

УДК 534:621.382:534:535

©1993

СПЕКТРОСКОПИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ В GaAs ПОСРЕДСТВОМ АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

И.В.Островский, С.В.Сайко

Исследованы поверхностные уровни в гетероструктуре i -GaAs-эпитаксиальный слой GaAs посредством поперечного акустоэлектрического эффекта в слоистой системе LiNbO_3 -GaAs. Определены эффективная глубина залегания и эффективное сечение захвата электронов поверхностными состояниями. Проведен теоретический анализ релаксации "ловушечной" составляющей поперечного акустоэлектрического напряжения. Показано, что при определенных условиях подзона поверхностных уровней может быть заменена одним эффективным энергетическим состоянием.

Исследование глубоких уровней в твердых телах является в настоящее время актуальной задачей в приложении к таким кристаллам, как GaAs, и другим современным материалам, находящим широкое применение [1]. Хорошо развиты фотоэлектрические и оптические методы типа фотопроводимости [2], нестационарной спектроскопии [3] и др. Для подобных исследований свойств полупроводников развиты также лазерные микрофотографические методы [4], в которых также используется фотоэдс. Наряду с оптическими и электрическими методами возможно использование акустоэлектрических методик исследований. Удобным в опыте является поперечный акустоэлектрический эффект. При этом исследуемый образец помещается на звукопровод из пьезоэлектрического материала, чаще всего LiNbO_3 , в котором возбуждается поверхностная акустическая волна (ПАВ) в мегагерцевом диапазоне частот. Имеется обширная периодика по исследованию поперечного акустоэлектрического напряжения (ПАН), генерируемого ультразвуком в слоистой структуре пьезодиэлектрик-полупроводник [5-8], однако, как правило, исследуется ПАН в момент прохождения ультразвука. Иначе говоря, экспериментальные результаты по ПАН могут дать информацию о ловушках в кристалле, подверженном внешнему воздействию пьезоэлектрического поля ПАВ. Поскольку напряженность этого поля достигает $10^5 - 10^6$ В/м, то получить необходимую и неискаженную информацию о поверхности твердого тела становится затруднительно.

В настоящей работе приведены результаты по измерению релаксирующей (нестационарной) компоненты ПАН, которая наблюдается после выключения ультразвукового возмущения (участок DEF на рис. 1). Экспериментальное наблюдение спадающего участка ПАН проводилось и ранее [9], однако акустоэлектрическая нестационарная спектроскопия глубоких уровней посредством ПАН описана ранее не была. Необходимо отметить следующее: описанные ниже измерения принципиально отличаются от экспериментов по нестационарной фотопроводимости тем, что

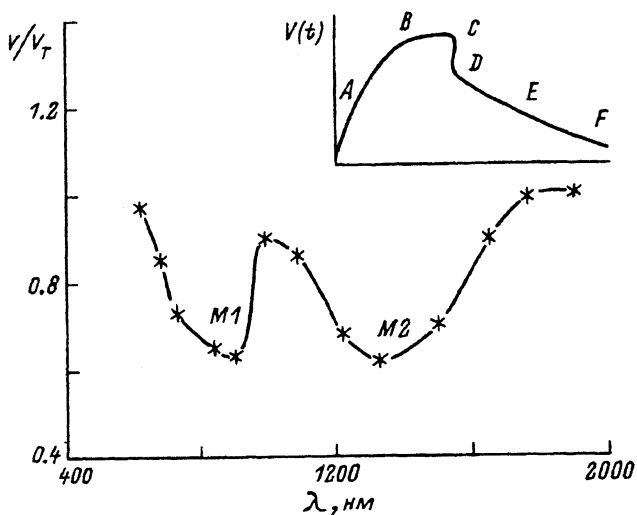


Рис. 1. Зависимость амплитуды ПАН V (в точке D) от длины волны подсветки λ при температуре 296 К.

V_T — амплитуда ПАН для неосвещенного полупроводника.

нестационарное ПАН вызвано зарядами на глубоких уровнях, а нестационарная фотопроводимость связана со свободными носителями заряда, освободившимися с уровней захвата. Однако носители заряда после первичного выброса с центров захвата могут участвовать в процессах рекомбинации, перезахвата и т.п. Поэтому мы отдаем предпочтение прямому наблюдению за связанным зарядом на глубоких уровнях без внешнего воздействия, чтобы получить максимально достоверные результаты без промежуточных процессов в твердом теле и теоретических допущений при обработке результатов.

1. Экспериментальная методика и результаты

В качестве пьезоэлектрической подложки применялась пластинка ниобата лития. Для экспериментов использовался полупроводник GaAs, имеющий слоистую структуру. На полуизолирующей подложке собственного i -GaAs был нанесен по могиридной технологии тонкий эпитаксиальный слой GaAs n -типа. Концентрация поверхностных уровней на границе раздела между эпитаксиальным слоем и подложкой была порядка $N_t \sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Полупроводник размещался эпитаксиальным слоем к пластинке ниобата лития. Поперечное акустоэлектрическое напряжение (V) снималось с омического контакта с тыльной стороны полупроводника. Исследования производились в импульсном режиме с целью изучения формы сигнала $V(t)$ и определения амплитуды и времени релаксации ПАН после выключения возбуждающего импульса.

Релаксация импульса ПАН после выключения ультразвука определяется скоростью установления термодинамического равновесия между поверхностными уровнями захвата и разрешенными зонами полупроводника. Длительность возбуждающего ультразвука радиопульса подбиралась таким образом, чтобы сигнал ПАН достигал своего максимального значения и выходил на насыщение (участок BC на рис. 1). После выключения ультразвука (точка C) на спадающей кривой отчетливо на-

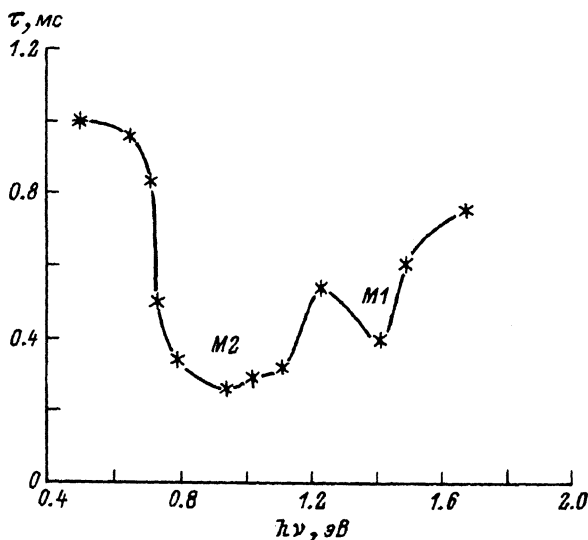


Рис. 2. Спектральная зависимость времени релаксации ПАН τ при температуре 296 К.

блюдались два участка с различными временами релаксации. Быстрый спад CD (время релаксации 6–10 мкс), характерный для ПАН, вызванного нелинейным взаимодействием свободных носителей заряда в полупроводнике с пьезоэлектрическим полем ПАВ, и этот спад определяются временем максвелловской релаксации и временем выхода импульса ПАВ из-под полупроводника. Медленный спад DEF (время релаксации 0.5–2 мс) характерен для “ловушечного” ПАН и непосредственно связан с параметрами центров захвата на поверхности.

При освещении полупроводника наблюдалось уменьшение амплитуды акустоэдс (рис. 1). При этом зависимость ПАН от энергии фотонов света имеет два минимума. Первый, более резкий, минимум ($M1$) находится при $\lambda = 890$ нм ($h\nu = 1.41$ эВ). Энергия фотонов $h\nu$ в этом случае близка к ширине запрещенной зоны GaAs. Второй, более плавный, минимум ($M2$) наблюдается при $\lambda = 1340$ нм ($h\nu = 0.94$ эВ) и определяется энергетическим положением поверхностных уровней захвата в запрещенной зоне.

При наличии одного типа центров захвата электронов участок DEF (рис. 1) может быть аппроксимирован экспонентой

$$V(t) = V_D \exp(-t/\tau), \quad (1)$$

где τ — время релаксации ПАН.

В общем случае при наличии нескольких типов поверхностных состояний необходимо использовать сумму экспонент

$$V(t) = V_0 + \sum_{i=1}^n V_i \exp(-t/\tau_i), \quad (2)$$

где τ_i и V_i — характеристики для отдельного типа уровней, дающие время релаксации заряда (τ_i) и вклад в ПАН (V_i), который пропорционален концентрации поверхностных состояний i -типа.

Зависимость τ от длины волны света представлена на рис. 2. Наличие пологого минимума для $h\nu < E_G$ (E_G — ширина запрещенной зоны) характерно для “ловушечного” ПАН. Так как при освещении полупроводника

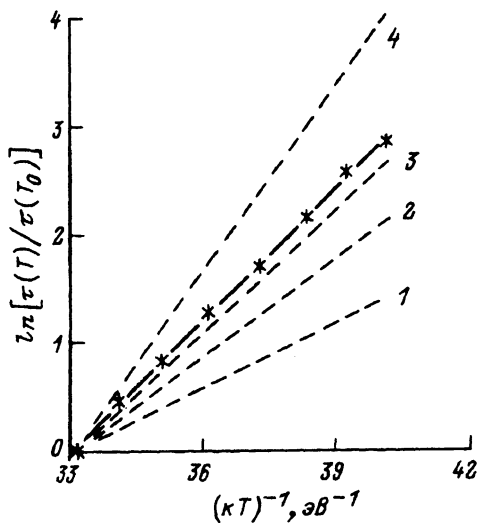


Рис. 3. Температурная зависимость времени релаксации ПАН.

Сплошная линия — экспериментальные данные, штриховые линии — теоретический расчет при $E_c = (E_{\max} - E_{\min})/2 = 0.48$ эВ, $\Delta E = E_{\max} - E_{\min} = 0.3$ эВ, $T_0 = 362$ К. $E_c - F_s = 0.2$ (1), 0.3 (2), 0.4 (3), 0.6 (4).

ловушки частично заполняются электронами, то это ведет к уменьшению вероятности захвата электронов под действием акустической волны (уменьшение амплитуды ПАН) и ускорению теплового выброса избыточного заряда с поверхностных уровней (уменьшение τ).

На рис. 3 показана температурная зависимость времени релаксации. Поскольку график этой зависимости — прямая линия, то очевидно, что в данном случае τ можно представить в виде

$$\tau = A \exp(E_{te}/kT), \quad (3)$$

где A слабо зависит от температуры, E_{te} — эффективная энергия расположения центров захвата.

Для дальнейшего анализа полученных результатов рассмотрим теоретически процесс захвата электронов поверхностными состояниями.

2. Теоретический расчет

1) Общее рассмотрение. В подавляющем большинстве работ экспериментальные данные по релаксационным процессам на поверхности полупроводников интерпретируются исходя из предположения о дискретном энергетическом положении уровней захвата. Однако для больших концентраций дефектов на поверхности отмечалось [10], что экспериментальные данные по захвату в квазиравновесных условиях могут с успехом интерпретироваться и в приближении непрерывного энергетического спектра поверхностных состояний, что существенно ближе к реальной поверхности полупроводниковых структур.

Рассмотрим кинетику захвата электронов в полупроводнике n -типа на уровни ловушек, занимающих некоторую подзону энергий от E_{\min} до E_{\max} . Как известно, основное уравнение для кинетики захвата электронов на ловушки с плотностью энергетического спектра ловушек $N_{ss}(E)$ можно представить в виде

$$dn_t/dt = n_s \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} C_n(E) N_{ss}(E) (1 - f_n(E, Y_s)) dE - n_0 \times$$

$$\times \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \beta_n(E) N_{ss}(E) f_n(E, Y_s) dE, \quad (4)$$

где $C_n(E)$ и $\beta_n(E)$ — коэффициенты, характеризующие захват и тепловой выброс электронов; $f_n(E, Y_s)$ — неравновесная функция распределения электронов; $Y_s = e\varphi_s/kT$; φ_s — поверхностный потенциал; T — температура полупроводника; n_0 — равновесная концентрация электронов в глубине полупроводника; n_s — концентрация свободных электронов у поверхности ($n_s = n_0 \exp(Y_s)$); n_t — концентрация электронов, захваченных на ловушки.

Из условия термодинамического равновесия получаем вероятность теплового освобождения ловушек через вероятность захвата

$$\beta_n(E) = \exp((E - F_0)/kT) C_n(E). \quad (5)$$

Здесь F_0 — положение уровня Ферми в глубине полупроводника.

Для решения задачи необходимо знать $f_n(E, Y_s)$. Результатом присутствия высокочастотного электрического поля ПАВ у поверхности полупроводника является изменение средней концентрации свободных электронов в приповерхностном слое, например увеличение $n_s > n_{s0}$. При этом происходит перераспределение электронов по поверхностным уровням в соответствии с этой эффективной концентрацией n_s .

Из условия квазиравновесия $dn_t/dt = 0$, используя уравнения (4), (5), получим

$$f_n(E, Y_s) = [1 + (n_0/n_s) \exp((E - F_0)/kT)]^{-1}. \quad (6)$$

Рассмотрим случай малых отклонений от термодинамического равновесия, когда выполняется условие

$$Y_s = Y_{s0} - \Delta Y_s, \quad n_t = n_{t0} + \Delta n_t, \quad n_s = n_{s0} + \Delta n_s. \quad (7)$$

Малые возмущения $\Delta n_{t,s}$ возникли вследствие воздействия пьезоэлектрического поля ПАВ на полупроводник. Будем учитывать только члены первого порядка малости. Тогда, разлагая в ряд, из (6) получим

$$f_n = f_0 [1 + (1 - f_0) \Delta n_s / n_{s0}], \quad (8)$$

где $f_0 = [1 + \exp((E - F_s)/kT)]^{-1}$ — равновесная функция распределения электронов, F_s — положение уровня Ферми на поверхности.

Для дальнейших расчетов необходимо получить неравновесную функцию распределения f_n в явном виде. Это можно сделать, учитывая, что существует однозначная связь между поверхностным зарядом n_t и изгибом зон на поверхности Y_s , которая рассчитывается в теории Гарретта-Браттайна [11] через посредство известной функции $F(Y_s)$. В первом приближении по малому изменению ΔY_s под действием ПАВ получим

$$n_t = -n_i r_d F(Y_s) \sim n_{t0} + n_i r_d \partial F / \partial Y_s \Delta Y_s. \quad (9)$$

Здесь n_i — концентрация свободных носителей заряда в собственном полупроводнике, r_d — дебаевская длина экранировки, производная $\partial F / \partial Y_s$ здесь и далее вычисляется в равновесных условиях.

Выражая n_t через плотность $N_{ss}(E)$ и учитывая функцию (8), получим следующее выражение для заряда на поверхности:

$$n_t = \int N_{ss}(E) f_n(E) dE = n_{t0} + (\Delta n_s / n_{s0}) \int N_{ss}(E) f_0(E) (1 - f_0(E)) dE. \quad (10)$$

Из уравнений (8)–(10) легко получить связь между индуцированным ультразвуком изменением заряда на поверхностных ловушках Δn_s и смещением уровня Ферми ΔY_s на поверхности под действием ПАВ

$$\Delta n_s = n_{s0} n_i r_d \partial F / \partial Y_s \left[\int N_{ss}(E) f_0(E) (1 - f_0(E)) dE \right]^{-1} \Delta Y_s. \quad (11)$$

Теперь, используя (8) и (11), можно определить в явном виде зависимость неравновесной функции распределения f_n от энергии E и изгиба зон $Y_s = Y_{s0} - \Delta Y_s$:

$$f_n = f_0 \left[1 + (1 - f_0) n_i r_d \partial F / \partial Y_s \left[\int N_{ss}(E) f_0(E) (1 - f_0) dE \right]^{-1} \Delta Y_s \right]. \quad (12)$$

Подставляя найденную функцию (12) в уравнение (4) и ограничиваясь линейными членами разложения (Δn_s , Δn_t , ΔY_s), получим соотношение между индуцированным ПАВ изменением заряда на ловушках Δn_t и временем релаксации заряда на ловушках τ

$$d\Delta n_t / dt = -\Delta n_t / \tau,$$

$$1/\tau = \left(\frac{1}{\int N_{ss}(E) f_0(1 - f_0) dE} + \frac{1}{n_i r_d \partial F / \partial Y_s} \right) \int C_n(E) N_{ss}(E) (1 - f_0) dE. \quad (13)$$

Выражение (13) является общей формулой для расчета τ в общем случае.

Ниже анализ детализирован для конкретных случаев.

2) Монополярный полупроводник с сильным изгибом зон. Для монополярного полупроводника в случае сильного изгиба зон выполняется неравенство

$$n_i r_d \partial F / \partial Y_s \gg N_t, \quad (14)$$

где

$$N_t = \int N_{ss}(E) f_0(E) dE.$$

В этом случае выражение для τ упрощается

$$\tau = \frac{\int N_{ss}(E) f_0(E) (1 - f_0(E)) dE}{n_{s0} \int C_n(E) N_{ss}(E) (1 - f_0(E)) dE}. \quad (15)$$

Кроме того, поскольку функция $g(E) = f_0(E)(1 - f_0(E))$ имеет резкий максимум в окрестности уровня Ферми, основной вклад в процессы перезарядки примесных состояний будут давать те уровни, которые локализованы вблизи уровня Ферми. Последнее оправдывает приближение в распределении $N_{ss}(E)$, задаваемое соотношением

$$N_{ss}(E) = \begin{cases} N_0 = \text{const}, & E_{\min} < E < E_{\max}, \\ 0, & \text{в других областях,} \end{cases} \quad (16)$$

$\Delta E = E_{\max} - E_{\min}$ определяет эффективную ширину подзоны активных поверхностных уровней.

Обычно C_n слабо зависит от энергетического положения ловушек и может быть представлено в виде

$$C_n = V_t S_n, \quad (17)$$

где V_t — тепловая скорость электронов, S_n — эффективное сечение захвата электронов ловушками.

Теперь интегралы в соотношении (15) допускают аналитическое вычисление. При этом результат будет существенно зависеть от расположения уровня Ферми относительно подзоны ловушек. Рассмотрим наиболее характерные случаи.

а) Энергетическая зона ловушек лежит выше уровня Ферми ($E_{\min} > F_s$). В этом случае $f_0(E) \sim \exp((F_s - E)/kT) \ll 1$,

$$\tau \sim (N_c V_t S_n)^{-1} \exp((E_c - E_{\min})/kT). \quad (18)$$

Здесь N_c — концентрация свободных электронов у дна зоны проводимости, E_c — энергия дна зоны проводимости.

б) Энергетическая зона ловушек лежит ниже уровня Ферми ($E_{\max} < F_s$). В этом случае $f_0(E) \sim (1 - \exp((E - F_s)/kT)) \sim 1$,

$$\tau \sim (N_c V_t S_n)^{-1} \exp((E_c - F_s)/kT). \quad (19)$$

в) Энергетическая зона ловушек покрывает уровень Ферми ($E_{\min} < F_s < E_{\max}$)

$$\tau \sim (N_c V_t S_n)^{-1} \exp((E_c - F_s)/kT). \quad (20)$$

На рис. 3 представлены теоретические зависимости времени релаксации τ от температуры для различных случаев энергетического расположения уровней Ферми и ловушек в запрещенной зоне полупроводника, рассчитанные на ЭВМ согласно (15), (16). Следовательно, в любом случае τ представимо в виде

$$\tau = A \exp(E_{te}/kT), \quad (21)$$

что согласуется с экспериментальными результатами \mathcal{I} на рис. 3. По наклону прямой можно определить E_{te} эффективное энергетическое расположение центров захвата. Для полупроводника GaAs с эпитаксиальным слоем на поверхности получено $E_{te} \sim 0.42$ эВ ниже дна зоны проводимости.

Спектральные зависимости времени релаксации (рис. 2) имеют минимум при энергии фотонов $h\nu = 0.94$ эВ, что соответствует уровням захвата с энергией $E = E_G - h\nu \sim 0.47$ эВ от дна зоны проводимости. Таким образом, как термические так и спектральные исследования дают возможность определить расположение тех поверхностных уровней захвата, которые вносят наибольший вклад в эффект ПАН. Зная эту характеристику, можно определить такой важный параметр ловушек, как эффективное сечение захвата S_n .

Согласно (16)–(18),

$$S_n \sim (N_c V_t \tau)^{-1} \exp(E_{te}/kT). \quad (22)$$

Для GaAs с эпитаксиальным слоем при комнатной температуре ($T_k = 296$ К) получено $S_n \sim 10^{-16}$ см².

1. Полученные результаты позволяют заключить, что по релаксации импульса ПАН можно определить параметры поверхностных состояний, ответственных за возникновение акустоэлектрического напряжения. Релаксация ПАН после прекращения импульса ультразвука связана с установлением равновесия на поверхностных состояниях, и по ней можно измерить и рассчитать времена релаксации, сечения захвата и энергии залегания поверхностных уровней.

2. Для i -GaAs с эпитаксиальным слоем получены параметры $S_n \sim \sim 10^{-16} \text{ см}^2$ и $E_{te} \sim 0.47 \text{ эВ}$ (оптические измерения), 0.42 эВ (термические измерения) ниже дна зоны проводимости. Эти параметры соответствуют центру $EL2$, являющемуся собственным дефектом структуры, включающим в себя междоузельный атом As; [12]. Таким образом, основной вклад в ПАН дают центры $EL2$, которые и являются основными дефектами на границе раздела кристаллической подложки GaAs с эпитаксиальным слоем GaAs.

3. Расчеты и эксперимент показывают, что при наличии на поверхности кристалла некоторой подзоны ловушек с конечной шириной залегания их можно аппроксимировать одним типом поверхностных уровней с некоторой эффективной глубиной залегания, которую можно определить из термических или оптических измерений.

Список литературы

- [1] Бехштедт Ф., Эндерлайн Р. Поверхности и границы раздела полупроводников. М.: Мир, 1990. 484 с.
- [2] Бьюб Р. Фотопроводимость твердых тел. М.: ИЛ, 1962. 558 с.
- [3] Lagowski J., Edelman P., Morawski A. // *Semicond. Sci. and Technol.* 1992. V. 7. N 1A. P. 211-214.
- [4] Аксенов Л.В., Аристов В.А., Рау Э.И., Фролов К.К. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 1992. Т. 56. № 3. С. 83-89.
- [5] Гуляев Ю.В., Мороз А.И., Ползикова М.И. // *ФТП.* 1979. Т. 13. № 7. С. 1441-1443.
- [6] Громашевский В.Л., Кундзич А.Г. // *УФЖ.* 1984. Т. 29. № 4. С. 561-564.
- [7] Davari B., Das P. // *J. Appl. Phys.* 1983. V. 53. N 5. P. 3668-3672.
- [8] Benabdeslem M., Ostrowski I. // *Rev. Phys. Appl.* 1990. V. 25. N 10. P. 1005-1010.
- [9] Tabib-Azar M., Hajjar F. // *IEEE.* 1989. V. 36. N 6. P. 1189-1195.
- [10] Brattain W.H., Garret G.G. // *SSTY.* 1956. V. 35. P. 1041-1049.
- [11] Brattain W.H., Garret G.G. // *Phys. Rev.* 1955. V. 99. P. 376-387.
- [12] Ogata J., Ohkubo N., Matsumoto S. // *Proc. Int. Conf. Sci. and Technol. Defect Contr. Semicond. Yokohama, 1990. V. 1. P. 829-834.*

Киевский государственный университет
им.Т.Г.Шевченко

Поступило в Редакцию
10 декабря 1992 г.