

О процессах захвата неосновных носителей тока в $Cd_xHg_{1-x}Te$ n -типа при низких температурах

© С.Г. Гасан-заде, Г.А. Шепельский

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины, 252650 Киев, Украина

(Получена 2 июня 1997 г. Принята к печати 14 июля 1997 г.)

В кристаллах $Cd_xHg_{1-x}Te$ n -типа измерены фотопроводимость и фотоэлектромагнитный эффект в условиях одноосной упругой деформации. Показано, что рост времени жизни носителей тока в низкотемпературном диапазоне ($T < 40-50$ К) связан не с межзонной оже-рекомбинацией, а с захватом неосновных носителей тока — дырок на мелкие уровни прилипания акцепторного типа.

Рекомбинационные механизмы в узкощелевых полупроводниках $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x = 0.2-0.3$) — материале инфракрасной (ИК)-фотоэлектроники для диапазонов 3–5 и 10–12 мкм в настоящее время достаточно хорошо изучены (см., например, обзор [1]). В особенности это относится к материалу n -типа и обычному рабочему диапазону температур фотоприемников (77–300 К). Что же касается более низкотемпературного диапазона (4.2–50 К), то здесь результаты оказываются не столь ясны. В частности, существуют различные точки зрения на причины быстрого роста времени жизни носителей тока τ при понижении температуры $T < 40$ К в кристаллах n -типа. Рост τ может быть объяснен (как и в области собственной проводимости) доминированием межзонной оже-рекомбинации [2,3]. Это связано с наличием в зависимости $\tau_A(T)$ экспоненциального фактора $\exp\left(\frac{b}{1+b} \cdot \frac{E_g}{kT}\right)$, обеспечивающего выполнение законов сохранения энергии и импульса при рекомбинационных переходах. Здесь $b = m_v/m_c$ — соотношение эффективных масс тяжелых дырок и электронов зоны проводимости.

С другой стороны, к резкому росту τ может приводить захват неосновных носителей тока — дырок на мелкие уровни прилипания акцепторного типа [4].

Одновременное измерение фотопроводимости (ФП) и фотомагнитного эффекта (ФМЭ) на одном и том же образце может оказаться полезным для определения механизма рекомбинации в описанном случае. Действительно, в материале n -типа τ_{PM} оказывается близким к времени жизни неосновных носителей тока дырок, тогда как τ , полученное из измерения ФП (τ_{PC}) соответствует времени жизни электронов. Значительное расхождение в значениях τ_{PC} и τ_{PM} (причем всегда должно выполняться соотношение $\tau_{PM} < \tau_{PC}$) исключает межзонную оже-рекомбинацию как основной механизм релаксации концентрации неравновесных носителей тока. Однако разница в значениях τ_{PM} и τ_{PC} еще не свидетельствует о наличии эффекта прилипания неосновных носителей, поскольку соотношение $\tau_{PM} < \tau_{PC}$ может быть объяснено и разным сечением захвата электронов и дырок на глубокий рекомбинационный уровень в модели Шокли–Рида.

Для получения однозначного результата в данной ситуации может оказаться полезным приложение к кристаллу механического одноосного напряжения. Такое

предположение основывается на избирательном характере воздействия упругой направленной деформации на электронные состояния зоны проводимости и донорных уровней, с одной стороны, и валентной зоны и связанных с ней акцепторных уровней — с другой, в кристаллах с кубической симметрией. В самом деле, одноосное напряжение практически не затрагивает зону проводимости, если не считать внесения небольшой анизотропии. Связанные с зоной проводимости доноры также практически не испытывают воздействия деформации. Совсем иначе обстоит дело с валентной зоной, которая в отсутствие деформации вырождена в точке $k = 0$ — точке касания зон тяжелых и легких дырок. Понижая симметрию кристалла, одноосное напряжение снимает вырождение валентной зоны. В результате четырехкратно вырожденная с учетом спина валентная зона расщепляется на две подзоны с анизотропными эффективными массами дырок [5]. Величина расщепления между зонами в точке $k = 0$ оказывается равной

$$\varepsilon_p = \frac{1}{4} |b| (s_{11} - s_{12}) \cdot \chi \quad \text{для направления деформации } \chi \parallel [100],$$

$$\varepsilon_p = \frac{1}{8\sqrt{3}} |d| s_{44} \chi \quad \text{для направления деформации } \chi \parallel [111],$$

Здесь b и d — константы деформационного потенциала, s_{ij} — компоненты тензора упругой податливости, χ — величина одноосного напряжения.

При слабых деформациях, когда $E_p < E_A$, четырехкратно вырожденный акцепторный уровень также расщепляется на два, а величина расщепления E_A оказывается порядка расщепления валентной зоны. В обычных полупроводниках, например Ge, Si, из-за небольшого по величине отношения эффективных масс тяжелых и легких дырок m_h/m_l воздействие одноосной деформации на параметры валентной зоны и акцепторных уровней оказывается незначительным. Для $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x = 0.20$) соотношение $m_h/m_l > 50$. Поэтому расщепление подзон, изменение эффективных масс дырок в зонах и глубины залегания акцепторов при тех же значениях деформации оказываются много сильнее [6]. Действительно, уже при $\chi = 1$ кбар величина расщепления

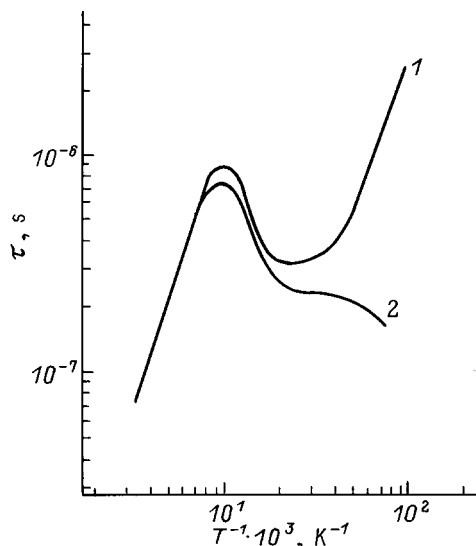


Рис. 1. Температурные зависимости времени жизни τ , определенные из ФП (1) и ФМЭ (2) для образца $n-Cd_xHg_{1-x}Te$.

зон $E_p = 12$ мэВ для направления деформации [100], что превышает глубину залегания мелких акцепторов в исходно кристалле. В этом случае при низких температурах носители заселяют лишь верхнюю из расщепившихся валентных подзон, а основное состояние акцептора формируется из энергетических состояний потолка этой зоны. Энергию акцептора можно искать как энергию кулоновского центра в простой анизотропной зоне с эффективными массами

$$m_{\parallel} = (\gamma_1 + 2\bar{\gamma})m_0 \quad \text{и} \quad m_{\perp} = (\gamma_1 - \bar{\gamma})m_0$$

Здесь $\gamma_1, \bar{\gamma} = \gamma_2 = \gamma_3$ — параметры Латтинжера. В исходном кристалле масса тяжелых дырок $m_h = (\gamma_1 - 2\bar{\gamma})^{-1} \cdot m_0$. Поскольку усредненная эффективная масса верхней из расщепленных подзон оказывается при этом много меньше m_h исходного кристалла, это приводит к увеличению боровского радиуса акцепторного центра (a) и уменьшению его энергии ионизации. При нулевой деформации $a_0 = \hbar(2m_h \cdot \epsilon_A)^{-1/2}$. В пределе бесконечной деформации $a_{\infty} = \hbar[(2m_{\perp}^2 m_{\parallel})^{1/3} \cdot \epsilon_A]^{-1/2}$.

Если концентрация акцепторов в $Cd_xHg_{1-x}Te$ достаточно велика ($N_A > 10^{15} \text{ см}^{-3}$), то одноосное сжатие ~ 4 кбар вообще может привести к переходу Мотта (при выполнении условия $N_a^3 = 0.02$) [6]. При этом энергия основного состояния акцептора обращается в нуль. Для нас важно, что одноосное напряжение приводит к быстрому уменьшению энергии ионизации акцептора. В результате акцепторный уровень перестает быть эффективным центром захвата дырок, так как тепловой обмен носителями между уровнем и валентной зоной резко ускоряется. Ранее было показано, что приложение одноосного напряжения оказывается удобным методом разделения межзонных механизмов рекомбинации — излучательной и Оже [7]. Из-за уменьшения эффективной

массы дырок в верхней подзоне темп оже-рекомбинации падает, а излучательной, напротив, — растет. Как видно из приведенных выше оценок, одноосное напряжение может выявить центры захвата неосновных носителей тока — дырок в $n-CdHgTe$ и в пределе — устранить сам механизм захвата.

Экспериментальные измерения ФП и ФМЭ в стационарном режиме в условиях одноосной упругой деформации были выполнены на ряде образцов n -типа. Экспериментальные методики измерений и подготовки образцов описаны в [8].

Характерной особенностью исследуемых образцов был достаточно резкий рост τ_{PC} в области температур $T < 30-40$ К. Полная температурная зависимость τ_{PC} была получена на образцах $n-Cd_xHg_{1-x}Te$ в диапазоне 10–300 К (рис. 1). На некоторых образцах были также записаны температурные зависимости ФМЭ. Как видно из рисунка, рост ФП и одновременный спад ФМЭ в низкотемпературном диапазоне может надежно свидетельствовать о примесном, а не межзонном характере рекомбинации в указанном диапазоне температур.

На рис. 2 и 3 приведены деформационные зависимости ФП и ФМЭ при разных температурах. В качестве источника излучения использовался лазер ЛГ-126 ($\lambda = 0.63, 1.15$ и 3.39 мкм). Следует сказать, что по крайней мере при $T = 10-30$ К для всех исследуемых образцов $n-Cd_xHg_{1-x}Te$ наблюдаются качественно схожие зависимости: с ростом напряжения происходит уменьшение сигнала ФП и увеличение ФМЭ. Изменение длины волны возбуждающего излучения не приводит к изменению вида этих зависимостей. Приведенные деформационные

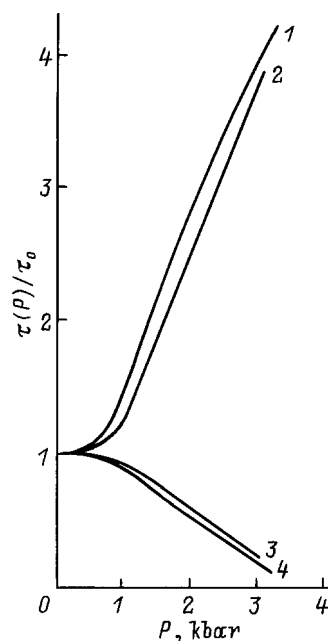


Рис. 2. Деформационные зависимости $\tau(P)/\tau_0$ образцов $n-Cd_xHg_{1-x}Te$, определенные из ФМЭ (1, 2) и ФП (3, 4). $T = 15$ К. $\chi \parallel [100]$. 1, 4 — $x = 0.220, n = 3.16 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}, \mu_n = 1.13 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, 2, 3 — образец тот же, что и на рис. 1.

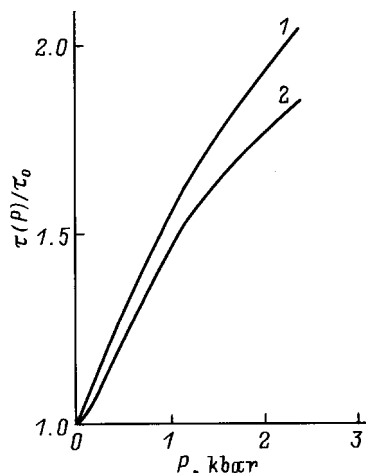


Рис. 3. Зависимости $\tau(P)/\tau_0$ от величины прикладываемого сжатия для образца $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. $T = 100\text{ К}$. $\chi \parallel [100]$. 1 — определенная из ФМЭ, 2 — ФП. $x = 0.220$, $n = 3.16 \cdot 10^{14}\text{ см}^{-3}$, $\mu_n = 1.13 \cdot 10^5\text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.

зависимости, на наш взгляд однозначно свидетельствуют о наличии захвата неосновных носителей тока дырок в кристаллах n -типа при низких температурах. Время нахождения неосновных носителей на уровне прилипания начинает уменьшаться по мере роста упругого напряжения, что связано с уменьшением глубины залегания соответствующего акцептора E_A .

Таким образом, именно захват дырок на мелкие акцепторы, а не оже-рекомбинация приводит к наблюдаемому росту τ с понижением температуры при $T < 30\text{--}40\text{ К}$. Исходя из температурных зависимостей ФП в указанном диапазоне, энергия ионизации таких акцепторов в исходном состоянии у исследованных образцов находится в пределах $7\text{--}10\text{ мэВ}$, а концентрация акцепторов N_A оказывается меньше 10^{15} см^{-3} .

Интересно, что при повышении температуры до $T > 100\text{ К}$ изменения ФП и ФМЭ с деформацией, как и ожидалось, становятся одного знака. Действительно, в этой области температур время жизни носителей тока определяется уже межзонной ударной рекомбинацией (рекомбинацией Оже), а $\tau_{PC} \simeq \tau_{PM}$. В этом случае повышение τ вызвано уменьшением эффективной массы дырок в верхней из расщепленных валентных зон и в результате этого — с возрастанием порогов для оже-процессов.

Список литературы

- [1] Н.С. Барышев, Б.Л. Гельмонт, М.И. Ибрагимов. ФТП, **24**, 209 (1990).
- [2] I. Calas, I. Allegre. Phys. St. Sol. (b), **112**, 179 (1982).
- [3] R.R. Gerhards, R. Dornhaus, G. Nimtz. Sol. St. Electron., **21**, 1467 (1978).
- [4] Н.Л. Баженов, Б.Л. Гельмонт, В.И. Иванов-Омский, А.А. Малькова, В.К. Огородников, Т.У. Тотиева. ФТП, **16**, 109 (1982).

- [5] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках (М., 1972).
- [6] А.В. Германенко, Г.М. Миньков, В.Л. Румянцев, О.Э. Рут, О.В. Инишева. ФТП, **23**, 796 (1989).
- [7] Ф.Т. Васько, С.Г. Гасан-заде, М.В. Стриха, Г.А. Шепельский. Письма ЖЭТФ, **50**, 287 (1989).
- [8] С.Г. Гасан-заде, Г.А. Шепельский. ФТП, **27**, 1326 (1993).

Редактор В.В. Чалдышев

On capture of minority carriers in n -type $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ at low temperatures

S.G. Gasan-zade, G.A. Shepelskii

Institute of Semiconductor Physics,
National Academy of Sciences of the Ukraine,
252650 Kiev, the Ukraine

Abstract Photoconductivity and photomagnetic effect in n -type $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ have been measured under uniaxial elastic deformation. It has been shown that the increase in carrier lifetimes within a low temperature range ($T < 40\text{--}50\text{ К}$) is associated with capture of minority carriers (holes) by acceptor type shallow trapping levels rather than with interband Auger recombination.