

## Влияние облучения электронами на электрофизические свойства сплавов $n\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ ( $x \simeq 0.2$ )

© Е.П. Скипетров, А.Н. Некрасова

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова  
119899 Москва, Россия

(Получена 26 февраля 1996 г. Принята к печати 8 апреля 1996 г.)

Исследовано влияние облучения электронами ( $T_{\text{irr}} \simeq 300 \text{ K}$ ,  $E = 6 \text{ МэВ}$ ,  $\Phi \leq 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ) на электрофизические свойства  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$   $n$ -типа. Показано, что облучение вызывает уменьшение концентрации электронов и  $n$ - $p$ -конверсию типа проводимости. Определена разностная скорость генерации дефектов донорного и акцепторного типа при облучении. На зависимостях электрофизических параметров облученных образцов от температуры и магнитного поля обнаружены аномалии, связанные с возникновением поверхностного слоя, обогащенного дырками, при облучении.

В настоящее время существует достаточно обоснованная модель энергетического спектра облученных электронами сплавов  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  ( $x = 0.2$ ), удовлетворительно описывающая перестройку спектра легированных сплавов  $p$ -типа при электронном облучении и последующем гидростатическом сжатии [1,2]. В соответствии с этой моделью электронное облучение приводит к возникновению в энергетическом спектре сплава резонансного донорного уровня  $E_d$  в зоне проводимости и зоны резонансных состояний акцепторного типа  $E_a$ , расположенной вблизи потолка валентной зоны и стабилизирующей уровень Ферми в облученных кристаллах. Установлено, что характер изменения концентрации носителей заряда при облучении и предельные характеристики облученных кристаллов определяются рядом параметров, в том числе энергетическим положением и шириной резонансной зоны  $E_a$ , а также соотношением скоростей генерации дефектов донорного и акцепторного типа  $dN_d/d\Phi$  и  $dN_a/d\Phi$ . В частности, при определенных значениях этих параметров глубокое электронное облучение кристаллов  $p$ -типа может приводить к "мягкой" стабилизации уровня Ферми в валентной зоне, либо индуцировать протяженное диэлектрическое состояние, в котором уровень Ферми окажется стабилизированным в пределах запрещенной зоны.

В то же время экспериментальные данные, полученные при исследовании кристаллов  $p$ -типа, не позволяют с достаточной надежностью предсказать характер изменения параметров сплавов  $n$ -типа при облучении: в зависимости от соотношения скоростей генерации дефектов донорного и акцепторного характера облучение кристаллов  $n$ -типа может приводить как к  $n$ - $p$ -конверсии типа проводимости ( $dN_d/d\Phi < dN_a/d\Phi$ ), так и к росту концентрации электронов в зоне проводимости вплоть до стабилизации уровня Ферми на энергетическом уровне дефектов донорного типа ( $dN_d/d\Phi > dN_a/d\Phi$ ). Кроме того, остаются невыясненными вопросы об энергетическом положении радиационного уровня донорного типа и характер перестройки энергетического спектра облу-

ченных сплавов при вариации содержания олова в сплаве.

Поэтому общей задачей настоящей работы было исследование влияния глубокого облучения электронами на электрофизические свойства легированных монокристаллов  $n\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  ( $x \simeq 0.2$ ) с целью определения параметров энергетического спектра носителей заряда для этих материалов, выяснения характера изменения их свойств и, в частности, возможности достижения предельных характеристик материалов в результате облучения. В настоящей работе исследовались монокристаллические образцы  $n\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  ( $x \simeq 0.2$ ), выращенные методом Чохральского. Для получения кристаллов  $n$ -типа с низкими концентрациями электронов применялись длительные отжиг в парах свинца и олова (легирование отклонением от стехиометрии) и легирование цинком в процессе диффузионного отжига. Параметры исследованных образцов до облучения электронами приведены в таблице.

Исходные образцы облучались при комнатной температуре на линейном ускорителе электронов "Электроника ЭЛУ-6" ( $E = 6 \text{ МэВ}$ ,  $d\Phi/dt \simeq 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $\Phi \leq 8.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ). У каждого образца до и после облучения исследовались температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho$  и коэффициента Холла  $R_H$  ( $4.2 \leq T \leq 300 \text{ K}$ ,  $B \leq 0.04 \text{ Тл}$ ), а также эффект Шубникова-де-Газа и полевые зависимости коэффициента Холла ( $T = 4.2 \text{ K}$ ,  $B \leq 6 \text{ Тл}$ ,  $\mathbf{B} \parallel \langle 100 \rangle$ ).

Установлено, что при облучении электронами у всех исследованных образцов происходит сначала медленное уменьшение, а затем — увеличение удельного сопротивления  $\rho$  при гелиевых температурах, причем наиболее значительные изменения характерны для образцов с наименьшей исходной концентрацией электронов. Температурные зависимости удельного сопротивления исходных образцов имеют "металлический" характер, указывающий на отсутствие локальных уровней в запрещенной зоне сплавов (рис. 1). У образцов с высокой исходной концентрацией электронов после облучения характер за-

Параметры образцов  $n\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  при  $T = 4.2\text{ K}$

Образец	Состав, $x$	$n, 10^{17}\text{ см}^{-3}$	$\rho, 10^{-4}\text{ Ом} \cdot \text{см}$	$\mu_H, 10^5\text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	$\Phi_{\text{max}}, 10^{17}\text{ см}^{-2}$
$Nn-3$	0.2	0.76	1.1	6.2	7.5
$Nn-4$	0.2	1.23	0.7	6.0	7.9
$Nn-5$	0.2	1.20	0.6	6.8	8.4
$C-22$	0.22	0.15	4.8	7.3	7.7

зависимостей  $\rho(1/T)$  не изменяется, а у образца  $C-22$  зависимости  $\rho(1/T)$  приобретают полупроводниковый вид. В области температур, близких к комнатной, появляется активационный участок, связанный с собственной ионизацией носителей заряда, а при низких температурах ( $T < 20\text{ K}$ ) — активационный участок с энергией активации  $\Delta E_a \approx 0.2\text{ мэВ}$ .

Более сложным оказалось поведение коэффициента Холла исследованных образцов при облучении. На зависимостях  $R_H(T)$  происходит быстрое падение абсолютной величины  $R_H$  в области низких температур и появляется широкий максимум ( $T > 30\text{ K}$ ), амплитуда которого монотонно увеличивается с ростом потока облучения (рис. 2). Дальнейшее поведение коэффициента Холла при облучении зависит, по видимости, от исходной концентрации электронов в образцах. В образцах с высокой исходной концентрацией электронов коэффициент Холла сохраняет отрицательный знак и возрастает по абсолютной величине до значений, превосходящих величину  $|R_H|$  в необлученных кристаллах. В то же время в образце  $C-22$  с минимальной исходной концентрацией электронов при потоке облучения  $\Phi^* \approx 6 \cdot 10^{17}\text{ см}^{-2}$  происходит смена знака коэффициента Холла при низких температурах, а на температурных зависимостях  $R_H$  наблюдается инверсия знака коэффициента Холла при увеличении температуры (рис. 2). И наконец, при максимальных потоках облучения температурные зависимости коэффициента Холла приобретают "нормальный" вид, типичный для нелегированных кристаллов  $p$ -типа.

В окрестности точки  $n$ - $p$ -конверсии типа проводимости при облучении аномальный характер имеют также и зависимости коэффициента Холла от магнитного поля при  $T = 4.2\text{ K}$  (рис. 3). При потоках облучения  $\Phi < \Phi^*$  при увеличении магнитного поля происходит быстрое уменьшение абсолютной величины и инверсия знака  $R_H$ . После точки  $n$ - $p$ -конверсии ( $\Phi > \Phi^*$ ) коэффициент Холла остается положительным во всем исследованном диапазоне магнитных полей, медленно уменьшаясь с ростом поля.

В целом, исключая аномальный характер температурных и полевых зависимостей коэффициента Холла, полученные результаты (увеличение удельного сопротивления, инверсия знака  $R_H$  при облучении) указывают, с нашей точки зрения, на уменьшение концентрации электронов при облучении вплоть до

инверсии типа проводимости в образце с наименьшей исходной концентрацией электронов. В соответствии с моделью энергетического спектра, предложенной в [1,2] для облученных электронами сплавов  $p\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  ( $x = 0.2$ ), это означает, что в исследованных образцах  $n$ -типа скорость генерации дефектов акцепторного типа превышает скорость генерации дефектов донорного типа при облучении ( $dN_a/d\Phi > dN_d/d\Phi$ ). Поэтому с ростом потока облучения происходит медленное уменьшение концентрации электронов и движение уровня Ферми вниз по зоне проводимости. В образцах с относительно высокой исходной концентрацией электронов использованные в эксперименте потоки облучения вызывают лишь незначительное (на  $10 \div 15\%$ ) уменьшение концентрации электронов, а в образце  $C-22$ , имеющем на порядок меньшую исходную концентрацию электронов, —  $n$ - $p$ -конверсию и стабилизацию уровня Ферми в резонансной зоне, расположенной в валентной зоне на уровне  $E_a$ .

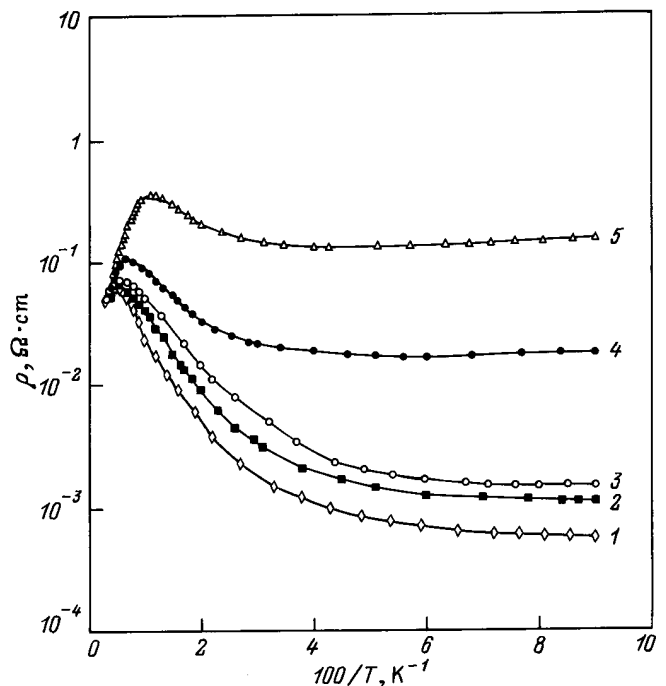


Рис. 1. Температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho$  для образца  $C-22$  при различных потоках облучения  $\Phi, 10^{17}\text{ см}^{-2}$ : 1 — 0, 2 — 4.4, 3 — 5.5, 4 — 6.5, 5 — 7.7.

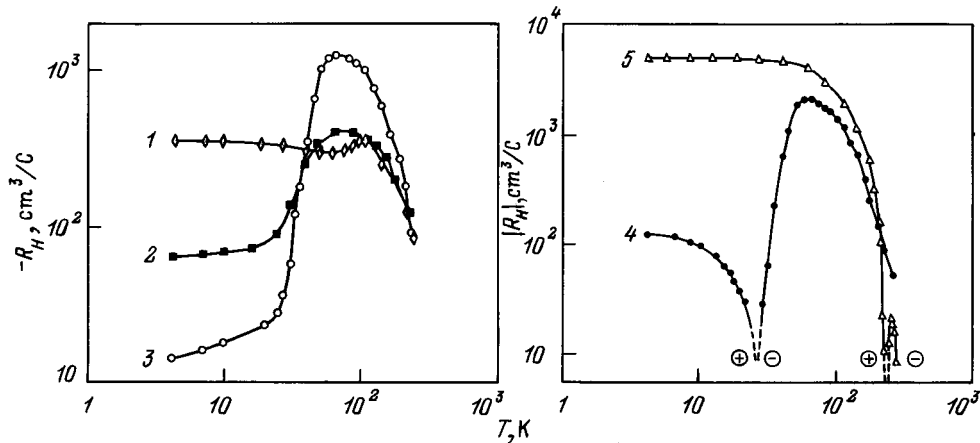


Рис. 2. Температурные зависимости Холла  $R_H$  для образца *C-22* при различных потоках облучения  $\Phi$ ,  $10^{17} \text{ см}^{-2}$ : 1 — 0, 2 — 3.4, 3 — 5.5, 4 — 6.5, 5 — 7.7.

В образце *C-22* концентрация дырок при максимальном потоке облучения, рассчитанная по величине коэффициента Холла при  $T = 4.2 \text{ К}$ , составляет  $p_{\text{max}} \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , а разностная скорость генерации радиационных дефектов, определенная по положению точки инверсии знака  $R_H$  на зависимости коэффициента Холла от потока облучения, —

$$d(N_a - N_d)/d\Phi \approx 0.02 \text{ см}^{-1}.$$

К сожалению, этих данных оказалось недостаточно для расчета положения и ширины резонансной зо-

ны акцепторного типа  $E_a$  в рамках модели энергетического спектра облученного электронами сплава  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  ( $x = 0.2$ ) [2]. Для определения этих параметров модели необходимы экспериментальные данные об изменении концентрации дырок в облученном образце при перестройке спектра под давлением.

В образцах с высокой исходной концентрацией электронов (образцы типа *Nn-3-Nn-5*, см. таблицу) скорость генерации дефектов составляла

$$d(N_a - N_d)/d\Phi \approx 0.04 \text{ см}^{-1}$$

и оценивалась по изменению периода осцилляций Шубникова–де-Гааза после облучения. В этих образцах отчетливые осцилляции поперечного магнитосопротивления сохраняются вплоть до максимальных потоков облучения, указывая на высокую однородность генерации радиационных дефектов при облучении и высокие значения подвижности носителей заряда в облученных кристаллах.

Появление широкого максимума на зависимостях  $R_H(T)$  может быть связано с появлением уровня дефектов донорного типа  $E_d$ , расположенного выше уровня Ферми в облученных кристаллах, и тепловой генерации электронов из зоны проводимости на этот уровень. В этом случае увеличение амплитуды максимума можно было бы связать с увеличением плотности резонансных состояний с ростом потока облучения. Однако в этом случае появление максимума скорее всего должно было бы сопровождаться увеличением, а не уменьшением абсолютной величины коэффициента Холла при низких температурах. Неясно также, каким образом появление резонансного донорного уровня в зоне проводимости может быть связано с инверсией знака  $R_H$  на зависимостях коэффициента Холла от магнитного поля.

Другим возможным объяснением обнаруженных в работе аномалий может быть возникновение слоя

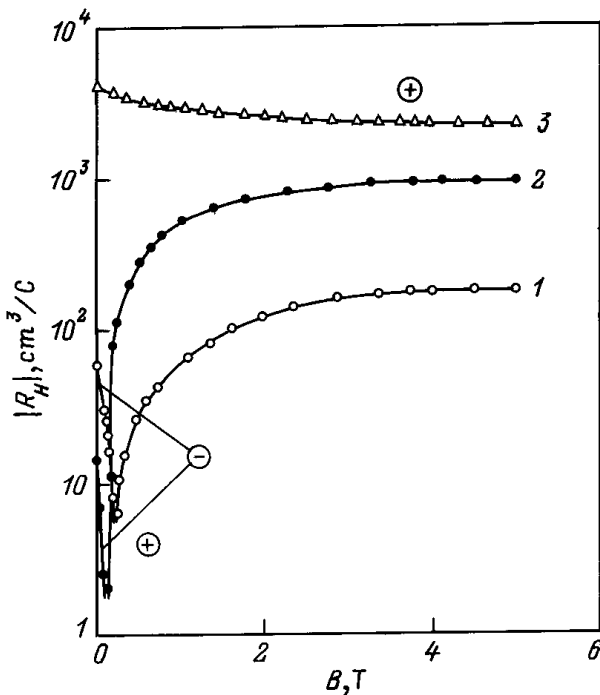


Рис. 3. Зависимости коэффициента Холла от магнитного поля для образца *C-22* при  $T = 4.2 \text{ К}$  при различных потоках облучения  $\Phi$ ,  $10^{17} \text{ см}^{-2}$ : 1 — 3.4, 2 — 4.4, 3 — 7.7.

$p$ -типа проводимости на поверхности облученных кристаллов. Возможность появления поверхностного слоя  $p$ -типа при облучении электронами сплавов  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  обсуждалась ранее в работах [2,3]. Предполагалось, что причиной его образования может быть интенсивное окисление поверхности в процессе облучения образца, находящегося в воздушной среде, обогащенной озоном. Понятно, что влияние этого слоя на измеряемые при низких температурах параметры облученных образцов должно увеличиваться по мере уменьшения концентрации электронов в объеме кристаллов. При этом величина коэффициента Холла в классических магнитных полях должна вычисляться в рамках модели двухслойной структуры [4,5]:

$$\sigma = (\sigma_1 d_1 + \sigma_2 d_2)/d, \quad (1)$$

$$R_H = d \frac{\mu_1 \sigma_1 d_1 + \mu_2 \sigma_2 d_2 + \mu_1 \mu_2 (\mu_2 \sigma_1 d_1 + \mu_1 \sigma_2 d_2) B^2}{(\sigma_1 d_1 + \sigma_2 d_2)^2 + (\mu_2 \sigma_1 d_1 + \mu_1 \sigma_2 d_2)^2 B^2}, \quad (2)$$

где  $d = d_1 + d_2$  — толщина образца,  $d_i$ ,  $\mu_i$ , и  $\sigma_i$  — толщина, подвижность носителей заряда и проводимость для слоя  $i$  соответственно.

Тогда величина коэффициента Холла при низких температурах должна определяться не только концентрацией электронов в объеме образца, а зависеть также от концентрации дырок в поверхностном слое, подвижностей электронов и дырок, а также от величины индукции магнитного поля  $B$ . При появлении слоя  $p$ -типа проводимости на поверхности образца  $n$ - $p$ -конверсия при электронном облучении должна начинаться с поверхности образца и при увеличении потока облучения слой  $p$ -типа должен постепенно захватывать весь объем образца. Вполне возможно, что именно по этой причине по мере увеличения потока облучения точка инверсии знака коэффициента Холла  $R_H$  для образца  $C$ -22 сдвигалась в сторону более высоких температур (рис. 2).

В заключение отметим, что природа низкотемпературного активационного участка на температурных зависимостях удельного сопротивления облученного электронами образца  $C$ -22 пока не ясна. Исходя из модели энергетического спектра облученного электронами сплава  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  ( $x = 0.2$ ) и величины  $\Delta E_a$ , можно предположить, что в области низких температур в облученном кристалле существует прыжковая проводимость по резонансной зоне  $E_a$ . Однако для окончательного решения этого вопроса необходимы дополнительные исследования облученных кристаллов в сильных магнитных полях, а также под давлением.

Авторы благодарны Д.Б. Чесноковой и А.В. Никоричу за предоставление образцов для исследования, а также А.М. Мусалитину за облучение образцов быстрыми электронами.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-18325а).

## Список литературы

- [1] Н.Б. Брандт, Е.П. Скипетров, А.Г. Хорош. ФТП, **24**, 51 (1990).
- [2] Н.Б. Брандт, Е.П. Скипетров, А.Г. Хорош. ФТП **26**, 888 (1992).
- [3] А.Н. Некрасова, Д.В. Пелехов, В.И. Сидоров, Е.П. Скипетров. Неорг. матер., **28**, 2272 (1992).
- [4] R.L. Petritz. Phys. Rev. **110**, 1254 (1958).
- [5] В.И. Петровский, Н.Н. Соловьев, Э.М. Омелянский, В.С. Ивлева. ФТП, **12**, 1904 (1978).

Редактор Т.А.Полянская

## Influence of electron irradiation on the galvanomagnetic properties of $n\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ ( $x \simeq 0.2$ )

*E.P. Skipetrov, A.N. Necrasova*

M.V. Lomonosov Moscow State University,  
119899 Moscow, Russia

**Abstract** The influence of electron irradiation ( $T_{\text{irr}} \simeq 300$  K,  $E = 6$  MeV,  $\Phi \leq 8.4 \cdot 10^{17}$  cm $^{-2}$ ), on the galvanomagnetic properties of  $n\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  has been investigated. It has been shown, that electron irradiation induces a reduction in the electron concentration and  $n$ - $p$ -conversion. Differential rate of generation of donor-type and acceptor-type irradiation-induced defects is determined. An anomalous behaviour of galvanomagnetic parameters dependences versus temperature or magnetic fields of irradiated samples, connected with the appearance of  $p$ -type surface inversion layer under irradiation, has been revealed.

E-mail: skip@mig.phys.msu.su (E.P. Skipetrov)

Fax: (095) 932-88-76