

ФОТООТРАЖЕНИЕ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

А. Н. Пихтин, М. Т. Тодоров

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет, 197022, Санкт-Петербург, Россия

(Получена 11 февраля 1993 г. Принята к печати 24 февраля 1993 г.)

Исследована зависимость формы линии фотоотражения от концентрации свободных носителей заряда при комнатной температуре. С ростом концентрации зарегистрировано уширение спектров фотоотражения как в области E_0 , так и вблизи $E_0 + \Delta_0$. Показан вклад приповерхностной области конечных размеров d_R в формирование отражения и фотоотражения. Выявлено влияние неоднородности распределения электрического поля в указанной области на форму спектра и на экспериментально определяемую напряженность поверхностного электрического поля. Полученные данные могут быть использованы для контроля концентрации свободных носителей заряда в тонких эпитаксиальных слоях.

Введение. Сущность метода фотоотражения (ФО) заключается в регистрации изменения отраженного зондового света вследствие периодического возмущения поверхности образца вторым световым пучком (чаще всего лазерным) на фиксированной длине волны в области собственного поглощения исследуемого объекта. В результате фотоинъекции электронно-дырочных пар, разделяемых электрическим полем приповерхностной области объемного заряда (ПООЗ), происходит частичная компенсация поверхностных заряженных состояний, приводящая к уменьшению барьерного электрического поля (рис. 1). Возникающие при этом изменения оптических характеристик вещества приводят к модуляции отраженного зондового света, что с помощью фазочувствительной техники детектирования позволяет зарегистрировать дифференциальный спектр. В настоящей работе приведены результаты исследований влияния концентрации свободных носителей заряда на форму спектров ФО и параметры приповерхностной области объемного заряда. Полученные данные позволяют расширить понимание механизмов фотоотражения в GaAs вблизи пороговых значений энергий.

1. Теория

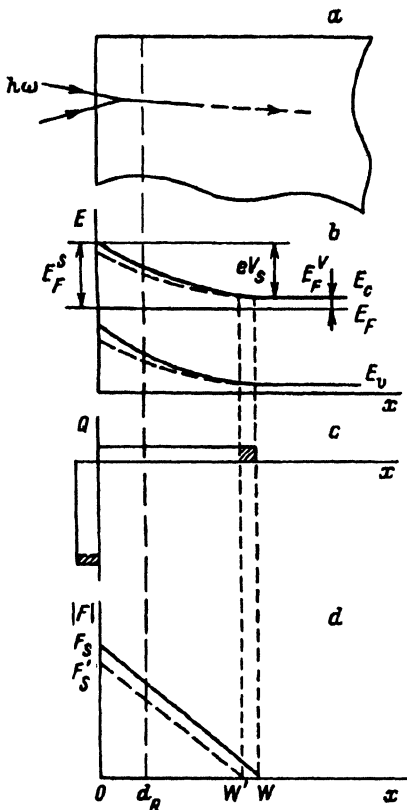
Как правило, для интерпретации экспериментальных спектров фотоотражения привлекается формализм, описывающий электроотражение в рамках эффекта Франца—Келдыша [1-3]. Изменения коэффициента отражения, вызванные внешним электрическим полем, в общем виде можно представить как

$$\Delta R/R = \alpha \Delta \epsilon_1 + \beta \Delta \epsilon_2, \quad (1)$$

где $\Delta \epsilon_1$ и $\Delta \epsilon_2$ — изменения реальной и мнимой частей диэлектрической проницаемости, α и β — коэффициенты Серафина [4], являющиеся функциями ϵ_1 и ϵ_2 .

Как было показано в работах [3, 5], в малых полях изменение диэлектрической функции принимает вид третьей производной

Рис. 1. Формирование сигнала в слое с эффективной толщиной d_R : a — отражение зондирующего светового луча; b — энергетическая диаграмма; c — распределение заряда; d — распределение напряженности электрического поля вблизи поверхности образца.



$$\Delta \varepsilon = \frac{(\hbar\Omega)^3}{3(\hbar\omega)^3} \frac{d^3}{d(\hbar\omega)^3} [(\hbar\omega)^2 \varepsilon(\hbar\omega, \Gamma)], \quad (2)$$

а модуляционный спектр отражения, представляющий собой единичную осцилляцию, описывается выражением

$$\Delta R/R = \text{Re} [C e^{i\varphi} (\hbar\omega - E_g + i\Gamma)^{-p}]. \quad (3)$$

Здесь $\hbar\omega$ — энергия фотонов;

$$\hbar\Omega = \left(\frac{e^2 \hbar^2 F^2}{8\mu_{||}} \right)^{1/3} \quad (4)$$

— электрооптическая энергия; F — электрическое поле; $\mu_{||} = (1/m_e + 1/m_h)^{-1}$ — приведенная эффективная масса электрона и дырки в направлении поля; Γ — параметр уширения; C — амплитуда; φ — фазовый множитель; E_g — ширина запрещенной зоны; p — параметр, определяемый типом критической точки (в данном случае $p = 2,5$).

Условия слабого поля, когда справедливы выражения (2) и (3), определяются неравенством $(\hbar\Omega)^3 < \frac{1}{3}\Gamma^3$, что в эксперименте, как правило, соответствует $\Delta R/R < 10^{-3}$ [3, 5].

В (3) амплитуда C и фаза φ медленно меняются с энергией и неявным образом зависят от оптических характеристик материала. При этом для нахождения параметров E_g и Γ наблюдаемого оптического перехода из экспериментального спектра достаточно провести обычную итерационную процедуру его подгонки, согласно выражению (3), не раскрывая содержания параметров C и φ . Это стало причиной широкого применения равенства (3) для интерпретации данных по электроотражению, а впоследствии и по фотоотражению.

В случае, когда электрооптическая энергия (4) соизмерима или больше параметра уширения Γ [6], модуляционный спектр представляет собой последовательные затухающие осцилляции, описываемые в асимптотическом приближении уширенного эффекта Франца—Келдыша выражением

$$\Delta R/R \sim (\hbar\omega - E_g)^{-1} \exp \left[-\frac{\Gamma (\hbar\omega - E_g)^{1/2}}{(\hbar\Omega)^{3/2}} \right] \cos \left[\varphi + \frac{2}{3} \left(\frac{\hbar\omega - E_g}{\hbar\Omega} \right)^{3/2} \right], \quad (5)$$

а в точках экстремумов наблюдаемых осцилляций выполняется равенство

$$f\pi = \varphi + \frac{2}{3} \left[\frac{(\hbar\omega_f - E_g)}{\hbar\Omega} \right]^{3/2}, \quad (6)$$

где $f \gg 2$ — порядковый номер экстремума.

В случае однородного электрического поля значения величины $(\hbar\omega_f - E_g)^{3/2}$ в зависимости от номера экстремума f ложатся на прямую, наклон которой определяет электрооптическую энергию $\hbar\Omega$. При этом, исходя из (4) и (6), для напряженности поля имеем

$$F_e = \left(\frac{8\mu}{e^2\hbar^2} \right)^{1/2} \frac{2(\hbar\omega_f - E_g)^{3/2}}{3\pi(f - \eta)}, \quad (7)$$

где значение параметра η определяется по энергиям двух экстремумов осцилляции как

$$\eta = \frac{(E_j - E_g)^{3/2} - 2(E_i - E_g)^{3/2}}{(E_j - E_g)^{3/2} - (E_i - E_g)^{3/2}} = \frac{2}{3}\varphi. \quad (8)$$

Приведенные выше соотношения справедливы в случае однородного электрического поля. Обычно считают, что отражение зондирующего света происходит от границы раздела бесконечно малой толщины, а под F и F_e в (4) и (7) понимают напряженность электрического поля на границе, т. е. в нашем случае — на поверхности GaAs. Очевидно, в формировании сигнала ФО должен участвовать приповерхностный слой конечной толщины, обозначенный на рис. 1 как d_R . Если в пределах этого слоя поле меняется слабо, то мы действительно будем измерять поверхностную напряженность электрического поля. В противном случае из анализа спектров фотоотражения и электроотражения будет получаться некоторая усредненная величина F_e . Градиент напряженности электрического поля вблизи поверхности зависит прежде всего от концентрации свободных носителей n , которая определяет ширину области объемного заряда W .

Воспользовавшись соотношением для резкого несимметричного барьера [7], можно записать

$$W = \left[\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{eN_D} \left(V_S - \frac{kT}{e} \right) \right]^{1/2}, \quad (9)$$

где контактная разность потенциалов V_S определяется пиннингом уровня Ферми на поверхности, а N_D — концентрация доноров в n -GaAs. Напомним, что поправочный член kT/e учитывает «хвост» в распределении основных носителей заряда, т. е. отклонение распределения объемного заряда от ступенчатой функции, изображенной на рис. 1, с. Из (9) нетрудно определить, что при изменении концентрации доноров от 10^{15} до 10^{17} см $^{-3}$ величина W для n -GaAs будет изменяться примерно от 1 до 0.1 мкм.

Из общих соображений можно считать, что формирование отраженной волны происходит в слое толщиной порядка $d_R \leq \lambda/2n$, где n — показатель преломления материала, т. е. для нашего случая $d_R \leq 0.1$ мкм. Это означает, что лишь в слабо легированном материале соблюдается условие $d_R \ll W$.

Следовательно, величина F_e , определяемая с помощью выражения (7) на основе экспериментальных данных, соответствует полю, усредненному по области d_R , соизмеримой с W . Исходя из (9), получаем напряженность электрического поля на поверхности

$$F_S = \frac{eN_D W}{\varepsilon\varepsilon_0} + \frac{2kT}{eW}. \quad (10)$$

Напомним, что контактная разность потенциалов в (9), определяемая как $V_S = E_F^S - E_F^V$ (рис. 1, б), рассчитывается с учетом поверхностного пиннинга уровня Ферми вблизи середины запрещенной зоны ($E_F^S = 0.75$ эВ [8]).

Соотношение между экспериментальным F_e и расчетным F_S значениями может являться критерием существования эффективно отражающей приповерхностной области конечных размеров, дающей интегральный отклик при регистрации спектра фотоотражения. Равенство этих величин будет означать, что $d_R \ll W$.

2. Эксперимент

Спектры фотоотражения измерялись на экспериментальной установке, изготовленной на базе инфракрасного спектрометра ИКС-31. Схема установки и оборудование подобны описанным в работах [9, 10].

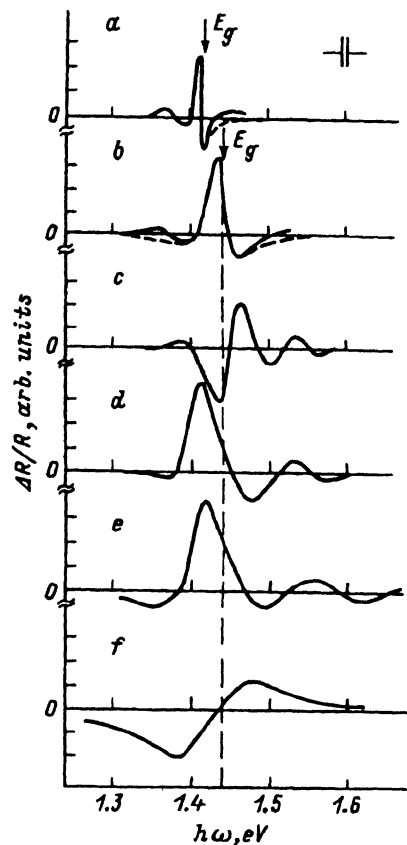
Источником света служила лампа накаливания КГМ-12-100. Модуляция электрического поля в области объемного заряда у поверхности образца осуществлялась He—Cd-лазером ЛГ-70 ($\lambda = 0.4416$ мкм) на частоте 38 Гц. В качестве детектора отраженного зондового пучка использовался кремниевый фотодиод со встроенным предусилителем. Переменный сигнал от фотоприемника, усиленный селективным усилителем, подавался на синхронный детектор, с выхода которого сигнал постоянного тока регистрировался на самописце. С целью уменьшения паразитной составляющей сигнала, связанной с люминесценцией образца, интенсивность модулирующего излучения ослаблялась поляризатором. При этом уменьшалась амплитуда сигнала ФО, а форма спектра оставалась неизменной. Размеры освещаемого пятна на поверхности полупроводника составляли $\sim 2 \times 2$ мм. Установка позволяла регистрировать спектры отражения и фотоотражения в спектральном диапазоне 0.45—1.1 мкм с разрешением 0.5 мэВ.

В работе исследовались образцы полуизолирующего, нелегированного и легированного оловом GaAs. Приведены результаты по выборке образцов, отражающих общую тенденцию поведения соответствующих спектров ФО в зависимости от концентрации свободных носителей заряда.

3. Результаты

Рис. 2 содержит экспериментальные спектры фотоотражения объемного GaAs, измеренные в диапазоне энергий вблизи порога собственного поглощения при комнатной температуре. В случае полуизолирующего GaAs (рис. 2, а, б) спектр представляет собой единичную узкую осцилляцию небольшой амплитуды. Такое поведение связано с относительно невысоким поверхностным электрическим полем в данном материале. Последнее обстоятельство обусловлено двумя причинами. Во-первых, небольшое отличие между уровнями Ферми на поверхности и в объеме (в обоих случаях вблизи середины запрещенной зоны) формирует невысокий поверхностный потенциальный барьер $eV_S = E_F^S - E_F^V$. Во-вторых, низкой концентрации заряженных центров соответствует широкая область объемного заряда. Поскольку в этом случае соблюдаются условия режима слабого поля, для построения расчетного спектра ФО воспользуемся формулой (3). Результаты расчетов представлены на рис. 2 пунктирными линиями. Отметим, что в случае GaAs(In) (рис. 2, а) наблюдается сдвиг спектральной линии на ~ 6 мэВ в длинноволновую сторону. Причина сдвига заключается в образовании в процессе роста твердого раствора $Ga_{1-x}In_xAs$ состава, соответствующего $x \approx 0.005$. Это подтвердили результаты микрорентгеноспектральных измерений. Продолжая наблюдения за влиянием концентрации свободных носи-

Рис. 2. Спектры фотоотражения GaAs вблизи порога собственного поглощения. $T = 297$ К. GaAs: a — легированный In, полуизолирующий, $\rho > 10^7$ Ом·см; b — высокоомный, $\rho \approx 10^6$ Ом·см; f_7 — нелегированный, $\rho \approx 50$ Ом·см; n , см $^{-3}$: $d - 1.6 \cdot 10^{17}$, $e - 2.9 \cdot 10^{17}$, $f - \approx 2 \cdot 10^{18}$. Сплошные линии — эксперимент, штриховые — расчет.



телей заряда на форму спектра ФО, рассмотрим рис. 2, c — e . Увеличение концентрации приводит к появлению уширяющихся осцилляций Франца—Келдыша. Увеличение высоты потенциального барьера V_S и сужение области объемного заряда в легированном материале вызывают повышение напряженности барьерного электрического поля. При этом экспериментальные данные следует интерпретировать в приближении средних полей, что позволяет, пользуясь выражениями (7), (8), определить F_e по максимумам наблюдаемых осцилляций (таблица). Для выявления соотношения величин F_e и F_S в соответствии с вышеизложенным воспользуемся выражениями (9), (10). Полученные расчетные значения V_S , W , F_S приведены в таблице. Очевидно, что величина F_e заметно меньше величины поверхностного поля F_S . Этот факт подтверждает высказанные выше соображения о формировании сигнала ФО приповерхностной областью конечных размеров. При этом следует ожидать, что чем больше концентрация свободных носителей заряда, тем больше будут отличаться величины F_S и F_e . Эта ситуация отражена на рис. 3. Для полуизолирующего материала с широкой приповерхностной областью объемного заряда и невысоким потенциальным барьером поле в пределах отражающего слоя толщиной d_R практически не меняется, а в случае сильно легированного материала оно может меняться от нуля до F_S в пределах области d_R . В последнем случае интегрирование сигнала ФО по этой области должно приводить к размазыванию, а при высоком уровне легирования — к исчезновению осциллирующей структуры. По этой же причине не исключена возможность и полного отсутствия сигнала ФО, что и наблюдалось нами в ряде случаев в сильно легированных образцах.

Высказанные предположения подтверждаются экспериментальными данными по фотоотражению GaAs(Sn) с высоким уровнем легирования (рис. 2, f). Как и ожидалось, спектр сильно уширен, а осциллирующей структуры не наблюдается. Резкое уменьшение амплитуды сигнала может являться следствием как неоднородности поля, так и снижения эффективности модуляции при $W < d_R$.

Расчет параметров приповерхностной области объемного заряда в GaAs (Sn)

n , см $^{-3}$	E_F^V , эВ	E_F^C , эВ	V_S , В	F_S , 10^7 В/м	F_e , 10^7 В/м	W , мкм
1.6	0.037	0.75	0.71	1.73	1.05	0.08
2.9	0.027	0.75	0.72	2.35	1.45	0.06

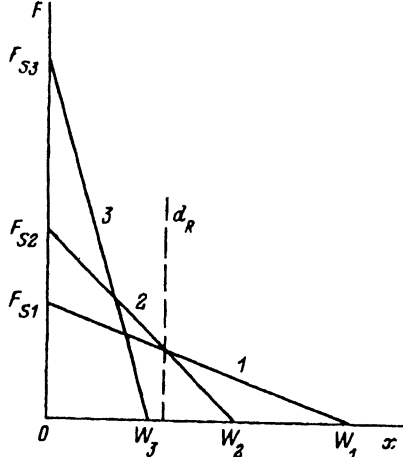


Рис. 3. Влияние неоднородности электрического поля в эффективно отражающем слое d_R на форму спектра фотоотражения. W — распределение поля в слое объемного заряда высокоомного слабо компенсированного (1), умеренно легированного (2) и сильно легированного (3) n -GaAs.

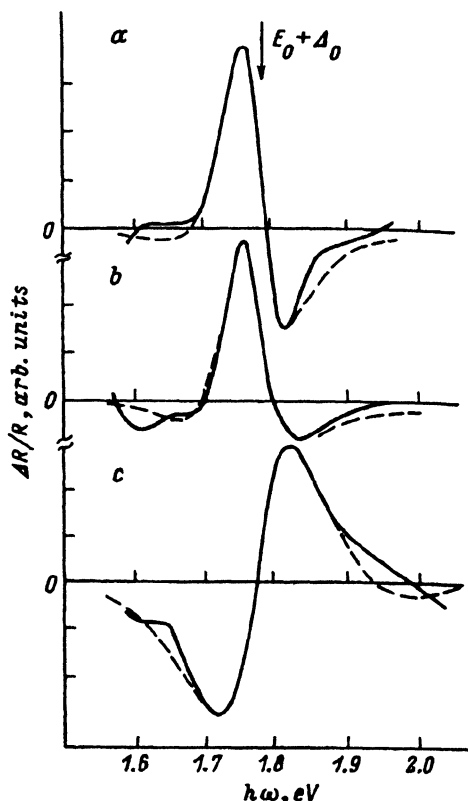


Рис. 4. Спектры фотоотражения n -GaAs в области переходов $E_0 + \Delta_0$. n , см^{-3} : $a - 1.6 \cdot 10^{17}$, $b - 2.9 \cdot 10^{17}$, $c - 2 \cdot 10^{18}$. Сплошные линии — эксперимент, штриховые — расчет.

Характерные для фотоотражения спектральные особенности были зарегистрированы нами также и в области оптических переходов из отщепленной спин-орбитальным взаимодействием валентной зоны в зону проводимости при $\hbar\omega \approx E_0 + \Delta_0$. Полученные данные приведены на рис. 4. Как можно заметить, во всех случаях выполняется условие режима слабых полей, что связано с большой величиной параметра Γ для высокоэнергетических резонансных переходов. Из экспериментальных спектров по выражению (3) определена величина спин-орбитального расщепления при комнатной температуре: $\Delta_0 = 346 \pm 5$ мэВ.

Заключение. Таким образом, с ростом концентрации свободных носителей заряда форма линии спектра фотоотражения меняется от единичной узкой осцилляции для полуизолирующего GaAs через уширяющиеся осцилляции Франца—Келдыша в легированном GaAs к сильно размазанной структуре в сильно легированном GaAs. Это поведение определяется высотой поверхностного потенциального барьера, размером приповерхностной области объемного заряда, конечной шириной отражающей области и неоднородностью распределения электрического поля в ней.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] М. Кардона. Модуляционная спектроскопия, 416. М. (1972).
- [2] В. А. Тягай, О. В. Снитко. Электроотражение света в полупроводниках, 304. Киев (1980).
- [3] D. E. Aspnes. In: Handbook on Semiconductors (ed. by T. S. Moss), 2, 109 (1980).
- [4] B. J. Seraphin, R. S. Hess. Phys. Rev. Lett., 14, 138 (1965).

- [5] D. E. Aspnes. Surf. Sci., 37, 418 (1973).
- [6] D. E. Aspnes, A. A. Studna. Phys. Rev. B, 7, 4605 (1973).
- [7] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов, 505. М. (1984).
- [8] W. E. Spicer, I. Lindan, P. Skeath, P. Y. Su. J. Vac. Sci. Techn., 17, 1019 (1980)
- [9] J. L. Shay. Phys. Rev., 2, 803 (1970).
- [10] Ю. Е. Марончук, А. П. Шерстяков, А. С. Токарев. ФТП, 7, 552 (1973).

Редактор Л. В. Шаронова
