На расстояниях, на которых световой сигнал достаточно сильно поглотился в материале световода и интенсивность света удовлетворяет неравенству $I(x) \ll (\nu_0/S) \exp(-\hbar\omega/kT)$, закон ослабления сигнала имеет вид

$$I(x) = I_1 \exp(-\gamma x), \quad \gamma = \gamma_2,$$
$$I_1 = (\nu_0/S) \exp(-\hbar\omega/kT) \exp\{[(\exp(\hbar\omega/kT) I_0 S/\nu_0)^{1-\alpha} - 1](1-\alpha)^2 \pi \operatorname{cosec}(\pi\alpha)\} \quad (14)$$

[величина I_1 определяется из условия сшивки асимптотик (11) и (14) в точке $x=x_2$].

Уравнение (7) также решалось численно. Результаты расчетов представлены на рисунке. Заметим, что величина коэффициентов γ_1 и γ_2 определяется суммарной плотностью локализованных носителей с энергией, не превышающей $\hbar\omega$. Там, где преобладает фотостимулированная делокализация (это область высокой интенсивности сигнала и, следовательно, малых значений x), плотность локализованных носителей меньше равновесной, и, поэтому коэффициент γ_1 оказывается меньше коэффициента γ_2.

Таким образом, между асимптотиками (9) и (14) имеется область, в которой поглощение света происходит по закону, отличающемуся от экспоненциального [см. (11)]. Следовательно, при достаточно большой интенсивности светового сигнала на определенном участке волновода наблюдается отклонение от экспоненциального закона поглощения Бугера.

Список литературы

[1] Orenstein J., Kastner M. A., Vaninov V. // Phil. Mag. B. 1982. V. B46. N 1. P. 23—62.
[2] Архипов В. И., Емельянова Е. В. // Высокочистые вещества. 1989. Т. 3. В. 6. С. 198—201.

Московский
инженерно-физический институт

Получено 14.05.1991
Принято к печати 18.07.1991

ФТП, том 25, вып. 12, 1991

ЗАРЯЖЕННЫЕ ДИСЛОКАЦИИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ p-ТИПА

Шикин В. Б., Шикина Ю. В.

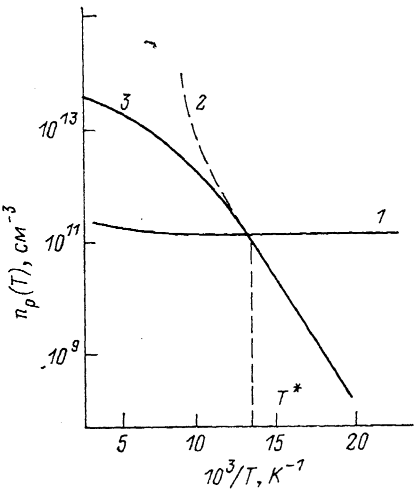
Одной из интересных проблем в физике заряженных дислокаций является их поведение в полупроводниках p-типа. Как впервые было отмечено в работе [1], дислокации, введенные в p-германий, демонстрируют параллельно акцепторное и донорное свойства. Это заключение следует немедленно из экспериментальных данных о температурной зависимости плотности свободных дырок в образцах до и после пластической деформации (см. рисунок). В области $T < T^*$ плотность свободных дырок $n_p(T)$ в деформированном образце меньше соответствующей плотности контрольного образца n_p^0, что можно объяснить донорным действием введенных в образец дислокаций. В случае $T > T^*$ наблюдается обратная картина, $n_p > n_p^0$ — факт, свидетельствующий об акцепторном действии дислокаций на свойства полупроводника.

Обработка данных из [1], а также более поздних результатов [2, 3] выполнена с использованием минимума информации о свойствах заряженных дислокаций в p-полупроводниках, а именно полагается, что при температуре $T=T^*$, когда дислокации нейтральны, уровень Ферми F совпадает с положением дислокационного уровня E_0:

$$F(T^*) = E_0. \quad (1)$$

Это предположение, на первый взгляд, кажется разумным и позволяет оценить величину E_0 (согласно [1, 2], $E_0 \simeq 0.09$ эВ над вершиной валентной зоны), однако остается нерешенным ряд качественно интересных вопросов: прежде всего, какое действие приписывается уровню E_0 — акцепторное или донорное? Как объяснить точное обращение в нуль фактора заполнения f дислокационного уровня электронами при конечной температуре $T=T^*$? Наличие этого факта несомненно (в точке $T=T^*$ плотности дырок деформированного и контрольного образцов совпадают, что соответствует отсутствию лишних электронов на дислокациях), но его интерпретация не ясна. Наконец, менее очевидный вопрос: достаточно ли модели заряженной дислокации с одним феноменологическим параметром, положением дислокационного уровня E_0 в запрещенной зоне полупроводника для описания свойств $n_p(T)$ в области высоких температур $T>T^*$? Ответы на эти вопросы составляют содержание данного сообщения.

1. В условиях $T \gg T^*$ средняя плотность дырок $n_p(T)$ в деформированном образце заметно превосходит плотность дырок n_p^0 в контрольном образце, что позволяет при обсуждении ситуации $T \gg T^*$ пренебречь плотностью точечных акцепторов. В результате вопрос о заполнении дислокации электронами и, в частности, решение соответствующей электростатической задачи сводятся к описанию взаимодействия отрицательно заряженной дислокации с облаком окружающих ее дырок.



Схематическое изображение температурной зависимости плотности дверок $n_p(T)$ в трех вариантах.

1 — в контрольном образце, *2* — без ограничения на емкость акцепторного уровня [см. формулу (2)], *3* — в деформированном образце; $N_d=3.5\cdot10^7$ см$^{-2}$, что согласуется с экспериментом [3].

Сформулированная электростатическая задача допускает точное решение (см. работы [4], а также [5]). Опуская в связи с этим детали расчетов, которые можно найти в [5], приведем здесь финальное выражение для средней плотности дырок $\tilde{n}_p(T)$ в образце с дислокациями

$$\tilde{n}_p(T)=\frac{1}{aR^2}\left(\frac{T}{T_c}\right), \quad T_c=\frac{e^2}{\varkappa a^2}, \quad T^*<T<T_c. \tag{2}$$

Здесь a — межатомное расстояние, $\varkappa$ — диэлектрическая постоянная полупроводника, R — среднее расстояние между дислокациями.

Нетрудно видеть, что предсказание (2) качественно противоречит наблюдениям [1-3] [см. рисунок, где зависимость $\tilde{n}_p$ (2) нанесена штриховой линией *2*]. Это противоречие можно устранить лишь одним способом, полагая, что заполнение электронами дислокационного уровня ограничено не только кулоновскими силами [этот фактор учтен при выводе (2)], но и другими причинами не электрического происхождения.

2. Учитывая изложенные выше соображения, мы предлагаем следующую модель для описания свойств p-полупроводника с достаточно большой плотностью дислокаций: а) дислокация должна содержать два уровня — акцепторный E_a и донорный E_d; б) уровни E_a и E_d должны обладать конечной емкостью c_a и c_d; в) в случае достаточно большой плотности дислокаций $N_д$ и (как будет видно далее) сравнительно небольшой емкости $c_a \ll 1$ в широком интервале температур $T \geqslant T^*$ можно пренебрегать взаимодействием электронов, локализованных на дислокации.

Перечисленные допущения позволяют использовать для описания равновесных свойств полупроводника с дислокациями формализм, отвечающий поведению полупроводника с точечными примесями. В частности, условие локальной нейтральности, являющееся уравнением относительно уровня Ферми F, выглядит так:

$$N_v(T)\exp\left(-\frac{F}{T}\right)+\frac{n_d}{1+e^{-\frac{(E_d-F)}{T}}}=\frac{n_a}{1+e^{\frac{E_a-F}{T}}}+n_a^0. \tag{3}$$

Здесь n_a^0 — объемная плотность точечных акцепторов, E_a и E_d — положения акцепторного и донорного уровней в запрещенной зоне полупроводника, $n_a=N_д(c_a/a)$, $n_d=N_д(c_d/a)$ — эффективные плотности дислокационных акцепторов и доноров, c_a, c_d — соответствующие емкости, $N_v(T)$ — плотность состояний дырок в валентной зоне.

Для того чтобы кривая $n_p(T)$ проходила через точку $T=T^*$ без излома, как это имеет место в экспериментах [1-3], необходимо полагать, что

$$E_a\simeq E_d=E_0. \tag{4}$$

Используя это дополнительное предположение и обозначения

$$x=\exp\left(\frac{E_0-F}{T}\right),\quad n_0=N_v(T)\exp\left(-\frac{E_0}{T}\right), \tag{5}$$

можно привести соотношение (3) к виду

$$n_0x-\frac{xn_d}{1+x}=\frac{n_a}{1+x}+n_a^0, \tag{6}$$

или

$$x=-\frac{1}{2}\left(1+\frac{n_d}{n_0}-\frac{n_a^0}{n_0}\right)+\left[\frac{1}{4}\left(1+\frac{n_d}{n_0}-\frac{n_a^0}{n_0}\right)^2+\frac{n_a}{n_0}+\frac{n_a^0}{n_0}\right]^{1/2}. \tag{7}$$

В интересующем нас случае

$$n_d>n_a\gg n_a^0 \tag{8}$$

выражение (7) может быть упрощено:

$$x\simeq\frac{n_a+n_a^0}{n_0+n_d-n_a^0}. \tag{9}$$

Отсюда нетрудно видеть, что в пределе $T\gg T^*$

$$n_0\gg n_d,\quad x\simeq\frac{1}{n_0}(n_0+n_a^0),\quad n_p(T)=n_0x=n_a+n_a^0. \tag{10}$$

Асимптотика (10) для $n_p(T)$ позволяет оценить емкость c_a по известным из эксперимента величинам $n_p(\infty)$ и $N_д$. Согласно [2], $n_p(\infty)=10^{20}\ m^{-3}$, $N_д=3.5\times10^{11}$ м$^{-2}$ и, следовательно,

$$c_a\simeq 0.13. \tag{11}$$

Интересна точка T^*, которая в терминах (5), (6) определяется равенствами

$$n_dx^*=n_a,\quad x^*=x(T^*), \tag{12а}$$

$$n_0^*x^*=n_a^0,\quad n_0^*=n_0(T^*), \tag{12б}$$

или

$$\frac{c_a}{c_d}=\frac{n_a^0}{n_0(T^*)}. \tag{13}$$

Очевидно, что величина T^* не зависит от плотности дислокаций, т. е. все зависимости $n_p(T)$ для разных плотностей дислокаций должны пересекаться в одной точке $T=T^*$, что и имеет место в действительности. Далее, учитывая, что в экспериментах [1-3] не указано на специальную малость c_d, можно полагать $c_d\simeq1$. В этом случае соотношения (12), (13) определяют энергию E_0:

$$x^*=\frac{c_a}{c_d},\quad\text{или}\quad \mathcal{E}_0=F(T^*)-T^*\ln\frac{c_d}{c_a}. \tag{14}$$

Определение E_0 (14) совпадает с (1) в специальном случае $c_a=c_d$.

Выводы. Анализ экспериментальных данных [1-3] показывает, что статистика полупроводника с заряженными дислокациями содержит по крайней мере четыре параметра — E_a, E_d и c_a, c_d. Обработка имеющихся для p-германия экспериментальных данных в предложенной выше модели приводит к следующим результатам для указанных параметров: $E_a \simeq E_d = 0.08$ эВ, $c_a \simeq 0.13$, $c_d \simeq 1$. Нейтральность дислокации в точке $T = T^*$ означает не отсутствие на ней электронов, а равенство избыточных электронов на уровне E_a и избыточных дислокационных дырок на уровне E_d.

Список литературы

[1] Schröter W. // Phys. St. Sol. 1967. V. 21. P. 211—224.
[2] Осипьян Ю. А., Шевченко С. А. // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. С. 698—704.
[3] Kolubakin A. I., Shevchenko S. A. // Phys. St. Sol. 1981. V. A63. P. 677—685.
[4] Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М., 1965. 589 с.
[5] Глазман Г. И., Сурис Р. А. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 10. С. 1769—1775.

Институт физики твердого тела
АН СССР
Черноголовка

Получено 1.07.1991
Принято к печати 18.07.1991

ФТП, том 25, вып. 12, 1991

МАЛОСИГНАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУКТУР ИЗ «ЧИСТЫХ» ПОЛУПРОВОДНИКОВ С НЕИНЖЕКТИРУЮЩИМИ КОНТАКТАМИ В УСЛОВИЯХ ПОЛНОЙ ЭКСКЛЮЗИИ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА

Аронов Д. А., Валиев Б. Х., Маматкулов Б. Р.

1. В наших прежних работах по эффекту эксклюзии (ЭЭ) в $n^+—n—R—$ ($p^+—p—R$)-структуре из «чистого» полупроводника [R — рекомбинационный (омический) тыловой контакт на границе с металлом], вошедших в обзорную статью [1], описаны статические характеристики сильной и полной эксклюзии, когда при приложении достаточно большого напряжения (составляющего от десятых долей до единиц, десятков и даже сотен вольт [2-5] в зависимости от степени чистоты материала, длины образца, температуры и интенсивности света) из каждой точки базового кристалла в равной мере выносятся все термо- и фотогенерированные собственные носители тока. Экспериментально в режиме ПЭН исследованы лишь импульсные характеристики [2, 3], малосигнальные характеристики ЭЭ не рассматривались. В настоящей работе эти характеристики изучаются теоретически, что представляет интерес как для создания более полной теории ЭЭ, понимания закономерностей протекания физических процессов в динамических условиях, так и для практических целей, ибо такие исследования выявляют инерционные и реактивные свойства ЭЭ, зависимость их от параметров материала и структуры, частоты переменного сигнала и приложенного напряжения.

2. Динамические характеристики структуры рассмотрим при воздействии малого гармонического сигнала $\tilde{V} \exp(i\omega t)$ (ω — циклическая частота), наложенного на большое обратное смещение $V_{\text{ст}}$, вызывающее ПЭН ($|\tilde{V}| \ll V_{\text{ст}}$, $|\tilde{V}| < kT/q$). При решении задачи исходим из бездиффузионной феноменологической системы уравнений, описывающих процессы термогенерации, рекомбинации и транспорта носителей в однородном (для определенности, p-типа) полупроводнике, имеющей при не очень высоких частотах сигнала (чтобы можно было пренебречь током смещения) следующий вид (см., например, [6]):

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q}\frac{\partial j_n}{\partial x} - \frac{n - n_0}{\tau}, \tag{1}$$