

Подвижность неосновных носителей заряда в пленках p -HgCdTe

© В.С. Варавин, С.А. Дворецкий, В.Я. Костюченко*, В.Н. Овсяк, Д.Ю. Протасов[†]

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

* Сибирская государственная геодезическая академия,
630108 Новосибирск, Россия

(Получена 23 сентября 2003 г. Принята к печати 17 октября 2003 г.)

Проведено исследование температурных зависимостей подвижности электронов в пленках $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ p -типа проводимости с $x = 0.210$ – 0.223 , выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. В диапазоне температур 125–300 К подвижность находили методом спектра подвижности, а для температур 77–125 К с помощью предложенного в данной работе метода магнитофотопроводимости. Метод основан на измерении магнитопольной зависимости фотопроводимости. Магнитное поле направлено параллельно излучению и перпендикулярно поверхности образца. Подвижность электронов определяется с помощью простого выражения $\mu_n [\text{m}^2/\text{V} \cdot \text{c}] = 1/B_H [\text{Tл}]$, где B_H — индукция магнитного поля, соответствующая половине амплитуды сигнала фотопроводимости при нулевом магнитном поле. В температурном диапазоне 100–125 К результаты, полученные методами магнитофотопроводимости и спектра подвижности, совпадают. Для исследованных образцов подвижность электронов при температуре 77 К лежит в диапазоне 5–8 $\text{m}^2/\text{V} \cdot \text{c}$.

1. Введение

Твердый раствор $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ (кадмий–ртуть–теллур, КРТ) является одним из основных материалов для производства приемников инфракрасного (ИК) излучения в широком диапазоне длин волн — от ближнего ИК (1–2 мкм) до дальнего ИК (8–12 мкм). Одним из основных параметров материала, который в значительной степени определяет характеристики фотоприемников, является диффузионная длина неосновных носителей заряда, которая, в свою очередь, зависит от их подвижности. Поэтому величина подвижности неосновных носителей заряда может служить параметром для оценки пригодности материала при изготовлении фотоприемников с требуемыми характеристиками. Знание величины подвижности также необходимо для анализа измерений стационарного времени жизни, которое вместе с подвижностью определяет диффузионную длину.

Для определения подвижности неосновных носителей заряда в материале КРТ p -типа проводимости, полученного различными способами выращивания, разработан ряд методов. Так, в [1–3] подвижность и концентрация равновесных неосновных носителей заряда определялись методом многозонной подгонки теоретических магнитопольных зависимостей коэффициента Холла и магнитосопротивления к экспериментальным данным. Более совершенным способом анализа подобных измерений являются методы спектра подвижности [4–6] и количественного спектра подвижности [7], которые позволяют определять подвижности и концентрации носителей, не зная заранее, сколько их типов существует в исследуемом образце. Однако для температур (T), когда концентрация электронов становится слишком малой, что наблюдается при $T < 100$ К для состава с $x = 0.22$, эти методы дают большую погрешность [8].

Дифференциальные методы, основанные на определении подвижности электронов из положения пиков на производной по магнитному полю магнитосопротивления [9] или модуля коэффициента отражения СВЧ сигнала [10], имеют более высокую чувствительность. В этих методах измеряется подвижность равновесных неосновных носителей, и поэтому область температур, в которой они применимы, ограничена вследствие вымерзания носителей при охлаждении. Следует также отметить сложность применяемой экспериментальной техники.

Подвижность электронов в КРТ p -типа проводимости определялась также из измерений фотомагнитного эффекта [11], фотомагнитного эффекта и фотопроводимости [12] и фото-холловских измерений [13]. Так как здесь измерялась подвижность неравновесных фотовозбужденных носителей, то эти методы могут применяться при более низких температурах. Подвижность носителей находится путем подгонки теоретических выражений, описывающих перечисленные эффекты, к экспериментальным данным. Их недостатком является то, что используется большое число одновременно подгоняемых параметров (до 6), что снижает достоверность полученных данных.

В работе [14] предложен метод определения подвижности электронов из измеряемых фото-холловских магнитопольных зависимостей. При низких температурах, когда концентрация электронов много меньше концентрации дырок, измеряемое напряжение описывается выражением

$$\Delta U_H = \frac{k(\mu_p, \mu_n, p, \langle \hat{p} \rangle) \cdot B}{1 + \mu_n^2 B^2}, \quad (1)$$

где μ_p, μ_n — подвижности дырок и электронов, p и $\langle \hat{p} \rangle$ — концентрация равновесных и неравновесных дырок, k — некоторый коэффициент пропорциональности, не зависящий от магнитного поля B . Из наклона

[†] E-mail: protasov@thermo.isp.nsc.ru
Fax: (3832)341858

прямой, построенной в координатах $B/\Delta U_H$ от B^2 , путем подгонки можно найти подвижность электронов. В этом методе также одновременно подгоняются два параметра — подвижность электронов и усредненная по толщине образца концентрация неравновесных дырок, что не дает высокой точности подгонки.

Нами предложен прямой метод определения подвижности неосновных электронов, основанный на измерении магнитопольевых зависимостей фотопроводимости в геометрии эффекта Холла (магнитопроводимости, МФП). С помощью данного метода построены температурные зависимости подвижности электронов в пленках КРТ p -типа проводимости.

2. Образцы и экспериментальная установка

Исследовались образцы, изготовленные из пленок, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs ориентации (013) [15]. Толщина пленок была 7–10 мкм, состав соответствовал $x = 0.21–0.23$. После роста образцы имели n -тип проводимости, и для конвертирования в p -тип их отжигали в нейтральной атмосфере гелия. На подобных образцах изготавливались фотоприемники с высокими характеристиками [16,17]. Параметры образцов (состав, толщина пленки d , концентрация дырок p , подвижность μ_p) приведены в табл. 1.

Для измерения МФП, эффекта Холла и магнитосопротивления вырезались образцы в виде прямоугольных полосок длиной 10 мм и шириной 1.5 мм. Затем они укреплялись на сапфировой подложке и к ним делались индиевые контакты. Геометрия образца показана на рис. 1.

Для четырех образцов КРТ были измерены магнитопольевые зависимости сигнала МФП в диапазоне температур $T = 77–125$ К. Эффект Холла и магнитосопротивление были измерены при температурах $T = 77–300$ К. Для температур 77–125 К подвижность электронов определялась из анализа МФП, а при более высоких температурах — методом спектра подвижности.

Схема установки, используемой для измерения эффекта Холла, магнитосопротивления и магнитопроводимости, приведена на рис. 2. Образец 1 в азотном криостате 2 помещали между полюсами электромагнита 3. Индукцию магнитного поля изменяли от 0 до 2 Тл, ее величину измеряли при помощи датчика Холла 4, питаемого от источника тока 5. При измерении эффекта

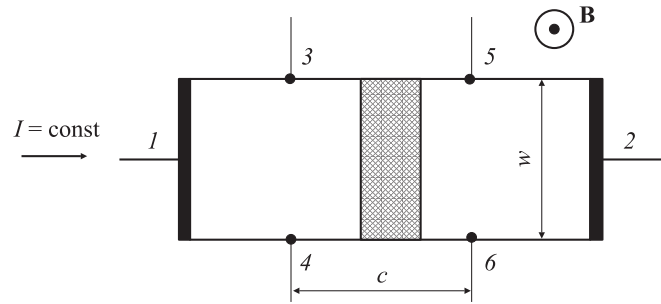


Рис. 1. Схема измерения МФП. Освещенная часть образца заштрихована. Ток I проходит через контакты 1, 2; МФП и магнитосопротивление измеряются с контактов 3, 5 или 4, 6; эффект Холла измеряется с контактов 3, 4 или 5, 6.

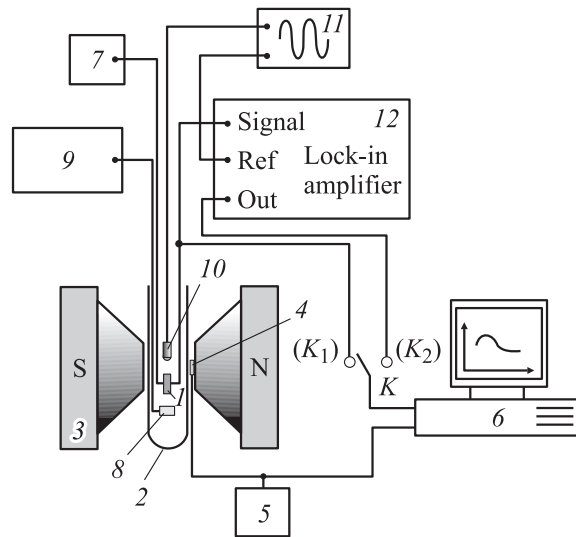


Рис. 2. Экспериментальная установка.

Холла, магнитосопротивления и магнитопроводимости через образец пропускали постоянный ток от источника 7. В положении K_1 коммутатора K измерялись эффект Холла и магнитосопротивление. При измерении магнитопроводимости (положение K_2 коммутатора K) образец дополнительно освещали светодиодом 10 (длина волны $\lambda \approx 0.94$ мкм), питаемым от генератора переменного напряжения 11. Измеряемый сигнал регистрировали с помощью синхронного детектора 12 на опорной частоте генератора 11. Температуру образца регулировали в диапазоне от 77 до 300 К с помощью нагревателя 8 и стабилизатора температуры 9. Сигналы с образца и датчика Холла записывались в компьютере.

Таблица 1. Параметры образцов КРТ

| Образец | Состав, x | d , мкм | p , 10^{22} м^{-3} | μ_p , $\text{м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ |
|----------|-------------|-----------|--------------------------------|--|
| 971124 | 0.220 | 7.7 | 0.94 | 0.036 |
| 001123 | 0.215 | 7.1 | 6.3 | 0.026 |
| 010629-1 | 0.210 | 9.5 | 2.3 | 0.032 |
| 020528 | 0.223 | 8.75 | 1.3 | 0.040 |

3. Теория

Для образцов в виде „холловского мостика“ при направлениях электрического и магнитного полей, как показано на рис. 1, продольное напряжение U_σ при измерении с контактов 3 и 5 (или 4 и 6) в режиме генератора

постоянного тока определяется выражением [18]

$$U_{\sigma}(B) = \frac{cI}{wd} \frac{1}{\sigma(B)}, \quad (2)$$

где c — расстояние между потенциальными контактами 3 и 5 (или 4 и 6), w и d — ширина и толщина образца, I — ток через образец.

Выражение для проводимости в магнитном поле при наличии электронов и дырок имеет вид [18]

$$\sigma(B) = q \left[\frac{n^2 \mu_n^2 (1 + \mu_p^2 B^2) + p^2 \mu_p^2 (1 + \mu_n^2 B^2)}{n \mu_n (1 + \mu_p^2 B^2) + p \mu_p (1 + \mu_n^2 B^2)} + \frac{2np \mu_n \mu_p (1 - \mu_n \mu_p B^2)}{n \mu_n (1 + \mu_p^2 B^2) + p \mu_p (1 + \mu_n^2 B^2)} \right], \quad (3)$$

где p и n — концентрации дырок и электронов, μ_p и μ_n — подвижности дырок и электронов соответственно.

Проводимость образца изменяется вследствие генерации светом неравновесных носителей. Свет попадает на образец через узкую диафрагму прямоугольной формы, что исключает влияние контактов, так как расстояние от краев диафрагмы до контактов значительно превышает длину диффузии неравновесных носителей. В отличие от [14], при измерении МФП не требуется однородная засветка всего образца.

При малом изменении концентрации носителей ($\Delta n, \Delta p$) приращение продольного напряжения можно получить, разлагая в ряд выражение (2) и оставляя член, пропорциональный изменению проводимости $\Delta \sigma$,

$$\Delta U_{\sigma}(B) = -\frac{cI}{wd} \frac{\Delta \sigma(B)}{\sigma^2(B)}. \quad (4)$$

Для нахождения $\Delta \sigma(B)$ заменим в (3) $n = n_0 + \Delta n$, $p = p_0 + \Delta p$ (n_0, p_0 — равновесные концентрации электронов и дырок). Так как уровень возбуждения мал, пренебрегая членами порядка $\Delta n^2, \Delta p^2, \Delta n \Delta p$, получим

$$\Delta \sigma(B) = 2q \frac{n_0 \Delta n \mu_n^2 (1 + \mu_p^2 B^2) + p_0 \Delta p \mu_p^2 (1 + \mu_n^2 B^2)}{n_0 \mu_n (1 + \mu_p^2 B^2) + p_0 \mu_p (1 + \mu_n^2 B^2)} + \frac{(n_0 \Delta p + p_0 \Delta n) \mu_n \mu_p (1 - \mu_n \mu_p B^2)}{n_0 \mu_n (1 + \mu_p^2 B^2) + p_0 \mu_p (1 + \mu_n^2 B^2)} - \sigma_0(B) \frac{\Delta n \mu_n (1 + \mu_p^2 B^2) + \Delta p \mu_p (1 + \mu_n^2 B^2)}{n_0 \mu_n (1 + \mu_p^2 B^2) + p_0 \mu_p (1 + \mu_n^2 B^2)}. \quad (5)$$

При низких температурах, когда $n_0 \ll p_0$, и для тех значений индукции магнитного поля, для которых $\mu_p^2 B^2 \ll 1$ и $\mu_n \mu_p B^2 \ll 1$, это выражение запишется в виде

$$\Delta \sigma(B) = \frac{q}{1 + \mu_n^2 B^2} [\Delta n \mu_n + \Delta p \mu_p (1 + \mu_n^2 B^2)]. \quad (6)$$

В КРТ p -типа проводимости при низких температурах основным механизмом рекомбинации является рекомбинация через ловушки [19]. Тогда в стационарном случае

уравнение электронейтральности можно записать в виде

$$\Delta n(1 + K) = \Delta p, \quad (7)$$

где K — коэффициент, характеризующий изменение концентрации электронов на ловушках. В этом случае выражения для $\Delta \sigma(B)$ и $\Delta U_{\sigma}(B)$ запишутся в виде

$$\Delta \sigma(B) = \frac{q \Delta n \mu_n}{1 + \mu_n^2 B^2} + q \Delta n \mu_p K, \quad (8)$$

$$\Delta U_{\sigma}(B) = -\frac{cI}{wd} \frac{\Delta n}{q} \frac{\mu_n}{p_0^2 \mu_p^2 (1 + \mu_n^2 B^2)} - \frac{cI}{wd} \frac{\Delta n}{q} \frac{K}{p_0^2 \mu_p}. \quad (9)$$

Как видно из выражения (9), учет влияния ловушек приводит к появлению дополнительного члена, не зависящего от магнитного поля. Так как величина этого слагаемого в $\mu_n / \mu_p \approx 100$ раз меньше величины сигнала магнитофотопроводимости при отсутствии магнитного поля, то его можно отбросить:

$$\Delta U_{\sigma}(B) = \frac{cI}{wd} \frac{\Delta n}{q} \frac{-\mu_n}{p_0^2 \mu_p^2 (1 + \mu_n^2 B^2)} = \frac{\Delta U_{\sigma}(0)}{(1 + \mu_n^2 B^2)}. \quad (10)$$

По магнитолевой зависимости сигнала $\Delta U_{\sigma}(B)$, которая описывается выражением (10), можно определить подвижность. Для этого необходимо измерить величину магнитной индукции B_H , соответствующую уровню сигнала $\Delta U_{\sigma}(0)/2$. В этой точке выполняется условие $1 + \mu_n^2 B_H^2 = 2$, откуда легко получается формула для подвижности:

$$\mu_n [\text{м}^2/\text{В} \cdot \text{с}] = 1/B_H [\text{Тл}]. \quad (11)$$

Погрешность определения подвижности складывается из четырех составляющих: погрешности в определении величины магнитной индукции B_H , погрешности в определении половины сигнала фотопроводимости $\Delta U_{\sigma}(B)/\Delta U_{\sigma}(0) = 1/2$, наличия в образце более двух типов носителей и погрешности из-за нарушения условия $n_0 \ll p_0$.

Поскольку выражение (10) имеет простой вид, можно показать, что первые две погрешности малы и не превышают нескольких процентов.

При выводе формулы (10) мы считали, что в образце существуют только два типа носителей заряда — электроны и тяжелые дырки. Как известно из работ [1,2,6], в КРТ наряду с тяжелыми дырками (в концентрации p_h) присутствуют легкие дырки (в концентрации p_l). Численные расчеты показали, что влияние легких дырок на МФП становится заметным при концентрации, равной $p_l = 0.05 p_h$, что значительно превышает их действительную концентрацию ($p_l \leq 0.001 p_h$ по данным работы [1]). Следовательно, при анализе МФП влияние легких дырок можно не учитывать.

Гораздо более сильное влияние на измеряемую подвижность оказывает нарушение условия $n_0 \ll p_0$. Для определения зависимости погрешности от температуры были проведены численные расчеты. Установлено,

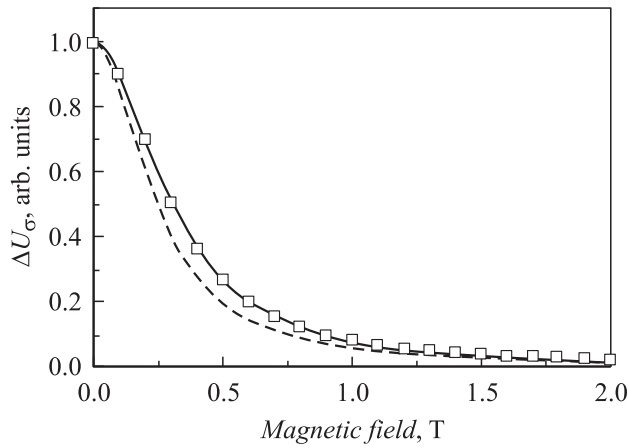


Рис. 3. Отклонение $\Delta U_{\sigma}(B)$ в приближении (10) от расчета согласно (2), (5). Сплошная кривая — расчет по формулам (2) и (5), штриховая — расчет по формуле (10) для значения подвижности электронов $\mu_n = 4.0 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Точки — расчет по формуле (10) для подвижности электронов $\mu_n = 3.3 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.

что погрешность сильно зависит от температуры. Для температур 77–90 К она очень мала — менее 1%. Для температуры 100 К эта погрешность составляет 2% и увеличивается до 22% при температуре 125 К. Оценим предельную погрешность для этой температуры. На рис. 3 приведена теоретическая зависимость $\Delta U_{\sigma}(B)$ (сплошная линия), рассчитанная по формулам (2) и (5) при следующих условиях: $x = 0.21$, температура $T = 125 \text{ К}$, концентрация дырок $p = 2.3 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$, подвижность дырок $\mu_p = 0.03 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, подвижность электронов $\mu_n = 4.0 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Штриховая кривая получена по формуле (10) для той же подвижности электронов. Точками показаны результаты расчета по формуле (10) для подвижности электронов $\mu_n = 3.3 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Как видно из рис. 3, магнитолевая зависимость $\Delta U_{\sigma}(B)$, рассчитанная по формулам (2) и (5), хорошо описывается формулой (10), но при другом значении подвижности. Вследствие этого и возникает погрешность в определении подвижности по соотношению (11).

Погрешность имеет систематический характер и приводит к уменьшению определяемой подвижности электронов.

4. Результаты

На рис. 4 приведены результаты измерения МФП (сигнала $\Delta U_{\sigma}(B)$) образца 010129-1 для температур 77 и 125 К. Через экспериментальные точки проведены теоретические кривые, рассчитанные по формуле (10). Подвижность электронов определена по формуле (11) и составляет $\mu_n = 8.1 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при 77 К и $3.6 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при 125 К.

Как видно из рис. 4, при температурах 77–125 К экспериментальные данные хорошо описываются при помощи выражения (10). По сравнению с температу-

рой 77 К, сигнал МФП при $T = 125 \text{ К}$ убывает медленнее с ростом магнитного поля вследствие уменьшения подвижности электронов.

При температурах 100–130 К в образцах p -типа проводимости с $x = 0.22$ наблюдается смешанная проводимость, и параметры равновесных носителей заряда можно определить с помощью метода спектра подвижности. Для образца 971124 было проведено сравнение значений подвижности электронов, определенных разными методами. На рис. 5 приведены спектры подвижности для этого образца. По оси абсцисс откладывается значение подвижности носителей, по оси ординат — их проводимость. Носители заряда проявляются в спектре, образуя пики проводимости. Подвижность носителей определяется по положению пика, а концентрация — по его высоте. Подвижность электронов считается отрицательной, подвижность дырок — положительной. На рис. 5 наибольший пик в области малых положительных подвижностей отвечает основным носителям — тяжелым дыркам. Для температур 100 и 125 К положения

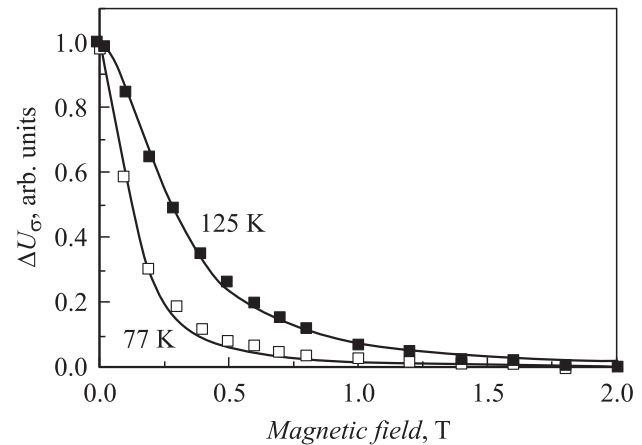


Рис. 4. МФП в образце 010629-1 при температурах 77 и 125 К. Точки — эксперимент, линии — расчет согласно (10).

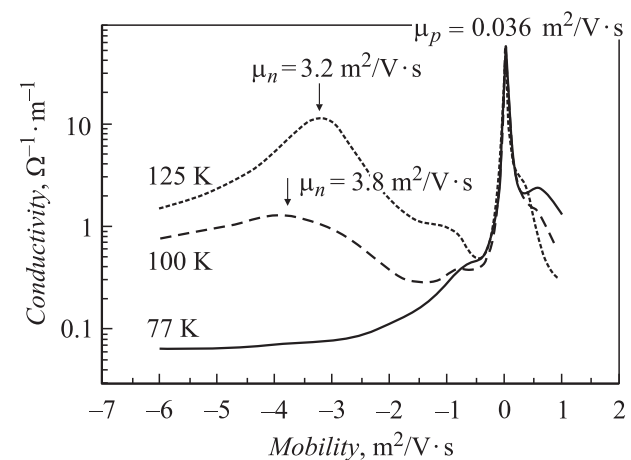


Рис. 5. Спектры подвижности для образца 971124. Приведены значения подвижности, соответствующие спектральным максимумам.

Таблица 2. Значения подвижности электронов

| Образец | $\mu_n, \text{m}^2/\text{V} \cdot \text{с}$ | | | |
|----------|---|-----|--------------------|-----|
| | Спектр подвижности | МФП | Спектр подвижности | МФП |
| | 100 К | | 125 К | |
| 971124 | 3.8 | 3.7 | 3.2 | 3.1 |
| 001123 | — | 4.3 | 3.1 | 3.2 |
| 010629-1 | — | 6.3 | 4.2 | 3.7 |
| 020528 | — | 4.4 | 3.0 | 3.3 |

электронных пиков показаны стрелками. Для температуры 77 К в спектре подвижности нет электронного пика, так как концентрация электронов слишком мала.

В табл. 2 представлены значения подвижностей электронов для всех исследованных образцов при температурах 100 и 125 К, определенные методами МФП и спектра подвижности.

Как видно из рис. 5 и табл. 2, результаты, полученные разными методами, хорошо согласуются между собой, т. е. подвижности неравновесных неосновных носителей заряда совпадают с подвижностью равновесных. При температурах выше 77 К в КРТ преобладает решеточное рассеяние [20], фотовозбужденные электроны за короткое время (по сравнению с временем жизни) теряют избыточную энергию и становятся неотличимыми по своим свойствам от равновесных электронов.

На рис. 6 приведены температурные зависимости подвижности электронов. В области температур 77–125 К подвижность определялась из измерений МФП, а при температурах 140–300 К — с помощью спектра подвижности.

Как известно (см., например, [21]), при решеточном рассеянии подвижность зависит от температуры по закону T^{-m} , где m лежит в диапазоне от 1.5 до 2 [22]. Оказалось, что подвижность электронов для образца 010629-1

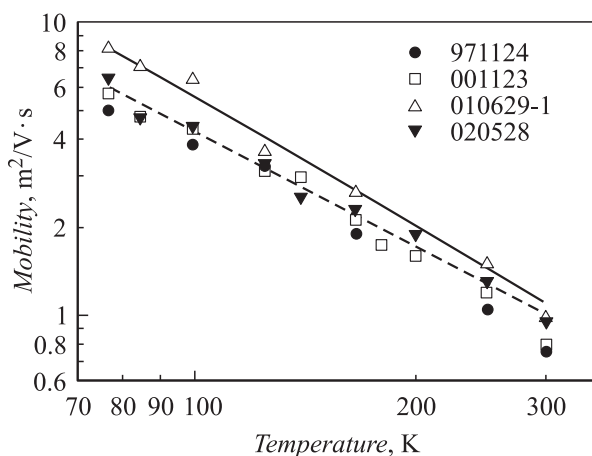


Рис. 6. Температурные зависимости подвижности. Сплошная линия — закон $T^{-1.5}$ для образца 010629-1, штриховая — закон $T^{-1.3}$ для образца 020528.

зависит от температуры как $\mu_n \propto T^{-1.5}$ (сплошная линия на рис. 6), а для трех других образцов — как $\mu_n \propto T^{-1.3}$ (штриховая линия на рис. 6, построенная для образца 020528). Выход показателя степени m за границы диапазона, приведенного в [22], обусловлен, по-видимому, тем, что аппроксимация проводилась в широкой области температур 77–300 К. При температурах, близких к 77 К, на подвижность начинают оказывать влияние рассеяния на ионизованных примесях, которое зависит от температуры как $\propto T^{3/2}$. Как следует из правила Матиссена [21], это должно приводить к снижению суммарного значения m . Поэтому точность аппроксимации при высоких температурах (~ 300 К) понижается, что и наблюдается на рис. 6.

5. Заключение

Проведено измерение подвижности электронов в пленках КРТ p -типа проводимости, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, с составом, соответствующим $x = 0.210-0.223$, в интервале температур 77–300 К.

Для определения подвижности электронов в интервале температур 77–125 К предложен прямой метод определения подвижности из зависимости фотопроводимости от магнитного поля. Погрешность метода зависит от температуры измерения и составляет величину порядка нескольких процентов при 77–100 К, достигая 25% при температуре 125 К. В интервале температур 125–300 К подвижность электронов определялась методом спектра подвижности.

Для исследованных образцов подвижность при температуре 77 К лежит в диапазоне $5-8 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Температурная зависимость подвижности описывается как T^{-m} , где $m = 1.3-1.5$.

В области смешанной проводимости подвижность равновесных электронов, определенная методом спектра подвижности, совпадает с подвижностью неравновесных электронов, определенной методом МФП.

Список литературы

- [1] M.C. Gold, D.A. Nelson. J. Vac. Sci. Technol. A, **4**, 2040 (1986).
- [2] N.Z. Talipov, V.N. Ovsyuk, V.G. Remesnik, V.V. Schaschkin. Mater. Sci. Eng. B, **44**, 278 (1997).
- [3] P. Moravec, R. Grill, J. Franc, R. Varghova, P. Höschl, E. Belas. Semicond. Sci. Technol., **16**, 7 (2001).
- [4] W.A. Beck, J.R. Anderson. J. Appl. Phys., **62** (2), 541 (1987).
- [5] J. Antoszewski, L. Faraone. J. Appl. Phys., **80** (7), 3881 (1996).
- [6] Yongsheng Gui, Biao Li, Guozhen Zheng, Yong Chang, Shanli Wang, Li He, Junhao Chu. J. Appl. Phys., **84** (8), 4327 (1998).
- [7] J.R. Meyer, C.A. Hoffman, J. Antoszewski, L. Faraone. J. Appl. Phys., **81** (2), 709 (1997).
- [8] S. Barton, P. Capper, C.L. Jones, N. Metcalfe, N.T. Gordon. Semicond. Sci. Technol., **10**, 56 (1995).

- [9] В.Н. Овсюк, Д.Ю. Протасов, Н.Х. Талипов. *Автометрия*, № 5, 99 (1998).
- [10] T.I. Baturina, P.A. Borodovski, S.A. Buldygin, S.A. Studenikin. *Mater. Sci. Eng. B*, **44**, 283 (1997).
- [11] G. Sarussi, A. Zemel, D. Eger. *J. Appl. Phys.*, **72** (6), 2312 (1992).
- [12] С.А. Студеникин, И.А. Панаев, В.Я. Костюченко, Х.-М.З. Торчинов. *ФТП*, **27**, 744 (1993).
- [13] C.A. Hoffman, J.R. Meyer, E.R. Youngdale, J.R. Lindle, F.J. Bartoli, K.A. Harris, J.W. Cook, J.F. Schetzina. *Phys. Rev. B*, **37** (12), 6933 (1988).
- [14] S.E. Schacham, E. Finkman. *J. Appl. Phys.*, **60** (8), 2860 (1986).
- [15] Yu.G. Sidorov, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov, M.V. Yakushev, V.S. Varavin, V.V. Vasiliev, A.O. Suslyakov, V.N. Ovsyuk. *Proc. SPIE*, **4355**, 228 (2001).
- [16] V.V. Vasiliev, V.N. Ovsyuk, Yu.G. Sidorov. *Proc. SPIE*, **5065**, 39 (2001).
- [17] F.F. Sizov, V.V. Vasiliev, D.G. Esaev, V.N. Ovsyuk, Yu.G. Sidorov, V.P. Reva, A.G. Golenkov, V.V. Zabudsky, J.V. Gumenjuk-Sychevskaya. *Opto-Electron. Rev.*, **9** (4), 391 (2001).
- [18] Е.В. Кучис. *Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования* (М., Радио и связь, 1990).
- [19] V.C. Lopes, A.S. Syllaios, M.C. Chen. *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, 824 (1993).
- [20] Sang Dong Yoo, Kae Dal Kwack. *J. Appl. Phys.*, **81** (2), 719 (1997).
- [21] Ф.Дж. Блатт. *Подвижность электронов в твердых телах* (Л., Физматгиз, 1963).
- [22] L.F. Lou, W.H. Frye. *J. Appl. Phys.*, **56** (8), 2253 (1984).

Редактор Л.В. Шаронова

Minor carrier mobility in epitaxial p -HgCdTe films

V.S. Varavin, S.A. Dvoretzky, V.Ya. Kostuchenko*,
V.N. Ovsyuk, D.Yu. Protasov

Institute of Semiconductors Physics,
Russian Academy of Sciences, Siberian Branch,
630090 Novosibirsk, Russia

* Siberian State Geodetic Academy,
630108 Novosibirsk, Russia

Abstract The investigation of temperature dependencies of the electron mobility in HgCdTe p -type films with $x = 0.210$ – 0.223 grown by molecular beam epitaxy has been carried out. The electron mobility has been measured within the temperature range 125–300 K by the mobility spectrum method and in the ranges 77–125 by the magnetophotoconductivity method suggested by the authors. This method is based on measuring magnetic field dependencies of the photoconductivity. The magnetic field was parallel with respect to the light beam and perpendicular to the sample surface. Electron mobility is determined with the help of easy expressions $\mu_n = 1/B_H$, where B_H is the magnitude of a magnetic field corresponding to a half of the photoconductivity signal at the zero magnetic field. The results obtained by these two methods within the temperature range 100–125 K are in good agreement. The electron mobility for samples investigated at temperature 77 K was between 5 – $8 \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$.