau_{\text{imp}} \propto E^{3/2}$, $\tau_{\text{RA}} \propto E^{1/2}$ [5], т.е. растет с увеличением энергии). Поскольку максимум функции распределения с увеличением времени проходит энергию, соответствующую

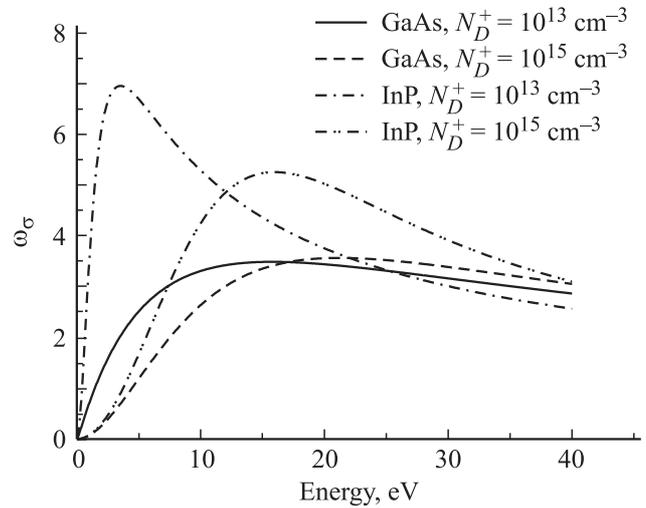


Рис. 3. Зависимость функции $\omega_\sigma(E) = d(E^{3/2}\tau_1(E))/dE$ от энергии для GaAs и InP при различных концентрациях ионизованной примеси.

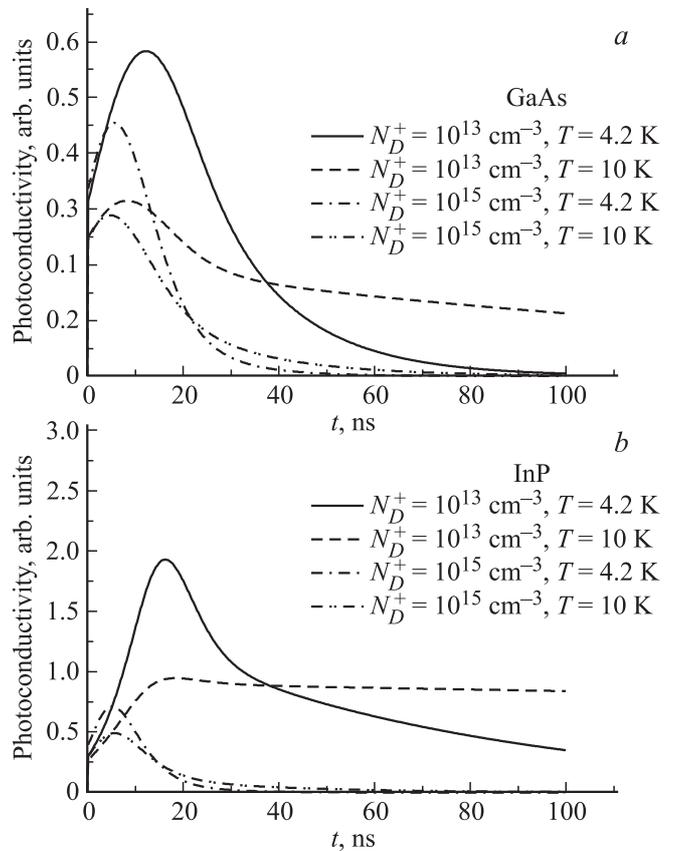


Рис. 4. Зависимости примесной фотопроводимости от времени в n -GaAs и n -InP для двух различных температур и концентраций заряженной примеси. Характеристики импульса возбуждения те же что и для рис. 1.

максимуму $\omega_{\sigma}(E)$, в зависимости фотопроводимости от времени следует ожидать максимума.

На рис. 4 приведены зависимости фотопроводимости от времени в GaAs и InP при различных концентрациях заряженных доноров. Из рисунка хорошо видно наличие максимума. С увеличением концентрации ионизованной примеси максимум смещается в область меньших времен, а его величина уменьшается. Отметим, что немонотонное изменение фотопроводимости происходит в интервале времени до начала каскадного захвата.

4. Заключение

В работе выполнен расчет временной динамики примесной фотопроводимости в *n*-GaAs и *n*-InP при возбуждении коротким световым импульсом. Показано, что эта зависимость имеет максимум в том случае, если начальная энергия электронов достаточно велика (больше энергии максимума функции $\omega_{\sigma}(E)$). Причина появления максимума обусловлена немонотонной зависимостью времени релаксации импульса электрона от его энергии.

Список литературы

- [1] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясиевич. Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках. СПб (1997). 375 с.
- [2] S.D. Ganichev, W. Raab, E. Zepezauer, W. Prettl, I.N. Yassievich. Phys. Rev. B **55**, 9243 (1997).
- [3] В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. Наука, М. (1984). 351 с.
- [4] А.Ф. Полупанов. ФТП **11**, 2044 (1977)
- [5] Ю.К. Пожела. Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках. Наука, М. 1977. С. 67