

## НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННОМ И СИЛЬНО КОМПЕНСИРОВАННОМ АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ

Доброго В. П., Доросинец В. А.

Предложен механизм изменения инжектирующей способности контактов к эпитаксиальным пленкам сильно легированного ( $N_d \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) и сильно компенсированного арсенида галлия  $p$ -типа, выращенным на полужизолирующих подложках GaAs(Cr), объясняющий явления стимуляции проводимости образцов электрическим полем и светом, замороженную проводимость и полевое гашение проводимости. Установлены наличие и определяющая роль в электропроводности канала электронной проводимости, расположенного на границе перехода пленка—подложка. Оценены параметры канала электронной проводимости. Найдено, что сверхлинейный характер вольт-амперных характеристик образцов обусловлен как расширением канала, так и повышением подвижности в нем с ростом приложенного к образцу напряжения.

Ранее [1] исследовалась электропроводность эпитаксиальных пленок сильно легированного и сильно компенсированного мелкими примесями арсенида галлия  $p$ -типа, выращенных методом жидкостной эпитаксии на полужизолирующих подложках GaAs, легированных хромом. Образцы в виде двойного креста были снабжены индиевыми контактами, вплавленными в атмосфере водорода. Длина образцов составляла 3 мм. Было установлено, что электропроводность образцов определяется биполярной инжекцией носителей заряда из контактов в пространственно разделенные каналы проводимости для электронов и дырок, перемещаясь по которым носители заряда не рекомбинируют между собой. Для жидкостной эпитаксии характерно преимущественно коррелированное распределение примесей; возникающий в пленках потенциальный рельеф, составляющий, согласно расчетам, 60 мэВ, оказывается мелким и не может привести к образованию отдельных каналов проводимости. Оставался открытым вопрос о природе и локализации канала электронной проводимости.

В исходном состоянии, которое достигалось путем охлаждения образцов в темноте от комнатной температуры до температуры измерения ( $T=77 \text{ К}$ ), при некотором напряжении  $U_0$  наблюдался переход от линейной вольт-амперной характеристики (ВАХ) к сверхлинейной. Дальнейшее повышение напряжения до величины  $U_k > U_0$  вызывало стимуляцию проводимости электрическим полем, при достижении напряжения  $U_n > U_k$  вольт-амперная характеристика насыщалась, а возле анода образовывался домен сильного поля. Также наблюдались явления стимуляции проводимости светом (замороженная проводимость) и полевое гашение исходной и стимулированной проводимости. Как следствие этих явлений, образцы можно было переключать путем соответствующих внешних воздействий в состояния, условно обозначаемые как низкоомное, высокоомное и исходное. Низкоомное состояние характеризуется понижением значения  $U_0$  вплоть до 0.5 В, а высокоомное — его повышением вплоть до 80 В. Величина  $U_0$  в высокоомном состоянии определялась амплитудой и длительностью стимулирующего импульса напряжения необходимой полярности, а при переводе в низкоомное состояние — также интенсивностью светового импульса и его длительностью.

Исследование распределения потенциала вдоль образцов в различных состояниях позволило предположить, что причиной подобного изменения проводимости образцов может быть изменение инжектирующих способностей контактов. Контакт будет определять величину инжекционного тока, если инжекция электронов из металла в канал электронной проводимости происходит через потенциальный барьер, связанный с обеднением электронами приконтактного слоя полупроводника [2]. Если ширина барьера Шоттки достаточно мала, то ток через барьер определяется термоавтоэлектронной или автоэлектронной эмиссией. Ширина барьера зависит от плотности заряда ионизированных примесей, следовательно, изменение их зарядового состояния в приконтактной области приведет к изменению инжекционного тока.

Рассмотрим процессы, происходящие в прианодной области после приложения напряжения, превышающего  $U_{\text{в}}$ . При таких напряжениях возле анода наблюдается образование домена сильного поля, существование которого в определенных условиях обеспечивает захват электронов глубокими центрами [3]. Возросший отрицательный заряд примесных центров в прианодной области расширяет имеющийся потенциальный барьер для электронов, и, как следствие, при изменении полярности приложенного напряжения инжекция электронов из такого контакта в области умеренных напряжений становится затрудненной, ВАХ соответствует высокоомному состоянию образца. Естественно предположить, что переключение образца в низкоомное состояние, т. е. улучшение инжектирующих способностей его контактов, связано с перезарядкой этих глубоких центров в приконтактных областях в обратном направлении, вследствие чего ширина области обеднения уменьшается. Переключение образца из высокоомного или низкоомного состояния в исходное в результате отогрева до комнатной температуры связано с термической эмиссией зарядов из глубоких центров и возвращением образца к равновесному их заполнению.

Рассмотрим подробнее перевод образца в низкоомное состояние при освещении либо инжекции носителей заряда из контактов. Здесь следует учесть такие экспериментальные факты, как увеличение проводимости (инжектирующей способности всех контактов) после кратковременного освещения любой точки образца в отсутствие внешнего напряжения или аналогичное влияние протекания тока через какую-либо пару побочных контактов, исключающие влияние сильных электрических полей на исследуемые контакты. Можно предположить, что перезарядку глубоких центров, состояние которых определяют инжектирующие способности контактов, вызывает возросшая концентрация неравновесных носителей заряда. О противоположном влиянии собственно электрического поля и избыточной концентрации носителей заряда свидетельствуют высокая метастабильная проводимость, достигаемая путем освещения образца в слабых электрических полях  $\sigma_{\text{опт}}$ , и в несколько раз меньшая проводимость  $\sigma_{\text{н}}$ , достигаемая за счет роста концентрации носителей при инжекции в сильном электрическом поле. При приложении электрического напряжения, превышающего  $U_{\text{с}}$ , полученная проводимость  $\sigma_{\text{опт}}$  релаксирует к величине  $\sigma_{\text{н}}$ , причем тем быстрее, чем выше приложенное напряжение.

На рис. 1 представлены кривые установления тока через образец, находящийся в исходном состоянии в темноте после приложения напряжения, превышающего  $U_{\text{в}}$ , в зависимости от его величины. Непосредственно после приложения напряжения устанавливается ток, соответствующий режиму биполярной инжекции для данного значения инжектирующей способности катода. Дальнейший рост тока происходит преимущественно в результате повышения его инжектирующей способности. Зависимость уровня инжекции от величины приложенного напряжения проявляется в наблюдаемом на рисунке уменьшении времени установления стационарного значения тока с ростом напряжения. При приложении напряжения свыше 500 В на начальных участках кривых установления тока наблюдались особенности, зависящие от состояния образца.

На рис. 2 представлены начальные участки кинетики установления тока для образца, находившегося в исходном, низкоомном и высокоомном состояниях при подаче напряжения  $U=600$  В. Приведенные кривые также согласуются с предложенной моделью. В сильных полях кинетика установления тока определяется конкуренцией двух процессов — рассмотренным выше повышением

инжектирующей способности контактов в результате инжекционного повышения концентрации носителей заряда и образованием у анода домена сильного поля, приводящего к захвату электронов в области домена на глубокие уровни. В образце, находившемся в исходном состоянии, первоначально доминирует первый процесс и происходит повышение напряжения возле анода, при достижении определенного значения электрического поля включается второй, более быстрый процесс, что приводит к переходу к меньшему значению тока. В образце, находившемся в низкоомном состоянии, повышенные инжектирующие способности катода приводят к большей величине тока на начальном участке кривой нарастания, величина тока после спада практически соответствует ста-

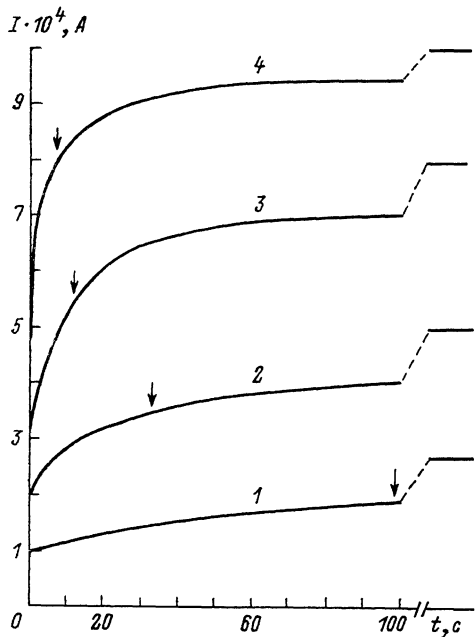


Рис. 1. Временная зависимость тока через образец после приложения напряжения.  $U$ , В: 1 — 100, 2 — 200, 3 — 300, 4 — 600. Стрелками указаны моменты установления тока  $I = 0.7I_{\text{стад}}$ .

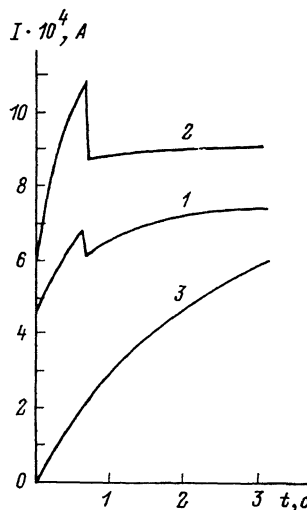


Рис. 2. Кинетика установления тока в образце, находящемся в различных состояниях.

Состояния: 1 — исходное, 2 — низкоомное, 3 — высокоомное.  $U = 600$  В.

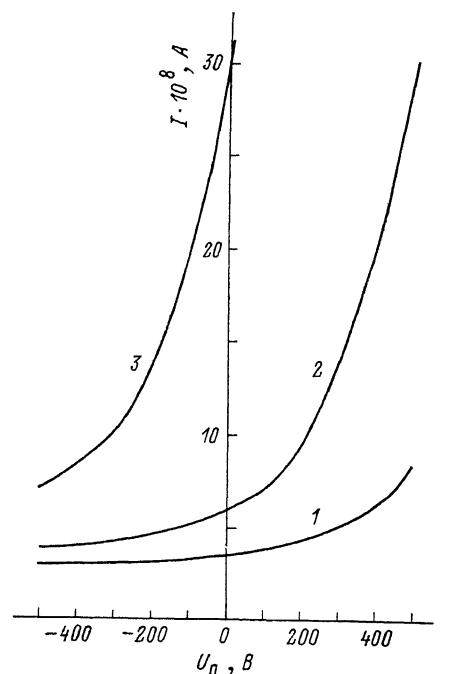
ционарному току. В образце, находившемся в высокоомном состоянии, слабая инжектирующая способность катода приводит к сильному затягиванию первого процесса.

Для локализации канала электронной проводимости были проведены измерения эффекта поля при  $T = 77$  К. Изолированный полевой электрод размещался поочередно на поверхности пленки и на подложке под образцом. В первом случае приложение к электроду напряжения в интервале  $+600 \div -600$  В не приводило к существенному изменению ВАХ образца, во втором — зависимость тока через образец от величины и полярности приложенного к полювому электроду напряжения была существенной (рис. 3). Видно, что изменение напряжения на полевом электроде в этом случае приводит к характерному для полупроводников  $n$ -типа изменению тока через образец, что можно считать серьезным аргументом в пользу размещения канала электронной проводимости на подложечной стороне эпитаксиальной пленки. Наблюдалось также изменение вида ВАХ: при высоких отрицательных напряжениях характерная точка  $U_0$  смещалась в сторону более высоких напряжений. Размещая полевой электрод не под всей площадью образца, а только под контактами, удалось установить, что основное изменение проводимости образца связано с эффектом поля в катодной области. Это также подтверждает предложенную схему, согласно которой

определяющим является потенциальный барьер у катода, влияющий на инжекцию электронов.

Следующий из измерений эффекта поля вывод о локализации канала электронной проводимости на границе между пленкой и подложкой согласуется с выводом измерений примесной фотопроводимости образца. Качественно форма спектральной кривой соответствует известной для  $n$ -GaAs(Cr), что также свидетельствует об участии подложки в образовании определяющего проводимость канала.

Противоположное влияние сильного электрического поля и инжекции носителей заряда на изменение инжектирующей способности контактов можно



объяснить аналогично [4], предположив, что активные центры находятся в областях, отделенных потенциальным барьером от канала электронной проводимости. Захват электронов на активные центры, расположенные в области  $p$ - $n$ -перехода между каналами, приводит к обеднению канала электронами около анода и переключению образца в высокоомное состояние для противоположной полярности приложенного напряжения. Улучшение инжектирующей способности контактов при росте концентрации носителей заряда связывается с захватом на эти центры дырок. Разделение электронов и дырок в различные каналы проводимости обеспечивает гигантскую длину диффузии носителей заряда в образце, превышающую размер образцов. В результате по-

Рис. 3. Зависимость тока через образец от величины потенциала на полевом электроде. Напряжение, приложенное к образцу, В: 1 — 4, 2 — 6,3, 3 — 10.

явление неравновесных носителей заряда в произвольном месте образца приводит к улучшению инжектирующих способностей всех контактов.

Для анализа процессов, происходящих в образцах при инжекции носителей заряда в разделенные потенциальным барьером каналы, можно, согласно [5], представить рассмотренную структуру в виде распределенного  $n$ -канального полевого транзистора с  $p$ - $n$ -переходом в качестве затвора. Точное определение параметров электронного канала (его ширины, уровня легирования) из измерений эффекта Холла либо эффекта поля не представляется возможным ввиду неоднородности структуры и сложности процессов, происходящих в ней. Однако анализ результатов экспериментальных исследований позволяет приближенно оценить эти параметры. Слабая зависимость инжекционного тока от температуры свидетельствует об отсутствии существенного захвата электронов ловушками. В этом случае для расчета ширины  $p$ - $n$ -перехода  $l_0$  в предположении равномерности легирования каналов можно использовать формулу

$$l_0 = \left[ \frac{2\epsilon\epsilon_0\Delta\varphi}{e} \left( \frac{1}{N} + \frac{1}{N_a(1-C_a)} \right) \right]^{1/2}, \quad (1)$$

где  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная,  $\epsilon$  — относительная диэлектрическая проницаемость,  $e$  — заряд электрона,  $\Delta\varphi$  — высота потенциального барьера  $p$ - $n$ -перехода,  $N_a$  и  $C_a$  — уровень легирования акцепторами и величина компенсации в области  $p$ -типа,  $N = N_n(1 - C_n)$ ,  $N_n$  — уровень легирования донорами  $n$ -канала,  $C_n$  — степень компенсации в нем. Поскольку для ширин областей обеднения  $l_n$  и  $l_p$   $n$ - и  $p$ -каналов соответственно выполняется соотношение

$l_n/l_p = N_a(1 - C_a)/N$ , из (1) можно определить зависимость  $l_n$  от концентрации нескомпенсированных мелких доноров  $N$  в  $n$ -канале. Используя соотношение

$$\Delta d = \varepsilon \varepsilon_0 U_n / e_i N L, \quad (2)$$

определим изменение ширины  $n$ -канала при приложении к полевому электроду, расположенному вне области контактов, напряжения  $U_n$ . Здесь  $L$  — толщина подложки. Ввиду различной зависимости  $l_n$  и  $\Delta d$  от концентрации нескомпенсированных доноров можно определить область значений  $N$ , в которой изменение ширины канала при приложении напряжения к полевому электроду привело бы к изменению тока через образец, соответствующему эксперименту. Таким путем было определено, что  $N \geq 10^{17}$  см<sup>-3</sup> и соответственно  $\Delta d \leq \leq 0.01$  мкм.

Исследование эффекта поля на различных участках ВАХ образца позволило установить, что при увеличении тока происходит не только расширение  $n$ -канала, но и возрастание подвижности электронов в нем. Такая зависимость подвижности электронов от величины тока может свидетельствовать о наличии существенного «поверхностного» рассеивания в узком канале на его границах, вклад от которого изменяется с изменением ширины канала. Увеличение подвижности с ростом приложенного к образцу напряжения наблюдается и при измерениях эффекта Холла в предположении, что эффект Холла в сильных полях определяется  $n$ -каналом. Концентрация электронов в  $n$ -канале, полученная из холловских измерений, по порядку величины совпадает с полученной из анализа эффекта поля.

Образование канала электронной проводимости в тонком слое, прилегающем к подложке, в сильно легированных и сильно компенсированных образцах, возможно, связано с особенностями распределения примесей на начальном этапе процесса выращивания эпитаксиальной пленки в результате влияния подложки.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Доброго В. П., Доросинец В. А., Евтимова С. К. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 9. С. 1704—1707.
- [2] Као К., Хуанг В. Перенос электронов в твердых телах. Ч. I. М., 1984. 352 с.
- [3] Пташенко А. А., Марютин В. И. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 7. С. 1204—1208.
- [4] Принц В. Я., Бородовский П. А., Буддылин А. Ф. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 8. С. 1517—1520.
- [5] Flesner L. D., Nedoluha A. K., Zuleeg R., Penchina C. M. // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. N 9. P. 3298—3301.

Белорусский государственный университет  
им. В. И. Ленина  
Минск

Получена 8.04.1991  
Принята к печати 19.06.1991