

$$\varphi(x) = c_1 \chi_1(x) + c_2 (\chi_2(x) - \chi_\delta(x)) + c_\delta \chi_\delta(x) + c_3 \chi_3(x) + \dots + c_n \chi_n(x), \quad (3)$$

где δ означает подмножество A_2 , на котором локализован дефект, c_δ — его яркость и

$$\chi_\delta(x) = \begin{cases} 1, & x \in \delta \\ 0, & x \notin \delta \end{cases}. \text{ Согласно (2)}$$

$$P \varphi(x) = c_1 \chi_1(x) + c_2 \chi_2(x) + (c_\delta - c_2) \chi_2(x) \frac{\mu_\delta}{\mu_2} + c_3 \chi_3(x) + \dots + c_n \chi_n(x) \quad (4)$$

и, следовательно,

$$\varphi - P \varphi = (c_\delta - c_2) \chi_\delta(x) - (c_\delta - c_2) \frac{\mu_\delta}{\mu_2} \chi_2(x), \quad (5)$$

где μ_δ — площадь δ . Если считать, что на изображении (5) яркость представлена абсолютными значениями коэффициентов при χ_δ и χ_2 , то (поскольку обычно $\mu_\delta/\mu_2 \sim \sim 0,01$) получаем следующий результат: яркость дефекта δ на изображении $\varphi - P\varphi$ примерно в сто раз больше, чем яркость пораженного элемента схемы; яркость непораженных элементов равна нулю. Таким образом, оператор $\varphi - P\varphi$ позволяет классифицировать тип поражения, пораженные элементы и непораженные элементы схемы. На изображении $\varphi - P\varphi$ непораженные элементы имеют нулевую яркость, пораженные — малую, а дефекты — большую. При этом изображение $P\varphi$, как известно [3], наилучшим образом приближает входное изображение $\varphi(x)$ изображениями вида (1), а изображение $\varphi - P\varphi$ — наилучшим образом выделяет дефект.

Чтобы воспользоваться полученным результатом, на практике требуется предварительное совмещение изображения $\varphi(x)$ и формы P . Эта операция легко автоматизируется, поскольку практически $\|P\varphi\|$ достигает максимума при совмещении $\varphi(x)$ и P . Но и без этой автоматизации приведенный результат может эффективно использоваться при анализе ИС-схем, поскольку на изображении (5) фактически представлены лишь поражения и пораженные элементы ИС.

В настоящее время на физическом факультете МГУ создается прибор, позволяющий совместно с растровым электронным микроскопом реализовать методы морфологического анализа изображений с целью выявления дефектов ИС.

ЛИТЕРАТУРА

1. Neve N. F. V., Hughes K. A., Thornton P. R. «J. Appl. Phys.», 1966, 37, N 4, 1704.
2. Judd G., Wilson R., Weiss H. «SEM-73». Proc. 6th Symp. SEM, JJTRJ, 1973. Chicago, p. 167—172.
3. Пытьев Ю. П. ДАН СССР, 1975, № 6, 224.
4. Пытьев Ю. П. «Кибернетика», 1975, № 3.

Поступила в редакцию
19.4 1976 г.

8

Кафедра
электронники

УДК 539.24:27;548.73

А. В. КОЛПАКОВ, Ю. П. ХАПАЧЕВ

ДИФРАКЦИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В ТОНКОМ КРИСТАЛЛЕ С МОНОТОННЫМ ИЗМЕНЕНИЕМ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ

Рассмотрим дифракцию рентгеновских лучей в тонких эпитаксиальных пленках полупроводниковых материалов, компоненты которых образуют непрерывный ряд твердых растворов во всем интервале концентраций $0 \leq x \leq 1$. Будем считать, что изменение периодов решетки таких пленок зависит линейно от концентрации x состава (закон Вегарда). Этому удовлетворяют трехкомпонентные твердые растворы на основе соединений полупроводников $A^{III}B^V$, $A^{IV}B^VI$ или двухкомпонентные узкозонные полупроводники, например $Bi_{1-x}Sb_x$, и др.

Известно [1], что для неоднородных образцов физические условия выращивания эпитаксиальных пленок твердых растворов полупроводников путем термического испарения готовых сплавов в вакууме допускают применение модели монотонного изменения состава твердого раствора по толщине пленки. Таким образом, изменение рассеивающей способности и параметра решетки от концентрации X-состава можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned}\sigma(p) &= \sigma_1 [1 - X(p)] + \sigma_2 X(p), \\ c(p) &= c_1 [1 - X(p)] + c_2 X(p),\end{aligned}\quad (1)$$

где $\sigma_{1,2}$, $c_{1,2}$ — рассеивающая способность и параметр решетки исходных соединений или компонентов, $X(p)$ — концентрация примеси, причем $X(p)$ считается монотонной функцией номера атомной плоскости.

Амплитуда электрического поля дифракционной волны определяется из решения волнового уравнения

$$\Delta \bar{E}(\bar{r}) + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \bar{E}(\bar{r}) = 4\pi r_0 \rho(\bar{r}) \bar{E}(\bar{r}), \quad (2)$$

где $r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$, $\rho(\bar{r})$ — трехмернопериодическая электронная плотность кристалла с учетом неоднородного распределения примеси одного из компонентов [2].

Рассматривая правую часть уравнения (2) как возмущение, можно применить к нему стандартный метод решения неоднородных дифференциальных уравнений, т. е., используя функцию Грина, записать полное решение в виде ряда Неймана по константе взаимодействия электромагнитного излучения с электроном [3]. Ограничимся, однако, борновским приближением, что будет соответствовать однократному взаимодействию падающей волны с каждой атомной плоскостью. В этом приближении амплитуда рассеянной волны пропорциональна Фурье-компоненту электронной плотности [4]. Далее считаем, что процесс рассеяния является упругим и выполняются условия дифракции, тогда величина волнового вектора падающей волны меняется только по направлению, следовательно, $|\mathbf{k} - \mathbf{k}_0| = 4\pi\lambda^{-1} \sin \theta$, где λ — длина волны излучения, θ — угол Брэгга. С учетом сказанного для интенсивности дифракционной волны первоначально падающего неполяризованного излучения получим следующее выражение:

$$J = \frac{1}{2} r_0^2 (1 + \cos^2 2\theta) |\rho(4\pi\lambda^{-1} \sin \theta)|^2. \quad (3)$$

Введем в интенсивность рассеянной волны конкретный вид электронной плотности согласно выбранной модели (1):

$$\rho(\bar{r}) = \sum_{m,n} \int_0^P \rho \left[x + ma, y + nb, z + \sum_{j=0}^p c(j) \right] \sigma(p) dp, \quad (4)$$

где введено суммирование по элементарным ячейкам m, n, p ; a, b, c — параметры решетки. Подставляя (4) в (3) и переходя от переменных интегрирования x, y, z к новым переменным $x + ma, y + nb$ и $z + \sum_{j=0}^p c(j)$, получим для интенсивности рассеянной волны следующее выражение:

$$\begin{aligned}J &= \frac{1}{2} r_0^2 (1 + \cos^2 2\theta) \delta(k_x - k_{0x} - H_x) \delta(k_y - k_{0y} - H_y) |F(\bar{H})|^2 \times \\ &\times \left| \int_0^P \sigma(p) \exp \left(i 4\pi\lambda^{-1} \sin \theta \sum_{j=0}^p c(j) \right) dp \right|^2,\end{aligned}\quad (5)$$

где $F(\bar{H})$ — структурный фактор; \bar{H} — вектор обратной решетки.

Таким образом, существенное отличие выражения (5) от случая дифракции в однородной эпитаксиальной пленке состоит в том, что в (5) вместо интерференционной функции $\sin^2 \pi n P \varepsilon / (\pi n \varepsilon)^2$ появляется следующее выражение:

$$I = \left| \int_0^P [1 + \alpha X(p)] \exp \left\{ i 2\pi n \left[p \varepsilon + \beta (1 + \varepsilon) \sum_{j=0}^p X(j) \right] \right\} dp \right|^2, \quad (6)$$

которое описывает изменения формы дифракционного максимума, связанные с изменением параметра решетки и рассеивающей способности. В (6) введены следующие обозначения:

$$\alpha = \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_2}; \quad \beta = \frac{c_2 - c_1}{c_1},$$

$$\varepsilon = \Delta\theta \operatorname{ctg} \theta_0, \quad (7)$$

где n — порядок отражения, θ_0 — точный угол Брэгга, $\Delta\theta$ — отклонение от точного угла Брэгга.

Выражение (6) можно интерпретировать следующим образом: складываются волны, отраженные от всех P плоскостей кристалла, причем, амплитуда волны, отраженной от плоскости есть $1 + \alpha X(p)$ фаза этой же волны

$$\varphi = 2\pi n \left[p\varepsilon + \beta(1 + \varepsilon) \sum_{j=0}^P X(j) \right].$$

Изменение рассеивающей способности приводит лишь к незначительному изменению величины и профиля дифракционного максимума (порядка $\alpha X_{ср}$, где $X_{ср}$ — средняя концентрация, которая может быть определена из рентгенодифрактометрических измерений); в то время как изменение фазы волны, ввиду монотонности функции $X(p)$, может дать значительный эффект. Действительно, если начиная с некоторого номера атомной плоскости P_1 , изменение фазы равно π , то волна, отраженная от P_1 плоскости, антифаза волне, отраженной от «нулевой» плоскости, т. е. они почти взаимно погасятся. Подобная ситуация может повториться и для других плоскостей. Таким образом в кристалле могут возникнуть слои, в некотором смысле подобные зонам Френеля. Толщина l -того слоя может быть найдена из решения следующего уравнения:

$$P_l \varepsilon - \beta(1 + \varepsilon) \sum_{j=0}^{P_l} X(j) = \frac{l}{2n}.$$

Если толщина кристалла больше толщины первого слоя ($P > P_1$), то существование антифазно рассеивающих плоскостей приводит к тому, что интенсивность дифракционной волны уменьшается, а дифракционный пик становится шире. Если же толщина пленки меньше P_1 , то указанного интерференционного погасания нет и дифракционный пик практически не отличается от пика в случае дифракции в однородной монокристаллической пленке.

Метод РД анализа неоднородного состава по толщине эпитаксиальных пленок твердых растворов путем сопоставления полуширины кривых отражения с полушириной эталонного образца в виде эпитаксиальной пленки материала одной из компонент твердого раствора позволяет получить надежные количественные результаты. Так, в случае линейной зависимости распределения примеси по толщине пленки $X(p) =$

$$= X_0 \pm \frac{\Delta X}{P} p$$

сравнение полуширины распределения интенсивности (6) с полушириной интерференционной функции позволяет РД методом обнаружить все меньшие (с увеличением угла брэгговского отражения) изменения состава твердого раствора по толщине. При $\theta_0 \approx 80^\circ$ и средней концентрации твердого раствора $X_{ср} \approx 0,10$ удается обнаружить изменение состава по толщине с точностью $\Delta X = \pm 0,002$.

Таким образом, уширение дифракционных максимумов, обнаруженное в работах [1, 5—6], может быть объяснено в рамках предположения [5] о неоднородном распределении одного из компонентов по толщине пленки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов Г. Ф., Семилетов С. А. «Обзоры по электронной технике. Сер. Микроэлектроника», 1975, вып. 1 (280).
2. Колпаков А. В., Хапачев Ю. П. «Кристаллография», 1973, 18, 3, 474.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1957.
4. Хачатурян А. Г. Теория фазовых превращений и структура твердых растворов. М., 1974.
5. Кузнецов Г. Ф., Дворянкина Г. Г. «Микроэлектроника», 1974, 4, 182.

Поступила в редакцию
22.3 1976 г.

Кафедра
физики твердого тела

УДК 621.375.9

И. В. ИВАНОВ, Г. В. БЕЛОКОПЫТОВ, В. М. СЫЧЕВ

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРАХ СВЧ ИЗ ТИТАНАТА СТРОНЦИЯ ПРИ 78 И 4,2 К

Проблема применения нелинейных диэлектрических резонаторов в качестве распределенных активных элементов параметрических усилителей СВЧ-диапазона обсуждалась в ряде работ [1—6]. Распределенный характер регенерации имеет следствием резкое уменьшение напряженности электрического поля накачки по сравнению с усилителями на нелинейных элементах сосредоточенного типа. Ожидается, что это позволит резко ослабить интенсивность неравновесных процессов, существенно повышающих шумовую температуру [7, 8]. Перспективной структурой диэлектрического резонатора, позволяющей обеспечить электрическую настройку системы на оптимум нелинейности и трехчастотный синхронизм, является отрезок линии передачи. В таком отрезке удастся осуществить эффективную модуляцию реактивной энергии одних тонов интенсивными колебаниями накачки, возбуждаемыми на других типах колебаний. При разомкнутых концах отрезка и при нелинейности вида

$$C(U) = C_0(1 + \alpha U),$$

где C_0 — погонная емкость линии в рабочей точке, соответствующей максимуму коэффициента нелинейности $\alpha = \frac{1}{C_0} \frac{dC}{dU}$, U — напряжение, эффективная модуляция возможна лишь при накачке на четных тонах, причем модуляцию испытывает энергия тонов половинной частоты [2]. На основе результатов [4] можно рассчитать вложение энергии в регенерируемый тон и вычислить коэффициент усиления по мощности G регенеративного параметрического усилителя, работающего на отражение:

$$G = \left(\frac{1 - \beta + \gamma}{1 + \beta - \gamma} \right)^2.$$

Здесь β — коэффициент связи резонатора с цепью сигнала, а $\gamma = \frac{\alpha U_{0н}}{4 \operatorname{tg} \delta_{эф}}$ — коэффициент регенерации, $U_{0н}$ — амплитуда в максимуме стоячей волны накачки, а $\operatorname{tg} \delta_{эф}$ — эффективное значение тангенса угла потерь резонатора. Величина $\operatorname{tg} \delta_{эф}$ определяется как диэлектрическими потерями, так и потерями в электродах резонатора. Расчет показывает, что мощность накачки, рассеиваемая в резонаторе, равна

$$P = \frac{4\omega_n C_0 l (1 + \beta) (\operatorname{tg} \delta_{эф})^3}{\alpha^2},$$

где l — длина резонатора (отрезка линии ТЕМ типа), ω_n — частота накачки.

Весьма благоприятные возможности открываются при использовании в качестве нелинейной диэлектрика титаната стронция. Особенно высоки нелинейные свойства этого материала при температуре жидкого гелия [6]. Применение в качестве материалов электродов металлов, переходящих при глубоком охлаждении в сверхпроводящее состояние, позволит значительно уменьшить уровень потерь в резонаторе. В результате параметрическое усиление должно наблюдаться при весьма малой мощности накачки. Это будет иметь следствием низкую шумовую температуру усилителя, определяемую лишь равновесными тепловыми флуктуациями в диэлектрике. Расчет показывает, что мощность накачки, потребляемая усилителем на микрополосковом резонаторе из титаната стронция со сверхпроводящими электродами, имеет при работе в диапазоне 1 ГГц порядок 1 мВт. При этом амплитуда напряжения накачки на резонаторе оказывается 0,4 В/см. Такое напряжение соответствует полю, на несколь-