

УДК 621.382 : 621.317.3

П. А. Бородовский, А. Ф. Булдыгин, С. А. Студеникин
(Новосибирск)

СВЧ-МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК КРТ

Приведен краткий обзор работ по СВЧ-методам измерения параметров полупроводников и полупроводниковых пленок, в том числе и КРТ. Получены расчетные формулы для волноводного метода измерения параметров эпитаксиальных пленок КРТ и рассмотрено волноводное устройство, обеспечивающее повышение чувствительности при СВЧ-измерениях малых времен релаксации фотопроводимости в образцах при комнатной температуре. Описана СВЧ-установка и приведены результаты измерения подвижности электронов в пленках КРТ с *n*- и *p*-типом проводимости. Показана возможность выявления *p*-слоя в эпитаксиальной пленке КРТ *n*-типа проводимости. Рассмотрена и экспериментально подтверждена методика экспресс-контроля состава твердого раствора *x* по толщине и площади пленки на основе измеренных значений времен жизни при комнатной температуре. При температуре жидкого азота измеренные величины времени релаксации фотопроводимости τ_{fd} имеют очень широкий интервал ~ 0,025—1 мкс. Предполагается, что значения τ_{fd} меньше 0,1 мкс наблюдаются в пленках с *p*-слоем, выполняющим роль границы с очень высокой скоростью поверхностной рекомбинации ($> 10^5$ см/с) для основного *n*-слоя с объемным временем жизни ~ 1 мкс.

Введение. Сверхвысокочастотные (СВЧ) методы измерения подвижности электронов и времени жизни неравновесных носителей заряда (ННЗ) в полупроводниках были впервые использованы в 1959 году [1, 2]. В последующие годы опубликовано большое число работ по различным вариантам СВЧ-методов. Достаточно полный обзор работ по методам определения параметров полупроводников и полупроводниковых пленок на СВЧ, опубликованных до 1970 года, сделан в [3].

Интенсивное развитие технологии тонкопленочных полупроводниковых структур привело к дальнейшей разработке СВЧ-методов определения параметров пленок. Актуальность этого направления в первую очередь связана с тем, что СВЧ-методы позволяют проводить экспресс-измерения параметров непосредственно полупроводниковых пластин, используемых для изготовления приборов. Наиболее пригодный для экспресс-измерений волноводный метод измерения подвижности и концентрации электронов рассмотрен в [4]. Как впервые было показано Браслау [5], этот метод позволяет измерить абсолютную величину проводимости $\sigma_s = \sigma d$ или сопротивления $R_s = (\sigma d)^{-1}$ без калибровки, причем образцы могут иметь любые размеры, превышающие размеры поперечного сечения волновода. Подвижность электронов μ при этом определяется простым выражением $R_s(B) = R_s(0)(1 + \mu^2 B^2)$, где B — магнитное поле, перпендикулярное плоскости образца (вдоль оси волновода). Другой вариант волноводного метода предложен в [6], где были проведены измерения концентрации и подвижности электронов в эпитаксиальных пленках КРТ в диапазоне температур 4,2—300 К. Образцы с размерами подложки $10 \times 5 \times 1$ мм помещались в центре поперечного сечения волновода высотой 10 мм, и, таким образом, имел место случай частичного заполнения поперечного сечения волновода на отрезке длиной 5 мм. На этом отрезке волновода, помимо основного

типа волны H_{10} , могут возбуждаться высшие моды. Многомодовый режим существенно усложняет расчеты, и, например, при $sd > 0,1$ требуется учитывать до 70 высших мод. Разработанная методика и проведенные расчеты на ЭВМ позволили по результатам измерения ослабления и фазы проходящего СВЧ-сигнала определить подвижность и концентрацию электронов в образцах КРТ с толщиной пленки 5—1 мкм и проводимостью от 1 до 3000 Ом⁻¹ · см⁻¹ при температуре жидкого азота.

Преимущества СВЧ-методов наиболее полно проявляются при измерениях времени жизни ННЗ по релаксации фотопроводимости (ФП) при импульсном освещении образца. В этом случае не требуется определения абсолютного значения проводимости и необходимо только обеспечить условия, при которых величина изменения СВЧ-мощности $\Delta P(t)$ пропорциональна изменению проводимости $\Delta\sigma(t)$ [7, 8].

Измерения времени жизни ННЗ в образцах КРТ методом релаксации ФП на СВЧ проводились в [9] с использованием полупроводникового светодиода ($\lambda = 0,86$ мкм, «время спада» излучения ~ 40 нс) и Nd : YAG-лазера с длительностью импульса излучения ~ 15 нс в [10]. Накопление и обработка экспериментальных результатов осуществлялись с помощью ЭВМ. В [11] неравновесные носители в образцах КРТ с контактами генерировались при ударной ионизации в импульсном электрическом поле и изменения проводимости $\Delta\sigma(t)$ наблюдались по изменению проходящей через волновод СВЧ-мощности. Интересно отметить, что при этом время релаксации СВЧ-мощности было примерно в 2 раза меньше, чем $\tau_{ФП}$ при освещении образца импульсом излучения CO₂-лазера вследствие захвата ННЗ в области контактов. Когда излучение лазера фокусировалось в центральной части образца, τ при СВЧ-измерениях и $\tau_{ФП}$ были примерно одинаковыми.

Следует отметить, что на СВЧ можно также измерять и стационарную фотопроводимость при освещении образца модулированным источником света. Теоретически и экспериментально было показано [12], что изменение коэффициента передачи ΔT есть функция длины волны света λ , длины диффузии ННЗ L_p и скорости поверхностной рекомбинации S . При этом для определенной длины волны λ_m наблюдается максимум ΔT_{max} . Зная коэффициент поглощения на этой длине волны и толщину образца d , можно определить длину диффузии L_p . Так, например, для кремния ΔT_{max} имел место при $\lambda_m \approx 1,01$ мкм, а для арсенида галлия — $\lambda_m = 0,747$ мкм. По найденному значению $L_p \approx 0,44$ мкм для арсенида галлия при $D_p = 10$ см²/В · с время жизни $\tau_v = 0,2$ нс. Методом релаксации ФП такое малое время жизни измерить очень трудно, и метод стационарной ФП при определении очень малых времен жизни имеет преимущество по сравнению с методом релаксации ФП. Другой метод стационарной ФП предложен в [13]. В этом методе измерялись амплитуда и фаза СВЧ-сигналов, отраженных от двух сторон пластины кремния. Частота модуляции источника света подбиралась таким образом, чтобы фазы отраженных СВЧ-сигналов были одинаковыми и равными 45°. Тогда по измеренным значениям отношения амплитуд A_{fr}/A_{bk} и соответствующим им частотам модуляции F_{fr} и F_{bk} можно вычислить время жизни ННЗ и скорости поверхностной рекомбинации S_{fr} и S_{bk} . Полученные результаты хорошо согласуются с результатами измерений методом релаксации ФП. Работы по использованию СВЧ-методов стационарной ФП для КРТ нам неизвестны.

В настоящей работе рассмотрены результаты исследований по использованию волноводного метода измерения подвижности и концентрации электронов в эпитаксиальных структурах КРТ- и СВЧ-методов измерения релаксации ФП при комнатной температуре и температуре жидкого азота. Некоторые результаты этих исследований уже были опубликованы в [14—16].

1. Волноводный метод измерения подвижности и концентрации электронов в эпитаксиальных пленках КРТ. Волноводные методы измерений параметров полупроводников основаны на вычислении удельной проводимости σ и

диэлектрической проницаемости ϵ материала из комплексного коэффициента отражения или передачи участка волновода с образцом [3].

Конкретный вид формул для расчета зависит от размеров и способа размещения образца в волноводе. Точные формулы для расчета σ в широком диапазоне значений можно получить лишь в случае заполнения образца полностью поперечного сечения волновода, рассматривая участок волновода, заполненного средой с комплексной диэлектрической проницаемостью $\dot{\epsilon} = \epsilon_r - i\sigma/(\epsilon_0\epsilon_r)$ и волновым сопротивлением, нормированным к сопротивлению пустого волновода.

Однако и в этом случае при измерении полупроводниковых структур необходимо в расчетах учитывать параметры не только пленки σ , d , но и подложки: диэлектрическую проницаемость ϵ , и толщину W , т. е. рассматривать двухслойную структуру. Формулы для расчета такой структуры с учетом многократных отражений являются громоздкими и требуют применения ЭВМ.

На основе использования теории передающих линий можно получить достаточно простые формулы для расчета коэффициента отражения, а следовательно, проводимости и подвижности электронов при помещении участка волновода с образцом в постоянное магнитное поле B .

При толщине пленки d много меньшей длины волны СВЧ-излучения ($d \ll \lambda$) ее можно заменить сосредоточенным элементом с проводимостью $\sigma_s = \sigma d$. Пренебрегая СВЧ-потерями, подложку можно рассматривать как отрезок передающей линии длиной W с фазовой постоянной β_g и волновым сопротивлением Z_g . Схема, используемая при расчетах, приведена на рис. 1.

Как известно (см., например, [17]), входная проводимость линии передачи на расстоянии l от плоскости включения нагрузки Y_n равна

$$Y_{вх} = Y_g \frac{Y_n + Y_g \operatorname{th} \gamma l}{Y_g + Y_n \operatorname{th} \gamma l}, \quad (1)$$

где $Y_g = 1/Z_g$; $Z_g = 120\pi(\lambda_g/\lambda)$; $\lambda_g = \lambda(1 - \lambda^2/\lambda_{кр}^2)^{-1/2}$; γ — постоянная распространения. Для линии передачи (волновода) без потерь $\gamma = i\beta_g = i2\pi/\lambda_g$.

Входная проводимость короткозамкнутого отрезка волновода (плоскость 1—1) по формуле (1) равна при $Y_n = \infty$

$$Y_{вх1} = -iY_g \operatorname{ctg} \beta_g l. \quad (2)$$

В плоскости 2—2 входную проводимость определяем, полагая $Y_n = Y_{вх1}$ в формуле (1):

$$Y_{вх2} = Y_g \frac{iY_g \operatorname{tg} \beta_g W - iY_g \operatorname{ctg} \beta_g l}{Y_g + Y_g \operatorname{ctg} \beta_g l \cdot i \operatorname{tg} \beta_g W}, \quad (3)$$

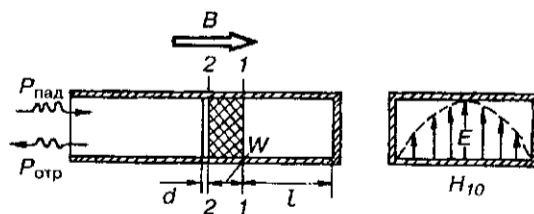


Рис. 1. Размещение полупроводниковой структуры в волноводе, используемое при расчетах коэффициента отражения:

d — толщина пленки, W — толщина подложки, l — длина короткозамкнутого волновода

где $Y_e = 1/Z_e$; $Z_e = 120\pi(\lambda_e/\lambda)$; $\lambda_e = \lambda(\epsilon_r - \lambda^2/\lambda_{кр}^2)^{-1/2}$; $\beta_e = 2\pi/\lambda_e$. Комплексная проводимость нагрузки при этом равна $Y_n = \sigma_s + Y_{н\kappa 2}$, а коэффициент отражения

$$\dot{\Gamma} = \frac{Y_g - Y_n}{Y_g + Y_n} = \frac{1 - \bar{\sigma} - ia}{1 + \bar{\sigma} + ia}, \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} \bar{\sigma} &= \sigma_s Z_g = \sigma d Z_g, \\ a &= \frac{(\lambda_e/\lambda_e) \operatorname{tg} \beta_e W - \operatorname{ctg} \beta_g l}{1 + (\lambda_e/\lambda_e) \operatorname{ctg} \beta_g l \cdot \operatorname{tg} \beta_e W}. \end{aligned} \quad (5)$$

Из (5) следует, что при определенной длине l короткозамкнутого отрезка волновода можно обеспечить условия $a = 0$ (как и в [4, 5]). В этом случае имеем очень простую формулу для коэффициента отражения (см. [4]):

$$\Gamma = \frac{1 - \bar{\sigma}}{1 + \bar{\sigma}} = \frac{1 - Z_g/R_e}{1 + Z_g/R_e}. \quad (6)$$

Коэффициент отражения $\Gamma = 0$ при $\bar{\sigma} = 1$ ($R_e = Z_g$), т. е. вся СВЧ-мощность поглощается в пленке (согласованная нагрузка).

После некоторых преобразований из (5) можно найти модуль коэффициента отражения в случае $|a| \neq 0$:

$$|\Gamma| = (P_{отр}/P_{пик})^{1/2} = \left(\frac{(1 - \bar{\sigma})^2 + a^2}{(1 + \bar{\sigma})^2 + a^2} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Как видно из формулы (7), при определенном значении ($\bar{\sigma} > 1$) коэффициент отражения минимален (максимум поглощения СВЧ-мощности в пленке). Условие минимума $|\Gamma|$ определяется уравнением

$$\frac{d|\Gamma|^2}{d\bar{\sigma}} = 2|\Gamma| \frac{d|\Gamma|}{d\bar{\sigma}} = 4 \frac{\bar{\sigma}^2 - (a^2 + 1)}{[(1 + \bar{\sigma})^2 + a^2]^2} = 0. \quad (8)$$

При этом имеем

$$\bar{\sigma}_m = (a^2 + 1)^{1/2}, \quad (9)$$

$$|\Gamma|_{\min} = \left(\frac{\bar{\sigma}_m - 1}{\bar{\sigma}_m + 1} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

При приложении магнитного поля вдоль оси волновода проводимость будет уменьшаться, и если начальное значение $\bar{\sigma}_0 > 1$, то при определенном значении $B = B_m$ должен наблюдаться минимум отражения $|\Gamma|_{\bar{\sigma} = \bar{\sigma}_m} = |\Gamma|_{\min}$. В этом случае без учета инерционности ($\omega t \ll 1$) получим

$$\bar{\sigma}_0/\bar{\sigma}_m = \sigma_0/\sigma_m = 1 + \mu^2 B_m^2. \quad (11)$$

По известным значениям $|\Gamma|_{B=0}$ и $|\Gamma|_{B=B_m}$ можно определить σ_m из (10), затем a^2 из (9), $\bar{\sigma}_0$ из (7) и подвижность электронов из (11).

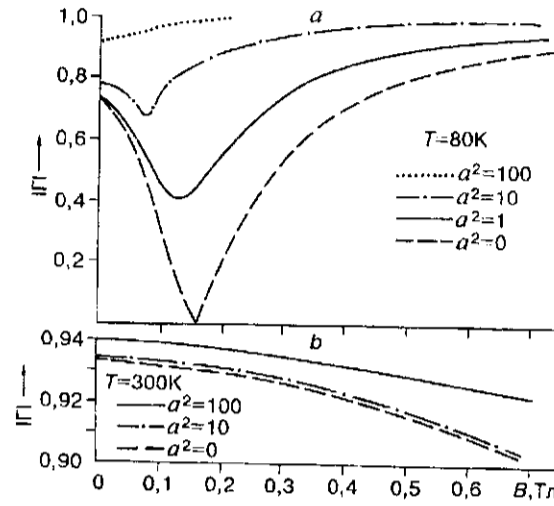


Рис. 2. Расчетные магнитооптические зависимости модуля коэффициента отражения $|\Gamma| = \sqrt{P_{\text{отр}}/P_{\text{пад}}}$ для эпитаксиальной структуры КРТ ($x = 0,2$) с толщиной пленки $d = 10$ мкм, $n = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при $T = 80 \text{ К}$ (а). Остальные параметры, необходимые при расчетах, определены по формулам из [18]: $\mu_n = 1,53 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $T = 80 \text{ К}$; $\mu_n = 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $T = 300 \text{ К}$; $n = 3,425 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $p = 3,37 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $\mu_p = 0,01 \mu_n$ (б)

Следует иметь в виду, что величина σ , установленная из СВЧ-измерений, есть усредненное ее значение по толщине пленки:

$$\sigma = \frac{1}{d} \int_0^d \sigma(Z) dZ. \quad (12)$$

Для примера на рис. 2 приведены расчетные зависимости $|\Gamma(\bar{\sigma})|$ для образца КРТ с толщиной пленки $d = 10$ мкм, составом твердого раствора $x = 0,2$ и концентрацией электронов при температуре жидкого азота $n = N_D - N_A = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Другие необходимые параметры были определены по известным формулам (см., например, [18]). Длина волны СВЧ-излучения принята равной $\lambda = 3,2 \text{ см}$ ($Z_g = 525 \text{ Ом}/\square$), критическая длина волны $\lambda_{\text{кр}} = 4,6 \text{ см}$.

Как видно из рис. 2, а, при низкой температуре (80 К) наблюдается четкий минимум в магнитооптической зависимости $|\Gamma| = f(B)$. Реактивная проводимость существенно влияет на величину $|\Gamma|_{\text{min}}$ и смещает минимум в область более низких магнитных полей. При комнатной температуре подвижность электронов уменьшается примерно в 15 раз, но проводимость увеличивается более чем в 4 раза, и поэтому зависимость величины $|\Gamma|$ от магнитного поля слабая (рис. 2, б).

Для пленок КРТ p -типа проводимости коэффициент отражения практически не зависит от магнитного поля, и при известном значении a^2 по измеренному значению $|\Gamma|$ можно найти проводимость пленки. При освещении пленки модулированным светом можно определить подвижность неосновных носителей заряда (электронов), поскольку

$$\Delta\sigma(B) = \Delta\sigma(0)(1 + \mu_n^2 B^2)^{-1}. \quad (13)$$

В случае смешанной проводимости $\sigma = en\mu_n + ep\mu_p = \sigma_n + \sigma_p$ при $\sigma_n \ll \sigma_p$ модуль коэффициента отражения

$$|\Gamma(\bar{\sigma})| = |\Gamma(\bar{\sigma}_p)| + \bar{\sigma}_n(d|\Gamma|/d\bar{\sigma})_{\bar{\sigma}=\bar{\sigma}_p} + \dots \quad (14)$$

В первом приближении производная модуля коэффициента отражения по магнитному полю

$$d|\Gamma|/dB = -2\mu_n\bar{\sigma}_n(0) \frac{\mu_n B}{(1 + \mu_n^2 B^2)^2} (d|\Gamma|/d\bar{\sigma})_{\bar{\sigma}=\bar{\sigma}_p}, \quad (15)$$

Легко показать, что производная $|d|\Gamma|/dB|$ имеет максимум при условии

$$3\mu_n^2 B_m^2 = 1, \quad (16)$$

откуда подвижность электронов

$$\mu_n = \frac{1}{\sqrt{3}B_m}. \quad (17)$$

2. СВЧ-метод измерения релаксации фотопроводимости. В работе [7] рассмотрена теория волноводного метода измерения релаксации ФП и проведены расчеты для пластин кремния с удельной проводимостью $\sigma = 0,01-10 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ для частоты 30 ГГц. В случае тонкопленочных эпитаксиальных структур эти расчеты существенно упрощаются.

Как уже отмечалось выше, при малых изменениях проводимости пленки $\Delta\sigma(t) \ll \sigma$ изменение модуля коэффициента отражения (см. [14])

$$|\Delta\Gamma(t)| = A\Delta\bar{\sigma}(t), \quad (18)$$

где коэффициент чувствительности

$$A = (d|\Gamma|/d\bar{\sigma})\bar{\sigma} = \frac{2}{|\Gamma(\bar{\sigma})|} \frac{\bar{\sigma}^2 - (a^2 + 1)}{[(1 + \bar{\sigma}^2) + a^2]^2}. \quad (19)$$

Величина $|\Gamma(\bar{\sigma})|$ определяется по формуле (7). На рис. 3 приведены расчетные зависимости для $|\Gamma(\bar{\sigma})|$ и $A(\bar{\sigma})$ при изменении нормированного значения проводимости $\bar{\sigma} = \sigma dZ_g$ в пределах 0—10 ($a^2 = 0$). Как и в [7], высокое значение чувствительности наблюдается в области $\bar{\sigma} \sim 1$, причем при $\bar{\sigma} = 1$ отрицательное значение A скачком изменяется на положительное значение A , которое с ростом $\bar{\sigma}$ уменьшается, асимптотически приближаясь к нулю при $\sigma \rightarrow \infty$. Как видно из рис. 3, при увеличении «темновой» проводимости в 10 раз (от $\bar{\sigma} \sim 1$ до $\bar{\sigma} = 10$) чувствительность понижается почти в 30 раз.

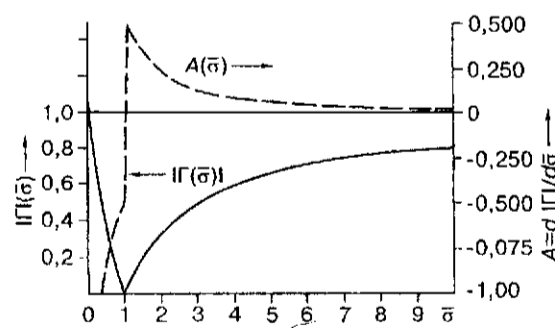


Рис. 3. Расчетные зависимости модуля коэффициента отражения $|\Gamma|$ от нормированной величины проводимости эпитаксиальной пленки $\bar{\sigma} = \sigma dZ_g$ и величины чувствительности $A = (d|\Gamma|/d\bar{\sigma})\bar{\sigma}$ при нулевом значении реактивной проводимости ($a = 0$)

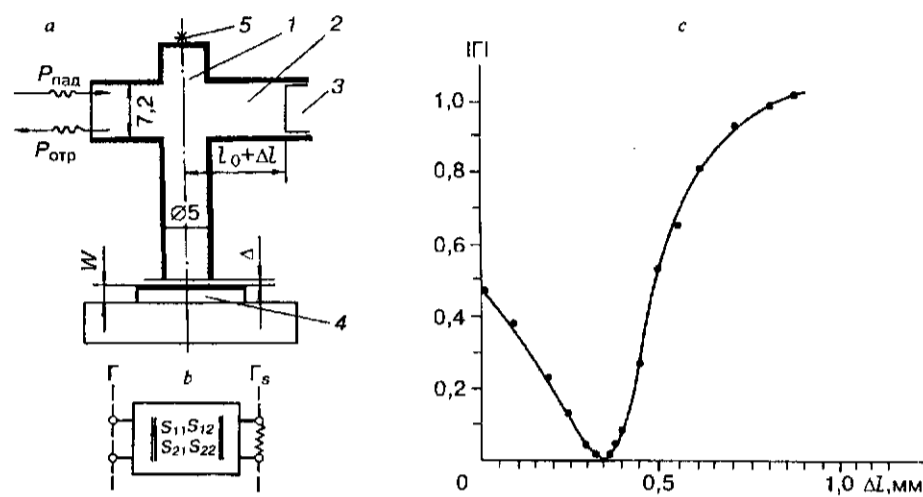


Рис. 4. Схема волноводного устройства для СВЧ-измерений релаксации фотопроводимости эпитаксиальных пленок КРТ при импульсном освещении (а); матрица рассеяния волноводного устройства (б); экспериментальная зависимость модуля коэффициента отражения от изменения положения короткозамыкателя 3 в прямоугольном волноводе Δl (с)

Для пленок КРТ p -типа проводимости величина $\bar{\sigma}_p$ попадает в область высокой чувствительности при низкой температуре (80 К), а для пленок n -типа проводимости, для которых обычно $\bar{\sigma} > 5$, чувствительность к изменению проводимости будет низкой. При комнатной температуре для толщины пленки $d \sim 10$ мкм, $x \sim 0,2$, $\bar{\sigma} > 25$ чувствительность будет очень низкой, что практически не позволяет провести измерения релаксации ФП обычным волноводным методом.

Для повышения чувствительности и возможности измерения $\tau_{ФП}$ в пленках КРТ при комнатной температуре было разработано специальное волноводное устройство [15], упрощенная схема которого приведена на рис. 4. Отрезок круглого волновода l диаметром 6 мм сочленен с прямоугольным волноводом 2 сечением $3,4 \times 7,2$ мм. В круглом волноводе возбуждается основной тип волны H_{11} , и при изменении положения Δl короткозамыкателя 3 и расстояния Δ между открытым концом волновода и образцом 4 можно добиться максимального поглощения СВЧ-мощности в пленке с высокой проводимостью ($|\Gamma| \sim 0$). Образец освещается импульсным полупроводниковым лазером 5 через небольшое отверстие в торцевой стенке круглого волновода.

Достаточно строгий расчет этого волноводного устройства весьма сложен, но на выбранной частоте измерений можно найти его эквивалентную схему [15] или заменить волноводное устройство матрицей рассеяния с известными S -параметрами (рис. 4, б). Связь между коэффициентом отражения $\dot{\Gamma}$, в плоскости образца (открытый конец круглого волновода) и измеряемым коэффициентом отражения $\bar{\Gamma}$, как известно, определяется уравнением (см., например, [19])

$$\dot{\Gamma} = S_{11} + \frac{S_{12}S_{21}\bar{\Gamma}_s}{1 - S_{22}\bar{\Gamma}_s} \quad (20)$$

В нашем случае многополюсник не содержит анизотропных элементов, т. е. является обратимым, и, следовательно, $S_{12} = S_{21}$; $S_{12}S_{21} = S_{12}^2$. Коэффициенты матрицы рассеяния можно рассчитать по эквивалентной схеме с известными параметрами на рабочей частоте или определить, экспериментально измеряя

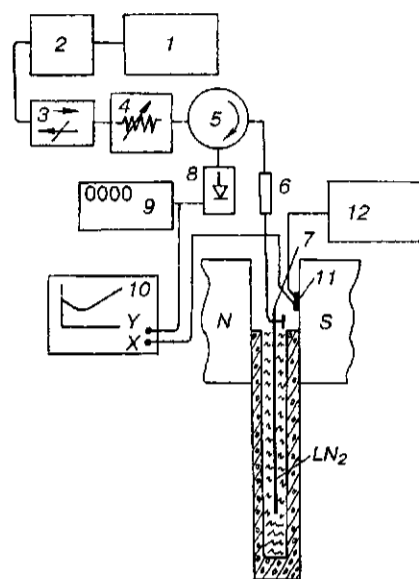


Рис. 5. Блок-схема СВЧ-установки для измерения подвижности и концентрации электронов в тонкопленочных полупроводниковых структурах

коэффициенты отражения при согласованной нагрузке ($\Gamma = 0$), коротком замыкании ($\Gamma = -1$) и холостом ходе ($\Gamma = 1$; четвертьволновый закороченный отрезок волновода вместо образца) [19].

Как уже отмечалось выше, при СВЧ-измерениях $\tau_{фп}$ не требуется измерять абсолютные значения $|\Gamma(\bar{\sigma})|$ и $|\Delta\Gamma|$, а нужно только обеспечить максимальное поглощение СВЧ-мощности в измеряемом образце. Для примера на рис. 4, с показана измеренная зависимость $|\Gamma|$ от положения короткозамыкателя Δl на частоте 38,6 ГГц, когда перед открытым концом волновода расположен (пленкой к волноводу) образец КРТ ($x = 0,215$). Проводимость

этого образца при комнатной температуре $\bar{\sigma} \approx 28$, но, как видно из рис. 4, с, при $\Delta l = 0,35$ мм $|\Gamma|_{\min} \sim 0$, т. е. обеспечивается максимальное поглощение СВЧ-мощности в пленке для зазора $\Delta = 0,7$ мм. Если пленка прижата к волноводу, $|\Gamma|_{\min} \approx 0,15$.

3. Экспериментальные результаты. На рис. 5 приведена блок-схема СВЧ-установки для измерения подвижности и концентрации электронов в тонкопленочных полупроводниковых структурах волноводным методом. Генератор на диоде Ганна 2 с источником питания 1 имеет выходную мощность ~ 40 мВт на частоте 9,45 ГГц. Через ферритовый вентиль 3 и регулируемый аттенюатор 4 СВЧ-сигнал подается на ферритовый циркулятор 5, к которому подключены измерительный волновод с образцом 6, 7 и СВЧ-детектор 8 для измерения отраженной СВЧ-мощности. Измерительный волновод имеет поперечное сечение 5×23 мм, и для перехода к стандартному волноводу (10×23 мм) используется конусообразный волноводный переход 6. Образец, полностью перекрывающий поперечное сечение волновода, расположен в щели 7 между медными пластинами, охлаждаемыми жидким азотом. Напряжение на выходе СВЧ-детектора измеряется цифровым вольтметром 9 и одновременно подается на Y-вход самописца 10. На X-вход самописца поступает напряжение с датчика Холла 11, 12, пропорциональное напряженности магнитного поля.

Модуль коэффициента отражения $|\Gamma|$ определяется как отношение напряжения на выходе СВЧ-детектора U , если к измерительному волноводу прижат образец, к напряжению $U_{кз}$, если волновод закорочен металлической фольгой. Это позволяет записывать $U(B)$ на самописце при развертке магнитного поля, и процесс измерения занимает время не более 1 мин после установления температуры образца при охлаждении медных пластин жидким азотом. Определение величины $|\Gamma|$ как отношения напряжений $U/U_{кз}$ возможно только в случае линейной детекторной характеристики: $U \propto \sqrt{P_{отр}}$. Используемый СВЧ-диод AA121 имеет линейный участок в пределах ~ 100 —1100 мВ. Нижний предел ограничивает минимальный коэффициент отражения $|\Gamma|_{\min} \geq 0,1$ ($P_{отр} \geq 0,3$ мВт).

Измерения при комнатной температуре и охлаждении медных пластин жидким азотом ($T \sim 90$ К) были проведены на нескольких образцах эпитаксиальных пленок КРТ, выращенных на подложках из арсенида галлия методом молекулярно-лучевой эпитаксии [20]. Магнитополевые зависимости

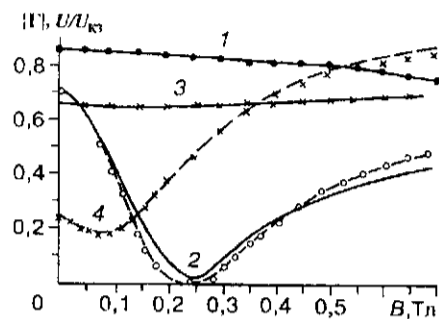


Рис. 6. Экспериментальные $U(B)/U_{K3}$ и расчетные $|\Gamma(\bar{\sigma})|$ магнитопольные зависимости: 1 — для пленки КРТ ($x = 0,208$, $d = 12$ мкм) при комнатной температуре ($T = 300$ К), 2 — при охлаждении медных пластин жидким азотом ($T \sim 90$ К), 3 — для гетероструктуры GaAs/AlGaAs (HEMT) при $T = 300$ К, 4 — при $T = 90$ К. Параметры: пленки КРТ по холловским измерениям при $T = 78$ К: подвижность электронов $1,25 \cdot 10^5$ см²/В · с, концентрация $9,6 \cdot 10^{14}$ см⁻³

$|\Gamma(\bar{\sigma}(B))|$ для одного из исследованных образцов КРТ ($x = 0,208$, $d = 12$ мкм) приведены на рис. 6. С целью сравнения и калибровки установки здесь же даны зависимости $|\Gamma| = f(B)$ для гетероструктур GaAs/AlGaAs (HEMT), выращенных также на подложках из арсенида галлия методом МЛЭ. При низкой температуре эти структуры позволяют четко наблюдать минимум в зависимости $|\Gamma| = f(B)$ и определить величину реактивной проводимости (a^2). Кривая 4 имеет минимум $|\Gamma|_{\min} \approx 0,19$ при $B_m = 0,075$ Тл. По формулам (7), (9), (10) это дает: $\bar{\sigma}_n \approx 1,07$; $a^2 = 0,15$; $\bar{\sigma}_0 = 1,45$; $\mu = 6 \cdot 10^4$ см²/В · с ($n_s \approx 2,9 \cdot 10^{11}$ см⁻²). При известном значении $a^2 = 0,15$ расчетная кривая 3 согласуется с измеренной при $\mu = 7400$ см²/В · с ($n_s \approx 4 \cdot 10^{11}$ см⁻³) для комнатной температуры.

Для пленки КРТ (кривая 2) наблюдается широкий минимум, но согласие расчета с экспериментом удалось получить, предполагая смешанную проводимость $\bar{\sigma} = \bar{\sigma}_n + \bar{\sigma}_p$, при этом $\bar{\sigma}_n \approx 5,45$, $\bar{\sigma}_p = 0,35$, $\mu_n = 120000$ см²/В · с. Для комнатной температуры (кривая 1) имеем $\bar{\sigma}_n = 10,9$, $\bar{\sigma}_p = 1,3$ и $\mu_n = 11400$ см²/В · с.

Наличие p -слоя в эпитаксиально выращенных пленках КРТ n -типа при низких температурах уже отмечалось в литературе (см., например, [21]), но для окончательного вывода требуются дальнейшие исследования.

Для определения подвижности электронов в пленках КРТ p -типа проводимости, как было показано в разд. 2, можно использовать метод фотопроводимости, освещая образец модулированным источником света. В этом случае измеряем амплитуду переменного сигнала на выходе СВЧ-детектора при различных значениях магнитного поля, и тогда $\tilde{U}(B)/\tilde{U}(0) \sim \Delta\sigma(B)/\Delta\sigma(0) = (1 + \mu^2 B^2)^{-1}$, так как величина $\Delta U \sim |\Delta\Gamma|$. Измерения проводились на образцах с небольшими размерами, и поэтому вместо волновода сечением 5×23 мм использовался волновод сечением $3,4 \times 7,2$ мм. Переменный сигнал с выхода СВЧ-детектора подавался на усилитель с синхронным детектором, с которого напряжение, пропорциональное $\Delta\sigma(B)$, поступало на Y -вход самописца. Измерения проводились на частоте 36,4 ГГц (генератор на диоде Ганна с выходной мощностью ~ 50 мВт).

На рис. 7 приведены результаты измерений для образца из кристалла КРТ ($x = 0,22$, $p_{TK} = 6,5 \cdot 10^{15}$ см⁻³) и для одного из образцов из эпитаксиальной структуры КРТ ($x = 0,215$, $p_{TK} = 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³). Как видно из рисунка, экспериментальные зависимости хорошо согласуются с расчетными в области

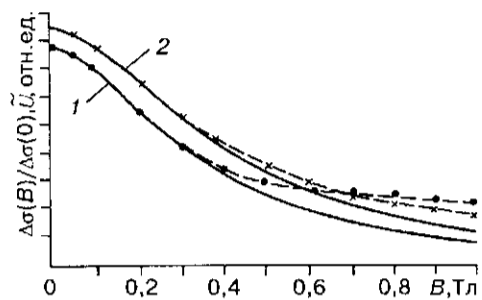


Рис. 7. Экспериментальные $\tilde{U}(B)/\tilde{U}(0)$ и расчетные $\Delta\sigma(B)/\Delta\sigma(0)$ (сплошные линии) магнитопольные зависимости:

1 – для образца из монокристалла КРТ ($\kappa = 0,22$, $p = 6,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\mu_p = 580 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $T = 77 \text{ К}$), 2 – для эпитаксиальной пленки КРТ ($\kappa = 0,215$, $d = 8,6 \text{ мкм}$, $p = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\mu_p = 570 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $T = 77 \text{ К}$) при охлаждении медных пластин жидким азотом. Измерительный волновод с поперечным сечением $7,2 \times 3,4 \text{ мм}$. Частота СВЧ-излучения $36,4 \text{ ГГц}$. Модулированный источник света – полупроводниковый светодиод ($\lambda \approx 0,91 \text{ мкм}$)

$B < 0,5 \text{ Тл}$, а при более высоких магнитных полях наблюдается заметное расхождение. Причиной этого расхождения может быть то, что амплитуда изменения коэффициента отражения $|\Delta\Gamma|$, а следовательно, $\tilde{U}(B)$ зависит не только от $\Delta\bar{\sigma}(B)$, но и от множителя $(d|\Gamma|/d\bar{\sigma})\bar{\sigma}$, который в (14) полагался постоянным, так как $\bar{\sigma} = \bar{\sigma}_p$. В действительности при температуре измерений ($\sim 90 \text{ К}$) в образце имеется заметная концентрация электронов с высокой подвижностью, и, следовательно, коэффициент при $\Delta\bar{\sigma}$ зависит от магнитного поля. В этом можно убедиться, измеряя переменный сигнал на выходе СВЧ-детектора при слабой модуляции магнитного поля.

В наших экспериментах исследуемый образец помещался между двумя секциями небольшого соленоида, питаемого переменным током с частотой $\sim 1 \text{ кГц}$. Внутри первой секции был отрезок волновода, к которому прижимался образец [16].

Результаты измерений зависимости амплитуды переменного сигнала на выходе СВЧ-детектора $\tilde{U}(B)$ при модуляции магнитного поля для тех же двух образцов (см. рис. 7) приведены на рис. 8. Для образца из объемного материала (кривая 1) расчетная зависимость по формуле (15) хорошо согласуется с экспериментом при $\mu_n = 44500 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Подвижность электронов определена по формуле (17) для точки максимума ($B_m \approx 0,13 \text{ Тл}$).

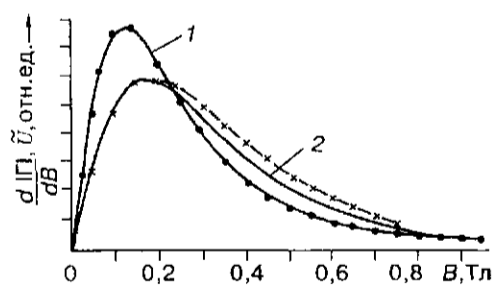


Рис. 8. Расчетные магнитопольные зависимости производной модуля коэффициента отражения по магнитному полю $d|\Gamma|/dB$ и измеренные значения амплитуд переменного сигнала при слабой модуляции магнитного поля на выходе СВЧ-детектора (отн. ед.):

1 – для объемного образца КРТ, 2 – для эпитаксиальной пленки КРТ (параметры см. на рис. 7)

Найденная величина подвижности электронов методом модуляции магнитного поля в $\sim 1,5$ раза выше, чем установленная методом фотопроводимости (см. рис. 7). Для эпитаксиальной пленки (кривая 2) при $\mu_n = 33000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ такого согласия расчета с экспериментом, как для объемного образца, не наблюдается, и в области $B > 0,3 \text{ Тл}$ имеется заметное расхождение. Это расхождение, по-видимому, связано с неоднородностью состава x , а значит, и подвижности электронов по толщине пленки.

Измерение времени жизни методом релаксации ФП проводилось на СВЧ-установке с волноводным устройством, рассмотренным в разд. 2 (см. рис. 4). Оптическая генерация носителей осуществлялась импульсным полупроводниковым лазером ЛПИ-12 ($\lambda \sim 0,91 \text{ мкм}$) с длительностью импульса 150 нс и задним фронтом $\sim 7 \text{ нс}$. Усилитель на выходе СВЧ-детектора имеет полосу 100 МГц, что позволяет наблюдать на экране осциллографа сигнал релаксации ФП амплитудой до 0,1 мВ.

В чистых кристаллах и эпитаксиальных пленках КРТ высокого качества измеренные значения времени релаксации ФП хорошо согласуются с теоретическими расчетами времени жизни в широком интервале температур. При комнатной температуре время жизни определяется межзонной рекомбинацией, и при изменении состава твердого раствора в пределах $x = 0,2-0,25$ время жизни существенно изменяется от ~ 18 до 600 нс при концентрации носителей не выше $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Поэтому по измеренной величине $\tau_{\text{ФП}}$ можно оценить состав x и его распределение по толщине и площади пленки КРТ [14, 15]. На рис. 9, а приведены результаты измерений распределения по толщине эпитаксиального слоя $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ содержания Cd (кривая 1), а также времени релаксации ФП при комнатной температуре (кривая 2). Толщина пленки, выращенной методом жидкофазной эпитаксии на подложке CdTe, последовательно уменьшалась путем химического травления до $\sim 5 \text{ мкм}$ от исходного значения 27 мкм. Определение состава x в приповерхностном слое ($\sim 0,3 \text{ мкм}$) проводилось по спектрам оптического отражения. Как видно из рис. 9, а, наблюдается корреляция зависимостей x и $\tau_{\text{ФП}}$ от толщины пленки.

Результаты измерений распределения $\tau_{\text{ФП}}$ (кривая 1) при перемещении образца относительно оси волновода (см. рис. 4), а также расчетные значения x (кривая 2), установленные по измеренным значениям $\tau_{\text{ФП}}$, показаны на рис. 9, б. Состав x заметно изменяется по площади пленки от $x_{\text{мин}} = 0,212$ до $x_{\text{макс}} = 0,218$. Среднее значение $x_{\text{ср}} = 0,2148$ согласуется с измерениями

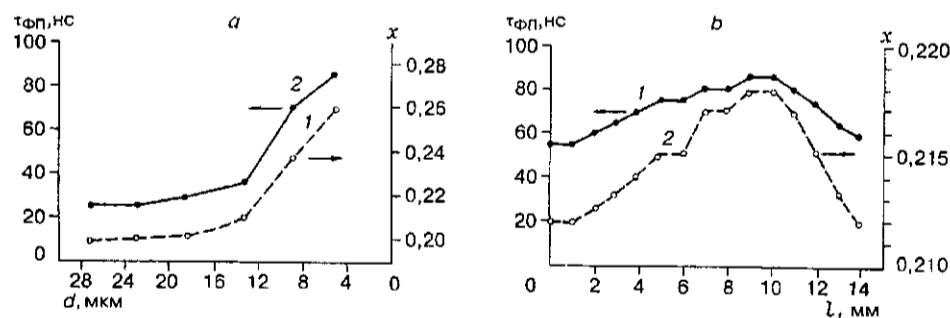


Рис. 9. Распределение состава по толщине эпитаксиальной пленки КРТ (кривая 1) и времени релаксации фотопроводимости $\tau_{\text{ФП}}$ при комнатной температуре (кривая 2) (а); измеренное распределение времени релаксации фотопроводимости $\tau_{\text{ФП}}$ (кривая 1) при продольном перемещении образца относительно оси волновода и расчетные значения состава твердого раствора x , оцененные по измеренным значениям $\tau_{\text{ФП}}$ (кривая 2). Эпитаксиальная структура КРТ с толщиной пленки $d = 16 \text{ мкм}$, $x = 0,215$, $p = 2,6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при $T = 77 \text{ К}$, выращенная методом жидкофазной эпитаксии на подложке CdTe (б)

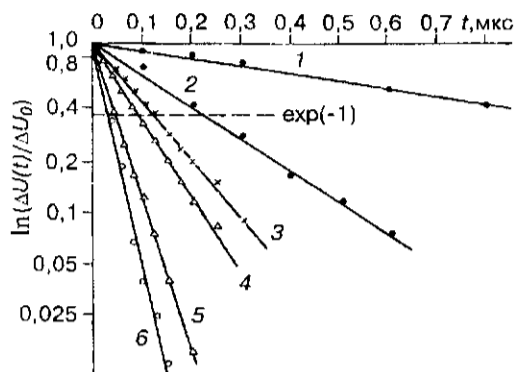


Рис. 10. Экспериментальные зависимости $\Delta\sigma(t)/\Delta\sigma(0)$, полученные из осциллограмм релаксации фотопроводимости для различных эпитаксиальных структур КРТ с n , p -типом проводимости при температуре жидкого азота. Параметры образцов: состав x , толщина пленки (мкм), концентрация носителей (см^{-3}), подвижность ($\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$):

1 - 0,22; 7,1; $1 \cdot 10^{15}$; $2 \cdot 10^4$; 2 - 0,205; 10; $2,7 \cdot 10^{14}$; $4,9 \cdot 10^4$; 3 - 0,225; 4,3; $4 \cdot 10^{16}$; 400; 4 - 0,22; 7,1; $1,5 \cdot 10^{15}$; $2 \cdot 10^3$; 5 - 0,22; 6,3; $1,5 \cdot 10^{16}$; $2 \cdot 10^4$; 6 - 0,22; 7,7; $3 \cdot 10^{14}$; $4,6 \cdot 10^4$. Холловские измерения проведены при $T = 78 \text{ К}$.

оптическим методом $\bar{x} = 0,215$. Достаточно хорошее пространственное разрешение $\sim 1 \text{ мм}$ при диаметре волновода 6 мм в нашем случае объясняется неоднородным распределением электрического поля в поперечном сечении волновода.

При температуре жидкого азота в эпитаксиальных пленках КРТ p -типа проводимости измеренные значения $\tau_{\text{ФП}} \sim 15 \text{ нс}$, т. е., как правило, ниже, чем при комнатной температуре. При уровнях легирования выше $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ измеренное значение $\tau_{\text{ФП}}$ хорошо согласуется с расчетным временем жизни, определяемым оже-рекомбинацией. Для концентраций дырок $p \leq 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ измеренные значения $\tau_{\text{ФП}} = 15 \text{ нс}$ существенно ниже расчет-

ных значений времени жизни, определяемых оже-рекомбинацией (100—150 нс). Это можно объяснить влиянием поверхностной рекомбинации ($S_1 = S_2 = 10^5 \text{ см/с}$) [14], поскольку диффузионная длина неосновных носителей (электронов) значительно больше толщины пленки.

В эпитаксиальных пленках КРТ n -типа проводимости диффузионная длина носителей сравнима с толщиной пленки, и здесь можно ожидать $\tau_{\text{ФП}} \sim 1 \text{ мкс}$. На рис. 10 приведены результаты СВЧ-измерений релаксации ФП для шести образцов эпитаксиальных пленок КРТ, выращенных на подложках из арсенида галлия методом молекулярно-лучевой эпитаксии [20]. Экспериментальные точки из осциллограмм релаксации ФП в полупологарифмическом масштабе хорошо ложатся на прямые линии, что свидетельствует о том, что $\Delta\sigma(t) = \Delta\sigma(0)\exp(-t/\tau_{\text{ФП}})$.

Для образца 1 с $\tau_{\text{ФП}} = 0,94 \text{ мкс}$ измеренное значение близко к расчетному, если, кроме межзонной рекомбинации, учитывать и рекомбинацию Шокли—Рида. Однако большинство измеренных нами образцов имело значение $\tau_{\text{ФП}}$ значительно ниже расчетного. Используя двухуровневую модель рекомбинации Шокли—Рида, трудно получить расчетные времена жизни меньше 100 нс при концентрации электронов $n \leq 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Малые измеренные значения

$\tau_{\text{ФП}}$ можно объяснить большой скоростью поверхностной рекомбинации на лицевой поверхности пленки и границе раздела пленка—подложка. Минимальное время, определяемое поверхностной рекомбинацией при $S_1 = S_2 \rightarrow \infty$, равно [7] $\tau_s = (d/\pi)^2 1/D_p \approx 30 \text{ нс}$ при $d = 10 \text{ мкм}$ и $D_p = 3 \text{ см}^2/\text{с}$. Образец 6 на рис. 10 имеет $\tau_{\text{ФП}}$, близкое к этому значению.

Однако в этом случае трудно объяснить, почему отдельные пленки КРТ, выращенные при тех же условиях, имеют большие значения $\tau_{\text{фп}}$.

Интересно отметить, что образец, в котором при СВЧ-измерениях подвижности электронов (см. рис. 6) обнаружено существование p -слоя с высокой концентрацией дырок, также имеет малое значение $\tau_{\text{фп}} \approx 60$ нс при концентрации электронов $n \sim 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. В p -слое с высокой концентрацией дырок ($\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$) время жизни определяется оже-рекомбинацией и очень мало (~ 5 нс). Этот p -слой можно рассматривать как некоторую границу сочень высокой скоростью поверхностной рекомбинации S_2 для n -слоя, в котором генерируются неравновесные носители при импульсном освещении. Полагая $S_2 \gg S_1$, можно оценить, что при $\tau_s \sim 60$ нс величина $S_2 \sim 10^5 \text{ см/с}$.

Более обстоятельный анализ экспериментальных результатов выходит за рамки настоящей работы, и для окончательного выяснения причин малых измеренных значений $\tau_{\text{фп}}$ необходимы дальнейшие исследования.

Заключение. Рассмотрена методика СВЧ-измерений подвижности и концентрации электронов, а также времени жизни неравновесных носителей заряда в эпитаксиальных пленках КРТ.

Показана возможность выявления p -слоев в эпитаксиальных пленках n -типа проводимости, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках из арсенида галлия.

Предложена и экспериментально подтверждена методика экспресс-контроля состава твердого раствора x по толщине и площади пленки на основе измерения времени жизни при комнатной температуре, благодаря использованию специального волноводного устройства 8-миллиметрового диапазона длин волн.

Приведены результаты СВЧ-измерений времени релаксации фотопроводимости $\tau_{\text{фп}}$ при температуре жидкого азота, из которых следует, что ряд эпитаксиальных пленок n -типа проводимости имеет $\tau_{\text{фп}}$ на порядок ниже расчетного значения времени жизни, определяемого межзонной рекомбинацией и рекомбинацией Шокли — Рида. Предполагается, что малые измеренные величины $\tau_{\text{фп}}$ связаны с существованием в пленке p -слоя, выполняющего роль границы с высокой поверхностной рекомбинацией.

Авторы выражают благодарность В. Н. Овсюку за поддержку работы и Ю. Г. Сидорову за предоставленные образцы для измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ramsa A. M., Jacobs H., Brand F. A. Microwave technique in measurement of lifetime in germanium // J. Appl. Phys. 1959. 30, N 7. P. 1054.
2. Hambleton G. E., Garther W. W. Microwave Hall effect in germanium and silicon at 20 kmc/s // J. Chem. Phys. Sol. 1959. 8, N 1. P. 329.
3. Гершензон Е. М., Литвак-Горская Л. Б., Плохова Л. А., Зарубина Т. С. Методы определения параметров полупроводников и полупроводниковых пленок на СВЧ // Полупроводниковые приборы и их применение: Сб. ст. М.: Сов. радио, 1970. Вып. 23. С. 3.
4. Jants W., Frey Th., Bachem K. H. Characterization of active layers in GaAs by microwave absorption // Appl. Phys. 1988. A45, N 3. P. 223.
5. Braslau N. Contactless measurement of sheet carrier concentration and mobility of thin layers on semi-insulating GaAs // Inst. Phys. Conf. 1984. Ser. 74. P. 269.
6. Greiner P., Polignone L., Becker C. R., Geick R. Contactless measurement of the conductivity of II—VI epitaxial layers by means of the partially filled waveguide method // Appl. Phys. 1992. A55. P. 279.
7. Kunst M., Beck G. The study of charge carrier kinetics in semiconductors by microwave conductivity measurements // J. Appl. Phys. 1986. 60, N 10. P. 3558.
8. Otaredian T. Analysis of microwave scattering from semiconductor wafers // Sol.-St. Electron. 1993. 36, N 2. P. 163.
9. Chen M. C. Photoconductivity lifetime measurements on HgCdTe using a contactless microwave technique // J. Appl. Phys. 1988. 64, N 2. P. 945.

10. Зуев В. В., Клышевич А. И., Стяпоновичус А. А., Яковлев М. П. Температурная зависимость времени релаксации фотопроводимости n - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в микроволновом поле // ФТП. 1992. 26, № 1. С. 171.
11. Nimitz G., Bauer G., Dornhaus R., Muller K. H. Transient carrier decay and transport properties in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ // Phys. Rev. B. 1974. 10, N 8. P. 3302.
12. Wang Z., Chu Y. Use of microwave photoconductivity to measure semiconductor properties // Sol.-St. Electron. 1991. 34, N 7. P. 735.
13. Otaredian T. Separate contactless measurement of the bulk lifetime of the excess carriers // Sol.-St. Electron. 1993. 36, N 2. P. 153.
14. Бородавский П. А., Булдыгин А. Ф., Ремесник В. Г. Исследование рекомбинации неравновесных носителей заряда в эпитаксиальных структурах p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{CdTe}$ СВЧ-методом // ФТП. 1994. 28, № 12. С. 2099.
15. Бородавский П. А., Булдыгин А. Ф. Волноводное устройство для СВЧ-контроля однородности состава эпитаксиальных пленок КРТ // ПТЭ. 1995. № 6. С. 157.
16. Borodowskii P. A., Buldygin A. F., Studenikin S. A. Microwave technique for measurements of electron mobility in p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ // Infrared Phys. Technol. 1996. 37, N 4.
17. Теория линий передачи сверхвысоких частот: Пер. с англ. /Под ред. А. И. Шпунтова. М.: Сов. радио, 1951. Т. 1.
18. Jozwikowska J., Jozwikowski K., Rogalski A. Performance of mercury cadmium telluride photoconductive detectors // Infrared Phys. 1991. 31, N 6. P. 543.
19. Альтман Дж. Устройства СВЧ: Пер. с англ. /Под ред. И. В. Лебедева. М.: Мир, 1968.
20. Varavin V. S., Dvoretzky S. A., Liberman V. I. et al. The controlled growth of high-quality mercury cadmium telluride // Thin Solid Films. 1995. 267. P. 121.
21. Kim J. S., Seiler D. G., Colombo L., Chen M. C. Electrical characterization of liquid-phase epitaxially grown single-crystal films of mercury cadmium telluride by variable-magnetic-field Hall measurements // Semicond. Sci. Technol. 1994. 9, N 9. P. 1696.

Поступила в редакцию 25 марта 1996 г.