

РЕКОМБИНАЦИЯ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ С ДЫРКАМИ НА ЦЕНТРАХ ПРИЛИПАНИЯ В ЭПИТАКСИАЛЬНОМ n -GaAs

Акимов А. В., Шофман В. Г.

Показано, что концентрация дырок, захваченных ловушками в эпитаксиальном n -GaAs, уменьшается при пропускании через эпитаксиальный слой импульса тока. Такое уменьшение объясняется увеличением вероятности рекомбинации горячих электронов с дырками, локализованными на центрах прилипания.

Недавно [1] было показано, что в намеренно нелегированных слоях n -GaAs, выращенных методом газотранспортной эпитаксии, время жизни неосновных носителей (дырок) в валентной зоне в первую очередь определяется захватом их на глубокие уровни (DL). Энергия связи E_0 дырки (h) на DL зависит от конкретного образца и составляет величину $E_0 = 0.15 - 0.4$ эВ. Одним из характерных свойств дырок на DL является их большое время жизни $\tau > 10$ мс в отсутствие света $h\nu_1 > E_0$, приводящего к фотоионизации уровней. Такая «метастабильность» DL объяснялась малым сечением ($\sigma < 2 \cdot 10^{-21}$ см²) рекомбинации электронов зоны проводимости с дыркой на DL при $T < 80$ К. В настоящей работе показано, что h на DL эффективно рекомбинируют с разогреваемыми электрическим полем горячими электронами, имеющими кинетические энергии $E_e \gg \gg kT_L$, где T_L — температура решетки.

Эксперименты проводились на эпитаксиальных слоях n -GaAs с концентрацией остаточных примесей $N_D - N_A < 10^{15}$ см⁻³, выращенных методом газотранспортной эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs. Образцы помещались в криостат и находились в жидком гелии ($T = 1.7$ К).

В экспериментах использовалась методика [1], в которой эпитаксиальный слой n -GaAs (толщина 10 мкм) поочередно возбуждался импульсами двух источников света. Площадь возбуждаемого оптически участка эпитаксиального слоя составляла 1 мм². Схема опыта представлена на рис. 1.

1. Импульсы межзонной накачки $h\nu_0 > E_g$ (E_g — ширина запрещенной зоны) создают свободные носители. В качестве источника межзонной накачки использовалась вторая гармоника ИАГ лазера с модуляцией добротности ($\lambda_0 = 0.53$ мкм, длительность импульса 0.2 мкс, импульсная мощность $P_0 < 1$ кВт). В результате возбуждения происходит заселение дырочных ловушек. После выключения света концентрация свободных носителей уменьшается за их время жизни ($\tau_0 < 10^{-8}$ с [2]), что проявляется в быстром гашении краевой люминесценции, связанной с рекомбинацией свободных дырок и электронов.

2. Импульсы подзонной накачки $E_g > h\nu_1 > E_0$ воздействуют на область кристалла через некоторое время после выключения импульса света $h\nu_0 > E_g$ (рис. 1, б). В качестве источника подзонного света использовалась 1-я гармоника ИАГ лазера ($\lambda_1 = 1.06$ мкм, длительность импульса 10 мкс, мощность $P_1 < 1$ Вт). При этом происходит высвобождение неосновных носителей (рис. 1, а) с примесных центров (DL), что приводит к возгоранию краевой люминесценции $I(t)$ n -GaAs (рис. 1, б).

Спектр краевой люминесценции n -GaAs хорошо изучен [3] и наряду с линиями свободных и связанных экситонов содержит линию D^0 , h ($E=1.5133$ эВ), отвечающую рекомбинации свободной дырки h и электрона на нейтральном доноре D^0 (рис. 1, a).

На опыте измерялись кинетика $I(t)$ и интегральная интенсивность I люминесценции D^0 , h в момент действия света подзонной накачки $h\nu_1 < E_g$. Форма затухания $I(t)$ (рис. 1, b) отражает кинетику высвобождения h с DL под действием фотоионизирующего света $h\nu_1 < E_g$ с учетом перезахвата h на DL [1], а интегральная интенсивность I в первую очередь определяется концентрацией N_1^0 дырок на DL перед началом действия возбуждения $h\nu_1$. Начальная концентрация N_1^0 определяется в основном интенсивностью и длительностью межзонного возбуждения $h\nu_0 > E_g$. В силу метастабильности h на DLN_1^0 практически не изменяется за время между импульсами света $h\nu_0$ и $h\nu_1$. На рис. 2 представлены зависимости $I(t)$ в момент действия импульса света $h\nu_1$. Кривая 2 рис. 2 измерена, когда между импульсами света $h\nu_0$ и $h\nu_1$ через эпитаксиальный слой пропускался промежуточный импульс тока $j(t)$ (рис. 1, b),¹ разогревающий основные носители — электроны (геометрия контактов, длительности и относительные задержки импульсов, рис. 1, b , e). Кривая 1 рис. 2 соответствует $I(t)$, измеренному, когда импульс тока отсутствует. Из сравнения кривых 1 и 2 на рис. 2 видно, что в присутствии импульса тока амплитуда $I(t)$ уменьшается и замедляется спад $I(t)$ во времени.

На рис. 3 представлены зависимости интегральной интенсивности I (площадь под кривой на рис. 2)

от величины электрического поля ϵ (рис. 3, a), греющего электроны, и от длительности токового импульса Δt (рис. 3, b). Видно, что с увеличением ϵ и Δt I уменьшается. Такое поведение I указывает на то, что импульс тока приводит к уменьшению начальной концентрации N_1^0 дырок на DL , т. е. действие электрического поля приводит к уменьшению количества дырок, локализованных на DL к моменту действия света $h\nu_1$. Замедление спада $I(t)$ с вклю-

Рис. 1. Схемы переходов (a), зависимости интенсивности возбуждения $h\nu_0$, $h\nu_1$, тока $j(t)$ и интенсивности люминесценции $I(t)$ от времени (b), опыта (e).

¹ При гелиевых температурах ($T=1.7$ К) электрического поля $\epsilon \sim 1$ В/см достаточно, чтобы вызвать ударную ионизацию мелких доноров и тем самым создать свободные электроны в n -GaAs.

нием импульса тока (рис. 2, кривая 2) также согласуется с выводом об уменьшении N_1^0 и объясняется сильной зависимостью формы $I(t)$ от начальной заселенности N_1^0 [1].

Зависимости $I(t)$ и I являются сложными функциями N_0^1 [1], и поэтому в настоящей работе мы ограничимся качественными выводами. Уменьшение N_1^0 с ростом ϵ и Δt мы объясняем увеличением вероятности рекомбинации h на DL с электронами при разогреве последних электрическим полем ϵ . Действительно, большое время жизни $\tau > 10$ мс в отсутствие горячих электронов является следствием потенциального барьера, препятствующего рекомбинации электронов с h на DL . Такой барьер может быть обусловлен отрицательным зарядом центра прилипания (DL) с захваченной дыркой. Тогда кулоновский потенциал будет препятствовать захвату электрона на DL . Другой причиной метастабильности h на DL может быть сильное электрон-фононное взаимодействие, приводящее к потенциальному барьеру в конфигурационном пространстве [4]. При электрическом поле ϵ , разогревающем электроны, становится возможным преодоление потенциального барьера и тем самым увеличивается вероятность рекомбинации электрона с h на DL .

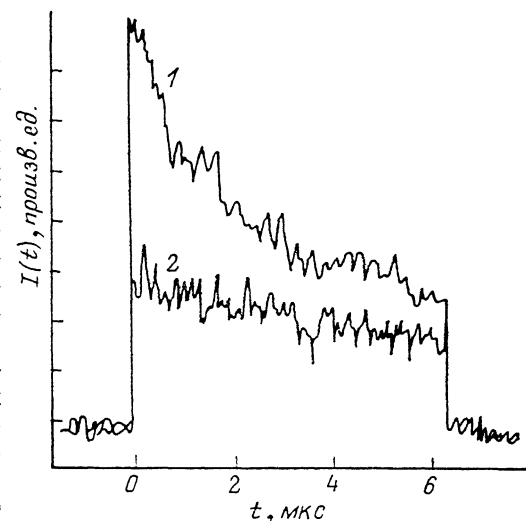


Рис. 2. Кривые затухания $I(t)$ во время действия света $h\nu_1$ в отсутствие (1) и в присутствии (2) импульса тока $j(t)$.

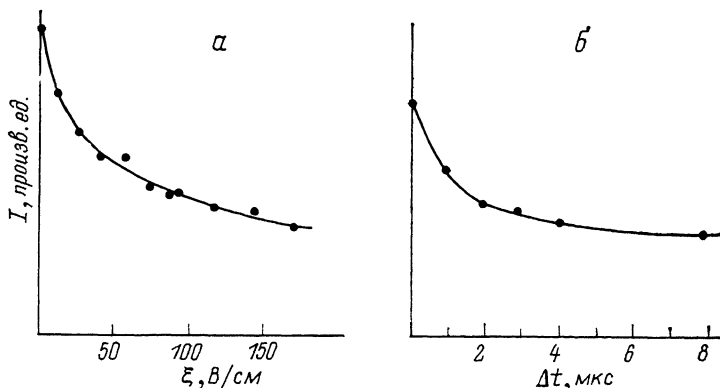


Рис. 3. Зависимость интегральной интенсивности люминесценции I от электрического поля (а) и длительности токового импульса Δt (б).

Авторы благодарны А. А. Каплинскому за проявленный интерес к работе и ознакомление с рукописью, В. В. Криволапчуку за предоставление образцов n -GaAs и С. Л. Румянцеву за обсуждение.

Список литературы

- [1] Акимов А. В., Жиляев Ю. В., Криволапчук В. В., Шофман В. Г. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 1. С. 82—92.
- [2] Bimberg D., Munzel H., Steckenborn A., Christen J. // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. N 12. P. 7788—7799.
- [3] Williams E. W., Bebb H. B. // Semicond. a. Semimet. V. 8 / Ed. by R. K. Willardson, A. S. Beer. Orlando, 1972. P. 321—392.
- [4] Henry C. H., Lang D. V. // Phys. Rev. B. 1977. V. 15. N 2. P. 989—1016.