

06;08

Акустостимулированное изменение коэффициента поглощения арсенида галлия в диапазоне длин волн $\lambda = 0.81 \div 1.77 \mu\text{m}$

© Н.Н. Заверюхина, Е.Б. Заверюхина, Б.Н. Заверюхин

Физико-технический институт НПО „Физика–Солнце“ АН Республики
Узбекистан, Ташкент
Национальный университет Узбекистана, Ташкент
E-mail: k4685@rambler.ru

В окончательной редакции 1 сентября 2006 г.

Рассмотрено влияние ультразвуковых волн на спектральный коэффициент поглощения арсенида галлия. Обнаружено, что облучение ультразвуковыми волнами GaAs-монокристаллов приводит к изменению коэффициентов поглощения электромагнитного излучения последних. Наблюдаемый эффект такого изменения коэффициента поглощения связан с тем, что ультразвуковая волна, являясь носителем энергии, модифицирует дефектную систему кристалла и производит перераспределение атомов примеси в нем. Взаимодействие фотонов с акустогенерированными дефектами и приводит к изменению коэффициентов поглощения вблизи края фундаментальной полосы арсенида галлия.

PACS: 78.20.-e, 78.30.Fs, 43.35.c

Исследование оптических свойств полупроводников является важным с научной и практической стороны. Обнаружение акустостимулированных явлений в полупроводниковых кристаллах [1–3] дает основание считать, что их оптические свойства будут изменяться под воздействием ультразвуковых волн (УЗВ).

Исследования по изменению оптических свойств полупроводников ультразвуковыми волнами проведены в работах [3–5], где наблюдалось акустостимулированное изменение коэффициентов отражения $R(\lambda)$ полупроводников Si, GaAs, GaSb и InAs.

Настоящая работа является продолжением исследований оптических свойств полупроводников, изменяющихся под воздействием УЗВ. Она посвящена изучению поведения коэффициента поглощения α оптического излучения для GaAs-монокристаллов, облученных ультразвуковыми волнами. Оптические свойства соединений A^3B^5 теоретически и экспериментально хорошо изучены в широком спектральном диапазоне [6,7]. Анализ спектров отражения и поглощения позволяет получать фундаментальную информацию о свойствах и энергетической структуре полупроводников. Влияние внешних воздействий (магнитные и электрические поля, быстрые электроны) на оптические свойства GaAs-монокристаллов также исследовались [8–10], но зависимости коэффициентов поглощения $\alpha(h\nu)$ от энергии фотонов $E_f = h\nu$ после облучения ультразвуком таких монокристаллов не изучались.

В наших опытах исследовались спектры поглощения образцов арсенида галлия в спектральном диапазоне длин волн $\lambda = 0.81 \div 1.77 \mu\text{m}$ ($h\nu = 1.530 \div 0.70 \text{ eV}$) при температурах $T = 80 \text{ K}$ и $T = 90 \text{ K}$, измеренных с точностью $\Delta T = \pm 0.05 \text{ K}$, до и после прохождения через них ультразвуковых волн в диапазоне частот $F = 0.8 \div 25 \text{ MHz}$ и мощности $P = 0 \div 10 \text{ W/cm}^2$. Время прохождения УЗВ t изменялось в интервале $t = 0 \div 180 \text{ min}$. Звукопроводом между излучателем УЗВ и образцами служила жидкость. Спектры поглощения монокристаллов полупроводящего арсенида галлия измерялись с помощью двухлучевого спектрофотометра „Jonan“ с точностью $\Delta h\nu \approx \pm 6.5 \cdot 10^{-5} \text{ eV}$. Образцы n -GaAs в виде тонких пластинок толщиной d от 50 до 350 μm были малодислокационными (плотность дислокаций $N_d \leq 5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-2}$), имели удельное сопротивление $\rho \approx 10^8 \Omega \cdot \text{cm}$ и были механически отполированы. В общей сложности было исследовано 33 образца. Экспериментальные данные показали, что для всех образцов появляются „ступени“ на кривой поглощения $\alpha(h\nu)$ при энергиях фотонов ниже порога межзонных переходов $E_p < 1.51 \text{ eV}$. При увеличении температуры „ступени“ остаются на месте на оси энергий (ось абсцисс $E_p = h\nu$), но при этом они смещаются вверх по оси ординат $\alpha(h\nu)$, т.е. происходит повышение коэффициента поглощения α (рис. 1). Этот известный факт объясняется тем, что „ступени“ обусловлены существованием акцепторных уровней N_A в запрещенной зоне кристалла, что согласуется

с теоретическими расчетами [6]

$$\alpha h\nu \approx N_A / \{1 + \exp[(E_A - \mu)/kT]\} C(h\nu - E_g + E_A)^{1/2}, \quad (1)$$

где E_A и μ — энергия акцепторного уровня и уровень химического потенциала соответственно, отсчитываемые от дна зоны проводимости; E_g — минимальный энергетический зазор между валентной зоной и зоной проводимости; k — постоянная Больцмана; C — константа. К тому же с ростом температуры происходит увеличение концентрации ионизованных акцепторов, что также влияет на коэффициент поглощения [6].

„Ступени“ разных образцов находились в одних и тех же энергетических интервалах при разных температурах, но коэффициенты поглощения $\alpha(h\nu)$ (т.е. высота „ступеней“) отличались друг от друга. Эти экспериментальные результаты указывают на существование одних и тех же уровней в образцах (энергетический спектр уровней в GaAs представлен, например, в [11,12]). На рис. 1 приведены зависимости коэффициентов поглощения $\alpha(h\nu)$ от энергии фотонов при $T = 80$ К и $T = 90$ К образца GaAs № 13 до ультразвуковой обработки (кривые 1 и 3 соответственно). Как видно из рис. 1, спектр поглощения GaAs-кристалла имеет „ступенчатую“ структуру в области энергии $h\nu = 0.783 \div 1.512$ eV. На кривых поглощения 1 и 3 разрешаются четыре ступени: 1) $h\nu = 1.50 \div 1.312$ eV; 2) $h\nu = 1.312 \div 1.113$ eV; 3) $h\nu = 1.113 \div 1.025$ eV; 4) $h\nu = 1.025 \div 0.783$ eV.

Оценки энергий ионизации E_i примесных уровней, проявляющихся в виде „ступеней“ на кривых поглощения $\alpha(h\nu)$, показывают, что они имеют следующие значения: $E_1 \approx 0.2$ eV; $E_2 \approx 0.38$ eV; $E_3 \approx 0.4$ eV — и глубокий уровень хрома с $E_4 \approx 0.73$ eV, который определяет высокое удельное сопротивление GaAs-образца. Расчет проводился от энергии края фундаментальной полосы поглощения $h\nu = 1.512$ eV. Из рис. 1 видно, что в области энергии фотонов $h\nu = 0.920 \div 0.783$ eV поглощение не очень велико и резко не изменяется, так как и в этом случае также происходят прямые переходы, которые в GaAs могут вызываться фотонами с энергией, сколь угодно близкой к красной границе [13].

В интервале энергий $h\nu = 1.450 \div 1.525$ eV вблизи длинноволнового края фундаментального поглощения ступенчатое поведение спектров можно было бы связать с экситонными переходами. Однако ступенчатый характер кривой поглощения проявляется и в случае

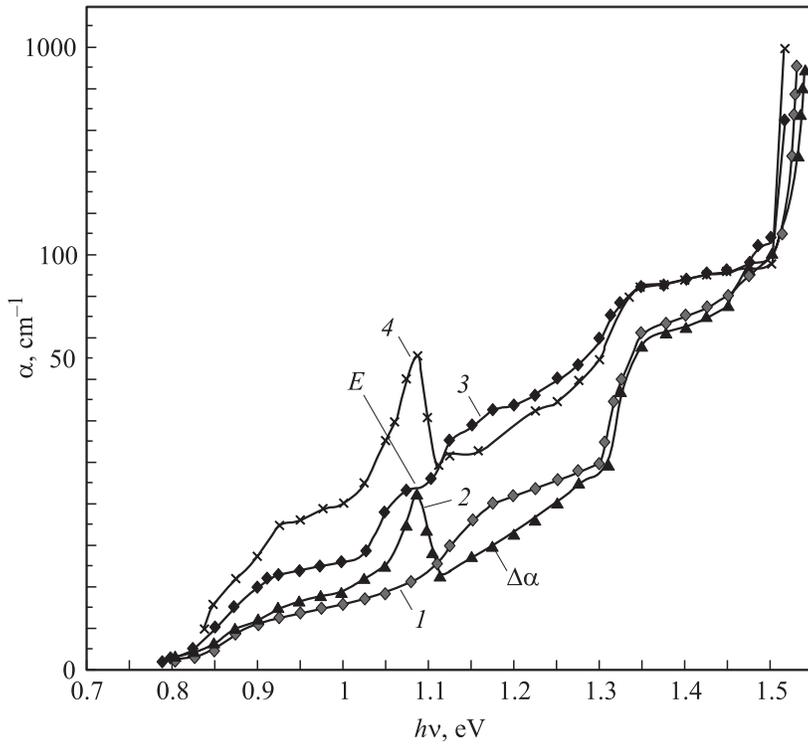


Рис. 1. Структура длинноволнового края собственного поглощения GaAs-монокристалла № 13 до (1 и 3) и после (2 и 4) прохождения через него ультразвуковых волн мощностью $P = 2 \text{ W/cm}^2$ и частотой $F = 15 \text{ MHz}$ в течение 130 min. 1, 2 — $T = 80 \text{ K}$; 3, 4 — $T = 90 \text{ K}$. Повышение величины α (3 и 4) обусловлено увеличением концентрации ионизованных акцепторов N_A с ростом T .

непрямых переходов [6], что не имеет места в GaAs. В GaAs экситонные переходы дают максимум на кривой поглощения при энергии фотонов $E \approx 1.51 \text{ eV}$ и $T = 90 \text{ K}$ [6].

Мы такой максимум не наблюдали вблизи порога фундаментального поглощения, так как наши образцы не были идеально чистыми, а экситонные эффекты ярко проявляются при низких температурах и в сверхчистых образцах [6].

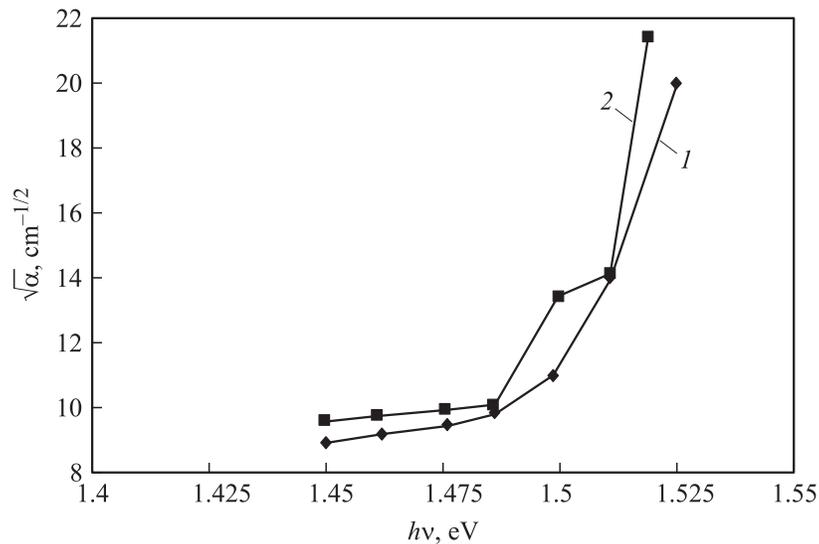


Рис. 2. Зависимость $\sqrt{\alpha} = f(h\nu)$ для GaAs-кристалла № 13. 1 — $T = 80$ К, 2 — $T = 90$ К.

В интервале энергий $h\nu = 1.450 \div 1.525$ eV кривые поглощения наших образцов имеют ступенчатый вид и не имеют максимумов. В этом интервале энергий поглощение, по-видимому, связано с экситонными переходами и переходами из валентной зоны на мелкие донорные уровни [6]. Перекрывание экситонных и линий мелких доноров приводит к появлению ступеней, а не отдельных линий на кривой $\alpha(h\nu)$. В то же время в работе [6] отмечается, что линии (при перекрывании образующие ступени) в спектре поглощения GaAs, скорее всего, обусловлены мелкими донорами, а не экситонами.

Таким образом, можно заметить, что в интервале энергий $h\nu = 1.450 \div 1.525$ eV поведение спектров соответствует зависимости $\alpha(h\nu) \sim E_g - (h\nu - E_D)$, где E_D — энергия доноров (рис. 2, кривая 1). Три наблюдаемых линейных участка в интервалах энергий $h\nu_1 = 1.500 \div 1.504$ eV, $h\nu_2 = 1.487 \div 1.500$ eV и $h\nu_3 = 1.450 \div 1.487$ eV соответствуют переходам из валентной зоны на мелкие донорные уровни. Экстраполяция этих линейных участков к величине $\alpha(h\nu) = 0$ позволяет определить, что энергии этих уровней соот-

ветственно равны: $E_{D_1} = 1.504 - 1.487 = 0.017$ eV, $E_{D_2} = 1.500 - 1.470 = 0.03$ eV и $E_{D_3} = 1.487 - 1.410 = 0.077$ eV.

При повышении температуры до $T = 90$ К наблюдается рост коэффициента поглощения $\alpha(h\nu)$ в интервале энергий $h\nu = 1.49 \div 1.51$ eV (кривая 2, рис. 1) за счет повышения концентрации ионизованной примеси при повышении температуры на 10 К [6]. Анализ показывает, что зависимость $\sqrt{\alpha}(h\nu)$ в области энергий $h\nu < 1.487$ eV (кривая 2, рис. 2) монотонно уменьшается и экстраполируется к величине $h\nu = 1.33$ eV. Процессы поглощения света в интервале энергий $h\nu = 1.450 \div 1.525$ eV происходят из-за наличия экситонов и мелких доноров [6], а затем при $h\nu < 1.45$ eV наблюдается примесное поглощение, обусловленное существованием акцепторов, что рассмотрено выше.

Рассмотрим поведение $\alpha(h\nu)$ в интервале энергий $h\nu < 1.45$ eV после прохождения через образец ультразвуковых волн, имеющих мощности $P < 5$ W/cm² и частоты $F \leq 25$ MHz. Размножения дислокаций при таких значениях P и F нами не наблюдалось. Примесное поглощение в GaAs, которое связано в основном с переходами между мелкими акцепторами и зоной проводимости [6], оказывается сильно зависящим от ультразвуковой обработки GaAs-образцов. В основном это связано с воздействием ультразвукового поля на концентрацию N_A (см. уравнение 1). После воздействия на образец ультразвукового поля при $T = 80$ К на одной из „ступеней“, обусловленной примесным поглощением, в области энергии фотонов $h\nu = 1.025 \div 1.113$ eV возник максимум E (пик) и произошло уменьшение „ступени“ на величину $\Delta\alpha$ справа от него в интервале энергий $h\nu = 1.113 \div 1.312$ eV (рис. 1, кривая 2). Появление максимума E можно объяснить, если предположить, что под воздействием ультразвукового поля происходят следующие основные процессы:

1. Акустогенерация доноров и акцепторов. Такая генерация происходит в результате, например, диссоциации донорно-акцепторных комплексов под воздействием ультразвуковых волн [14]. Этот процесс приводит к возникновению дополнительной концентрации одиночных доноров N_D и акцепторов N_A .

2. Акустостимулированная диффузия атомов примеси, которая может приводить к образованию новых локальных скоплений примесных атомов или комплексов из одиночных доноров D и акцепторов A . Такие акустостимулированные процессы наблюдались в Si и соединениях A^3B^5 [3–5,15,16].

Появление максимума E на зависимости $\alpha(h\nu)$ показывает, что: а) возник новый уровень, б) происходит резкий рост поглощения, связанный с переходами между возникшим уровнем и зоной проводимости. Энергия ионизации нового уровня лежит в интервале $h\nu = E_1 - E_2 = 0.40 \div 0.49$ eV ($E_1 = 1.512 - 1.113 = 0.4$ eV и $E_2 = 1.512 - 1.025 = 0.49$ eV). Этот интервал энергий определяется максимальной шириной пика E . Одной из наиболее вероятных причин возникновения данного уровня может быть флуктуация заряда примеси, возмущающая энергетические зоны и приводящая к изменению $\alpha(h\nu)$. Возникшая флуктуация заряда примеси связана с образованием в различных участках образца новых типов дефектов, например в виде локальных скоплений акцепторов и доноров или их комплексов под воздействием ультразвукового поля. Акустостимулированная диффузия примесных атомов и кулоновское взаимодействие между ними могут быть причиной появления таких скоплений вблизи дислокаций и образовывать атмосферу Коттрела [17].

В качественном отношении ширина и высота максимума E (пика) определяют интервал и эффективность поглощения, которые обусловлены наличием акцепторов, доноров и величиной их концентрации в скоплении. В случае, например, наличия акцепторных и донорных переходов интервал поглощения определяется следующим неравенством [6]:

$$E_D - E_A < h\nu < E_D - [(m_e - m_h)/m_e]E_A, \quad (2)$$

где m_e и m_h — эффективные массы электрона и дырки соответственно.

Теоретический анализ, проведенный в работе [6], показывает, что если $m_h \ll m_e$, то обе границы в неравенстве (2) имеют одинаковое значение и в спектре поглощения должен наблюдаться очень узкий пик. Если $m_h > m_e$, то происходит сильное поглощение в более широкой области энергий. В GaAs-кристалле с прямыми разрешенными переходами, например акцептор–зона проводимости, эффективные массы электронов на порядок меньше эффективной массы дырок.

Наблюдаемый максимум E имеет достаточно большую ширину основания $\Delta E = 1.113 - 1.025 = 0.088$ eV, и это дает возможность полагать, что его происхождение в основном связано с возбуждением акцепторов в локальном скоплении примесных атомов.

В спектральной области нахождения максимума E мы не исключаем проявления и других механизмов поглощения, связанных с донорами и переходами примесь–примесь. Эти механизмы детально исследовались

ранее [6]. Быстрое сужение максимума и энергия, характеризующая его вершину $E_M = 0.425$ eV от края зоны проводимости, позволяют сделать такой вывод.

Максимум E зависимости $\alpha(h\nu)$ не обнаруживает сдвига в область меньших или больших энергий фотонов при повышении температуры от 80 до 90 К. Отсутствие сдвига легко объяснить тем, что существует кулоновское взаимодействие между донорами и акцепторами в скоплении при этих температурах. Интенсивность поглощения в максимуме E растет с повышением температуры за счет увеличения концентрации ионизованных атомов в скоплении (эффект повышения $\alpha(h\nu)$ с ростом концентрации ионизованных акцепторов рассмотрен в [6]).

Мы также детально проанализировали поведение максимумов E в зависимости от частоты F , мощности P ультразвуковых волн и времени t их прохождения через GaAs-образцы. Было обнаружено, что для всех образцов наблюдаются общие закономерности, а именно:

а) отчетливое появление максимумов E происходит при следующих режимах ультразвуковой обработки: частота ультразвука $F > 5$ MHz, его мощность $P > 1$ W/cm², а время прохождения ультразвуковой волны через полупроводниковый кристалл $t > 120$ min;

б) максимум E растет до определенной величины с увеличением t при $P = \text{const}$ и $T = \text{const}$;

в) с увеличением мощности ($P \geq 5$ W/cm²) и вариациями частоты ультразвука (особенно при $F \geq 50$ MHz) при $T = \text{const}$ вся зависимость $\alpha(h\nu)$ в исследуемой области энергий фотонов претерпевает существенные изменения.

В таких экспериментах наблюдалось появление новых максимумов и уширения полос поглощения, в основном связанных с изменением дефектной структуры кристалла в ультразвуковом поле (появление одиночных дефектов, новых дислокаций с атмосферой Коттрелла и т. д.). Интерпретация подобных акустостимулированных явлений и механизмов, приводящих к изменению $\alpha(h\nu)$, представлена в настоящей работе.

Таким образом, можно сделать следующие выводы:

1. Воздействие ультразвуковых волн в диапазоне частот $F = 0.8 \div 25$ MHz и мощностью $1 < P < 5$ W/cm² на GaAs-монокристаллы не приводит к сдвигу края полосы фундаментального поглощения при $T \leq 90$ К.

2. Прохождение ультразвуковых волн через GaAs-монокристаллы приводит к изменению их дефектной системы. При этом после облучения GaAs-монокристаллов ультразвуком на зависимости $\alpha(h\nu)$ в

области примесного поглощения $h\nu < 1.45 \text{ eV}$ ($T \leq 90 \text{ K}$) появление максимумов $\alpha(h\nu)$ связано с возникновением оптических переходов с уровней, обусловленных возникновением новых дефектов и перераспределением примесных атомов в GaAs-монокристалле под воздействием ультразвуковых волн. Эти новые дефекты, ответственные за появление максимумов, могут представлять собой скопления точечных дефектов вблизи дислокаций.

3. Расположение максимума $\alpha(h\nu)$ в диапазоне энергий меньших края фундаментального поглощения полупроводника, а также ширина и высота максимума зависят от мощности, частоты ультразвуковых волн и времени их воздействия на GaAs-монокристалл. Следует заметить, что расположение максимумов в указанном диапазоне энергий зависит от степени легирования монокристалла и состава примеси в нем.

В заключение отметим, что с практической точки зрения обнаруженный эффект изменения коэффициента поглощения $\alpha(h\nu)$ под воздействием ультразвуковых волн открывает возможность целенаправленного управления величиной $\alpha(h\nu)$ полупроводников и устройств на их основе в определенном спектральном диапазоне электромагнитного излучения. Однако для этого необходимо проводить дальнейшие исследования.

Работа выполнена при поддержке грантов ГНТП А-13-035 и ФПФИ 29-06.

Авторы выражают благодарность В.В. Володарскому (г. Обнинск) и Н.Н. Черникову (г. Москва) за помощь в работе и стимулирование исследования.

Список литературы

- [1] Гаибов А.Г., Заверюхин Б.Н., Кревчик В.Д. и др. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. В. 10. С. 616–620.
- [2] Заверюхин Б.Н., Кревчик В.Д., Муминов Р.А. и др. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 3. С. 525–528.
- [3] Заверюхин Б.Н., Заверюхин Н.Н., Турсункулов О.М. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. В. 18. С. 1–12.
- [4] Zaveryukhin B.N., Zaveryukhin N.N., Lesikova L.N. et al. // 3rd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion. Osaka, Japan. May 11–18 2003. 4P-A8 c-Si Theory, Characterisation and Passivation. 4P-A8-67. Poster 18.

- [5] *Zaveryukhin B.N., Zaveryukhin N.N., Tursunkulov O.M.* // 25th World Conference „Boundary Element Methods“. Incorporating a Special Seminar on Electromagnetic Effects on the Human Body and Equipment. 8–10 September 2003. Split, Croatia. Organized by: Wessex Institute of Technology, UK University of Split, FESB, Croatia, Acoustics. P. 6.
- [6] *Оптические свойства полупроводников* / Под ред. Р. Уиллардсона и А. Бира. М.: Мир, 1970. 488 с.
- [7] *Мосс Т* Оптические свойства полупроводников. М.: Изд-во иностр. лит., 1961. 304 с.
- [8] *Сейсян Р.П., Абдуллаев М.А., Захарченя Б.П.* // ФТП. 1972. Т. 6. В. 2. С. 408–409.
- [9] *Биленко Д.И., Кондауров Е.Н., Куцевляк П.И.* // Арсенид галлия. В. 4. / М-во высш. и сред. спец. образ. РСФСР. Сибирский физ.-тех. ин-т. Томск: Изд-во Томского ун-та, 1974. С. 29–32.
- [10] *Брудный В.Н., Будницкий Д.Л., Кривов М.А.* // Там же. С. 37–39.
- [11] *Болтакс Б.И., Кошетов М.Н., Скорятина Е.А.* // Изв. вузов. Физика. 1983. Т. 26. № 10. С. 56–65.
- [12] *Мильвидский М.Г., Освенский В.Б., Шершакова И.Н.* // Там же. С. 5–17.
- [13] *Бонч-Бруевич В.Л., Калашиков С.Г.* Физика полупроводников. М.: Наука, 1977. 672 с.
- [14] *Заверюхина Е.Б., Заверюхина Н.Н., Лезилова Л.Н.* и др. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. В. 1. С. 54–66.
- [15] *Krevchik V.D., Mumihov R.A., Yafasov A.Ya.* // Phys. Stat. Sol. (a). 1981. V. 63. P. K159–162.
- [16] *Заверюхин Б.Н.* Исследование особенностей переноса заряда в полупроводниковых детекторах. Канд. дис. Киев, 1990.
- [17] *Матаре Г.* Электроника дефектов в полупроводниках. М.: Мир, 1974. 463 с.