

БАРЬЕРНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ GaAs И InP

Карпович И. А., Бедный Б. И., Байдусь Н. В.,
Планкина С. М., Степихова М. В., Шилова М. В.

Исследованы фотопроводимость и конденсаторная фотоэдс в эпитаксиальных пленках GaAs и InP n -типа на полужолирующих подложках. При не слишком высоких интенсивностях освещения зависимость фотопроводимости от фотоэдс, интенсивности освещения (подсветки), спектральные и частотные характеристики явления хорошо согласуются с барьерной моделью фотопроводимости, согласно которой фотопроводимость определяется изменением эффективной ширины как поверхностного, так и внутреннего барьеров. Разработаны методики разделения вклада в фотопроводимость каждого из барьеров и определения высоты поверхностного барьера.

Явление планарной фотопроводимости в эпитаксиальных пленках GaAs и InP, нанесенных на полужолирующие (i) подложки, используется в быстродействующих высокочувствительных фоторезисторах и фототранзисторах с барьером Шоттки (см., например, обзор [1]). Хотя исследованию этого явления посвящен ряд работ, механизм его все еще недостаточно выяснен. В некоторых работах [2, 3] он трактуется в рамках модели обычной объемной фотопроводимости с сильно различающимися временами жизни неравновесных носителей заряда ($\tau_n \gg \tau_p$), в других объясняется эффектами на барьерах: разделением электронно-дырочных пар на внутреннем $n-i$ -барьере, приводящим к росту их эффективного времени жизни [4], или изменением ширины обедненного слоя поверхностного [5-7] или внутреннего [8] барьера при освещении.

Поскольку барьерный механизм фотопроводимости непосредственно связан с возникновением фотоэдс, представляется важным проведение совместных исследований фотопроводимости и фотоэдс в одних и тех же структурах. В настоящей работе приведены результаты такого исследования, позволившего более определенно идентифицировать механизм фотопроводимости, выяснить роль в нем поверхностного и внутреннего барьеров, уточнить и расширить возможности фотоэлектрических методов определения параметров эпитаксиальных структур.

Модель барьерной фотопроводимости

Строгое теоретическое рассмотрение фотопроводимости полупроводника с учетом только поверхностного барьера [5] приводит к сложным выражениям, требующим численного решения и содержащим ряд трудно определяемых параметров. Рассмотрим некоторые следствия, вытекающие из упрощенной барьерной модели фотопроводимости, которые, как будет показано далее, достаточно хорошо согласуются с экспериментом.

Квазиповерхностную фотопроводимость пленки полупроводника n -типа на полужолирующей подложке представим в виде

$$\sigma_{\phi} = \sigma_{\phi 0} + \sigma_{\phi 1} + \sigma_{\phi 2}, \quad (1)$$

где $\sigma_{\phi 1}$, $\sigma_{\phi 2}$ — фотопроводимость, обусловленная изменением эффективной ширины поверхностного и внутреннего барьеров соответственно, которую мы

будем называть барьерной фотопроводимостью (БФП), $\sigma_{\phi 0}$ — приведенная к поверхностной обычная объемная фотопроводимость.¹

На реальной поверхности GaAs и InP обычно имеется хорошо выраженный обедненный слой. При достаточно низком уровне фотонуждения в приближении барьера Шоттки $\sigma_{\phi 1}$ можно записать в виде

$$\sigma_{\phi 1} = \sigma_0 \Delta l_1 = \sigma_0 l_0 (\sqrt{Y_1 - 1} - \sqrt{Y_1 - \Delta Y_{\phi 1} - 1}) = \frac{\sigma_0 l_0 \Delta Y_{\phi 1}}{\sqrt{Y_1 - 1} + \sqrt{Y_1 - \Delta Y_{\phi 1} - 1}}, \quad (2)$$

где $\sigma_0 = q \mu_n n_0$ — темновая проводимость квазинейтрального объема, Δl_1 — изменение ширины поверхностного барьера при освещении, Y_1 — безразмерная высота барьера в темноте, $\Delta Y_{\phi 1}$ — безразмерная поверхностная фотоэдс, l_0 — длина Дебая.

Теория и эксперимент [9] показывают, что зависимость $\Delta Y_{\phi 1}$ от интенсивности освещения L имеет вид

$$\Delta Y_{\phi 1} = \eta \ln(1 + BL), \quad (3)$$

где параметр η обычно лежит в интервале от 0.5 до 1, B — константа.

Из (2), (3) видно, что в режиме большого сигнала ($\Delta Y_{\phi 1} \gg 1$) $\sigma_{\phi 1}$ приблизительно логарифмически зависит от L , что является характерным признаком БФП.

Оценим интенсивность освещения, при которой объемная фотопроводимость $\sigma_{\phi 0} = q \mu_n \tau_n L$, где τ_n — эффективное время жизни электронов, становится равной предельному значению БФП $\sigma_{\phi 1}(\infty) \approx \sigma_0 l_0 \sqrt{Y_1}$. Для типичной пленки с $n_0 \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $l_0 \sim 10^{-5} \text{ см}$, $\tau_n \sim 10^{-8} \text{ с}$, $Y_1 \approx 25$ получаем $L \sim 10^{20} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. При обычных более низких уровнях освещения, получаемых, например, от монохроматора ($L \leq 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$), БФП, как нетрудно показать, будет на 2–3 порядка превышать $\sigma_{\phi 0}$.

При $\Delta Y_{\phi 1} \ll 1$ реализуется линейный по L режим малого сигнала и

$$\Delta \sigma_{\phi 1} \approx \frac{1}{2} \sigma_0 l_0 (Y_1 - 1)^{-1/2} \Delta Y_{\phi 1} \sim L. \quad (4)$$

По наклону зависимости $\Delta \sigma_{\phi 1}(\Delta Y_{\phi 1})$ может быть определена высота барьера Y_1 [6]. Однако более удобно и точно это можно сделать в режиме большого сигнала, используя зависимость (2), которую для этой цели можно преобразовать к виду

$$Y_1 = \frac{1}{4} (S_{\phi 1} + S_{\phi 1}^2 \Delta Y_{\phi 1})^2 + 1, \quad (5)$$

где $S_{\phi 1} = \sigma_{\phi 1} / \sigma_0 l_0$.

В связи с трудностями определения высоты барьера на реальной поверхности широкозонных полупроводников типа GaAs этот простой способ представляет определенный интерес. В отличие от известного способа определения Y_1 по величине конденсаторной фотоэдс насыщения он не связан с применением предельно высоких уровней фотовозбуждения, при которых трудно избежать побочных явлений (нагрева и др.).

Для малосигнальной БФП, измеряемой при модулированной интенсивности света ΔL на фоне постоянной подсветки $L \gg \Delta L$, дифференцируя (2), (3), можно получить

$$\Delta \sigma_{\phi 1} = \frac{\sigma_0 l_0 \eta}{2 \sqrt{Y_1 - \Delta Y_{\phi 1} - 1}} \left(\frac{\Delta L}{L} \right). \quad (6)$$

Фоточувствительность барьера уменьшается при подсветке приблизительно обратно пропорционально L .

¹ Величина $\sigma_{\phi 0}$ зависит от состояния границ пленки, что учитывается обычно введением эффективных скоростей поверхностной рекомбинации на границах или эффективного времени жизни [5].

Рассмотрим роль внутреннего $n-i$ -барьера. Его высота Y_2 может превышать Y_1 , однако основной вклад в σ_{ϕ_2} , по-видимому, вносит изменение при освещении не всего барьера, а лишь той его части Y_{n_2} , которая локализована в более проводящей n -области, т. е. в аналогичных (2), (6) выражениях для σ_{ϕ_2} и $\Delta\sigma_{\phi_2}$ следует заменить Y_1 на Y_{n_2} и ΔY_{ϕ_1} на $\Delta Y_{\phi_{n_2}} < \Delta Y_{\phi_2}$. Последнее неравенство весьма затрудняет проведение количественных оценок, относящихся к БФП внутреннего барьера, так как на опыте измеряется ΔY_{ϕ_2} . Однако рассмотренные выше качественные закономерности, в частности, касающиеся зависимости БФП от интенсивности освещения (подсветки), очевидно, должны относиться и к внутреннему барьеру.

Заметим, что даже в относительно толстых пленках, в которых интенсивность света вблизи внутреннего барьера на 2—3 порядка меньше L , при $Y_{n_2} \sim \sim Y_1$ величина σ_{ϕ_2} , как следует из (2), (3), вполне соизмерима с σ_{ϕ_1} . При подсветке сильно поглощаемым излучением для проникающего модулированного излучения, как видно из (6), можно легко реализовать условие $\Delta\sigma_{\phi_2} \gg \Delta\sigma_{\phi_1}$.

Время релаксации поверхностного барьера обычно значительно превышает время релаксации внутреннего барьера, что связано с более дефектной структурой поверхности и, в частности, с захватом части заряда на медленные поверхностные состояния. Особенно значительна инерционность поверхностной фотоэдс в n -InP [9], в котором времена спада могут достигать десятков минут. В связи с этим следует ожидать увеличения относительного вклада в БФП внутреннего барьера с ростом частоты модуляции освещения. Этому способствует и эффект накопления поверхностного заряда при модулированном освещении, обусловленный большой инерционностью и сильной асимметрией кривых нарастания и спада фотоэдс, действие которого аналогично подсветке, уменьшающей фоточувствительность барьера.

Методика эксперимента

Исследовались пленки n -GaAs ($n_0 \sim 10^{14} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$) и n -InP ($n_0 \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$) толщиной $d \simeq 1 - 6 \text{ мкм}$, полученные методом газофазной эпитаксии на соответствующих полупроводящих подложках.

Планарная фотопроводимость измерялась между омическими контактами, расположенными на расстоянии 6 мм. Одновременно контролировалась конденсаторная фотоэдс (КФЭ) методом динамического конденсатора при постоянном освещении или методом статического конденсатора при модулированном освещении. В первом случае перед образцом устанавливался вибрирующий полупрозрачный электрод, во втором — к поверхности образца прижималась тонкая (20 мкм) слюдяная пластинка с нанесенным на нее полупрозрачным электродом. Если в качестве другого электрода конденсатора использовались планарные контакты, служившие для измерения фотопроводимости, в конденсаторе измерялась фотоэдс на поверхностном барьере ΔY_{ϕ_1} . Если в качестве второго электрода использовался контакт, нанесенный на обратную сторону подложки, в конденсаторе измерялась алгебраическая сумма $\Delta Y_{\phi_1} + \Delta Y_{\phi_2}$. Из совокупности двух измерений определялась фотоэдс на внутреннем барьере ΔY_{ϕ_2} [10].

Образцы освещались постоянным неразложенным светом лампы накаливания, пропущенным через водяной светофильтр, и монохроматическим модулированным светом от гелий-неонового лазера или монохроматора УМ-2. Частота модуляции варьировалась в диапазоне $10^1 - 10^7 \text{ Гц}$.

На отдельных образцах для определения времени жизни неосновных носителей проводились измерения фотоманнитного эффекта (ФМЭ).

Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены типичные результаты совместных измерений фотопроводимости и КФЭ при постоянном освещении. Кривые 1, 4: получены при плавном увеличении интенсивности освещения и характеризуют зависимость

полной фотопроводимости σ_{ϕ} от поверхностной фотоэдс $\Delta Y_{\phi 1}$, снятую в квазистатическом режиме. Кривые 2, 5 сняты после выключения освещения в процессе медленной релаксации фотопотенциала поверхности, изученной в работе [9], и представляют собой зависимость $\sigma_{\phi 1}$ от $\Delta Y_{\phi 1}$. В GaAs из-за более быстрой, чем в InP, релаксации поверхностного барьера на самописце удается зафиксировать только небольшую инерционную часть $\sigma_{\phi 1}$ (кривая 2). Значения высоты поверхностного барьера Y_1 , рассчитанные из подобных кривых по формуле (5) для ряда образцов, лежали в интервале 14–20 для InP и 20–25 для

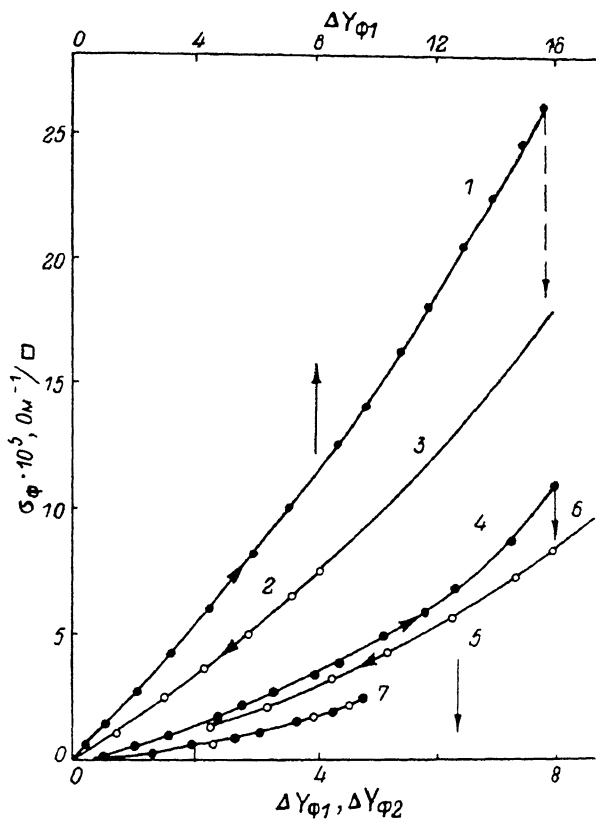


Рис. 1. Зависимость фотопроводимости от фотоэдс при постоянном освещении для пленок GaAs (1–3) и InP (4–7).

1, 4 — $\sigma_{\phi}(\Delta Y_{\phi 1})$; 2, 5 — $\sigma_{\phi 1}(\Delta Y_{\phi 1})$; 3, 6 — теоретическая зависимость (2); 7 — $\sigma_{\phi 2}(\Delta Y_{\phi 2})$.

GaAs. При экспериментально определенных значениях μ_n , n_0 и Y_1 теоретические зависимости (2) практически совпадают с экспериментальными (рис. 1, кривые 3, 6).

Гистерезис характеристик на рис. 1 обусловлен существованием относительно быстрой компоненты фотопроводимости ($\sigma_{\phi} - \sigma_{\phi 1}$), не связанной с поверхностным барьером, которую естественно приписать БФИ на внутреннем барьере. Такое заключение подтверждается тем, что величина $\sigma_{\phi 2} \approx \sigma_{\phi} - \sigma_{\phi 1}$ коррелирует с величиной фотоэдс на $n-i$ -переходе (кривая 7), а также тем, что $\sigma_{\phi 2}$, как и $\sigma_{\phi 1}$, логарифмически зависит от интенсивности освещения (рис. 2, кривые 1, 2). Используя коротковолновое освещение ($\lambda \leq 0.7$ мкм) в пленках толщиной более 5 мкм, можно практически полностью исключить вклад внутреннего барьера и определять высоту поверхностного барьера непосредственно по кривым $\sigma_{\phi}(\Delta Y_{\phi 1})$, полученным при освещении.

На рис. 2 приведены также зависимости малосигнальной фотопроводимости от интенсивности подсветки (кривые 3, 4). Они согласуются с зависимостью (6), в частности, при высоких освещенностях $\Delta \sigma_{\phi} \sim L^{-1}$. Отсутствие отклонения

от этой зависимости, связанного с достижением уровня объемной фотопроводимости, приводит к оценке отношения $\sigma_{\phi 0} / \sigma_{\phi 1, 2} \leq 10^{-3}$.

В относительно толстых пленках ($d \geq 2$ мкм) спектральная кривая КФЭ на внутреннем барьере отличается от соответствующей кривой КФЭ для поверхностного барьера более сильным спадом fotocувствительности в коротковолновой области (рис. 3, кривые 1, 4), причем форма обеих кривых практически не зависит от подсветки, хотя величина сигнала при подсветке уменьшается более чем на порядок. Указанное отличие обусловлено в основном светофильтрным действием удаленной от внутреннего барьера части пленки.

Спектральные кривые фотопроводимости в зависимости от вклада в БФП каждого из барьеров, который определяется толщиной пленки, интенсивностью

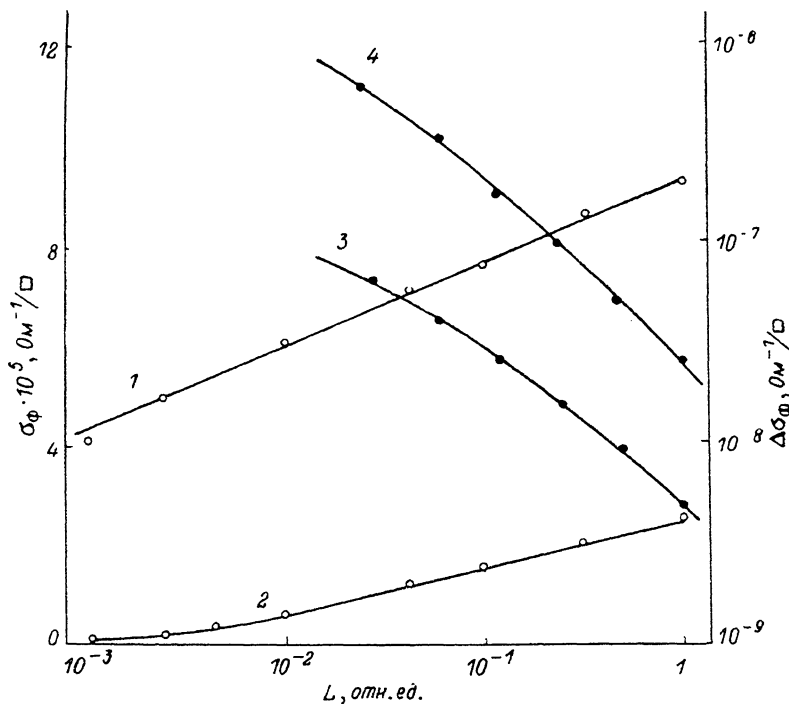


Рис. 2. Зависимость фотопроводимости от интенсивности освещения для пленок InP (1—3) и GaAs (4).

1 — $\sigma_{\phi 1}$; 2 — $\sigma_{\phi 2}$; 3, 4 — $\Delta\sigma_{\phi}$.

подсветки и частотой модуляции, обычно занимают промежуточное положение между спектральными кривыми КФЭ барьеров.

Для пленок InP, в которых поверхностный барьер обладает большой инверсионностью, спектральные кривые фотопроводимости без подсветки (кривая 2) и с подсветкой (кривая 3) уже на низких частотах ($f \sim 10^2$ Гц) близки к спектральной кривой КФЭ для внутреннего барьера.

Аналогичное исследование показало, что в пленках GaAs без подсветки БФП связана в основном с поверхностным (кривая 5), а при сильной подсветке — с внутренними барьерами (кривая 6). Заметим, что подобное изменение спектральных кривых фотопроводимости GaAs при подсветке отмечалось и раньше [11] и связывалось с увеличением скорости поверхностной рекомбинации при сильном освещении. В свете вышеизложенного этот эффект естественно объясняется перераспределением вклада в фотопроводимость поверхностного и внутреннего барьеров при подсветке. Такое объяснение подтверждают и результаты исследования ФМЭ. Величина ФМЭ в пленках GaAs незначительно уменьшается (на 10—15%), а в пленках InP даже возрастает при подсветке, что указывает на малую роль поверхностной рекомбинации.

Характерной особенностью БФП, отличающей ее от обычной фотопроводимости, является неэкспоненциальный характер кинетики релаксации при низком уровне фотовозбуждения ($\sigma_{\phi} \ll \sigma_0 d$). Он обусловлен существованием неэкспоненциальной кинетики барьерной фотоэдс. Частотные зависимости БФП и КФЭ, как и следовало ожидать, практически совпадают (рис. 4, кривые 2—5).² Неэкспоненциальная кинетика проявляется на этих зависимостях в относительно медленном уменьшении сигнала с ростом частоты в широком диапазоне частот ($\Delta\sigma_{\phi}, \Delta Y_{\phi} \sim f^{-\alpha}$ с $\alpha < 0.5$). Низкочастотное плато, появляю-

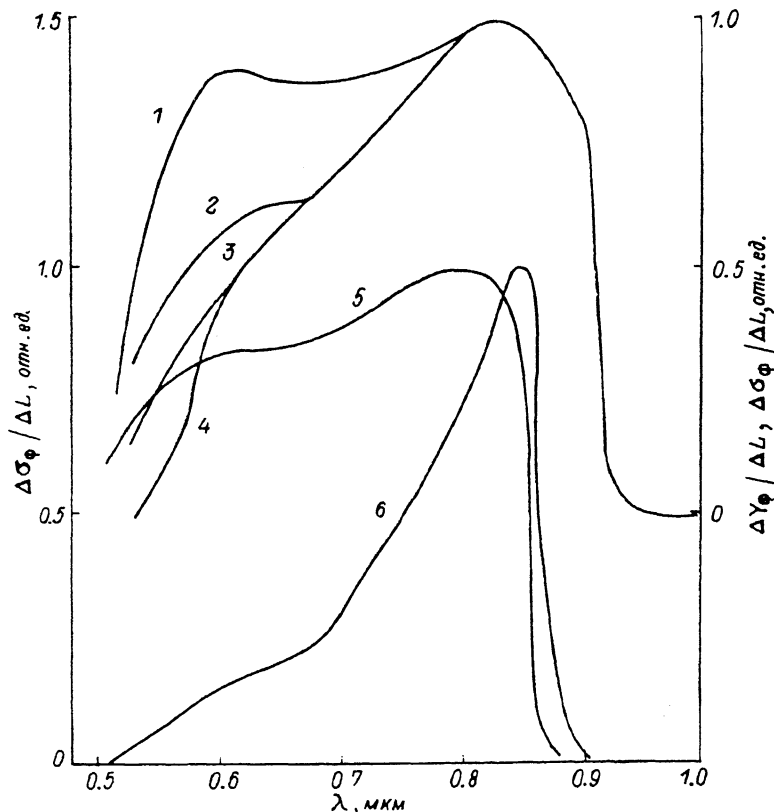


Рис. 3. Спектральная зависимость фотопроводимости и фотоэдс для пленок InP (1—4) и GaAs (5, 6).

1 — $\Delta Y_{\phi 1}$; 2, 5 — $\Delta\sigma_{\phi}$ без подсветки; 3, 6 — $\Delta\sigma_{\phi}$ при подсветке; 4 — $\Delta Y_{\phi 2}$.

ющаяся при подсветке, расширяется в сторону высоких частот с ростом интенсивности подсветки, при этом граничная частота, определяемая, например, на уровне 0.7 ($f_{0.7}$), изменяется примерно пропорционально L (кривые 2, 3), т. е. $\tau = (2\pi f_{0.7})^{-1} \sim L^{-1}$.

На некоторых пленках GaAs наблюдался более резкий спад $\Delta\sigma_{\phi}$ и ΔY_{ϕ} (кривые 2—5) на частотах $f > 4$ МГц. Эта частота примерно соответствует частоте $f_p = (2\pi\tau_p)^{-1}$, где τ_p — время жизни дырок. По данным ФМЭ для исследованных пленок $\tau_p = (1 \div 5) \cdot 10^{-8}$ с. Однако на большинстве пленок какой-либо особенности на частотах $f \sim f_p < 10$ МГц не наблюдалось (кривая 1), что свидетельствует о наличии наряду с медленными достаточно быстрых процессов в кинетике релаксации барьеров.

В связи с барьерной природой фотопроводимости пленок GaAs и InP при низких уровнях фотовозбуждения определение времени жизни электронов τ_n

² Из-за ограничений, налагаемых RC-параметрами измерительной схемы, измерения КФЭ проводились при $f > 10^3$ Гц.

по кинетике или стационарному значению фотопроводимости становится некорректным в этих условиях. Формальное определение τ_n дает значения $\sim 10^{-6}$ с. С учетом уровня объемной фотопроводимости, как уже отмечалось, на 2—3 по-

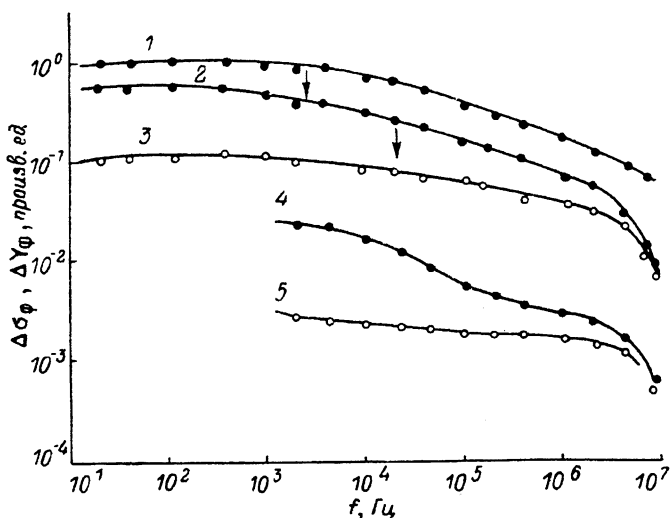


Рис. 4. Частотная зависимость фотопроводимости и конденсаторной фотоэкс.

1 — $\Delta\sigma_\phi$ в InP при слабой подсветке; 2, 3 — $\Delta\sigma_\phi$ в GaAs при $L/L_0 = 1$ и 5 соответственно; 4, 5 — $(\Delta Y_{\phi 1} + \Delta Y_{\phi 2})$ в GaAs при тех же двух уровнях подсветки. Стрелками отмечены частоты $f_{0,1}$.

рядка ниже уровня БФП приведенное выше значение завышено в таком же отношении, и истинное время жизни электронов, по-видимому, близко к времени жизни дырок, как это имеет место при высоких уровнях фотовозбуждения ($L > 10^{22}$ см $^{-2}$. с $^{-1}$) [12].

Список литературы

- [1] Костылев С. А., Прохоров Е. Ф., Уколов А. Т. // Обзоры по электронной технике. Сер. Электроника СВЧ. 1986. В. 7 (1188). 40 с.
- [2] Osterwalder J. M., Rickett V. J. // Proc. IEEE. 1979. V. 67. N 3. P. 966—968.
- [3] Гореленок А. Т., Давильченко В. Г., Добровольский З. П., Корольков В. И., Мамутин В. В., Табаров Т. С., Шмидт Н. М., Пуляевский Д. В. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 8. С. 1460—1463.
- [4] Papaioannou G. V. // Phys. St. Sol. (a). 1986. V. 96. P. K99—K101.
- [5] Саченко А. В. // Проблемы физики поверхности полупроводников. Киев, 1981. С. 37—76.
- [6] Бедный Б. И., Калинин А. Н., Карпович И. А. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 7. С. 1302—1304.
- [7] Matsuo N., Ohno H., Hasegawa H. // Japan. J. Appl. Phys. 1984. V. 23. N 5. P. L299—L301.
- [8] Edwards W. D. // IEEE Electron. Dev. Lett. 1980. V. 1. N 8. P. 149—150.
- [9] Карпович И. А., Савинов А. Н., Бедный Б. И. // Поверхность. 1988. № 11. С. 105—109.
- [10] Бедный Б. И., Калинин А. Н., Савинов А. Н. // Изв. вузов СССР. Физика. 1987. № 8. С. 109—111.
- [11] Дмитрук Н. Л. // Изв. вузов СССР. Физика. 1980. № 1. С. 38—51.
- [12] Глинчук К. Д., Литовченко Н. М., Родионов В. Е. // Матер. Всес. конф. «Физика соединений А 3 V 5 ». Л., 1979. С. 54—57.

Горьковский
государственный университет
им. Н. И. Лобачевского

Получена 29.06.1989
Принята к печати 25.07.1989