

©1995 г.

ФУНКЦИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕРАВНОВЕСНЫХ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫХ ПАР ПРИ ОДНОФОТОННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ПРЯМОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

П.Г.Лукашевич

Белорусская государственная политехническая академия,
220027, Минск, Беларусь
(Получена 2 августа 1994 г. Принята к печати 31 октября 1994 г.)

Для случая однофотонного возбуждения прямозонных полупроводников, когда одновременно реализуются линейный, квадратичный и кубический механизм рекомбинации выполнены расчеты функции пространственного распределения неравновесных электронно-дырочных пар по глубине кристалла. Проведен анализ полученных результатов. Предложен простой способ аппроксимации функции пространственного распределения неравновесных носителей заряда вблизи границы кристалла.

Экспериментальные исследования спектров экситонного отражения от передней возбуждаемой лазером на молекулярном азоте и задней грани лепестковых монокристаллов сульфида кадмия толщиной ~ 0.5 мкм показывают, что одинаковые изменения в спектрах экситонного отражения происходят при плотностях возбуждения, отличающихся примерно в 4 раза [1]. Это однозначно свидетельствует о неоднородном распределении электронно-дырочных (ЭД) пар по глубине прямозонных полупроводников при сильном однофотонном возбуждении.

Расчеты [2] показывают, что при неоднородном распределении ЭД пар по кристаллу спектры рекомбинационного излучения (РИ) электронно-дырочной плазмы (ЭДП) могут определяться в основном не параметрами ЭДП, а видом функции $n(x)$ пространственного распределения неравновесных носителей по кристаллу. Однако вид функции $n(x)$ при сильном однофотонном возбуждении прямозонных полупроводников до настоящего времени детально не анализировался.

В данной работе выполнены модельные расчеты функции пространственного распределения неравновесных ЭД пар по глубине кристалла для случая сильного однофотонного возбуждения прямозонных полупроводников, когда одновременно реализуются линейный, квадратичный и кубический механизмы их рекомбинации.

Предположим, что на поверхность полубесконечного кристалла вдоль направления x падает интенсивное лазерное излучение с энергией кванта больше ширины запрещенной зоны. Будем рассматривать случай амбиполярной диффузии, считая, что условие электронейтральности выполняется, $n = p$, концентрация равновесных носителей заряда значительно меньше концентрации неравновесных ЭД пар.

В стационарном случае функция пространственного распределения может быть найдена из уравнения [3,4]

$$\frac{d}{dx} D \frac{dn}{dx} - \frac{n}{\tau} + \beta k_a (1 - R) I \exp(-k_a x) = 0, \quad (1)$$

где D — коэффициент диффузии; τ — время жизни ЭД пар; β , k_a , R — квантовый выход, коэффициенты поглощения и отражения; I — интенсивность (плотность) падающего излучения.

Время жизни ЭД пар представим в виде

$$\tau(n) = \frac{\tau_0}{1 + Bn + Cn^2}, \quad (2)$$

где $\tau_0 = 0.33$ мкс — время жизни при малых концентрациях носителей заряда; параметры B и C отражают вклад квадратичного и кубического механизмов в процессы рекомбинации ЭД пар.

В отсутствие вырождения при амбиполярной диффузии [3]

$$D = D_0 \approx 2D_h = \frac{2kT}{e} \mu_h,$$

где D_h , μ_h — коэффициент диффузии и подвижность более тяжелых носителей заряда (дырок). При наличии вырождения [5]

$$D = \frac{2}{3} \frac{\mu_h^*}{kT} \mu_h = D_0 \left(\frac{1}{3} \frac{\mu_h^*}{kT} \right) = D_0 f(n), \quad (3)$$

где μ_h^* — химический потенциал дырок.

В дальнейшем будем считать, что с увеличением концентрации ЭД пар подвижность дырок не меняется, т.е. $D_0 = \text{const}$.

Учитывая, что $D \frac{d^2 n}{dx^2} \gg \frac{dD}{dx} \frac{dn}{dx}$ и (2), (3), получаем

$$\frac{d^2 n}{dx^2} - a_1 n - a_2 n^2 - a_3 n^3 - a_4 \exp(-k_a x) = 0. \quad (4)$$

Здесь

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{1}{L_0^2 f(n)}, \\ a_2 &= \frac{B}{L_0^2 f(n)}, \\ a_3 &= \frac{C}{L_0^2 f(n)}, \\ a_4 &= \frac{\beta k_a (1 - R) I \tau_0}{L_0^2 f(n)}, \end{aligned}$$

$$L_0 = (D_0\tau_0)^{1/2}.$$

Уравнение (4) численно решалось на ЭВМ методом последовательных приближений при простейших граничных условиях [3]

$$\begin{cases} D(n)\frac{dn}{dx}\Big|_{x=0} = sn|_{x=0} \\ n(x)|_{x\rightarrow\infty} = 0. \end{cases} \quad (5)$$

В приведенных расчетах скорость поверхностной рекомбинации s варьировалась от нуля до 10^5 см/с, длина диффузии L_0 изменялась от 0.5 до 2 мкм, $R = 0.3$, $\beta = 1$. Коэффициент поглощения k_a принимался равным $5 \cdot 10^4$ см $^{-1}$. Значения параметров B и C выбирались такими, чтобы до концентраций $n < 10^{15}$ см $^{-3}$ время жизни ЭД пар определялось в основном линейным, в интервале 10^{15} см $^{-3} < n < 10^{17}$ см $^{-3}$ — в основном квадратичным, при $n > 10^{17}$ см $^{-3}$ — в основном кубическим механизмами рекомбинации ($B = 10^{-5}$ см 3 , $C = 10^{-32}$ см 6).

Наиболее сильно зависимость коэффициента диффузии $D(n)$ должна проявляться при низких температурах. Поэтому все расчеты выполнялись для температуры $T = 4.2$ К с использованием значения эффективной массы в теллуриде цинка $m_h^* = 0.68m$ (см. [6]). Уравнение (4) решалось для двух случаев.

1. $f(n) \equiv 1$. Данное приближение соответствует случаю отсутствия зависимости коэффициента диффузии от концентрации ЭД пар и справедливо в отсутствие вырождения, а также для бозонов.

2. $f(n) = 1$ в отсутствие вырождения и $f(n) = \frac{1}{3} \frac{\mu_h}{kT}$ при наличии вырождения неравновесных носителей заряда.

Результаты проведенных расчетов представлены на рис. 1. Практически полное совпадение кривых, рассчитанных в первом и во втором приближениях связано с тем, что при наличии вырождения $D(n) \sim n^{1/3}$, а $\tau(n) \sim n^{-\alpha}$, где $\alpha \geq 1$. Поэтому изменение (уменьшение) длины диффузии $L(n) = [D(n)\tau(n)]^{1/2}$ с ростом концентрации в основном связано с сильным уменьшением времени жизни, а не со слабым ростом коэффициента диффузии ЭД пар.

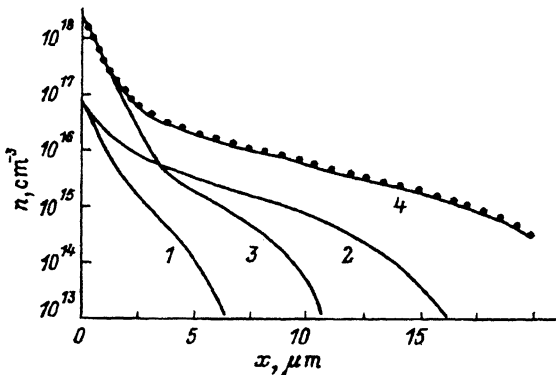


Рис. 1. Зависимости $n(x)$, рассчитанные в первом (1-4) и во втором (точки) приближениях. $I, \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$: 1, 2 — $1.4 \cdot 10^{21}$; 3, 4 — $1.4 \cdot 10^{25}$; $L_0, \text{мкм}$: 1, 3 — 0.5; 2, 4 — 2.

Анализ полученных кривых показывает, что при таких концентрациях, когда кубический механизм рекомбинации является доминирующим, профиль распределения $n(x)$ определяется генерационно-рекомбинационными процессами. Если основным механизмом рекомбинации является квадратичный механизм, то зависимость $n(x)$ определяется рекомбинационно-диффузионными процессами. И только в случае реализации линейного механизма, когда квадратичным механизмом рекомбинации можно пренебречь, профиль распределения носителей заряда определяется диффузионными процессами.

Рассмотрим простые способы аппроксимации пространственного распределения ЭД пар по глубине образцов при сильном однофотонном возбуждении.

Решение кубического уравнения (1) при $D \equiv 0$ (аппроксимация генерационно-рекомбинационными процессами) дает хорошие результаты вблизи границы кристалла. Несколько худшие результаты вблизи границы, но лучшие по большей глубине кристалла получаются, если учитывать только кубический механизм рекомбинации ЭД пар (рис. 2), т.е. если $n(x)$ представить в виде

$$n(x) = \left[\frac{\beta k_a (1 - R) I \tau_0}{C} \right]^{1/3} \exp \left(-\frac{k_a x}{3} \right). \quad (6)$$

В большинстве случаев параметры C и τ_0 неизвестны. Поэтому для определения $n(x)$ более удобно пользоваться формулой

$$n(x) = \beta k_a (1 - R) I \tau \exp \left(-\frac{k_a x}{3} \right), \quad (7)$$

где τ — время жизни ЭД пар при $n(x = 0)$. В этом случае погрешность в определении $n(x)$ вплоть до $n = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ не превышает 23%.

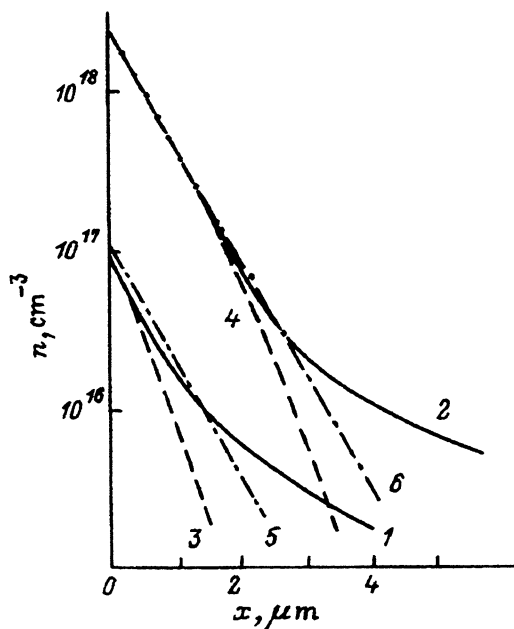


Рис. 2. Аппроксимация зависимостей $n(x)$ (1, 2) решением кубического уравнения при $D = 0$ (3, 4) и формулой (6) (5, 6). $L_0 = 1 \text{ мкм}$, $I, \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$: 1, 3, 5 — $1.4 \cdot 10^{21}$; 2, 4, 6 — $1.4 \cdot 10^{25}$.

Рассмотрим некоторые следствия проведенных расчетов.

1. Лазеры на молекулярном азоте с длиной волны генерации 337 нм широко применяются для однофотонного возбуждения прямозонных полупроводников. Оценим плотность возбуждения, при которой на границе теллурида цинка возникает ЭДП, считая, что экситонные состояния в данном соединении исчезают при $n = 1.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (см. [6]). Время жизни при данной концентрации ЭД пар примем равным $5 \cdot 10^{-11} \text{ с}$. Расчеты показывают, что уже при плотности возбуждения $\sim 10^{23} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, т.е. $\sim 60 \text{ кВт/см}^2$, вблизи границы образуется ЭДП.

Полученный результат хорошо согласуется с результатами исследований [7] влияния электрического поля на краевое РИ сильно возбужденных кристаллов теллурида цинка. В соответствии с данными представлениями увеличение степени гашения краевой люминесценции до $I \approx 80 \text{ кВт/см}^2$ обусловлено ударной ионизацией свободных экситонов. Уменьшение степени гашения люминесценции при $I > 80 \text{ кВт/см}^2$, скорее всего, связано с ростом электропроводности образцов в области приповерхностной ЭДП и, как следствие, всего лишь частичным проникновением электрического поля в область, в которой за рекомбинационное излучение ответственны свободные экситоны.

Легко видеть, что попытки интерпретировать спектры краевого излучения соединений $A^{III}B^V$ и большинства соединений $A^{II}B^{VI}$ при плотности возбуждения $I \gtrsim 1 \text{ МВт/см}^2$ без учета ЭДП, скорее всего, некорректны.

2. С увеличением плотности возбуждения размеры области, в которой концентрация неравновесных ЭД пар определяется рекомбинационно-диффузионными процессами, сильно возрастают, достигая десятков мкм. Плотность квазичастиц в ней увеличивается незначительно. Так, при увеличении плотности возбуждения на 2 порядка, от $1.4 \cdot 10^{23}$ до $1.4 \cdot 10^{25} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, концентрация неравновесных ЭД пар на глубине 5 мкм при $L_0 = 2 \text{ мкм}$ увеличивается менее чем в 2 раза. Поэтому создается видимость образования в кристаллах электронно-дырочной жидкости.

По данной причине аналогично случаю электронно-дырочной жидкости в германии и кремнии при анализе зависимостей интенсивности РИ и фотопроводимости прямозонных кристаллов от интенсивности возбуждения в кинетических уравнениях следует учитывать не только рекомбинационные процессы, но и зависящие от интенсивности возбуждения объемы, в которых данные процессы происходят. В противном случае трудно гарантировать достоверность получаемых данных.

3. С данной точки зрения понятна причина возникновения расширяющихся ореолов вокруг практически однородно возбужденной части поверхности прямозонных полупроводников по мере увеличения интенсивности возбуждения. Размеры ореолов, обусловленных рекомбинационно-диффузионными и диффузионными процессами, при фиксированной плотности возбуждения могут служить критериями качества кристаллов — чем они больше, тем качество кристаллов выше.

Работа профинансирована Министерством образования Республики Беларусь.

- [1] В.Г. Лысенко, В.И. Ревенко. ФТТ, **20**, 2144 (1978).
- [2] В.А. Батырев, П.Г. Лукашевич. ФТП, **23**, 550 (1989).
- [3] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., 1963).
- [4] В.А. Зуев, В.Г. Попов. *Фотоэлектрические МДП приборы* (М., 1983).
- [5] П.С. Киреев. *Физика полупроводников* (М., 1975).
- [6] П.Г. Лукашевич, В.Н. Павловский, В.А. Самойлюкович. ФТП, **23**, 578 (1989).
- [7] В.П. Грибковский, Г.П. Яблонский, П.Г. Лукашевич. ФТП, **8**, 2210 (1974).

Редактор В.В. Чалдышев

The function of spatial distribution of nonequilibrium electron-hole pairs in direct-gap semiconductors under one-photon excitation

P.G. Lukashevich

Belarusian State Polytechnical Academy, 220027 Minsk, Belarus

The function of spatial distribution of nonequilibrium electron-hole pairs has been calculated over the dept of direct-gap semiconductors at a high level of excitation when the linear, square and cubic recombination mechanisms are at work simultaneously. The results of calculations being analysed, a simple method of approximating the distribution function in the vicinity of the crystal surface is suggested.
