

$m \sim 0.0665 m_0$ (m_0 — масса свободного электрона), $E_0 = 13.5$ эВ, $L = 0.08$ см, $T_D = 3$ К, $c_L = 1.397 \cdot 10^{12}$ эрг/см³, $s = 3.9 \cdot 10^5$ см/с.

Таким образом, учет увлечения электронов фононами позволяет объяснить порядок величины и наблюдаемую экспериментально температурную зависимость дифференциальной термоэдс в GaAs—Ga_{1-x}Al_xAs в квантующих магнитных полях.

Л и т е р а т у р а

- [1] Fletcher R., Maan J. C., Ploog K., Weiman G. — Phys. Rev., 1986, v. B3, N 10, p. 7122—7133.
[2] Streda P. — Phys. St. Sol. (b), 1984, v. 125, N 2, p. 849—860.
[3] Зырянов П. С., Талуц Г. Г. — ЖЭТФ, 1965, т. 49, в. 6 (12), с. 1942—1949.

Институт физики металлов
УНЦ АН СССР
Свердловск

Получено 9.10.1987
Принято к печати 14.03.1988

ФТП, том 22, вып. 8, 1988

АККУМУЛЯЦИЯ В $n^+ - n - n^+$ -СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ $A^{II}B^{VI}$ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ДЛИНАХ ВОЛН ФОТОВОЗБУЖДЕНИЯ

Колдаев И. М.

Наряду с преимущественно монополярным переносом заряда в структурах на основе полупроводников группы $A^{II}B^{VI}$ в некоторых случаях наблюдались биполярные эффекты [1, 2], в том числе аккумуляция носителей [3]. В данной работе рассматривается влияние глубины поглощения света на аккумуляцию в фотодиодных $n^+ - n - n^+$ -структурах, конструкция и способ изготовления которых описаны в [3].

Вольтамперные характеристики (ВАХ), полученные в различных областях спектра фотовозбуждения, показаны на рис. 1. Кривые 1, 2, снятые для монокристаллов сульфида кадмия, не имели характерных для аккумуляции сублинейных участков. Эти кривые расположены выше, чем остальные, т. е. фоточувствительность данных кристаллов наибольшая.

ВАХ структур на основе CdSe (рис. 1, кривые 3, 4) и на основе ZnSe (рис. 1, кривые 5, 7) содержали сублинейные участки. Они линеаризировались в полулгарифмическом масштабе в соответствии с характерной для аккумуляции экспоненциальной зависимостью напряжения от тока [4]. На кривой 7 протяженность данного участка около 2 порядков по шкале напряжения. В то же время характеристика 6 (рис. 1) такого участка не имела. Данная характеристика получена при освещении более длинноволновым светом, чем положение максимума на спектральной характеристике при малых смещениях.

Таким образом, аккумуляция проявлялась в низкочувствительных образцах при освещении их сильно поглощаемым светом.

На ВАХ 3, 5, полученных в максимумах спектральных фоточувствительностей CdSe и ZnSe, сублинейность начиналась при более высоких смещениях, чем соответственно на ВАХ 4 и 7, снятых в более коротковолновых областях. Вместе с этим протяженность данных участков в логарифмическом масштабе в коротковолновой области выше. Следовательно, аккумуляция была развита сильнее в коротковолновой от максимума области спектра.

На рис. 2 показаны спектральные характеристики, полученные для структур на основе ZnSe при разных смещениях. Кривая 1 получена для напряжения, обеспечивающего омическую зависимость тока от напряжения при всех длинах волн. Характеристика 2 снята при более высоком смещении, вызывающем аккумуляцию в коротковолновой области. Зависимость 3 получена при еще большем напряжении, приводящем к аккумуляции как в коротковолновой

области, так и в спектральном максимуме для омических участков ВАХ. По мере роста смещения «плато» в коротковолновой области опускалось. Это объясняется более сильной сублинейностью зависимости тока от напряжения в данной области спектра.

Максимум на спектральной характеристике \mathcal{J} сдвинут в длинноволновую сторону относительно кривых 1 и 2 (рис. 2). Это соответствует поведению ВАХ: при высоких напряжениях кривая 6 (рис. 1) пересекает кривую 5 и продолжается выше нее.

Обращает на себя внимание то, что широкая полоса спектральной фоточувствительности при низком смещении (рис. 2, кривая 1) становится селективной при высоком смещении (рис. 2, кривая 3). Таким образом, аккумуляция носителей может быть использована для управления полосой спектральной фоточувствительности полупроводниковых структур.

Спектральные характеристики структур на основе CdSe имели аналогичные закономерности. У приборов же на основе CdS, в которых аккумуляции не было, спектральные характеристики от смещения не зависели.

Рассмотрим причину отсутствия аккумуляции в отмеченных случаях. Этот процесс — биполярный [4]. Высокочувствительные же материалы имеют монополяр-

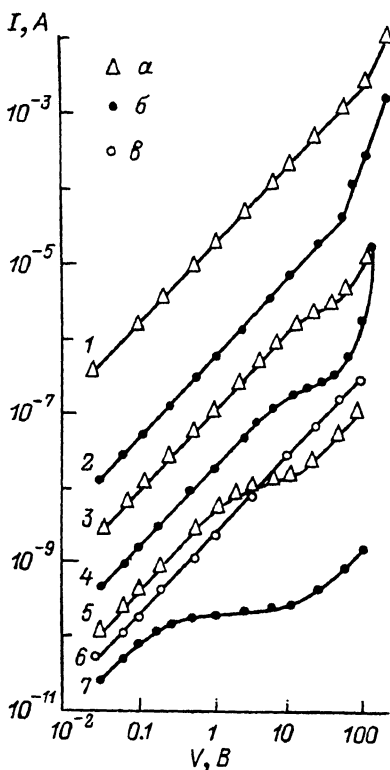


Рис. 1. ВАХ структур на основе CdS (1, 2), CdSe (3, 4) и ZnSe (5—7).

Длина волн, нм: 1 — 520, 2 — 450, 3 — 730, 4 — 650, 5 — 470, 6 — 475, 7 — 400; поток излучения 10^{-9} Вт. Вт. а — λ_{\max} , б — $\lambda < \lambda_{\max}$, в — $\lambda > \lambda_{\max}$.

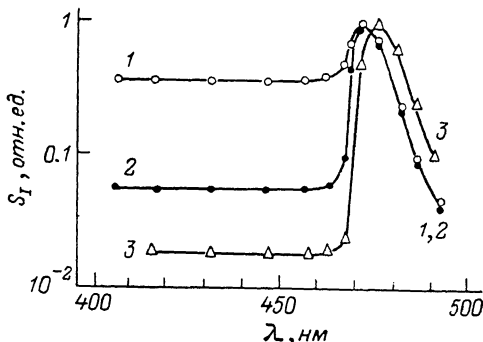


Рис. 2. Относительная спектральная фоточувствительность структуры на основе ZnSe, приведенная к числу падающих фотонов.

Смещение, В: 1 — 0.1, 2 — 1, 3 — 10.

ную проводимость из-за высокого времени жизни основных носителей. Поэтому аккумуляция и соответственно сублинейность ВАХ не наблюдались у структур на основе сульфида кадмия.

В глубине CdSe и ZnSe время жизни основных носителей тоже, видимо, достаточно велико, чтобы доминировал монополярный перенос заряда. В связи с этим при фотовозбуждении приборов слабо поглощаемым длинноволновым светом аккумуляция также не была замечена. В приповерхностной области время жизни носителей меньше, чем в глубине кристаллов. Это следует из коротковолнового спада фотопроводимости. Иначе говоря, эффективная скорость рекомбинации фотовозбуждаемых носителей в приповерхностной области образцов выше, чем в глубине. Благодаря этому времена жизни свободных носителей двух знаков различаются меньше. Это приводило к биполярному переносу носителей, в результате чего проявлялся эффект аккумуляции носителей.

- [1] Baubinas R., Keitis B.-P., Reksnus R., Sakalas A. — Phys. St. Sol. (a), 1978, v. 50, N 1, p. K63—K65.
 [2] Бьюб Р. — В кн.: Физика и химия соединений $A^{IV}B^{IV}$ / Пер. с англ. М., 1970, с. 499—563.
 [3] Колдаев И. М., Лосев В. В., Орлов Б. М. — ФТП, 1984, т. 18, в. 9, с. 1678—1681.
 [4] Адирович Э. И., Карагеоргий-Алкалаев П. М., Лейдерман А. Ю. Токи двойной инжекции в полупроводниках. М., 1978. 320 с.

Получено 1.12.1987

Принято к печати 14.03.1988

ФТП, том 22, вып. 8, 1988

ЗАВИСИМОСТЬ ПРОБИВНОГО ПОЛЯ ($E_{пр}$) ОТ СТЕПЕНИ КОМПЕНСАЦИИ (C) В n -Ge

Качлишвили З. С., Хизанишвили Э. Г.

1. Низкотемпературный электрический пробой изучался неоднократно в ряде работ (см., например, [1-9]). Однако развитие и усовершенствование существующих теорий снова возвратили нас к этому вопросу.

При вычислении зависимости $E_{пр}(C)$ для конкретного эксперимента самым важным моментом является выбор правильной функции распределения. Такой выбор затруднен даже в случае, когда заведомо известно, что рассеяние энергии и импульса происходит на акустических фононах. Это связано с тем, что аналитическое решение кинетического уравнения возможно лишь в так называемых приближениях «высоких» и «низких» температур [10, 11] и из-за сильной зависимости $E_{пр}$ от C для разных C можно попасть в область энергии, для которой данная функция распределения или несправедлива, или вообще неизвестна («промежуточная» область температуры). Немаловажным фактом является также вычисление энергетической зависимости сечений захвата электронов и ударной ионизации примесей. Вопрос о вычислении энергетической зависимости при захвате на мелких уровнях, по-видимому, можно считать более или менее решенным, особенно после работы [12], в которой исправлена каскадная теория захвата Лэкса [13]. Вопрос же о вычислении дифференциального сечения ударной ионизации до сих пор остается одним из труднейших в теории пробоя. Этим объясняется то, что при вычислении коэффициента ударной ионизации обычно пользуются самыми разными приближениями.

Из вышеуказанных работ самой удачной, на наш взгляд, была работа [8], в которой экспериментально и теоретически исследована зависимость $E_{пр}(C)$ в чистых образцах n -Ge при 4.2 К. При этом теория хорошо описывает эксперимент, проведенный вплоть до $C=0.96$. Однако в этой работе, как и в других ранних (см., например, [2, 6]), коэффициент теплового захвата горячих электронов вычислен с использованием каскадной теории Лэкса [13], которая оказалась некорректной [12]. При вычислении же коэффициента ударной ионизации авторы [8] воспользовались результатами экспериментального определения энергетической зависимости сечения ионизации $\sigma_i(\varepsilon)$ для атома водорода; $\sigma_i(\varepsilon)$ была получена путем аппроксимации экспериментальной кривой и имеет вид

$$\sigma_i(\varepsilon) = \sigma_0 \frac{\eta - 1}{\eta^{3/4}}, \quad \eta = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_i}. \quad (1)$$

Значение параметра σ_0 подбиралось в [8] из условия точного соответствия теории эксперименту при малых C . На наш взгляд, это не совсем корректно по следующей причине. Во-первых, как показало исследование, полевая зависимость коэффициента ударной ионизации существенно зависит от выбора под-