

УДК 621.385.833
© 1990**ЭЛЕКТРОННО-ЗОНДОВОЕ ПРОФИЛИРОВАНИЕ
ГРАДИЕНТНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР
НА ОСНОВЕ СОЕДИНЕНИЙ $A^{III}B^V$
МЕТОДОМ ОТРАЖЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ***А. В. Буянов, Г. П. Пека, В. Н. Ткаченко*

Для градиентных гетероструктур на основе соединений $A^{III}B^V$ в широком диапазоне толщин эпитаксиальных слоев в рамках диффузионной модели проведен расчет координатной зависимости сигнала отраженных электронов (ОЭ) при сканировании электронным зондом по сколу гетероструктуры. В расчете учтены координатное изменение плотности и среднего атомного номера эпитаксиальной пленки по толщине слоя, выход ОЭ с боковой поверхности (свободной поверхности эпитаксиального слоя); использован нелокальный источник ОЭ. Это позволяет получить закон распределения среднего атомного номера по толщине градиентного слоя при известной координатной зависимости сигнала ОЭ. Предложенный подход экспериментально апробирован на гетероструктурах $GaAs-Al_xGa_{1-x}As$ с переменным по координате составом в широком диапазоне толщин эпитаксиальных слоев. Функция источника ОЭ аппроксимировалась гауссовским распределением, параметры которого определялись экспериментально. Получено хорошее согласие расчета с экспериментом.

Для решения задач профилирования в растровой электронной микроскопии интенсивно используется метод отраженных электронов (ОЭ) в режиме контраста по среднему атомному номеру [1]. В основе метода лежит высокая чувствительность сигнала ОЭ к атомному номеру мишени. При исследовании эпитаксиальных слоев полупроводниковых твердых растворов данный метод позволяет определять как геометрические параметры этих слоев, так и количественное содержание компонентов твердых растворов в них. Возможность использования сигнала ОЭ для анализа тонких многослойных эпитаксиальных пленок в резких гетероструктурах (ГС) на основе соединений $A^{III}B^V$ показана в [2-4].

Рассмотренные методы ОЭ разработаны для гомозонных полупроводниковых соединений. Для градиентных (варизонных) материалов и переходных областей плавных ГС методы профилирования с использованием сигнала ОЭ требуют специального рассмотрения, так как существующий в них градиент плотности материала по толщине слоя может существенно влиять на характеристики сигнала ОЭ.

Целью работы являлось рассмотрение физического механизма формирования сигнала ОЭ в градиентных слоях ГС в широком диапазоне толщин для получения распределения компонентов твердого раствора по толщине эпитаксиального слоя, в том числе при использовании тонких (менее 1—3 мкм) градиентных пленок, в которых стандартные методы определения состава путем рентгеновского микроанализа неприменимы [1].

1. Расчет

Рассмотрим сигнал ОЭ при сканировании электронным зондом поверхности скола гетероструктуры вдоль линии, перпендикулярной плоскости гетерограницы (рис. 1). Для количественного описания сигнала ОЭ вос-

пользуемся диффузионной моделью [5]. В рамках этой модели электроны зонда с энергией E_0 проникают в толщу исследуемого материала на глубину y_d , не меняя своего первоначального направления, после чего изотропно «диффундируют» во всех направлениях на величину полного пробега R , полностью термализуясь. Данная модель в приближении точечного источника ОЭ использована для описания сигнала ОЭ на резком гетеропереходе (ГП) для гомозонных материалов с различными средними атомными номерами \bar{Z} подложки и эпитаксиального слоя [2]. Из-за различий в тормозной способности в областях вблизи ГП возникают сигналы «псевдорельефа», превышающие модуляцию сигнала за счет различия \bar{Z} .

При рассмотрении метода ОЭ в градиентных полупроводниковых материалах необходимо учесть зависимость y_d и R от координаты x вследствие координатного изменения среднего атомного номера \bar{Z} и плотности ρ .

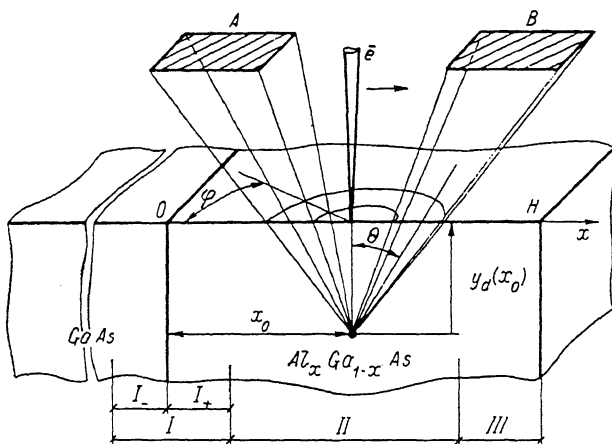


Рис. 1. Схема профилирования.

А, В — парные детекторы ОЭ.

Кроме того, при описании сигнала ОЭ в окрестности ГП (области «псевдорельефа») использование точечного источника ОЭ приводит к количественным несоответствиям в амплитуде сигнала на ГП и его «размытию» в окрестности гетероперехода. Поэтому в настоящей работе использован источник ОЭ конечных размеров.

При анализе метода ОЭ в применении к тонким варизонным слоям необходимо учесть также увеличение сигнала ОЭ вблизи поверхности эпитаксиального слоя, связанное с выходом ОЭ с боковой грани исследуемой структуры.

Величина регистрируемого сигнала ОЭ $I(x_0)$ может быть определена в виде

$$I(x_0) = k \int_{\Omega_0} E(\theta, \varphi, x) d\Omega * F(x, x_0), \quad (1)$$

где k — постоянный коэффициент; Ω_0 — телесный угол «захвата» ОЭ используемыми детекторами ОЭ; φ — азимутальный угол в плоскости скола; $F(x, x_0)$ — функция аппроксимации источника ОЭ; $E(\theta, \varphi, x) = E_0 \sqrt{1 - 40/7\bar{Z}(x) - \varepsilon(x)}$ — энергия ОЭ, выходящих под углом θ . Выражение для энергии ОЭ получено с использованием уравнения Бете [6] и модели [5] с учетом координатной зависимости параметров y_d , R , \bar{Z} при $y_d/R = 40/(7\bar{Z})$ для $Z > 11$. Величина $\varepsilon(x)$ при этом представляется в виде

$$\varepsilon(x) = \int_x^{x+y_d(x) \operatorname{tg} \theta \cos \varphi} \frac{d\xi}{\sin \theta \cos \varphi R(\xi)}, \quad (2)$$

где ξ — текущая координата вдоль оси X.

Следует отметить, что вблизи свободной поверхности эпитаксиальной пленки толщиной H , когда $x > H - y_d(x) \operatorname{tg} \theta \cos \varphi$, верхний предел интегрирования в выражении (2) изменяется на H .

Эмпирическая зависимость полного пробега электронов в материале от E_0 в интервале значений $\rho = 4 \div 6$ г/см³, характерных для большинства соединений А^{III}В^V, имеет вид [7, 8]

$$R(x) = 9.4 \cdot 10^{-2} E_0^{1.7/\rho}(x), \quad (3)$$

где R выражается в мкм, E_0 — в кэВ, ρ — в г/см³.

Для варизонных ГС с постоянным градиентом ширины запрещенной зоны координатная зависимость среднего атомного номера и плотности по толщине эпитаксиального слоя линейна

$$\bar{Z}(x) = ax + b, \quad \rho(x) = cx + d. \quad (4)$$

Определив $\varepsilon(x)$ с использованием (3), (4) и учитывая местоположение зонда относительно свободной поверхности эпитаксии и гетерограницы, можно выделить четыре области, различающиеся формированием сигнала ОЭ.

1) Область градиентного слоя вдали от ГП и свободной поверхности эпитаксиальной пленки $y_d(x) \operatorname{tg} \theta |\cos \varphi| < x \leq H - y_d(x) \operatorname{tg} \theta |\cos \varphi|$ (область II на рис. 1)

$$E_{II}(\theta, \varphi, x) = E_0 \left[1 - \frac{40}{7\bar{Z}(x)} \left(1 + \frac{1}{\cos \theta} \right) - \frac{cy_d^2(x) \operatorname{tg}^2 \theta \cos \varphi}{18.8 \cdot 10^{-2} E_0^{1.7} \sin \theta} \right]^{1/2}. \quad (5)$$

2) Окрестность ГП со стороны подложки $-y_{ds} \operatorname{tg} \theta |\cos \varphi| \leq x < 0$ (область I₋ на рис. 1). В этой области ОЭ, возбужденные в гомозонной подложке, частично «диффундируют» через ГП и прилегающий слой градиентной эпитаксии

$$E_{I-}(\theta, \varphi, x) = E_0 \left[1 - \frac{40}{7\bar{Z}_s} \left(1 + \frac{1}{\cos \theta} \right) + \left(\frac{1}{R_s} - \frac{1}{R(0)} \right) \left(\frac{y_{ds}}{\cos \theta} + \frac{x}{\sin \theta |\cos \varphi|} \right) - \frac{c(x + y_{ds} \operatorname{tg} \theta)^2 \cos \varphi}{18.8 \cdot 10^{-2} E_0^{1.7} \sin \theta} \right]^{1/2}. \quad (6)$$

3) В окрестности ГП со стороны эпитаксии $0 \leq x \leq y_d(x) \operatorname{tg} \theta |\cos \varphi|$ (область I₊ на рис. 1) часть ОЭ, возбужденных в градиентном слое, проникает в подложку через ГП. В результате

$$E_{I+}(\theta, \varphi, x) = E_0 \left[1 - \frac{40}{7\bar{Z}(x)} \left(1 + \frac{1}{\cos \theta} \right) + \left(\frac{1}{R(x)} - \frac{1}{R_s} \right) \left(\frac{y_d(x)}{\cos \theta} - \frac{x}{\sin \theta |\cos \varphi|} \right) - \frac{cx^2 \cos \varphi}{18.8 \cdot 10^{-2} E_0^{1.7} \sin \theta} \right]^{1/2}. \quad (7)$$

4) Приповерхностная область III при $H - y_d(x) \operatorname{tg} \theta |\cos \varphi| < x \leq H$, в которой ОЭ покидают градиентный слой и со стороны боковой грани — свободной поверхности слоя

$$E_{III}(\theta, \varphi, x) = E_0 \left[1 - \frac{40}{7\bar{Z}(x)} - \frac{c(H^2 - x^2) + d(H - x)}{18.8 \cdot 10^{-2} E_0^{1.7} \sin \theta |\cos \varphi|} \right]^{1/2}. \quad (8)$$

В (6), (7) \bar{Z}_s , R_s , y_{ds} — средний атомный номер, полный пробег и глубина диффузии в подложке соответственно.

Для описания энергии ОЭ, выходящих из глубины гомозонной подложки, удобно воспользоваться выражением (5) с заменой $\bar{Z}(x)$ на \bar{Z}_s и игнорированием последнего члена подкорневого выражения, связанного с градиентом состава.

Таким образом, задавая закон изменения среднего атомного номера по толщине профилируемого градиентного слоя и подставляя полученные выражения (5)—(8) в зависимость (1) при заданной функции источника ОЭ, можно количественно описать сигнал ОЭ. Проведенное рассмотрение

позволяет получить закон распределения среднего атомного номера при известной координатной зависимости сигнала ОЭ с использованием методов компьютерного моделирования. При таком подходе профиль распределения компонентов твердого раствора по толщине слоя находится при совпадении расчетной координатной зависимости сигнала ОЭ с экспериментальной.

2. Эксперимент

Экспериментальная часть работы выполнялась на растровом электронном микроскопе РЭМ-100У с использованием плоскостных кремниевых парных детекторов ОЭ [9]. В качестве модельных были использованы

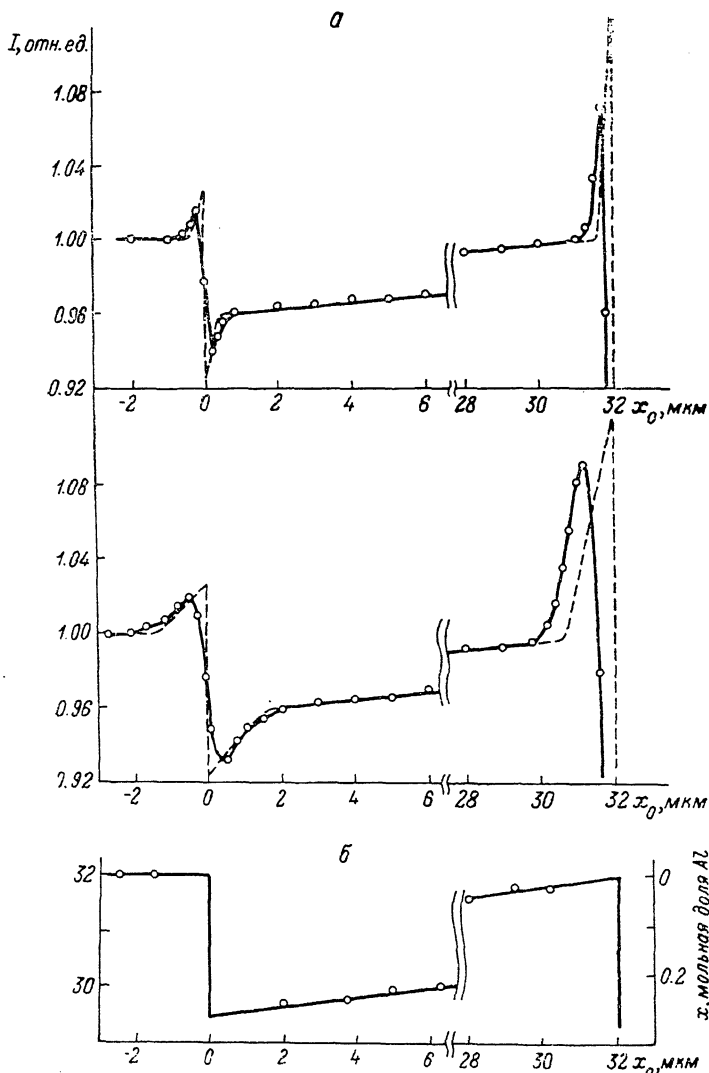


Рис. 2. Профиллирование эпитаксиальной гетероструктуры $\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x_{\text{max}} = 0.29$) с толщиной эпитаксиального слоя $H = 32$ мкм.

а — расчетные (штриховые линии — точечный источник ОЭ, сплошные — источник ОЭ конечных размеров) и экспериментальные (точки) координатные зависимости сигнала ОЭ. $E_0 = 15$ (вверху) и 30 кэВ (внизу); б — восстановленный профиль распределения алюминия. Точки — данные рентгеновского микроанализа.

градиентные эпитаксиальные гетероструктуры $n\text{-GaAs}-n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}(\text{Te})$ с линейно изменяющимся содержанием Al по толщине градиентного слоя, выращенные методом ЖФЭ из ограниченного объема раствора — расплава на подложках $n\text{-GaAs}$.

E_0 , кэВ	$I_{\text{зощд.}}$, А	Области I, II (рис. 1)			Область III (рис. 1)		
		T	σ_1 , мкм	σ_2 , мкм	T	σ_1 , мкм	σ_2 , мкм
30	$2 \cdot 10^{-10}$	1	0.21	—	1	0.40	—
20	$3 \cdot 10^{-10}$	1	0.12	—	1	0.22	—
15	$4 \cdot 10^{-10}$	1	0.09	—	0.8	0.14	0.10
10	$6 \cdot 10^{-10}$	1	0.13	—	0.12	0.37	0.07

Расположение исследуемых образцов относительно детекторного блока ОЭ в камере электронного микроскопа обеспечивало изменение азимутального угла и угла выхода ОЭ в диапазонах $-0.2 < \varphi < 0.2$ и $0.45 < \theta < 0.90$ рад.

Для описания функции источника ОЭ использовалась сумма двух гауссиан с дисперсиями σ_1 и σ_2 весовым коэффициентом T

$$F(x, x_0) = T \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_1^2}\right] + (1-T) \frac{1}{\sigma_2 \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_2^2}\right]. \quad (9)$$

Параметры функции источника ОЭ определялись путем сравнения экспериментального сигнала ОЭ для толстых (более 10 мкм) эпитаксиальных гомозонных гетероструктур с режимом ГП и известными профилями состава с расчетным координатным сигналом ОЭ при варьировании параметров функции (9). Параметры σ_1 , σ_2 зависят от состава, однако вследствие малости по отношению к толщинам исследуемых слоев изменениями этих параметров можно пренебречь. Так, например, при изменении мольной доли алюминия x от 0 до 0.4 при $E_0=30$ кэВ $\Delta\sigma_1$ не превышает 0.04 мкм. В таблице представлены значения σ_1 , σ_2 и T в зависимости от величины ускоряющего напряжения E_0 .

Экспериментальное профилирование градиентных ГС с ис-

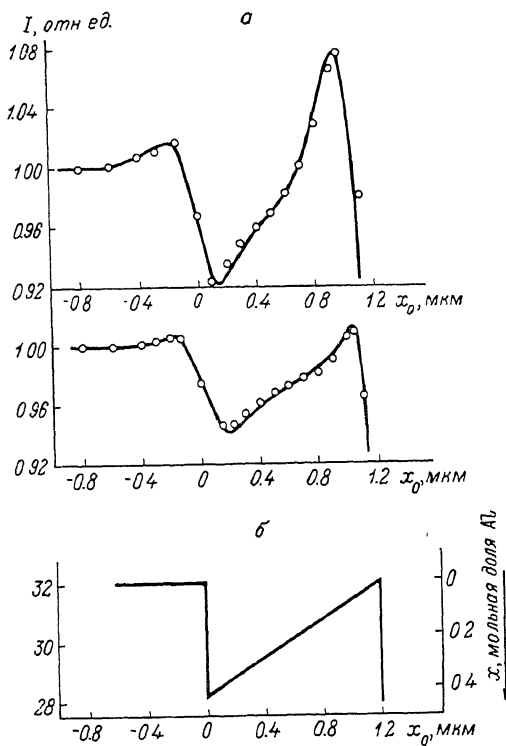


Рис. 3. Профилирование тонкого слоя.

a — расчетные (сплошные) и экспериментальные (точки) координатные зависимости сигнала ОЭ. $E_0=15$ (вверху) и 10 кэВ (внизу); b — восстановленный профиль распределения алюминия.

пользованием развитого подхода иллюстрируется результатами, приведенными на рис. 2 (толстые пленки) и рис. 3 (тонкие пленки).

Сравнение экспериментальных зависимостей с расчетными для точечного источника ОЭ (рис. 2, a) показывает, что использование для точечных областей (вблизи поверхности и гетерограницы). Аппроксимация источника ОЭ функцией (9) позволяет описать экспериментальные зависимости расчетными при профиле состава, показанном на рис. 2, b . Для сравнения на том же рисунке точками отмечены данные рентгеновского микро-

Для толстых эпитаксиальных пленок переходные области вблизи ГП и поверхности слоя (так называемые области «псевдорельефа») не вносят больших трудностей в обработку сигнала ОЭ с целью получения распределения компонентов твердого раствора по толщине слоя. С достаточной точностью истинный профиль в области ГП может быть получен интерполяцией линейного участка сигнала ОЭ. Однако для тонких слоев (2 мкм и менее) области «псевдорельефа» распростираются на всю толщину слоя и выделение профиля распределения компонентов твердого раствора требует математической обработки сигнала ОЭ.

На рис. 3, а представлено экспериментальное и расчетное профилирование гетероструктуры GaAs—Al_xGa_{1-x}As с толщиной слоя $H=1.2$ мкм. Расчеты проведены в соответствии с формулами (5)—(8), источник ОЭ аппроксимировался выражением (9). На рис. 3, б показан координатный профиль $\bar{Z}(x)$ исследуемой структуры, полученный из экспериментального сигнала ОЭ путем компьютерного моделирования. Видно хорошее согласие расчетных и экспериментальных зависимостей.

Важно отметить, что расчетные кривые сигнала ОЭ чувствительны к изменению профиля состава. Так, изменение параметра b в (4) на $\pm 1\%$ приводит к изменению сигнала на $\pm 0.8\%$.

Данная модель профилирования градиентных ГС может быть использована и для структур с произвольной зависимостью $\bar{Z}(x)$, а также для определения толщин и состава гомозонных ГС.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Конников С. Г., Сидоров А. Ф. Электронно-зондовые методы исследования полупроводниковых материалов и приборов. М., 1978. 136 с.
- [2] Бакалейников Л. А., Конников С. Г., Соловьев В. А., Уманский В. Е. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1987. Т. 51. № 3. С. 458—461.
- [3] Конников С. Г., Соловьев В. А., Уманский В. Е. // Сб. «Полупроводники и гетеропереходы» / Под ред. А. И. Розенталя. Таллинн, 1987. С. 30—32.
- [4] Соловьев В. А., Соловьев С. А., Уманский В. Е. // Тез. докл. VI Всес. симп. РЭМ-89. Звенигород, 1989. С. 68.
- [5] Archard G. D. // J. Appl. Phys. 1961. V. 32. N 8. P. 1505—1509.
- [6] Bethe H. A. // Ann. Physik. 1940. V. 5. P. 325.
- [7] Everhart T. E., Hoff P. H. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. N 13. P. 5837—5846.
- [8] Leamy H. J. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 6. P. R51—R80.
- [9] Иванов Е. И., Лопатина Л. Б., Суханов В. Л., Тучкевич В. В., Шмидт Н. М. // ФТП. 1982. Т. 16. С. 207—210.

Поступило в Редакцию
16 ноября 1989 г.
В окончательной редакции
21 марта 1990 г.