

УДК 621.315.592

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ДОМЕНЫ В МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ФАЗЕ СПЛАВОВ $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$

Б. А. Акимов, Н. Б. Брандт, В. Н. Никифоров

Исследованы вольт-амперные характеристики (ВАХ) в металлической фазе (МФ) сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ $n=(x \leq 0.22)$ и $p=(x \geq 0.28)$ типа. Измерения проведены в импульсных электрических полях E до 40 В/см, в диапазоне температур $4.2 \leq T \leq 40$ К, под давлением до 10 кбар.

Обнаружено, что общий вид ВАХ является N-образным при увеличении напряжения и суперлинейным при его уменьшении. Гистерезис на ВАХ отвечает эффекту переключения системы из низкоомного в высокоомное состояние. Этот же эффект наблюдается и под действием одиночных импульсов поля амплитудой $E > E_k \sim 10$ В/см. При $T=4.2$ К система релаксирует к первоначальному состоянию в течение ~ 10 мин для сплавов n -типа и ~ 1 мин для p -типа. Получены экспериментальные данные, свидетельствующие об образовании в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ статических ($T=4.2$ К) или движущихся ($10 \leq T \leq 40$ К) электрических доменов размером $d < 0.3$ мм.

Явление доменной электрической неустойчивости интерпретируется в рамках модели захвата горячих носителей заряда на квазилокальный уровень-ловушку.

Глубокие квазилокальные уровни и электронные метастабильные состояния, связанные с введением примесей или дефектов в сплавы $Pb_{1-x}Sn_xTe$, интенсивно изучаются экспериментально и теоретически (см. работу [1] и ссылки к ней). Большой интерес вызывают низкотемпературные аномалии в фотопроводимости ряда сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ [2, 3]. Возможность управления временами жизни фотоэлектронов в пределах от 10^{-6} до 10^5 с с помощью электро-термического гашения остаточной проводимости [4] определяет задачу изучения кинетических эффектов в сильных электрических полях.

Целью настоящей работы явилось исследование импульсных ВАХ в МФ сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ с малой энергией Ферми, где реализуется несколько типов спектра [1, 5]. Такое исследование представляется важным также в плане изучения существенно неравновесной электронной системы в материале, уровень Ферми в котором стабилизирован узким (квази) локальным уровнем ε_i и в энергетическом спектре существует барьер между примесными и зонными состояниями [1].

Характеристики исследованных образцов

№ образца, условное обозначение	Состав (x)	$n, p, \text{см}^{-3}$	$\varepsilon_F, \text{мэВ}$	$E_k, \text{В/см}$	Размеры $d_1 \times d_2 \times l, \text{мм}$
n -20	0.20	$8 \cdot 10^{16}$	9	12	$0.7 \times 1.1 \times 4.5$
n -21	0.21	$5 \cdot 10^{16}$	6	6	$0.25 \times 0.3 \times 2.5$
* n -22 (1)	0.22	$2 \cdot 10^{15}$	-2	5	$0.5 \times 1 \times 4.7$
n -22 (2)	0.22	$4 \cdot 10^{15}$	0	5	$1 \times 1 \times 5$
p -28 (1)	0.28	$3 \cdot 10^{15}$	0	25	$1 \times 1.2 \times 5$
p -28 (2)	0.28	$1.6 \cdot 10^{15}$	-2	20	$0.5 \times 1.1 \times 2.2$
p -29	0.29	$5 \cdot 10^{15}$	2	37.5	$0.4 \times 1.25 \times 2$
p -30 (1)	0.30	$1.2 \cdot 10^{16}$	3	20	$0.5 \times 1.05 \times 4.7$
p -30 (2)	0.30	$3 \cdot 10^{16}$	5	22	$0.5 \times 0.7 \times 1.5$

Примечание. * Образец гантелевидной формы, в таблице указаны размеры внутренней части гантели.

МФ с n -типом проводимости реализуется в сплавах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ (In) в области составов $x \leq 0.22$. С увеличением содержания SnTe уровень ε_i движется через запрещенную зону в сторону валентной зоны и перекрывается с ней при $x \geq 0.28$ (МФ с p -типом проводимости) [1, 5]. Характеристики исследованных образцов с содержанием индия ~ 0.5 ат. % представлены в таблице. Номер образца является его условным обозначением. Индекс n или p в обозначении указывает тип проводимости, определяемый по эффекту Холла. Цифры без скобок соответствуют процентному содержанию SnTe в сплаве. Концентрация электронов n или дырок p при $T=4.2$ К рассчитывалась по коэффициенту Холла в слабых магнитных полях $H=500$ Э. Значения энергии Ферми ε_F , отсчитываемой от дна зоны проводимости для электронов и от потолка валентной зоны для дырок, вычислялись по двухзонной модели Кейна с параметрами, приведенными в работе [6]. Состав сплава x определялся с точностью ± 0.005 . Так как исследуемые сплавы находятся в окрестности переходов металл—диэлектрик и диэлектрик—металл [5], величина ε_F определяется с точностью $\sim 20\%$, а величины n , p несколько отличаются от образца к образцу. Эти ошибки не являются определяю-

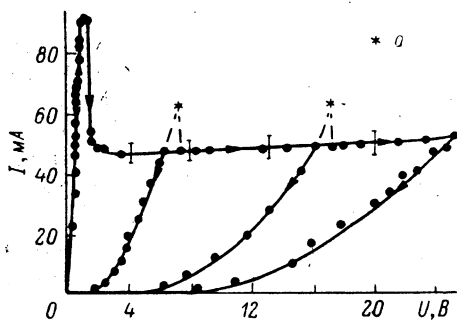


Рис. 1. Импульсная ВАХ для сплава n -21 при вводе и выводе напряжения.

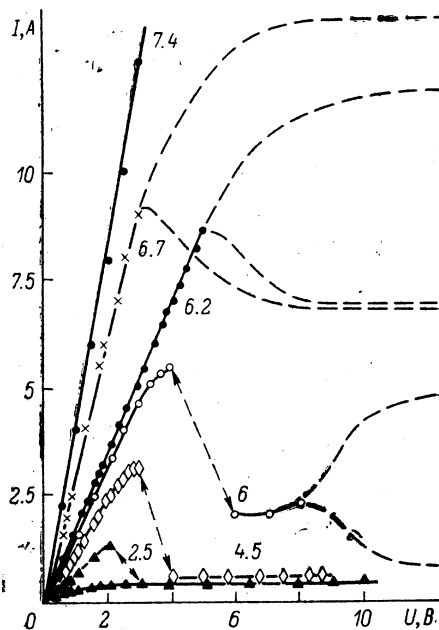


Рис. 2. Семейство импульсных ВАХ для сплава n -21 при различных давлениях. Цифры у кривых — величина P в кбар, 4.2 К.

щими в настоящих экспериментах. Все исследованные сплавы при $T=4.2$ К обладали удельным сопротивлением от $2 \cdot 10^{-3}$ до $7 \cdot 10^{-1}$ Ом·см и подвижностью носителей заряда в пределах от $6 \cdot 10^4$ до 10^5 см²/В·с. Наиболее полно и отчетливо указываемые ниже закономерности проявляются у сплава $\text{Pb}_{0.79}\text{Sn}_{0.21}\text{Te}$ (In), 6 практически одинаковых образцов которого исследованы максимально подробно. Дополнительно исследованы сплавы n -22 (p -28), в энергетическом спектре которых уровень ε_i располагается или чуть ниже дна зоны проводимости (выше потолка валентной зоны) или совпадает с краем зоны.

1. Рабочие монокристаллы помещались в заполненную пентаном герметизированную камеру, экранирующую образцы от фонового ИК излучения. Типичная импульсная ВАХ для сплава n -21 при 4.2 К и нормальном давлении приведена на рис. 1. ВАХ построена в координатах: напряжение на образце (U) — ток через образец (I), так как поле $E=U/l$ не является постоянным по длине образца (см. ниже). Характеристика снималась при следующих условиях. На образец подавалась непрерывно гребенка импульсов контролируемого напряжения длительностью $\Delta t=8$ мкс с периодом повторения $t_p=1$ с. Регистрировались значения амплитуды импульсов напряжения U на всем образце (с токовых контактов) и амплитуды импульсов тока I в цепи.

При $U \leq 1.5$ В ВАХ является линейной. Значения U , I совпадают при вводе и выводе напряжения. При $U=U_k \approx 1.5$ В ($E=E_k \approx 6$ В/см) происходит скачкообразное уменьшение тока через образец при постоянном напряжении. С дальнейшим ростом амплитуды напряжения установившееся во времени значение амплитуды тока практически не зависит от U вплоть до $U \approx 25$ В, хотя на участке

насыщения при ступенчатом ($\Delta U = 1$ В) увеличении U амплитуда I вначале скачкообразно возрастает с (45—50) до (60—70) мА и далее медленно (в течение ~ 5 мин) уменьшается во времени до первоначального значения. На рис. 1 (а) и штриховые линии отражают движение отдельных рабочих точек ВАХ; доверительные интервалы соответствуют увеличившимся ошибкам измерений. При выводе напряжения из любой точки участка насыщения со средней скоростью $dU/dt \approx \approx 2$ В/мин величина I резко уменьшается (рис. 4, направления движения рабочих точек указаны стрелками) — на ВАХ наблюдается гистерезис. Новое значение dU/dI при слабых U отвечает резкому увеличению полного сопротивления образца. Аналогичные ВАХ получены для всех исследованных сплавов с электронным типом проводимости. Значения E_k представлены в таблице. Таким образом, ВАХ сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ (In) ($0.20 \leq x \leq 0.22$) являются N -образными при вводе и суперлинейными при выводе напряжения. Следует отметить, что суперлинейные импульсные ВАХ, подобные изображенным на рис. 1, наблюдаются в диэлектрической фазе сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ (In) [4]. Увеличенное сильным полем сопротивление R образцов сплавов n -типа медленно (в течение ~ 10 мин) уменьшается с течением времени до первоначального значения $R = R_0$ (см. п. 2).

С целью исследования наблюдаемых эффектов при различной концентрации электронов в одном и том же объекте проведены измерения ВАХ в сплаве n -21 под действием гидростатического сжатия. При увеличении внешнего давления от $P = 1$ бар до 8 кбар в результате сближения L -зон при наличии эффекта стабилизации положения уровня Ферми концентрация возрастает до $7 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$, а энергия Ферми до $\epsilon_F \approx 20$ мэВ [5]. Установлено (рис. 2), что с ростом P пороговое поле увеличивается до ~ 16 В/см при $P = 6$ кбар ($\epsilon_F \approx 15$ мэВ). При $P > 6$ кбар N -образная ВАХ сменяется характеристикой, на которой после омического участка при $E > E_k$ проявляются высокочастотные (10—50 МГц) колебания тока. Границы неустойчивостей отмечены на рис. 2 штриховыми линиями. С ростом давления P до 6 кбар в значительной степени ослабевают и гистерезисные явления. В некоторой переходной области сосуществуют оба типа неустойчивости: N -образность и высокочастотная неустойчивость (рис. 2, $P = 6$ кбар).

В сплавах с p -типом проводимости импульсные ВАХ также являются N -образными, однако участок с ОДП проявляется в больших полях E_k (см. таблицу) и ярко выраженные гистерезисные явления отсутствуют. Эти характеристики аналогичны ВАХ сплавов n -типа под давлением (рис. 2, $P = 4.5$ кбар) и здесь не приводятся.

2. Как установлено в настоящей работе, переход из низкоомного в высокоомное (ВО) состояние в МФ сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ (In) может осуществляться и отдельными импульсами амплитудой $U > U_k$. Этот эффект дает возможность более точно исследовать процессы релаксации и распределение поля вдоль образцов, используя методику, в которой предусмотрена возможность подачи на образец импульсов поля и слабых постоянных измерительных напряжений с последующей регистрацией квазистатистических характеристик.

После прохождения импульса амплитудой $U > U_k$ сопротивление образца увеличивается до значения $R^*(U)$ и медленно релаксирует к первоначальному значению. Зависимость $R^*(U)$ представлена на рис. 3. Отношение R^*/R_0 для сплавов n -типа достигает $\sim 10^4$ при $U \sim 20$ В. Прогрев образца от 4.2 до 20 К и последующее охлаждение до 4.2 К полностью восстанавливает исходное сопротивление, так же, как при выведении системы из состояния равновесия инфракрасным облучением или квантующим магнитным полем [1-3]. Таким образом, цикл переключения полностью воспроизводим и обратим.

При исследовании распределения потенциала по длине образца с помощью нескольких зондовых контактов обнаружено, что ВО состояние является локальным: у катода образца образуется домен сильного поля. Размеры используемых зондов позволяют оценить лишь верхнюю границу ширины домена: $d \leq 0.3$ мм.

Для оценки (качественной) изменения величин n , p в ВО области были проведены холловские измерения на образцах специальной формы. Холловские выступы располагались в одном из вариантов на расстоянии 0.3 мм от торца

внутренней части гантелевидного образца. В другом варианте около одного «обычного» контакта производился поперечный надрез кристалла. Тем самым ВО область образовывалась в непосредственной близости от холловских контактов. Измерения полного сопротивления образца и рассчитанная концентрация электронов показывают, что при эффекте переключения в ВО области происходит уменьшение концентрации носителей заряда (на порядок и более) при практически неизменной их подвижности. Таким образом, в узкой обедненной носителями области падает практически все приложенное напряжение. Приведенные данные свидетельствуют о том, что в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xTe$ (In) могут существовать и пространственно неоднородные состояния, медленно рассасывающиеся во

времени и в пространстве.

Процесс релаксации неравновесного состояния в координатном пространстве затруднительно анализировать с помощью многозондовой методики. Неко-

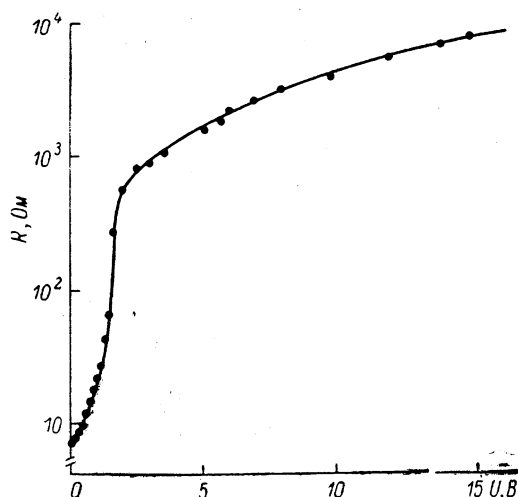


Рис. 3. Зависимость полного сопротивления образца n -21 при эффекте переключения от амплитуды приложенного импульса напряжения.

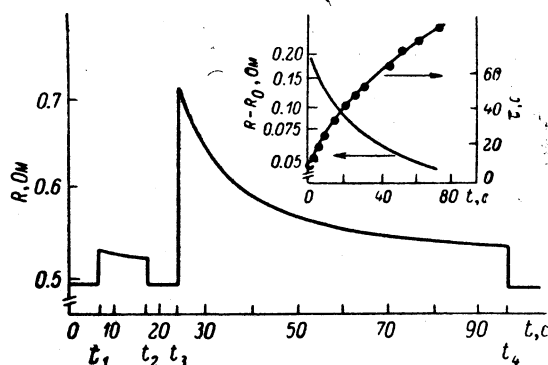


Рис. 4. Зависимости $R(t)$, $[R - R_0](t)$ и мгновенного времени релаксации $\tau_{\text{мгн}}$ от времени для образца n -21 при $P=4.5$ кбар, $T=4.2$ К.

Моменты t_1 и t_2 соответствуют подаче на образец импульсного напряжения $U_1=2$ В, $U_2=5$ В, моменты t_3 , t_4 — кратковременному прогреву кристалла.

торые качественные закономерности можно выявить, исследуя зависимости $R(t)$ после прохождения импульса сильного поля. Пример такой зависимости приведен на рис. 4. Зависимости $R - R_0$ от времени в общем случае не являются экспоненциальными, а описываются степенной функцией: $R - R_0 \sim t^\alpha$. Параметр α зависит от давления, состава сплава и напряжения, изменяясь в пределах от 0.4 до 0.6. Мгновенное время релаксации τ непрерывно возрастает со временем (рис. 4). Для сплавов p -типа и сплавов n -типа при $P > 3$ кбар кратность переключения R^*/R_0 составляет всего ~ 1.1 , а характерные времена релаксации существенно меньше, чем для сплавов $n=(20-22)$ при нормальном давлении. Весь процесс релаксации при $T=4.2$ К практически заканчивается через 20–30 с. Под действием инфракрасной подсветки и с ростом давления P до 10 кбар характерные времена релаксации во всех сплавах уменьшаются более чем на порядок.

3. При 4.2 К домен сильного поля (ВО область) формировался у катода образца несколькими импульсами амплитудой $U > U_c$. После этого переходного процесса амплитуда I оставалась неизменной. При повышении температуры образца до ~ 10 К наблюдался качественно новый процесс — в системе возникли квазипериодические колебания амплитуды импульсов тока. Пример автоматической записи такого процесса иллюстрирует рис. 5. Колебания частотой ~ 4 Гц обусловлены выбранным значением (~ 1 с) постоянной времени импульсного вольтметра, так что они привязаны к каждому измерительному импульсу. Низкочастотные колебания связываются нами с движением доменов. Действительно, можно предположить, что каждый отдельный импульс несколько передвигает ВО область вдоль образца. Если характерные времена релаксации неравновесного состояния превышают период повторения импульсов $t_{\text{п}}$,

к приходу следующего импульса ВО область сохраняется и этот импульс вызывает ее дальнейшее движение. Таким образом, отдельными импульсами домен проходит по длине образца и исчезает на аноде. Во время его исчезновения возникает всплеск тока через образец. Величина интервала времени t_D между возникновением отдельных доменов колеблется в пределах $\pm 20\%$ по отношению к среднему значению $\bar{t}_D$. В пределах этой точности при вариации величин Δt и t_n значения $\bar{t}_D$ были пропорциональны отношению $\Delta t/t_n$, что является дополнительным аргументом в пользу высказанного выше предположения. Кроме того, если через образец течет слабый постоянный ток наряду с импульсным в момент прохождения домена между близко расположенными потенциальными контактами на последних возникают сильные всплески постоянного напряжения, что и зарегистрировано вольтметром. Зависимость средней частоты $I/\bar{t}_D$ возник-

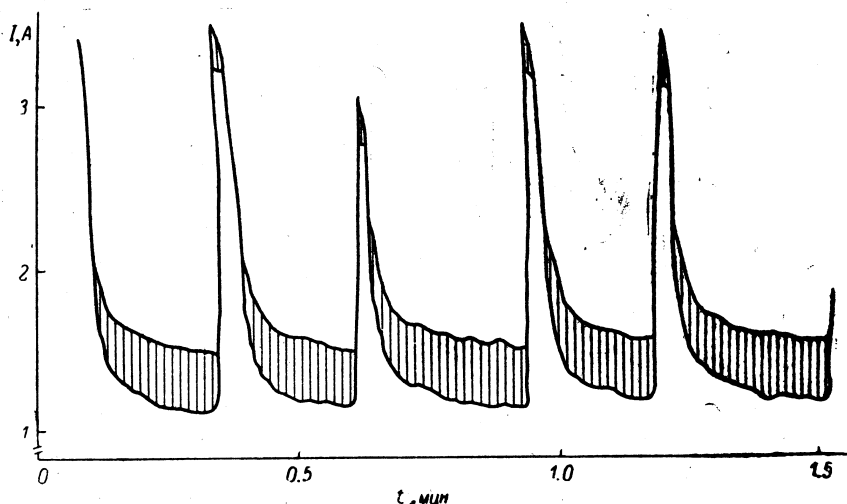


Рис. 5. Квазипериодические колебания амплитуды импульсов тока, регистрируемые импульсным вольтметром с нагрузочного сопротивления в цепи образца n-21.

$T=10$ К, $\Delta t=6$ мкс, $t_n=240$ мс, $U_k=3.3$ В, $P=4.5$ кбар.

новения доменов от температуры при фиксированных Δt , t_n , U описывается функцией $I/\bar{t}_D \sim \exp \epsilon_A/kT$. Энергия активации ϵ_A , например, для сплава n-22 (1) составляет $\simeq 16$ мэВ.

При 4.2 К приложение к образцу длиной до 5 мм импульсного напряжения $U \geq 40$ В приводит к необратимому разрушению кристалла. На поверхности образца образуется проплавленная дорожка шириной ~ 0.5 мм от токового контакта практически по всей длине образца. Исходя из этого описанный выше процесс движения доменов исследовался в импульсном режиме лишь в температурном интервале (10—13) К. От ~ 13 до ~ 30 К колебаний амплитуды тока не наблюдается. Это, по-видимому, связано с тем, что с повышением температуры времена релаксации системы (времена рассасывания ВО области) уменьшаются до t_n и ниже. При этом с каждым новым импульсом процесс образования домена начинается заново. С ростом температуры увеличивается также и критическое поле E_k . При $U > U_k$ можно наблюдать скачок (спад) тока через образец уже за время Δt длительности импульса, принимающего форму ступеньки. Наконец, при $T \sim (35-40)$ К возникают колебания (неустойчивости) тока, период t_D которых составляет $0.1 \Delta t$ и ниже. Естественно предположить, что высокочастотная неустойчивость (10—50 МГц) обусловлена возрастанием скорости передвижения доменов и в течение времени Δt через образец успевает пройти уже целый ряд их.

Таким образом, скорость v доменов в сплавах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ (In), рассчитываемая по формулам $v=l t_n/t_D \Delta t$ в импульсном режиме движения и $v=l/\bar{t}_D$ в обычном (непрерывном) режиме может изменяться в широких пределах (от 10^2 до 10^6 см/с).

4. Прежде всего оценим характерную энергию — температуру электронного газа в исследованных сплавах в присутствии сильного электрического поля.

Такой расчет применительно к сплавам $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ ($x \sim 0.2$) был проведен в работе С. Д. Бенеславского и А. В. Дмитриева [6]. Величина T_e электронной температуры определялась выражением

$$\left. \begin{aligned} kT_e/\varepsilon_g &\simeq [E^2/60 (E_{\text{хар}}^I)^2]^{1/3}, \\ (E_{\text{хар}}^I)^2 &\simeq C_1^2 e^2 L N_I \varepsilon_g^3 / \hbar^4 v_0^2 \rho x_0^2. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где $C_1 \simeq 20$ эВ — деформационный потенциал, $L \simeq 5$ — кулоновский логарифм, $N_I \simeq 10^{19} \text{ см}^{-3}$ — концентрация примесей, $\rho \simeq 10 \text{ г/см}^3$ — плотность кристалла, $x_0 \simeq 400$ — диэлектрическая проницаемость, k — постоянная Больцмана, $\varepsilon_g \sim 100$ мэВ — ширина запрещенной зоны, $v_0 \sim 10^8 \text{ см/с}$ — матричный элемент используемой двухзонной модели. Характерное поле $E_{\text{хар}}^I$ составляет $\sim 2 \times 10^{-1} \text{ В/см}$. Температура электронов в поле $E = E_k \sim 10 \text{ В/см}$ достигает $\sim 1200 \text{ К}$. По-видимому, данная оценка несколько завышена, однако она свидетельствует о том, что при $E \sim E_k$ носители заряда обладают энергией, сравнимой с величиной энергетического барьера $W \sim 20 \text{ мэВ}$ между примесными и зонными состояниями в сплавах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ (In) [1].

Исходя из вышеприведенных оценок и эксперимента, естественно предположить, что механизмы формирования доменной электрической неустойчивости в сплавах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ (In) связаны с концентрационной нелинейностью, обусловленной ростом темпа захвата носителей заряда в сильном электрическом поле на примесные центры. Эта хорошо известная модель рекомбинационной нелинейности (для кулоновских центров захвата) развита в работах В. Л. Бонч-Бруевича, Б. К. Ридли, Г. К. Сакса и А. Г. Милнса, Н. Г. Ждановой и др. (см. [7] и библиографию к ней). «Медленные домены» наиболее полно исследованы в германии, легированном золотом [7]. На возможность неустойчивости типа ганновской в легированных сплавах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ указывалось в теоретической работе [8]. Этот же эффект по-существу заложен и в модели [9].

В исследуемых сплавах, вырезанных по кристаллографическим направлениям типа $\langle 100 \rangle$ вектора $\mathbf{j}$ (плотность тока через образец) и E коллинеарны, и дифференциальная проводимость σ_d определяется выражением

$$\sigma_d = dj/dE = en\mu(1 + d \ln \mu / d \ln E + d \ln n / d \ln E). \quad (2)$$

Подвижность носителей заряда слабо зависит от их энергии или от электрического поля. Об этом свидетельствуют данные эксперимента [1, 5]. В таком случае величина σ_d как функция E определяется лишь зависимостью $n(E)$. Темп генерации электронов с уровня ε_i в зону проводимости практически не зависит от E из-за того, что приложенное внешнее поле гораздо меньше поля самих примесных центров [7]. В то же время следует ожидать, что темп захвата горячих электронов на уровень ε_i возрастает при увеличении T_e или E . Об этом можно судить хотя бы по тому факту, что времена жизни неравновесных носителей заряда в сплавах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ (In) изменяются в пределах от 10^5 с при 4.2 К до 1 с при $T \simeq 20 \text{ К}$, а электронный газ разогревается в поле $E \sim 10 \text{ В/см}$ до гораздо большей температуры.

Таким образом, величина σ_d в рассматриваемых системах может стать отрицательной в силу резкого уменьшения концентрации электронов в зоне проводимости при их разогреве полем. Проблема количественного решения уравнения рекомбинационной кинетики на базе теорий [8, 9] в настоящее время требует своего разрешения.

В описанной качественной модели мы приходим к N -образной ВАХ. Участок последующего роста $j(E)$ в больших полях E , связанный, например, с ударной ионизацией примеси, в сплавах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ (In) экспериментально не наблюдается из-за необратимого разрушения кристалла при высоких напряжениях. Устойчивость однородного распределения поля по длине образца для различных конкретных механизмов формирования N -образной ВАХ исследовалась во многих работах (см. библиографию в [7]). Следует ожидать, что выводы теории относятся и к рассматриваемому типу полупроводников. Наблюдаемые в эксперименте ВАХ сплавов $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ (In) являются характеристиками со статическим или движущимся доменом. Времена рассасывания ВО области и скорость пере-

движения доменов, очевидно, определяются диффузией носителей заряда и темпом выброса электронов или дырок из локализованных состояний в разрешенную зону. Этот темп определяет величина барьера W между примесными и локализованными состояниями. Как установлено ранее [1, 3], времена релаксации неравновесных носителей заряда, созданных квантующим магнитным полем или ИК подсветкой в тех же сплавах, уменьшаются при увеличении внешнего давления P и при переходе от сплавов n - к сплавам p -типа проводимости. Эти же закономерности в полной мере проявляются и в обсуждаемых экспериментах. Интерпретация изложенных результатов на основе модели рекомбинационной нелинейности представляется единственно возможной.

Существуют принципиальные отличия явлений доменной электрической неустойчивости в узкозонных полупроводниках $Pb_{1-x}Sn_xTe$ (In) и в наиболее изученном материале Ge (Au) [7]. Они состоят в том, что в Ge (Au) концентрация электронов n при $E=0$ определяется равенством темпов их генерации и захвата на двукратно отрицательно заряженные ионы Au^{2-} и при $T \rightarrow 0$ $n \rightarrow 0$, а в МФ сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ (In) величина n остается фиксированной при низких температурах, и неустойчивость можно наблюдать при $T \rightarrow 0$. Захват электронов в германии, легированном золотом, связан с их проникновением сквозь потенциальный кулоновский барьер. В случае $Pb_{1-x}Sn_xTe$ (In) энергетический барьер имеет иную природу [8, 9], что обуславливает длительные времена рассасывания ВО области и крайне низкие значения критической напряженности $E_k \sim 10$ В/см.

Авторы благодарят В. Л. Бонч-Бруевича, И. П. Звягина и А. Г. Миронова за обсуждение результатов работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Akimov B. A., Brandt N. B., Ryabova L. I., Sokovishin V. V., Chudinov S. M. J. Low Temp. Phys., 1983, vol. 51, № 1/2, p. 9—32.
- [2] Бул Б. М., Воронова И. Д., Калюжная Г. А., Мамедов Т. С., Рагимова Т. Ш. Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 29, № 1, с. 21—25.
- [3] Akimov B. A., Brandt N. B., Klimonskiy S. O., Ryabova L. I., Kholhlov D. R. Phys. Lett. A, 1982, vol. 88, № 9, p. 483—486.
- [4] Akimov B. A., Brandt N. B., Kerner B. S., Nikiforov V. N., Chudinov S. M. Sol. St. Commun., 1982, vol. 43, № 1, p. 31—33.
- [5] Акимов Б. А., Зломанов В. П., Рябова Л. И., Чудинов С. М., Яценко О. Б. ФТП, 1979, т. 13, № 7, с. 1293—1301.
- [6] Бенеславский С. Д., Дмитриев А. В. ФТТ, 1978, т. 20, № 6, с. 1668—1676.
- [7] Бонч-Бруевич В. Л., Звягин И. П., Миронов А. Г. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. М.: Наука, 1972.
- [8] Волков Б. А., Осипов В. В., Панкратов О. А. ФТП, 1980, т. 14, № 7, с. 1387—1389.
- [9] Каган Ю., Кикоин К. А. Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 31, № 6, с. 367—371.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
25 октября 1983 г.