

УДК 621.315.592

## ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ И ИХ ЗАКОНОМЕРНОСТИ В ТОНКИХ АМОРФНЫХ ПЛЕНКАХ ФОСФИДА ГАЛЛИЯ, ВОЗБУЖДЕННЫХ СВЕТОМ ИЛИ ПУЧКАМИ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Д. А. Аронов, Х. И. Исаев, В. М. Рубинов, М. Туйчиев

Научно-производственное объединение «Физика—Солнце» при ФТИ им. С. В. Стародубцева, 700084, Ташкент, Узбекистан

(Получена 19 марта 1992 г. Принята к печати 20 ноября 1992 г.)

Описаны методика исследований фото-(ФП) и электронно-возбужденной (ЭВП) проводимости в высокоомных аморфных пленках GaP под действием сканирующего пучка электронов, управляемого по энергии частиц, интенсивности и диаметру, и технология получения «омических» контактов, прозрачных для электронного луча. Проведен цикл экспериментальных исследований и анализ процессов, протекающих в пленках GaP субмикронной толщины. Изучены статические и мгновенная импульсная ВАХ в темноте и при освещении, при различных токах пучка электронов и температурах, зависимость ЭВП от энергии частиц, токовый коэффициент внутреннего усиления и др. Установлена связь наблюдавшихся характеристик с квазинепрерывным по энергии спектром ловушек и определены положение его в запрещенной зоне, тип носителей, ответственных за ФП и ЭВП, ширина запрещенной зоны пленок и т. д. Обсуждены полученные результаты и установлен механизм прохождения тока, а также описаны разработанные корреляционные устройства обработки оптической информации.

### 1. Введение

Среди явлений, связанных с воздействием частиц на свойства твердого тела, заметное место занимают эффекты, возникающие при бомбардировке ускоренными электронами. Один из них — эффект электронно-возбужденной проводимости (ЭВП), важность которого вызвана возможностью исследований с его помощью электрических и электронно-оптических свойств в объеме и на поверхности, в тонких неметаллических пленках и массивных сплошных телах. Интерес к ЭВП связан еще и с тем, что генерация носителей электронами имеет ряд достоинств, позволяющих использовать ее при создании таких устройств, как детекторы частиц большой энергии, мишени передающих телевизионных трубок, усилители изображения электронных микроскопов, системы обработки информации типа корреляторов оптических изображений и др. К ним относятся: 1) высокие токовое усиление и «квантовый выход» генерации носителей, намного большие, чем при фотовозбуждении; 2) высокая наведенная проводимость; 3) легкое сканирование электронного луча вдоль поверхности тела с помощью электрического и магнитного полей и, значит, управления ЭВП во времени и в пространстве; 4) однородное и практически полное поглощение энергии падающих частиц в пленках микронной и субмикронной толщины.

Ввиду хорошей отработанности, простоты и дешевизны технологии получения, высоких чувствительности к внешнему возбуждению неравновесной проводимости и электрической прочности (до полей  $E \sim 10^6$  В/см) в данной

работе изложены результаты изучения вопросов создания ЭВП и ее закономерностей в тонких (толщина  $d \leq 1$  мкм) аморфных пленках GaP, изготовленных напылением в квазизамкнутом объеме [1]. ЭВП изучена при разных токах пучка  $I_b$  электронов в зависимости от их энергии и толщины пленок при различных приложенных напряжениях и температурах.

## 2. Методика исследований и сведения о параметрах пленок GaP

Собрана установка [2], на которой пленки возбуждались пучком электронов, получаемым от электронной пушки. Разработана аппаратура для измерений ЭВП, ее характеристик, энергии частиц до и после проникновения их в образец, потерь энергии в пленке и в электродах. Электронно-лучевой прибор обеспечивал управление пучка по сечению, энергии и плотности тока. Схема питания создавала нужные рабочие напряжения на электродах электронной пушки. Собранный генератор напряжений содержал цепи фильтрации и стабилизации, благодаря чему снижались пульсации выпрямленного напряжения, ускоряющего частицы до нужных энергий. Создан держатель образцов, позволяющий при облучении электронами проводить температурные измерения, и схема измерения первичного и вторичного токов. Использована технология создания тонкопленочных сэндвич-структур GaP и нанесения на них контактов [3]. На пленки вакуумным напылением наносились Al- или Ni-электроды, благодаря которым были получены омические контакты, удовлетворяющие (при толщине их  $0.02 \div 0.1$  мкм) требованиям прозрачности к пучку электронов децикиловольтового диапазона энергий, сплошности, механической прочности, высокой проводимости и исключения химического взаимодействия с аморфным GaP. Подложкой для пленок GaP было силикатное стекло, покрытое пленкой  $\text{SnO}_2$  толщиной 0.05 мкм, служившей тыльным электродом. Одна из главных частей коррелятора оптических изображений — множительно-интегрирующий блок, осуществляющий прием, запоминание и обработку информации. Множительно-интегрирующий блок — это полупроводниковая сэндвич-структура со слоями, чувствительными к внешнему возбуждению. К достоинствам применяемого в сигнальном слое материала относится высокая чувствительность к возбуждению сразу же после его получения и, значит, отсутствие необходимости в проведении процедуры очувствления; это важный факт, ибо пленки GaP не загрязняются неконтролируемыми примесями. Кроме того, пленки имеют высокую однородность чувствительности по площади, вследствие чего их электрофизические параметры стабильны и существенно больше количество пригодных для использования образцов.

В зависимости от температуры подложки  $T_0$  при конденсации темновое сопротивление пленки  $R_d$  изменялось в широких пределах — от  $10^3$  Ом при  $T \geq 370$  К до  $10^{12}$  Ом при  $T_0 = 250$  К, причем в диапазоне  $T_0 = 250 \div 320$  К оно изменялось не более чем в 10 раз, а в интервале  $T_0 = 320 \div 350$  К — на  $6 \div 7$  порядков, при  $T_0 > 350$  К практически не менялось. При  $T = 300$  К для образцов с различной толщиной и площадью контактов  $S_c = 0.1 \div 1$  см<sup>2</sup> найденное по наклону омической ВАХ  $R_d = 10^8 \div 10^{12}$  Ом, т. е. удельное сопротивление  $\rho_d = 10^{15} \div 10^{16}$  Ом · см, что при подвижности  $\mu \sim 10^{-4} \div 10^{-5}$  см<sup>2</sup>/В · с для равновесной концентрации носителей дает  $n_0 \sim 5 \cdot 10^6 \div 5 \times 10^8$  см<sup>-3</sup>. Исследования в [4] показали, что электропроводность экспоненциально убывает с ростом толщины пленок GaP в темноте и не зависит от нее при интенсивном освещении ( $B_0 = 10^4 \div 10^5$  лк) и больших токах пучка электронов ( $j_b \geq 10^{-9}$  А/см<sup>2</sup>). Оптическими (по поглощению, отражению и пропусканию света) и электронно-графическими исследованиями в [4] установлена зернистая аморфная структура пленок. На границах зерен содержатся

дрейфовые барьеры, которые из-за рассеяния и захвата ими носителей сильно снижают их подвижности и, значит, повышают удельное сопротивление образцов. Поскольку проницаемость барьеров для транспорта носителей растет с ростом внешнего поля, в широком интервале (иногда на протяжении 4 порядков) ток экспоненциально изменяется с напряжением [2]. Наличием барьеров и увеличением их числа с ростом  $d$  объясняется также наблюдавшийся экспоненциальный рост сопротивления при увеличении толщины пленок. При возбуждении их частицами с энергией, превышающей ширину запрещенной зоны, повышается концентрация свободных носителей. Вследствие разделения их понижается высота барьеров; при большой интенсивности возбуждения это понижение столь велико, что уровень протекания проходит поверх барьеров и действует надбарьерный механизм прохождения тока в пленках. Поэтому ВАХ содержит омический участок в области низких напряжений.

### 3. Основные характеристики пленок GaP

3.1. Вольт-(ВАХ) и люкс-(ЛАХ) характеристики и аналог ЛАХ при электронном возбуждении. В наведенной проводимости важна роль локализованных центров захвата, уровни которых из-за аморфности пленок GaP имеют распределенный по энергии характер. Поэтому мы изучили их спектр в запрещенной зоне, снимая статические и импульсные ВАХ, ЛАХ и их электронные аналоги, а также спектральные и температурные зависимости тока. Прежде всего была установлена неизменность вида ВАХ при изменении полярности напряжения, т. е. она была симметричной и, значит, были идентичны форма и высота барьера вблизи обоих контактов. Как следует из рис. 1, статические ВАХ содержат 3 участка — омический, степенной ( $I \propto V^\alpha$  с  $1 < \alpha \leq 2$  и  $\alpha \geq 2$ ) и резкого (почти вертикального) роста тока. Согласно рис. 1,  $b$ , с ростом  $j_b$  показатель степени  $\alpha$  уменьшается от 3.5 до 1.8. На рис. 1,  $c$  приведена зависимость  $j$  от толщины немодулированной возбуждением части пленки  $L$ , снятая методом зондирования пучком электронов [4-6]. При увеличении энергии падающих электронов (глубины проникновения  $l$ ) постепенно «выключаются» верхние слои образца из-за модуляции проводимости, что укорачивает оставшуюся высокоомную часть пленки  $L = d - l$ . Данные эксперимента хорошо описываются соотношением  $\ln(jL) \propto \frac{1}{L^2}$ , полученным в [7] в случае тока, ограниченного пространственным зарядом (ТОПЗ) с однородным распределением ловушек по энергии

$$j = \frac{q\mu n_0 V}{L} \exp\left(\frac{\kappa V}{qN_t k T L^2}\right), \quad (1)$$

где  $N_t$  — полная концентрация ловушек,  $\kappa$  — диэлектрическая проницаемость материала. Это и тот факт, что омический участок переходит в степенной при 1÷5 В и степенной — в участок быстрого роста тока при  $V \sim 10$  В, указывает на связь неомических участков с ТОПЗ при наличии ловушек [7]. Поскольку пленки GaP тонкие и высокоомные, следовало ожидать, что длина экранирования  $L_s$  превышает толщину  $d$  и переход к режиму ТОПЗ осуществится при очень низком напряжении: оценки дают, что даже при  $\rho_d \sim 10^{11}$  Ом·см (у нас предельные значения  $\rho_d \sim 10^{16}$  Ом·см) должно быть  $V_{ir} \leq 10$  мкВ. В компенсированном же материале  $L_s$  определяется суммарной концентрацией свободных и захваченных ловушками носителей. Тот факт, что  $V_{ir} \approx 10$  В, означает, что концентрация захваченных электронов была в  $10^9$  раз выше, чем свободных, и поэтому параметр теории [7]

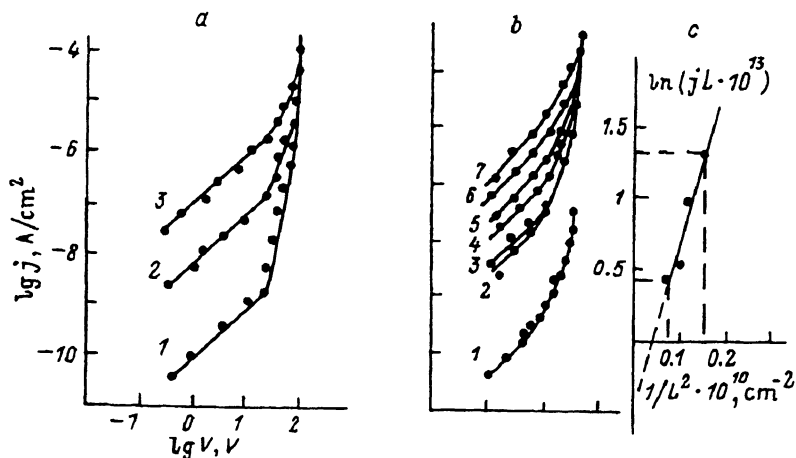


Рис. 1. Статические ВАХ пленок GaP при фото- (a) и электронном (b) возбуждениях при различных интенсивностях света  $B_0$ , лк: 1 —  $10^{-10}$ , 2 —  $10^{-9}$ , 3 —  $10^{-8}$  и плотности тока пучка  $j_b$ ,  $\text{A/cm}^2$ : 1 —  $0$ , 2 —  $7 \cdot 10^{-8}$ , 3 —  $10^{-7}$ , 4 —  $4 \cdot 10^{-7}$ , 5 —  $10^{-6}$ , 6 —  $4 \cdot 10^{-6}$ , 7 —  $10^{-5}$ . c — зависимость наведенного электронами тока от толщины немодулированной части пленки, снятая при  $V=13$  В. Показатели степени в зависимости  $I \propto V^\alpha$ : a)  $\alpha=1$  на пологом участке всех зависимостей. В области более резкого возрастания тока  $\alpha$  составляет: 1 — 5.2, 2 — 4.0, 3 — 2.4; b) 2 — 3.5, 3 — 3, 4 — 2.5, 5 — 2, 6 — 1.8, 7 — 1.8.

$\theta = \frac{n_0}{n_t} \approx 10^{-6}$ . С другой стороны, из-за малой толщины на характеристики пленок могут влиять поверхность и контакты. В пленках GaP это влияние было несущественным, ибо при смене полярности  $V$  вид ВАХ не менялся — она в темноте, при электронном и фотовозбуждении содержала 3 типичных для ТОПЗ участка (см. рис. 1). Следовательно, наблюдавшиеся характеристики связаны с объемными, а не с поверхностными свойствами пленок, и барьеры у контактов не были барьерами Шоттки.

В диэлектрических диодах с дискретными ловушками степенная ВАХ соответствует квадратичной зависимости тока от напряжения [7]. У нас же наблюдались и  $\alpha > 2$  (рис. 1). Поэтому в соответствии с теорией [7, 8] в пленках GaP распределение плотности ловушек по энергии не дискретно, а квазинепрерывно. Так, при экспоненциальном распределении

$N_t = A \exp\left(\frac{E_c - E_t}{kT_0}\right)$  указанная ВАХ описывается формулой [7]

$$I = BV^\alpha, \quad \alpha \equiv 1 + \frac{T_s}{T}, \quad (2)$$

где  $T_s$  — параметр, характеризующий форму распределения уровней,  $\frac{1}{kT_s} = -\frac{1}{N_t} \frac{dN_t}{dE_t}$ ;  $A$  и  $B$  — константы, связанные с плотностью состояний ловушек;  $E_c - E_t$  — энергетическое расстояние уровня ловушки от края зоны проводимости. С помощью (2) и данных рис. 1 найдены значения  $T_s$ , которые не были постоянными при повышении интенсивности возбуждения, как должно быть по теории [7] в случае  $N_t \propto \exp\left(\frac{E_c - E_t}{kT_s}\right)$ , а уменьшались от 2000 до 500 К. Это вызвано тем, что в пленках GaP ловушки распределены экспоненциально не по всей запрещенной зоне, но лишь в нешироком интервале

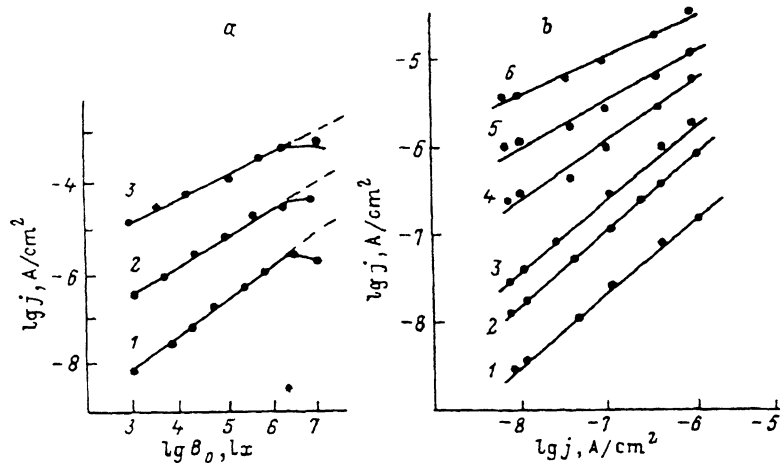


Рис. 2. Экспериментальные ЛАХ (а) и их аналоги при электронном возбуждении пленок GaP толщиной  $d = 0.6$  мкм. (б) для различных напряжений  $V$ , В: а) 1 — 1 ( $\beta = 0.79$ ), 2 — 2.5 ( $\beta = 0.73$ ), 3 — 4 ( $\beta = 0.67$ ); б) 1 — 1 ( $\beta = 0.8$ ), 2 — 5 ( $\beta = 0.8$ ), 3 — 10 ( $\beta = 0.8$ ), 4 — 20 ( $\beta = 0.6$ ), 5 — 30 ( $\beta = 0.5$ ), 6 — 40 ( $\beta = 0.4$ ),  $E_0 = 18.8$  кэВ.

энергий, в котором сдвиг квазиуровня Ферми из-за эмиссии электронов с контакта невелик. При сильном же сдвиге его, имеющем место при интенсивном возбуждении, проявляется неэкспоненциальная зависимость  $N_i(E_i)$ , которая, по-видимому, и была в пленках GaP. Расчеты показывают, что при понижении квазиуровня  $E_{Fn}$  величина  $T_s$  растет, т. е. с приближением его к середине запрещенной зоны (оценки дают интервал  $\Delta E_i \approx 1$  эВ) распределение  $N_i(E_i)$  приближается к однородному. К этому же выводу приходим и из результатов анализа ЛАХ и ее электронного аналога (рис. 2). Действительно, при экспоненциальном ходе  $N_i(E_i)$  на ЛАХ должен наблюдаться участок степенной зависимости тока от интенсивности света с показателем  $\beta$ , изменяющимся от 1 до 0.5 в зависимости от параметра  $T_s$ , даваемый соотношением [7]

$$I_c = \left( \frac{B_0 N_c^T / T_s}{CkT_s \sigma_n v_T} \right)^\beta, \quad \beta \equiv \frac{T_s}{T_s + T} < 1, \quad (3)$$

где  $B_0$  — интенсивность возбуждения в квантах или числа электронов, поглощенных на поверхности;  $v_T$  — относительная тепловая скорость носителей;  $\sigma_n$  — сечение захвата электрона уровнем  $E_i$ ;  $N_c$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости. Согласно рис. 2, при различных  $V$  наблюдалась зависимость  $I_c \propto B_0^\beta$ , где  $\beta = 0.4 \div 0.8$  при  $T = 300$  К, что укладывается в рамки формулы (3). Вычисления по (3) и данным рис. 2 дают для  $T_s$  с точностью 10—15% те же значения, что и из ВАХ. Анализ показывает, что с ростом  $V$  величина  $T_s$ , найденная по ЛАХ для обоих типов возбуждения, уменьшается ( $T_s \neq \text{const}$ ). Это также указывает на то, что при смещении уровня Ферми, вызванном полем, выявляется неэкспоненциальность в распределении  $N_i(E_i)$ . Дополнительную информацию о спектре ловушек получим из ВАХ при воздействии прямоугольных импульсов напряжения с амплитудой  $V_a = 0.01 \div 10$  В и длительностью 400 с. Анализ кривых для моментов времени  $t = 0, 2, 10, 100$  и 400 с, полученных на самописце (рис. 3), показывает, что импульсные ВАХ содержат 5 участков — омический, степенной с  $\alpha = 2$  в моменты  $t = 0 \div 10$  с и заметно превышающем 2 при большом  $t$ , второй омический участок с наклоном, большим, чем на первом, протяженность которого уменьшается со

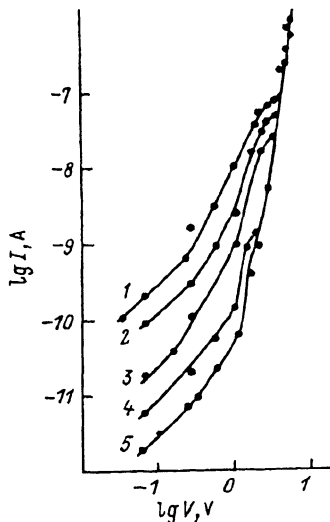


Рис. 3. Импульсные мгновенные темновые ВАХ GaP-структуры в различные моменты времени  $t$  переднего фронта импульса, с: 1 — 0, 2 — 2, 3 — 10, 4 — 100, 5 — 400.

временем, становясь равной нулю при выходе на стационарное состояние, и, наконец, участок почти вертикального роста тока. Наличие на ВАХ квадратичного и второго омического участков свидетельствует о существовании как «глубоких», так и «мелких» ловушек, а также о том, что при  $V = 1 \div 3$  В в эксперименте реализовался режим токов, ограниченных эмиссией [9], когда концентрации носителей в объеме пленки и у эмиттирующего контакта одинаковы.

На основании проведенного анализа заключаем, что в созданных нами пленках содержится квазинепрерывный спектр уровней ловушек, плотность которых спадает на глубину  $\Delta E_t \sim 1$  эВ, вблизи краев обеих зон этот спад почти экспоненциален, а в окрестности середины запрещенной

зоны распределение  $N_t(E_t)$  близко к однородному (рис. 4).

3.2. Механизм прохождения тока в пленках GaP. Из сказанного выше следует, что механизмом прохождения тока в аморфном GaP является, по-видимому, ТОПЗ при наличии ловушек. Это, однако, не совсем укладывается в рамки обычной теории, так как, согласно [7], при действии внешнего возбуждения ВАХ должна содержать линейный участок, переходящий в логарифмических координатах при разных  $V_0$  на одну и ту же прямую с  $\alpha = 2$ . Согласно же рис. 1, ВАХ несколько иная: с омического она переходит не на один, а на различные степенные участки с наклонами, превышающими или близкими к  $\alpha = 2$  и уменьшающимися с ростом интенсивности возбуждения. Это, как видно, связано с протеканием ТОПЗ при наличии высокой плотности ловушек. Действительно, в таких материалах степенная ВАХ описывается формулой [10]

$$j = 10^{-13} \chi \mu \frac{\theta}{\theta + 1} \cdot \frac{V^\alpha}{L^{\alpha+1}}, \quad (4)$$

где  $\theta$  — фактор прилипания, равный отношению концентраций свободных и захваченных электронов;  $\mu$  — истинная (не связанная с  $\theta$ ) подвижность носителей;  $L = d$  — размер образца в направлении тока. В простейшем случае одного типа моноэнергетических ловушек в (2)  $T_s = T$  — абсолютной температуре пленки,  $\alpha = 2$  и, согласно [7],  $\theta = \frac{n}{n_t} = \frac{N_c}{g N_t} \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right)$ , где параметр вырождения уровня  $g \approx 2$ . Для ТОПЗ при наличии распределенных ловушек  $T_s \neq T$  и из (2) имеем  $\alpha > 2$  при  $T_s > T$  и  $1 < \alpha < 2$  при  $T_s < T$ . Кроме того, теперь действует эффективный фактор прилипания  $\theta^* = N_c / \sum_{i=1}^{\infty} g_i N_{t_i} \exp\left(\frac{E_{t_i}}{kT}\right)$ . Видим, что роль ловушек в ТОПЗ существенна при  $\theta^* \ll 1$ , когда (4) переходит в выражение  $j = 10^{-13} \chi \mu \theta^* \cdot \frac{V^\alpha}{L^{\alpha+1}}$ . Фактор  $\theta^*$  определим по напряжению перехода омического участка ВАХ, обусловленного объемной концентрацией элект-

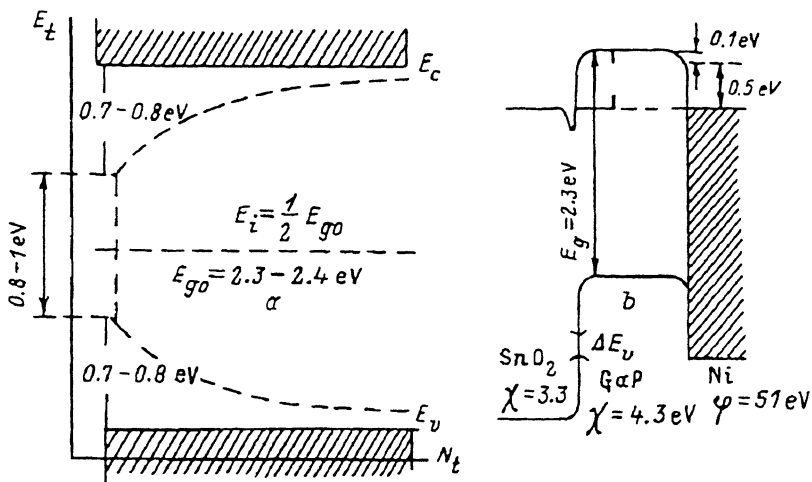


Рис. 4. Зонная диаграмма пленок GaP с квазинепрерывным спектром уровней ловушек в запрещенной зоне (а) и условия на границах структуры SnO<sub>2</sub>—GaP—Ni с обогащающими контактами (б).

тронов, на степенной, вызванный эмиссией их с контакта и захватом ловушек:

$$j_{\text{Ohm}} = 1.6 \cdot 10^{-19} \mu n_0 \cdot \frac{V_X}{L} = j_{\text{row}} = 10^{-13} \chi \mu \theta^* \cdot \frac{V_X^\alpha}{L^{\alpha-1}}, \text{ откуда}$$

$$\theta^* = 1.6 \cdot 10^{-6} n_0 L^\alpha / \chi V_X^{\alpha-1}. \quad (5)$$

Согласно данным опыта,  $n_0 = 5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ ,  $V_X \approx 10 \text{ В}$ ,  $L = 0.5 \text{ мкм}$  и из (5) при  $\chi = 10$  и  $\alpha = 2$  получаем  $\theta^* = 2 \cdot 10^{-8}$ , т. е. малость темновых токов ( $j_d \leq \leq 10^{-8} \text{ А/см}^2$ ), на 2—4 порядка меньших, чем при возбуждении (рис. 1, 2), вызвана очень малым  $\theta^*$ , хотя число эмиттированных носителей и соответствующий ему ток достаточно велики. Это в свою очередь связано с высокой плотностью дефектов, обусловленных в аморфных пленках оборванными химическими связями, выступающими в качестве ловушек. Оценка ее при экспоненциальном распределении  $N_i(E_i)$  и глубине залегания  $i$ -го уровня  $E_{ii} = 0.6 \text{ эВ}$ , что на  $2.4 kT$  ниже уровня Ферми  $E_F = kT \cdot \ln N_c / n_0 = 0.54 \text{ эВ}$  при  $T = 300 \text{ К}$ ,  $n_0 = 5 \cdot 10^8$ ,  $N_c = 5 \cdot 10^{18}$ ,  $g_i = 2$ ,

даст  $N_{ii} = \frac{N_c}{2\theta_i} \exp\left(-\frac{E_{ii}}{kT}\right) \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Такая высокая плотность состояний

в запрещенной зоне типична для аморфных материалов [11]. Влияние на ТОПЗ объемной генерации носителей, вызванной внешним возбуждением, различно при наличии ( $\theta^* \ll 1$ ) и в отсутствии ( $\theta^* \gg 1$ ) ловушек, причем во втором случае она лишь повышает напряжение  $V_X$  [8], ток возрастает на омическом участке ВАХ, на степенном он такой же, как в темноте. В материале с дефектами картина иная: генерированные носители захватываются ловушками, повышая степень их заполнения, и поэтому растет  $\theta^*$ , т. е. эмиттированные с контакта электроны в большей мере, чем в темноте, участвуют в формировании тока. В случае моноэнергетических ловушек степенная ВАХ — парабола  $j \propto \theta V^2$  с фактором  $\theta$ , растущим с ростом интенсивности возбуждения, что наблюдалось в кремниевых структурах [12]. Если же спектр ловушек размытый, то с ростом  $V$  при заданной  $B_0$  из-за плавного повышения уровня Ферми  $\theta^*$  непрерывно растет. При этом мы как бы переходим с одной

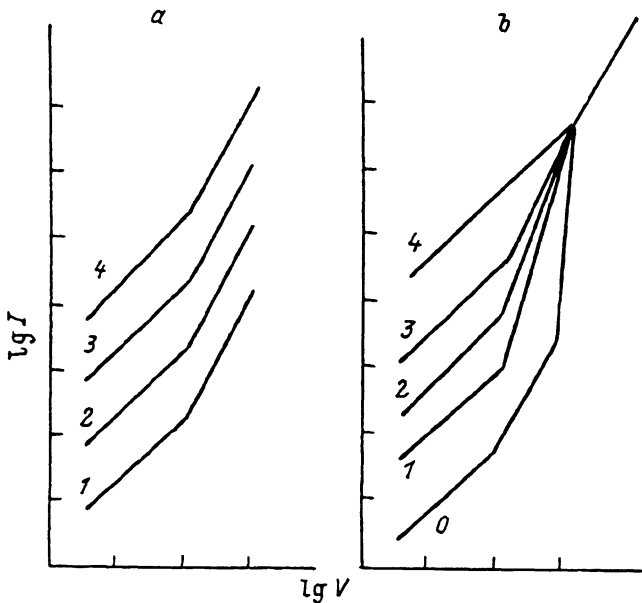
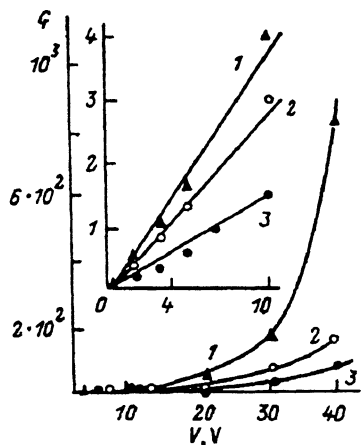


Рис. 5. Качественный ход ВАХ тока, ограниченного пространственным зарядом, при фото- или электронном возбуждении полупроводника с одним типом ловушек (а) и при наличии в запрещенной зоне квазинепрерывного спектра их уровней (b). Показатели степени в зависимости  $I \propto V^\alpha$  на пологом участке всех кривых —  $\alpha = 1$ . На суперлинейных участках с вертикальным ростом тока и без него —  $\alpha = 2$ . 1, 2, 3 и 4 соответствуют повышающимся интенсивностям возбуждения.

квадратичной ветви ВАХ, соответствующей одному значению  $\theta^*$ , на другую, соседнюю, с другим  $\theta^*$  так, как показано на рис. 5, b. Анализ показывает, что при экспоненциальном спектре  $N_i(E_i)$  получаемая описанным способом ВАХ — степенная с постоянным  $\alpha > 2$ , что и наблюдалось нами при умеренно высоком уровне возбуждения. Из рис. 1 следует немонотонная зависимость  $\alpha(B_0)$ : при малых  $B_0$   $\alpha$  растет, достигает максимума и затем при больших  $B_0$  уменьшается, что объясняется так. При слабых освещенностях, когда  $T_s$  велика ( $dN_i/dE_i$  мала), что соответствует окрестности середины запрещенной зоны шириной  $\Delta E_i = 0.8-1$  эВ, преобладает увеличение фактора  $\theta^*$  и поэтому  $\alpha$  растет. При больших  $B_0$  уровень Ферми расположен в пределах области быстрого изменения  $N_i$  ( $dN_i/dE_i$  велика) и доминирует уменьшение  $T_s$ , вследствие чего  $\alpha$  уменьшается. Поскольку, согласно (2),  $\alpha$  уменьшается из-за убывания  $T_s$ , вызывающего по (3) уменьшение  $\beta$ , более сублинейной должна стать зависимость тока от  $B_0$  — это наблюдалось в эксперименте (согласно рис. 2,  $\beta$  убывает от 0.8 до 0.4 при электронном и от 0.8 до 0.7 при фотовозбуждении). При больших  $B_0$  преобладание снижения  $T_s$  должно вызвать уменьшение  $\beta$  с ростом  $T$ , что также наблюдалось нами (при электронном облучении с повышением  $T$  от 295 до 374 К  $\beta$  уменьшается от 0.75 до 0.55). Из анализа условий на границах с электродами также следует, что за прохождение тока в пленке ответствен ТОПЗ и барьеры на контактах не влияют на него. Покажем это, привлекая результаты исследований формы барьера на контактах GaP с SnO<sub>2</sub> и Ni с помощью методики, основанной на измерении приконтактной фотоэдс  $\varphi$ . Оказалось, что при возбуждении коротковолновым светом малой интенсивности знак  $\varphi$  соответствует минусу на освещаемом контакте. С ростом  $B_0$  фотоэдс возрастает до 0.1, после чего уменьшается, претерпевает инверсии знака и соответствует плюсу на освещаемом контакте, причем величина ее растет до  $\varphi = 0.05$  В. Измерения красной границы примес-



Рис. 6. Зависимость коэффициента усиления тока  $G = I_c/I_b$  от приложенного к пленке GaP напряжения при различных токах пучка электронов  $j_b$ , А/см<sup>2</sup>: 1 —  $7 \cdot 10^{-8}$ , 2 —  $10^{-7}$ , 3 —  $10^{-5}$  ( $E_0 = 18.8$  кэВ,  $d = 1$  мкм). На вставке показан начальный участок зависимости.



ного фотоэффекта показали, что в указанных контактах уровень Ферми отстоит от края зоны проводимости на  $E_F = 0.6$  эВ. Знак его соответствует антизапорному слою, когда приконтактная область обогащается электронами. Используя зонную диаграмму на рис. 4 и  $n = 2 \cdot 10^6$ , находим приграничную концентрацию электронов  $n = 10^8$  см<sup>-3</sup>, соответствующую 50-кратному повышению плотности носителей. Это достаточно для обеспечения режима ТОПЗ при напряжении  $V \geq 10$  В, под действием которого обогащенный электронами слой протягивается в глубь пленки толщиной  $d = 0.16 \div 1.2$  мкм. Тем самым убеждаемся, что механизмом прохождения тока в аморфных пленках GaP является ТОПЗ в материале с квазинепрерывным спектром уровней ловушек в запрещенной зоне.

3.3. Коэффициент внутреннего усиления тока при электронном возбуждении. Обычно [<sup>13, 14</sup>] при переходе от омической к степенной ВАХ увеличение коэффициента внутреннего усиления тока  $G$  с ростом напряжения ограничивается величиной  $V_X$ , при которой начинается ТОПЗ, т. е.  $G$  становится максимальным при  $V = V_X$ , после чего уменьшается. В наших пленках большие  $G$  наблюдались как раз при  $V > V_X$ . Поэтому важно найти механизм возникновения таких  $G$ . Вследствие высокой эффективности источником возбуждения служили пучки электронов, ускоренных до энергий  $E_0 = 10 \div 20$  кэВ. Зависимость  $G$  от  $V$  при различных  $j_b$  приведена на рис. 6. Как видим, на участке  $0 \leq V \leq 10$  В коэффициент внутреннего усиления, равный отношению наведенного тока к току пучка ( $G \equiv I_c/I_b$ ), линейно растет с  $V$ , достигая  $G = 1.5 \div 4.5$ , что обусловлено омическим ходом здесь ВАХ. Видим также, что при  $V > 10$  В  $G$  не убывает, как следует из обычной теории ТОПЗ [<sup>7</sup>], а возрастает даже быстрее, чем по линейному закону, и имеет большие значения — при  $V = 40$  В  $G \approx 10^3$  для  $j_b = 0.07$  и  $G \approx 30$  для  $j_b = 10$  мкА/см<sup>2</sup>. Быстрый рост  $G$  с  $V$  вызван суперлинейным ходом ВАХ для больших напряжений ( $j_e \propto V^\alpha$ , где  $\alpha = 1.8 \div 3.5$ ). Уменьшение  $G$  с ростом  $j_b$  вызвано сублинейностью аналога ЛАХ  $j_e \propto j_b^\beta$ , где  $\beta < 1$  (см. п. 3.1) вследствие чего  $G \propto j_b^{-(1-\beta)}$ . Механизм получения  $G > 10$  в пленках GaP следующий. Степенная ВАХ описывается формулой (4) с  $\theta = \theta^*$ . Фактор  $\theta^*$  уменьшается или растет с ростом  $B_0$ , если из-за захвата объемно-генерированных носителей время релаксации проводимости соответственно укорачивается или удлиняется. В первом случае инжекция электронов ослабляется, во втором — усиливается, и ВАХ соответственно омическая и суперлинейная ( $1 < \alpha \leq 2$  или  $\alpha \geq 2$ ). Поскольку после омического наблюдался степенной участок с  $\alpha \geq 1.5$ , в пленках GaP под действием возбуждения контактная инжекция усиливалась (стимулировалась), т. е. в них объемная генерация повышала степень заполнения ловушек, вызвала увеличение  $\theta^*$ . Поэтому инжектированные электроны дают больший вклад в ток, чем при  $B_0 = 0$ . Экспериментальный факт, что в режиме ТОПЗ пленки обладают высоким усилением с коэффициентом, растущим с напряжением быстрее, чем по линейному закону, свидетельствует о компенсации мелких ловушек глубокими, повышении степени их заполнения, перезарядке и о существовании, кроме них, уровней рекомбинации. При приложении к образцу в темноте напряжения  $V > 10$  В, когда от равновесного  $E_F$  уро-

вень Ферми смещается вверх в положение  $E_{F_n}$ , все уровни ловушек между  $E_F$  и  $E_{F_n}$  заполняются инжектированными электронами. Если концентрация захваченных ими носителей намного выше, чем свободных, то нужное для сдвига  $E_F \rightarrow E_{F_n}$  напряжение равно конденсаторному заряду  $Q = qn_t(E_F, E_{F_n}) Sd$ , деленному на емкость  $C = \kappa \frac{S}{d}$  ( $S$  — площадь сечения образца), т. е.

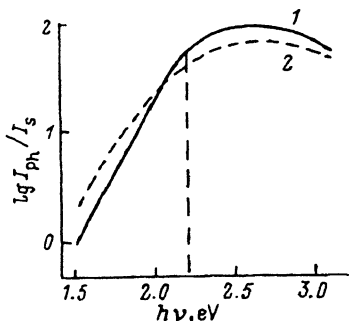
$V = qn_t(E_F, E_{F_n}) d^2 / \kappa$ , и время пролета электронов равно  $t_{tr} = \frac{d^2}{\mu V} = \frac{\kappa}{q\mu n_t(E_F, E_{F_n})}$ ; в безловушечном случае  $t_{tr}^0 = \tau_M = \frac{\kappa}{q\mu n}$  ( $n$  — полная

концентрация инжектированных носителей) и, значит, из-за наличия ловушек в указанном интервале энергий время пролета при данном  $V$  сокращается в  $n_t(E_F, E_{F_n})/n$  раз. Под действием возбуждения такой интенсивности уровень Ферми поднимается на  $kT$  и концентрация свободных электронов повышается более чем в 2 раза [8], вместо времени жизни  $\tau$  выступает  $\tau_{rel} = \tau \cdot n_t(E_{F_n})/n$ , где  $n_t(E_{F_n})$  — концентрация незаполненных ловушек на уровне  $E_{F_n}$ . Следовательно, в результате захвата глубокими ловушками обоих типов снижается время пролета и возрастает время релаксации проводимости, т. е. фактор  $G \equiv \tau_{rel}/t_{tr} = M \cdot \tau/\tau_M$ , где  $M = n_t(E_F, E_{F_n})/n_t(E_{F_n})$ , увеличивается по сравнению с безловушечным случаем в  $M$  раз, причем  $M$  растет с ростом  $V$  и уменьшается с ростом  $B_0$ . Иными словами, при воздействии облучения происходят перезарядка и рост степени заполнения мелких и глубоких (компенсирующих) ловушек, что усиливает контактную инжекцию, удлиняет время релаксации проводимости и сокращает время пролета электронов через образец, приводящие к большому коэффициенту внутреннего усиления тока и росту его с повышением приложенного напряжения.

Значения  $G \geq 10^3$  наблюдались также при облучении электронами при  $E_0 = 40 \div 60$  кэВ в  $p-n-n^+$ -структурах из компенсированного цинком монокристаллического кремния [15]. В механизме формирования  $G > 10$  в образцах, исследованных в данной работе и в работе [15], имеются сходства и различия: в обоих случаях энергия частиц тратится на создание большого числа электронно-дырочных пар, вследствие чего высок квантовый выход генерации носителей, действует положительная связь по току, вызванная объемной генерацией, перезаряжаются глубокие уровни и повышается степень их заполнения с ростом тока. Различия же в них связаны с тем, что в  $p-I-n$ -структурах при больших прямых или обратных  $V$   $G > 10$  вызываются инжекционным или лавинным усилением тока, когда из-за положительной обратной связи на ВАХ содержится S-образный участок отрицательного сопротивления, и наличие ловушек не принципиально. В аморфных же пленках GaP с симметричной ВАХ существование размытого спектра ловушек принципиально. Различия проявляются и в том, что для механизма, описанного в [15], нужно, чтобы электроны пучка входили в образец на глубину  $x_{tr}$ , после чего на глубине  $d - x_{tr}$  носители лавинообразно размножаются. В пленках же GaP модуляция параметров ловушек, вызывающая рост  $\tau_{rel}$  и укорочение  $t_{tr}$ , происходит в равной мере по всей толщине  $d = x_{tr}$  (см. п. п. 3.1, 3.2). В вопросе получения больших  $G$  пленки GaP конкурентоспособны с другими материалами, ибо технология их напыления в квазизамкнутом объеме проста, дешева, хорошо отработана. Благодаря значительному  $\rho_{ch}$  почти на 10 порядков большему, чем в других материалах (в частности, Si с Zn), пленки GaP хорошо стыкуются с высокоомным входом многих устройств, например электронного варианта коррелятора оптических изображений, в которых они играют роль резистивного сигнального элемента (см. раздел 4).

3.4. Установление типа носителей, ответственных за фото- и электронно-возбужденную проводимость. Тип носителей, ответственных за фотопроводимость, и место расположения спектра ловушек определялись из анализа

Рис. 7. Спектральные кривые фотопроводимости GaP энцидвич-структур при разной полярности приложенного напряжения: 1 — на освещенном контакте минус, 2 — на освещенном контакте плюс (пунктирная вертикальная линия соответствует энергии фотонов  $h\nu = E_g$ ).



зависимости ФП от энергии фотонов  $h\nu$ . В основу положен факт [16, 17], что при генерации носителей вблизи каждого из контактов фототок различен при смене полярности напряжения: из-за образования добавочного резервуара электронов он больше, если освещается контакт, эмиттирующий носители при данной полярности  $V$ . Согласно рис. 7, при любой полярности  $V$  спектр фототока при  $h\nu \approx E_g \approx 2.23$  эВ содержит максимум и участок спада, обусловленные поверхностной рекомбинацией [14]. В пленках GaP фототок падает там, где коэффициент поглощения света  $k$  резко растет и максимум его расположен при  $kd \sim 1$ . В соответствии с рис. 7, фототок в собственной части спектра наибольший при освещении контакта с отрицательным потенциалом. Это указывает на электронный тип фотопроводимости и на то, что найденный по ВАХ и ЛАХ спектр ловушек расположен в верхней половине запрещенной зоны. Наблюдавшаяся примесная ФП связана с возбуждением электронов из уровней, находящихся на глубине  $0.7 \div 0.8$  эВ от края валентной зоны. То, что они «поджаты» к валентной зоне, а не к зоне проводимости, вытекает из электронного характера примесной ФП — факт, вызванный тем, что, как и в сильно компенсированном материале  $n$ -типа, время жизни дырок намного меньше, чем для электронов и поэтому ФП, обусловленная неосновными носителями (дырками), более чем в 10 раз меньше наблюдавшейся на опыте.

Тип носителей, ответственных за электронно-возбужденную проводимость, определялся из зависимости тока  $I_c$  от энергии электронов. Согласно данным рис. 8, при  $V = \pm 2, \pm 5, \pm 13$  В зависимость  $I_c(E_0)$  в общем на всех участках ВАХ качественно одинакова — при низких энергиях электроны проникают неглубоко в пленку и большая часть ее у подложки имеет высокое сопротивление, почти равное  $R_{\phi}$ . С ростом  $E_0$  растет доля модулированной по проводимости части пленки и, поскольку она становится все значительнее, ЭВП быстро растет. При дальнейшем повышении  $E_0$  этот рост ослабевает, ток  $I_c$  достигает максимума и затем уменьшается. При энергии максимума ЭВП глубина проникновения электронов равна толщине пленки [18, 19]. Медленный спад ЭВП при  $E_0 > E_m$  связан со снижением ионизирующей способности частиц. Из рис. 8 следует также, что на степенном участке ВАХ (кривые  $b$ ) в области малых  $E_0$  токи при двух полярностях  $V$  сильнее отличаются между собой, чем на других участках (кривые  $a$  и  $c$ ). Действительно, при низкой энергии  $E_0$  повышенная концентрация электронов создается лишь в приконтактном слое [20], часть из них захватывается, из-за чего плотность незаполненных ловушек у облученного электрода понижается тем сильнее, чем больше ток пучка  $I_b$ . Пространственная же вдоль линии тока неоднородность концентрации этих центров вызывает [21] в режиме ТОПЗ различие в  $I_c$  при разных полярностях  $V$ : при одной электроны эмиттируются с контакта, при другой — нет, и ток будет тем больше, чем меньше у контакта способных к захвату ловушек. Слабое различие в кривых рис. 8,  $a$  связано с тем, что при низких  $V$  инжекция с контакта отсутствует, ток определяется возбужденными носителями и поэтому ЭВП в равной мере повышает проводимость пленки при обеих полярностях  $V$ . Слабая же зависимость  $I_c$  от полярности  $V$  в режиме полного заполнения ловушек (рис. 8,  $c$ ) обусловлена наличием в пленке слоя, обогащенного неравновесными носителями. В области больших  $E_0 \geq 7$  кэВ,

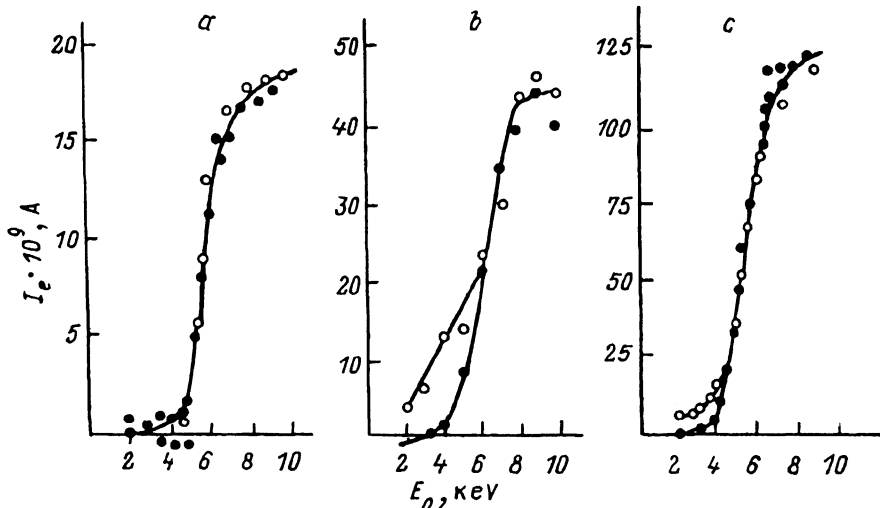


Рис. 8. Зависимость наведенного тока от энергии электронов в пучке ( $I_b = 10^{-8}$  А) при различных значениях (в вольтах) и полярностях напряжения:  $a - 2$ ,  $b - 5$ ,  $c - 13$ ; светлые и темные кружки соответствуют отрицательному и положительному потенциалам на облучаемом электроде (толщина пленки  $d = 0.33$  мкм).

когда энергия  $E_0$  полностью поглощается в пленке, электронно-дырочные пары генерируются равномерно во всем ее объеме — пространственное распределение незаполненных ловушек почти однородно и полярность  $V$  не влияет на ток  $I_c$ . Поскольку, согласно рис. 8,  $b$ , при малых  $E_0$  ток наибольший, когда облучаемый электрод эмиттирует электроны, а не дырки, то за электронно-возбужденную проводимость ответственны электроны, которые, таким образом, и являются основными носителями в пленках GaP.

**3.5. Температурная зависимость тока ЭВП и определение из нее параметров полупроводника и ловушек.** Поскольку в корреляторах изображений пленки нагреваются, важно знать зависимость их характеристик от температуры и установить диапазон ее значений, в котором вид их слабо изменяется. Далее приведены результаты исследований этой зависимости для тока в пленках толщиной  $d = 0.1 \div 0.5$  мкм. Исследованы ВАХ при  $I_b = 2 \cdot 10^{-9} \div 6 \cdot 10^{-8}$  А и  $T = 295 \div 385$  К, зависимости тока  $I_c$  от  $I_b$  при данном  $V$  и разных  $T$  и  $\lg I_c$  от  $1/T$  для всех участков ВАХ (рис. 9,  $a$  и  $b$ ). Анализ показал, что с изменением  $T$  вид ВАХ при данном  $I_b$  изменяется несильно: после омического следует степенной участок с  $\alpha = 2.7 \div 2.5$  при  $I_b = 2 \cdot 10^{-9}$  и  $\alpha = 1.95 \div 1.90$  при  $I_b = 6 \cdot 10^{-9}$  А, т. е. с ростом  $I_b$  показатель  $\alpha$ , как и следует из (2), уменьшается. Заметное снижение  $\alpha$  с ростом  $I_b$  и незначительное при повышении  $T$  вызвано тем, что уровень  $E_{Fd}$  сдвигается от почти середины запрещенной зоны при  $I_b = 0$  в сторону края зоны проводимости при  $I_b \neq 0$ . Этот сдвиг был тем бóльшим, чем выше была интенсивность возбуждения, из-за чего уменьшается фактор  $T_s$  в формуле (2) и повышается концентрация ловушек. С ростом  $T$  и  $I_b$  ток  $I_c$  растет: на омическом участке почти линейно при всех  $T$ , на степенном — сублинейно с показателем  $\beta$ , уменьшающимся при повышении  $T$ . Например, при  $V = 14$  В он убывает от  $\beta \approx 0.8$  при  $T = 295$  до  $\beta \approx 0.3$  при  $T = 374$  К. Уменьшение  $\beta$  наблюдалось и при  $V = 1$  и  $6$  В (табл. 1) — факт, объясняемый экспоненциальным ростом темного тока  $I_{cb}$ , тогда как ток ЭВП изменяется гораздо слабее; ток  $I_c$  почти постоянен, незначительно уменьшается с  $T$ . Для установления вида зависимости  $I_c(T)$  и определения из нее энергий активации ловушек  $E_a$  она снималась в координатах  $(\lg I_c,$

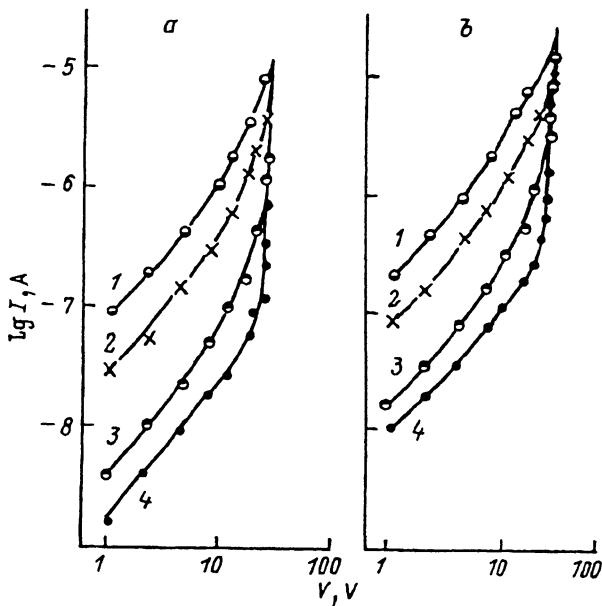


Рис. 9. Типичные ВАХ одного из образцов пленок GaP при токах пучка электронов  $I_b = 2 \cdot 10^{-9}$  А (а),  $I_b = 6 \cdot 10^{-9}$  А (б) и различных температурах.  $T$ , К: 1 — 379, 2 — 366, 3 — 341, 4 — 296. а: а) 1 — 2.5, 2 — 2.5, 3 — 2.6, 4 — 2.7; б) 1 — 1.90, 2 — 1.91, 3 — 1.92, 4 — 1.95.

1000/ $T$ ) при  $V = 1, 6$  и  $14$  В;  $I_b = 0, 2 \cdot 10^{-9}, 6 \cdot 10^{-9}, 2 \cdot 10^{-8}$  и  $6 \cdot 10^{-8}$  А. Ввиду однотипности ее при разных  $V$  результаты на рис. 10 приведены лишь для  $V = 1$  В. Видим, что в отсутствие возбуждения (кривая 5) ток экспоненциально растет с температурой  $I = I_0 \exp(-E_a/kT)$ , где определенная по наклону  $\lg I(1000/T)$  величина  $E_a = 1.15 \div 1.20$  эВ. Полагая ширину запрещенной зоны линейно убывающей с температурой  $E_g(T) = E_g(0) - \alpha_g T$ , находим, что  $E_a$  соответствует  $E_g(0) \equiv E_{g0} = 2E_a = 2.3 \div 2.4$  эВ. Сопоставляя его со значением  $E_g(300 \text{ К}) = 2.1 \div 2.2$  эВ, вычисленным по точке на спектральной кривой рис. 7, в которой ФП уменьшается в 2 раза, находим температурный коэффициент  $\alpha_g = 3 \cdot 10^{-4} \div 10^{-3}$  эВ/К. Найденные  $E_g$  и  $\alpha_g$  почти такие же, как для кристаллического GaP —  $E_{g0} = 2.32$  эВ,  $\alpha_g = 5.5 \cdot 10^{-4}$  эВ/К [22]. Из рис. 10 следует также, что с увеличением  $I_b$  ток растет от  $T$  не по простому экспоненциальному закону — зависимость  $\lg I(1000/T)$  содержит 2 и даже 3 линейных участка с возрастающими по мере роста  $T$  энергиями активации. Это объясняется следующим образом. При низких температурах  $T \leq 315$  К ток ЭВП намного превышает  $I_d$  и зависимость  $I(T)$  намного слабее, чем в темноте — уровень  $E_{Fn}$  опускается, носители термогенерируются с уровнем ловушек, тем более глубоких, чем меньше  $I_b$  и, значит, чем больше вклад  $I_d$  в полный ток. На рис. 10 это уровни с  $E_t = 0.36, 0.20, 0.18$  и  $0.16$  эВ соответственно при  $I_b = 2 \cdot 10^{-9}, 6 \cdot 10^{-9}, 2 \cdot 10^{-8}, 6 \cdot 10^{-8}$  А. При  $T \geq 360$  К вклад  $I_d$  сравним с вкладом наведенного тока и даже превышает его, но с ростом  $I_b$  снижается. Поскольку с ростом  $I_b$  уровень Ферми поднимается, в игру вступают мелкие, но все же более глубокие, чем при низких  $T$ , уровни ловушек. На рис. 10 третьему экспоненциальному участку соответствуют для разных  $I_b$  уровни  $E_t = 1.15, 1.10, 1.06$  и  $0.62$  эВ. Аналогичные результаты получены для других участков ВАХ (табл. 2). Таким образом, при электронном возбуждении пленок GaP существует интервал температур  $295 \leq T \leq 385$  К, в котором слабо изменяется вид характеристики ЭВП (ВАХ, зависимость

Таблица 1

V, В	T, К	$\beta$
1	374	0.50
1	366	0.55
1	359	0.65
1	344	0.73
1	321	0.82
1	295	0.90
6	374	0.55
6	366	0.60
6	344	0.75
6	295	0.70
14	374	0.30
14	366	0.35
14	295	0.82
14	359	0.40

$I_c(I_b)$ , а по зависимости  $I_c(T)$  можно определить при использовании разных  $I_b$  энергии активации ловушек  $E_a$ .

3.6. Квантовый выход генерации носителей и средняя энергия образования электронно-дырочной пары при облучении электронами. Поскольку энергия частиц пучка  $E_0 = 2 \div 20$  кэВ намного больше ширины запрещенной зоны  $E_g = 2.3 \div 2.4$  эВ, квантовый выход генерации  $\beta_c$  существенно выше, чем при фотовозбуждении ( $\beta_{pb} \leq 1$ ). При равномерной модуляции проводимости пленки наведенный ток равен

$$I_c = q\beta_c\mu_c\tau_c \frac{V}{d^2} N_c \equiv I_b\beta_c\mu_c\tau_c \frac{V}{d^2}, \quad I_b \equiv qN_c, \quad (6)$$

где  $N_c$  — число поглощенных за 1 с возбуждающих электронов;  $\beta_c$  — средний коэффициент размножения (квантовый выход), определяющий число вторичных электронов и дырок, генерированных одной частицей;  $\mu_c\tau_c$  — произведение подвижности и времени жизни носителей. Мерой эффективности генерации носителей служит величина  $\beta\mu\tau$  — «коэффициент сдвига заряда» [23], которая, согласно (6), равна

$$\beta_c\mu_c\tau_c = I_c d^2 / I_b V. \quad (7)$$

Зависимости этого коэффициента от напряжения, толщины пленки и тока пучка приведены на рис. 11 и в табл. 3. Видим, что вольтовая зависимость его содержит участок  $0 \leq V \leq 10$  В, где  $\beta_c\mu_c\tau_c$  почти постоянен, что соответствует омической ВАХ, участок степенного хода  $\beta_c\mu_c\tau_c \propto V^{\alpha^*}$ , с  $\alpha^* \equiv \alpha - 1$ , соответствующего ВАХ  $I_c \propto V^{\alpha}$ , и участок быстрого роста. Согласно рис. 11, табл. 3 и формуле (7), при увеличении  $d$  коэффициент сдвига заряда возрастает, а с ростом  $I_b$  уменьшается. Наблюдавшийся рост  $\beta_c\mu_c\tau_c$  с  $V$  коррелирует со сверхлинейным ростом коэффициента внутреннего усиления тока при  $V \geq 10$  В (см. п. 3.3). Действительно,  $G \equiv I_c / I_b = \beta_c\mu_c\tau_c \frac{V}{d^2}$ , поэтому в интервале  $0 \leq V \leq 10$  В, где  $\beta_c\mu_c\tau_c = \text{const}$ ,  $G$  растет линейно с

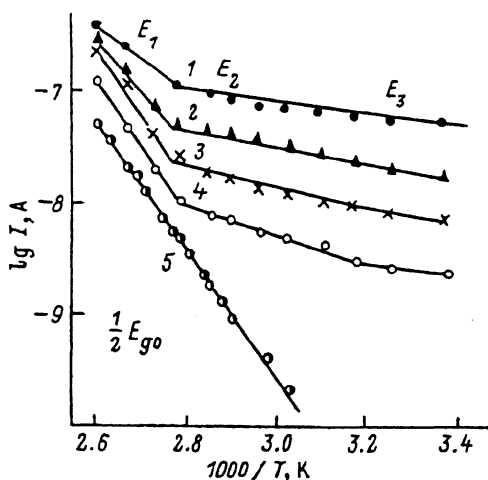


Рис. 10. Зависимость логарифма наведенного тока от обратной температуры в пленках GaP при напряжении  $V=1$  В и различных токах пучка  $I_b \cdot 10^9$ , А: 1 — 60, 2 — 20, 3 — 6, 4 — 2, 5 — 0.

Таблица 2

$V, В$	$I_b \cdot 10^9, А$	$E_a, эВ$
1	2	0.11, 0.30 и 1.18
1	6	0.11, 0.20 и 1.10
1	20	0.11, 0.17 и 1.06
1	60	0.11, 0.17 и 0.62
6	2	0.55, 0.07
6	6	0.55, 0.07
6	20	0.22
6	60	0.22
14	2	0.34, 0.59
14	6	0.27, 0.54
14	20	0.26, 0.38
14	60	0.21, 0.39

$V$ , затем, когда он возрастает,  $G(V)$  суперлинейно увеличивается. Зависимости же  $\beta_e \mu_e \tau_e$  и  $G$  от уровня возбуждения одинаковы — при малых токах пучка, когда  $I_c \propto I_b$ , оба они постоянны; с ростом  $I_b$  аналог ЛАХ выходит на сублинейный участок —  $G$  и  $\beta_e \mu_e \tau_e$  уменьшается. Механизм такого хода  $G$  и  $\beta_e \mu_e \tau_e$  описан в п. 3.3. Поскольку  $\beta_e$  определяет число вторичных частиц, создаваемых электроном пучка, и задается лишь энергией, необходимой для генерации электронно-дырочной пары,  $\beta_e$  не зависит от параметров рекомбинации и при малых токах  $I_c$  от  $V$  и  $I_b$ . Поэтому  $\beta_e$  вычислим по  $\beta \mu \tau$  в области  $V$  и  $I_b$ , где  $\mu_e \tau_e \approx \mu_{ph} \tau_{ph}$ , сравнивая  $I_c$  с фототоком  $I_{ph}$ , так как при условии  $kd < 1$   $I_{ph} = qk B_0 S \beta_{ph} \mu_{ph} \tau_{ph} \frac{V}{d}$ , и коэффициент сдвига заряда при освещении равен

$$\beta_{ph} \mu_{ph} \tau_{ph} = I_{ph} d / qk B_0 V S. \quad (8)$$

При низком уровне возбуждения из (7) и (8) находим электронный квантовый выход  $\beta_e = \beta_{ph} qk B_0 I_c S d / I_{ph} I_b$ . Отсюда, полагая  $\beta_{ph} = 1$ , из измерений  $I_{ph}$  и  $I_c$ , зная ток пучка  $I_b$ , коэффициент поглощения и интенсивность света, определяем  $\beta_e$  и длину диффузии носителей, приведенные в табл. 3 —  $\beta_e = 130 \div 300$ ,

$$L_e \equiv \sqrt{\frac{kT}{q} \mu_e \tau_e} = (4.4 - 5.4) \cdot 10^{-7} \text{ см}, \quad \tau_e \sim 0.1 \div 1 \text{ мкс.}$$

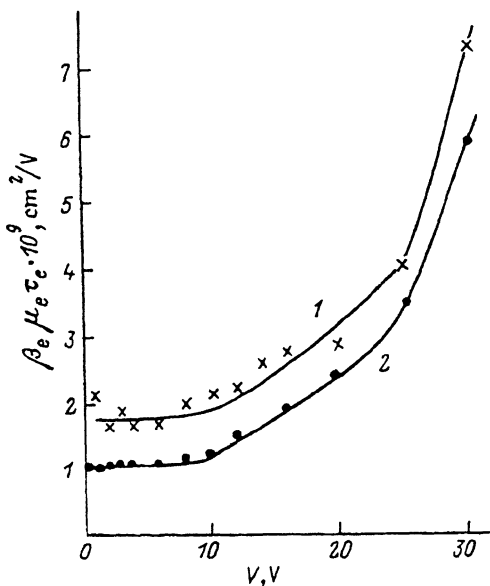


Рис. 11. Зависимость коэффициента сдвига заряда от приложенного к пленке GaP ( $d = 0.33$  мкм) напряжения при различных токах пучка  $I_b, А$ : 1 —  $10^{-9}$ , 2 —  $8 \cdot 10^{-9}$ .

Таблица 3

№ образца	$d$ , мкм	$I_b \cdot 10^9$ , А	$\beta_{e\mu\tau_e} \cdot 10^9$ см <sup>2</sup> /В	$\frac{\beta_{ph}\mu_{ph}\tau_{ph}}{\times 10^{11}} \frac{cm^2}{V}$	$\beta_e$	$L_e \cdot 10^7$ , см
2	0.33	1.0	1.8	0.75	240	4.4
2	0.33	2.4	1.3	0.75	170	4.4
2	0.33	3.8	1.0	0.75	130	4.4
6	0.54	4.0	3.5	1.15	300	5.4
6	0.54	8	3.2	1.15	280	5.4
6	0.54	16	3.0	1.15	260	5.4

Согласно теории [24], энергия образования пары  $\epsilon$  равна отношению поглощенной в пленке мощности пучка  $W = I_b U$  ( $U$  — ускоряющая частицы разность потенциалов) к полному числу возбужденных за 1 с носителей  $F = g S d$ , где  $g$  — число генерированных пар в 1 см<sup>3</sup> за 1 с. Поскольку  $g = \Delta n_e / \tau_e = \Delta \sigma_e / q \mu_e \tau_e$ , используя (6), запишем  $F = \Delta \sigma_e S d / q \mu_e \tau_e = \frac{1}{q} \beta_e I_b$  и по определению

$$\epsilon \equiv \frac{I_b U}{F} = \frac{q U}{\beta_e} = \frac{q U}{\beta_{ph}} \frac{\mu_e \tau_e}{\mu_{ph} \tau_{ph}} \frac{j_b I_{ph}}{q k B_0 I_e d} \quad (9)$$

При нахождении  $\epsilon$  учтем, что 1) формулы (6)–(9) получены при полном поглощении энергии пучка в пленке GaP и двух контактах; 2) часть  $E_{kin}$  тратится на тормозное рентгеновское излучение в верхнем электроде и в пленке: из формул Бете [25] следует, что эти потери составляют  $\Delta E_b \sim \sim 1$ –2 кэВ; 3) часть ее  $\Delta E_{Al} \sim 1$  и  $\Delta E_{Ni} \sim 2$ –3 кэВ поглощается в контактах. Замечая, что в пленке с  $d = 0.54$  мкм при полном поглощении  $E_{kin} = E_m \approx \approx 8.8$  кэВ (рис. 12, кривая 3) и все потери в среднем равны  $\Delta E \approx 4.5$  кэВ, а квантовый выход генерации при  $j_b = 4 \cdot 10^{-9}$  А/см<sup>2</sup> равен  $\beta_e = 300$  (табл. 3), из (9) находим  $\epsilon \approx 14.3$  эВ. По теории [24], энергия налетающих частиц тратится на генерацию электронов и дырок, возбуждает колебания «решетки», сохраняется в виде  $E_{kin}$  созданных носителей, часть которой уходит на образование фононов — на эти превращения уходит  $\Delta E_{kin} \approx (3-4) E_g$  [24]. Остальная энергия  $\approx 4.3 \div 7.3$  эВ теряется на создание возбужденных состояний в запрещенной зоне и на возбуждение тепловых колебаний, связанных с аморфностью пленок. Заметим, что при нахождении  $\beta_e \sim 100$  и  $\epsilon \approx 14.3$  эВ считались одинаковыми  $\mu_e \tau_e$  и  $\mu_{ph} \tau_{ph}$ . Однако механизмы рекомбинации для обоих типов возбуждения могут быть разными, ибо при воздействии электронами генерация носителей осуществляется межзонной ударной ионизацией и возможной становится ударная оже-рекомбинация. При доминировании этой (би- или тримолекулярной) рекомбинации над мономолекулярной величина  $\beta_e$ , как легко видеть, уменьшается. Если из-за этого  $\beta_e$  уменьшается хотя бы в 10 раз (что нужно, чтобы отношение  $\mu_{ph} \tau_{ph} / \mu_e \tau_e \sim 0.1$  сильно отличалось от единицы), то, согласно (9), для  $\epsilon$  получаем нереально большое значение  $\epsilon \approx 143$  эВ. Поэтому разумно допустить, что из-за высокой плотности ловушек в пленках GaP механизм рекомбинации при облучении электронами мономолекулярный, как и при фотовозбуждении. Наличие на ВАХ участка быстрого роста тока подтверждает это предположение.

3.7. Зависимость электронно-возбужденной проводимости от энергии электронов в пучке и глубина их проникновения в пленку. В приведенных формулах  $E = qU$  — полная поглощенная в пленке энергия электронов в пучке. Поэтому для эффективного использования возбуждения важно знать эту энергию и найти связь ее с толщиной пленки. Мы ее определили по измерениям зависимости ЭВП от  $E_0$ . Эксперимент показал, что ЭВП появляется при



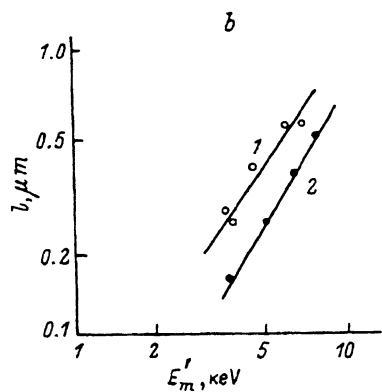
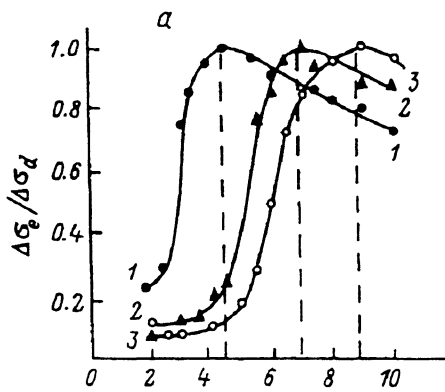


Рис. 12. *a* — зависимость относительной электронно-возбужденной проводимости от энергии электронов; *d*, мкм: 1 — 0.16, 2 — 0.33, 3 — 0.54. *b* — зависимость глубины проникновения электронов от их энергии в пленках GaP с Al- (1) и Ni- (2) контактами.

энергии  $E_{th} = 2$  кэВ для разных  $d$  (рис. 12). Этот порог существует потому, что до  $E \sim E_{th}$  энергия  $E_0 \leq 2$  кэВ тратится на неактивное поглощение в верхнем электроде и на тормозное излучение. При  $E_0 > E_{th}$  ЭВП сначала быстро растет, если пленка очень тонкая, и слабее при большей толщине, достигает максимума и затем медленно (по пологой прямой) убывает. Начальный участок с малой, почти постоянной ЭВП обусловлен не только неактивным поглощением, но и небольшой глубиной проникновения электронов в пленку, вследствие чего значительная ее часть не модулируется и она выступает как высокое балластное сопротивление. Наличие же в кривой  $\Delta\sigma_e$  ( $E_0$ ) участка быстрого роста вызвано лавинообразной генерацией избыточных носителей (на рис. 12 это  $2 \leq E_0 \leq E_m$ , где  $E_m = 4.5, 7$  и  $9$  кэВ соответственно для  $d = 0.16, 0.33$  и  $0.54$  мкм). Появление на ней максимума и участка спада обусловлено убыванием при  $E_0 > E_m$  вероятности ударного размножения носителей и ростом числа электронов в пучке, проходящих сквозь весь образец и поэтому имеющих пониженную ионизационную способность. Согласно теории [19], глубина проникновения частиц определяется энергией  $E_m$ , различной для разных  $d$  (ср. кривые 1, 2, 3 на рис. 12). Связь  $l$  с  $E_0$  можно установить в первом приближении с помощью формулы Виддингтона [26]:  $E^2(z) = E_0^2 - bz$ .  $E(z)$  и  $E_0$  — энергии первичных электронов на глубине  $z$  и на поверхности образца;  $b = 4 \cdot 10^{11} \rho$  — константа, пропорциональная плотности вещества  $\rho$ . Поскольку на глубине  $l$  энергия  $E_0$  полностью поглощается,  $E(l) = 0$  и

$$l = aE_0^2, \quad a \equiv \frac{1}{b} = 2.5 \cdot 10^{-12} \rho^{-1}. \quad (10)$$

В эксперименте эти формулы обычно не соблюдаются и более подходят эмпирические соотношения [27, 28]

$$E^n(z) = E^n(0) - \frac{1}{a^*} z, \quad [E(0) \equiv E_0], \quad (11)$$

обобщающие указанные формулы, в которых для разных материалов показатель  $n = 1.4 \div 2.1$ , а параметр  $a^* \equiv 1/b^*$  аналогичен  $a$  в (10). Используя данные для толщин электронов и рис. 12 для зависимости  $\Delta\sigma_e(E_0)$  и полагая  $l = d$  при  $E_0 = E_m$ , найдена зависимость  $l(E_m')$  (рис. 12, *b*). В вычислениях учтены потери  $E_0$  на поглощение в верхнем контакте и распределение потока электронов, различное при разных  $d$  (для сравнения на рис. 13 оно приведено при  $d =$

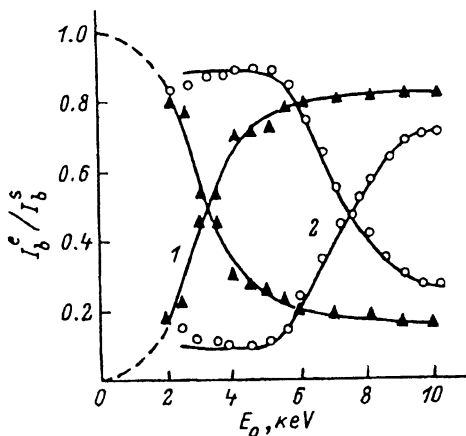


Рис. 13. Распределение первичного тока пучка по электродам пленок GaP в отсутствие напряжения ( $V = 0$ ) по энергии бомбардирующих электронов.  $d$ , мкм: 1 — 0.16, 2 — 0.54.

$= 0.16$  и  $0.54$  мкм). Из рис. 13 видим, что при малых  $E_0$  часть электронов, тем большая, чем тоньше пленка, проникает через верхний электрод, и небольшая (меньше 20%) — через задний. С ростом  $E_0$  все большая их часть доходит до заднего контакта и поэтому на нем возрастает доля тока пучка частиц. После быстрого роста  $I_b$  на заднем электроде эта доля стремится к насыщению — свидетельство того, что при  $E_0 > E^*$  ( $E^*$  — энергия, при которой доли тока пучка на обоих электродах одинаковы), снижается ионизационная способность частиц, ибо значительная часть их энергии не поглощается и они выходят наружу. Поправки на поглощение в электродах неодинаковы из-за различия в плотности вещества ( $\rho_{Al} = 2.2$ ,  $\rho_{Ni} = 8.9$  г/см<sup>3</sup>) и составляют  $\Delta E_{Al} \approx \approx 1$ ,  $\Delta E_{Ni} \approx 2.5$  кэВ. Как следует из рис. 12,  $b$ , экспериментальные точки для пленок с разными верхними контактами ложатся на прямые, наклоны которых дают для показателя степени в (11) одинаковое значение  $n = 1.5 \pm 0.1$ , такое же, как для других материалов [27, 28]. Полагая  $n = 1.5$ , используя (11) и данные рис. 12,  $b$ , находим, что  $a_{Al}^* \approx 3.2 \cdot 10^{-11}$ ,  $a_{Ni}^* \approx 1.6 \cdot 10^{-10}$  см · эВ<sup>-1.5</sup> отличаются от  $a$  в (10) соответственно в 26 и 530 раз. Это доказывает непригодность аппроксимации (10) для пленок фосфида галлия.

#### 4. Применение фото- и электронно-возбужденных аморфных пленок GaP в устройствах обработки оптической информации

Полученные пленки были использованы в качестве сигнальных элементов корреляторов оптических изображений. С их помощью осуществлялись ввод и корреляционная обработка информации по большому числу параллельных каналов. Известны устройства, возбуждаемые светом, — фотоэлектрические корреляторы [29]. В них, кроме блока ввода, содержится множительно-интегрирующий блок, выполненный в виде структуры из последовательно нанесенных на подложку слоев — электрода SnO<sub>2</sub>, фоторезистора GaP, разделительного экрана GaAs, второго фоторезистора GaP, второго электрода. Специальные блоки вводят информацию в форме двумерного сигнала проецированием на плоскости фоторезисторов. При перемещении одного из них относительно другого выходной ток множительно-интегрирующего блока соответствует текущему изменению корреляционного интеграла между изображениями, нахождение которого и лежит в основе обработки информации [30]. Слой GaAs, выполненный из материала с  $E_g$ , меньшей чем у GaP, устраняет

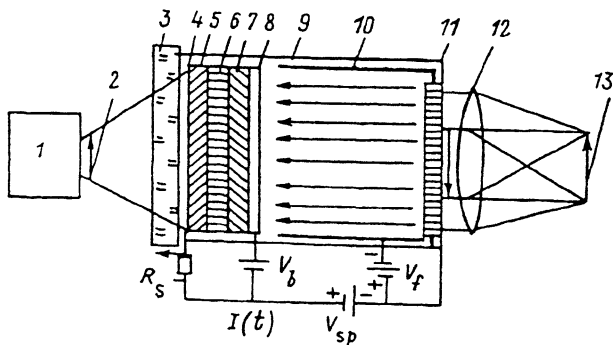


Рис. 14. Схема оптоэлектронного коррелятора с преобразованием только обрабатываемого изображения в электронное. Пояснение в тексте.

влияние паразитной засветки на изображения, проецируемые на чужой фоторезистивный слой. Созданный из GaP фотоэлектрический коррелятор обеспечивает высокое пространственное разрешение, возможное, однако, лишь при большой фотопроводимости, для чего нужны высокие освещенности, что не всегда достижимо и зачастую неприемлемо. Это разрешение резко падает с понижением уровня возбуждения [29], из-за чего коррелятор не функционирует при низкой освещенности от обрабатываемого изображения, т. е. его недостаток связан с низкой чувствительностью фоторезисторов, определяемой квантовым выходом  $\beta_{ph} = 0.5 \div 0.8$ . Результаты показывают, что минимальная освещенность, при которой фототок достаточен для обработки изображений, равна  $B_{min} \sim 50$  лк. Обычно освещенности от изображений  $B_0 \sim 1$  лк. Поэтому функциональные возможности фотоэлектрических корреляторов сильно ограничены и нужны такие корреляторы, которые работали бы со слабоинтенсивными входными сигналами. Ими служат конструкции, использующие электронно-возбужденную проводимость в пленках GaP. В этом варианте, вместо фотоэлектрического или наряду с ним, содержится каскад преобразования оптического сигнала в электронное изображение, формируемое под действием пучка электронов (схема строения оптоэлектронного коррелятора показана на рис. 14). В отличие от фотоэлектрического, множительно-интегрирующий блок помещен в нем в откачанную до давления  $\sim 10^{-5}$  Торр колбу 9, содержащую оптические окна, фотокатод 11, систему ускорения и фокусировки фотоэлектронов 10 на поверхности пленки. Разработаны две конструкции электронного коррелятора. Первая содержит стеклянную подложку 3 с нанесенным на нее  $\text{SnO}_2$  электродом 4 толщиной 100 Å. Множительно-интегрирующий блок состоит из двух слоев, один из которых 5 (CdS, CdSe, GaP) толщиной  $\sim 1$  мкм — фоточувствительный, другой 7 (GaP) — чувствительный к электронному излучению. Поверх слоя 7 нанесен Al- или Ni-электрод 8 толщиной  $d' \leq 0.1$  мкм, прозрачный к пучку электронов. Между слоями 5 и 7 напылена GaAs-пленка, непрозрачная к свету в области спектра фоточувствительности слоя 5. Между электродами 4 и 8 подается напряжение  $V_b$ . Коррелятор содержит проектор с записью опорного изображения 1, фокусирующий его на поверхность слоя 5 через подложку 3 и электрод 4. В тех местах, куда попадает свет, из-за повышения проводимости слоя 5 падение напряжения уменьшается, а в электронно-чувствительном — растет, т. е.  $V_b$  перераспределяется между слоями 5 и 7. Между фотокатодом 11 и электродом 8 действует ускоряющее напряжение  $V_{sp}$ , а на электроде 10 — фокусирующее  $V_f$ . Обрабатываемое изображение благодаря внешнему фотоэффекту на фотокатод преобразуется в электронное — оптическая информация перекодируется в несомую фотоэлектронами информацию. Фотоэлектроны ускоряются полем

от источника  $V_{sp}$  и напряжением  $V_f$  фокусируются в слое 7, в котором создается рельеф проводимости — меняющаяся с координатой ЭВП пропорциональна току пучка. Анализ показал, что сквозной ток множительно-интегрирующего блока определяется мгновенным значением корреляционного интеграла опорного и обрабатываемого изображений. Результат их воздействия снимается в виде сигнала тока  $I(t)$  в нагрузке  $R_s$ . Благодаря каскаду преобразования оптического изображения в электронное в слое GaP одноэлектронный коррелятор имеет повышенную чувствительность к изображению по одному из двух оптических входов. Использование его расширяет область применимости коррелятора по освещенности обрабатываемого изображения. Существуют, однако, задачи по обработке сигналов, для решения которых нужно, чтобы устройство работало как при слабо интенсивном обрабатываемом, так и опорном изображении (низки освещенности сигналов по обоим входным каналам). Поэтому мы предложили второй вариант коррелятора, отличающийся от первого наличием в электронно-лучевой трубке фотокатодов и умножителей частиц по двум входным каналам, а в множительно-интегрирующем блоке — двух активных слоев, чувствительных к электронному излучению. В нем фотокатоды и системы умножения преобразуют и обрабатываемое, и опорное изображения в электронные. При этом чувствительность коррелятора повышается посредством интегральных умножителей — микроканальных пластин, выполненных в форме стеклянных дисков, покрытых на торцах тонкими электродами, пронизанными множеством сквозных микроотверстий. В них электроны пучка размножаются под действием напряжения  $V = 0.5 \div 1$  кВ. Эффективность этих корреляторов определяется коэффициентом электронной эмиссии фотокатодов  $K_{phk} \sim 10\%$ , квантовым выходом  $\beta_e = 500$  при  $V_{sp} = 8$  кВ и коэффициентом усиления микроканальных пластин  $K_{mp} \sim 10^3 \div 10^4$ . Чувствительность устройства очень высокая по обоим входным каналам — она более чем в  $K = K_{phk} \cdot \beta_e \cdot K_{mp} \geq 5 \cdot 10^4$  раз превышает чувствительность фотоэлектрического коррелятора. Поэтому коррелятор с преобразованием оптического в электронное изображение функционирует при низких освещенностях сигналов: при приведенных значениях  $\beta_e$ ,  $K_{phk}$ ,  $K_{mp}$  они порядка  $10^{-3}$  лк. Использование же фотокатодов, чувствительных к свету с разной длиной волны, позволяет создавать корреляционные устройства для различных спектральных диапазонов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ю. З. Бубнов, М. С. Лурье, Ф. Г. Тарос, Г. А. Филаретов. В кн.: Вакуумное нанесение пленок в квазизамкнутом объеме. М.: Сов. радио (1975).
- [2] Д. А. Аронов, А. Зарнинов, В. Ю. Ибрагимов, В. М. Рубинов, М. Туйчиев. ФТП, 15, 2091 (1981).
- [3] А. Зарнипов, В. Ю. Ибрагимов, В. М. Рубинов. А. с. СССР № 1040973.
- [4] А. Зарнипов, В. Ю. Ибрагимов, В. М. Рубинов. В кн.: Физические явления в полупроводниковых структурах с глубокими уровнями и оптоэлектроника, 63. Ташкент: Фан УзССР (1977).
- [5] Х. Р. Каздаев, В. В. Краснопецов, А. Н. Кудышев. Краткие сообщения по физике. № 8, 41. М. (1981). № 9, 35 (1982).
- [6] И. Ф. Уразгильдин, А. Е. Лукьянов, Г. В. Спивак. Изв. АН СССР. Серия физ., 12, 2404 (1982).
- [7] М. Ламперт, П. Марк. В кн.: Инжекционные токи в твердых телах. М.: Мир (1973).
- [8] Б. Л. Тиман, В. М. Фисенко. ФТП, 5, 555 (1971).
- [9] Э. И. Адирович. В кн.: Диэлектрическая электроника. Микроэлектроника, 393. М.: Сов. радио (1969).
- [10] М. Н. Гушин, Ю. С. Рябинкин. РЭ, 11, 321 (1966).
- [11] Н. Мотт, Э. Дэвис. В кн.: Электронные процессы в кристаллических веществах. М.: Мир (1974).
- [12] А. Атабаева. Автореф. канд. дис. Ташкент: ФТИ АН УзССР (1978).
- [13] Р. Бьюб. Фотопроводимость твердых тел. М.: Иностран. лит. (1962).
- [14] А. Роуз. Основные теории фотопроводимости. М.: Мир (1966).

- [15] К. В. Авакян, З. Н. Адамян, В. М. Арутюнян, Ф. В. Гаспарян. Электрон. техн., сер. 2. Полупроводниковые приборы, в. 3 (176), 10 (1985).
- [16] L. Pensak. Phys. Rev., 78, 171 (1950).
- [17] P. K. Weimer. Phys., 78, 173 (1950).
- [18] С. В. Денбновецкий, Г. В. Семенов. В кн.: Запоминающие трубки в устройствах обработки информации. М.: Сов. радио (1973).
- [19] С. Guillard. Ann. Radioelectron., 21, 195 (1966).
- [20] О. А. Гудаев. Автометрия, № 1, 106 (1980).
- [21] А. И. Розенталь, Л. Г. Парицкий. ФТП, 4, 537 (1970).
- [22] П. И. Баранский, В. П. Клочков, И. Б. Потыкевич. В кн.: Полупроводниковая электроника. Справочник. Киев: Наукова думка (1975).
- [23] А. Р. Шульман, С. А. Фридрихов. В кн.: Вторично-эмиссионные методы исследования твердого тела. М.: Наука (1977).
- [24] В. Шокли. УФН, 28, 162 (1962).
- [25] H. A. Bethe. Handbuch der Phys., 24, 492 (1933).
- [26] R. Whiddington. Proc. Royal Soc., A86, 360 (1911).
- [27] З. И. Кирьяшкина, А. Г. Роках. В кн.: Фотопроводящие (типа CdS) пленки. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та (1979).
- [28] S. Toshiaki, N. Hiroshi, K. Jiro. Japan. J. Appl. Phys., 14, 1079 (1975).
- [29] Б. У. Айтбаев, В. Б. Ибрагимов, В. М. Рубинов, Э. В. Цибулин. А. с. СССР № 723934; Бюл. изобрет., № 11 (1980).
- [30] Б. У. Айтбаев, В. Ю. Ибрагимов, В. М. Рубинов. Автометрия, № 1, 52 (1983).

Редактор В. В. Чалдышев

---