

13. *Mlsna D., Monzingo A.F., Katzin B.J.* et al. // *Protein Sci.* 1993. **2**. P. 429.
14. *Chen M.C., Lord R.C., Mendelsohn R.* // *Biochim. et Biophys. Acta.* 1973. **328**. P. 252.

15. *Huimin Li, Hanson C., Fuchs J.A.* et al. // *Biochemistry.* 1993. No. 32. P. 5800.

Поступила в редакцию
21.03.01

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 621.315.592

ФОКУСИРОВКА ВОЛНЫ ОБРАЗОВАНИЯ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ ВДОЛЬ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКИХ НАПРАВЛЕНИЙ ПРИ ДЕЙСТВИИ НА КРИСТАЛЛЫ ЛАЗЕРНОГО ГАУССОВСКОГО ПУЧКА

В. И. Емельянов, А. В. Рогачева

(кафедра общей физики и волновых процессов)

E-mail: emel@em.msk.ru

Теоретически исследована пространственная самоорганизация волны генерации дефектов (ВГД) в лазерно-возбужденных кристаллических полупроводниках и диэлектриках. Показано, что благодаря упругой анизотропии кристалла и гауссовскому распределению интенсивности возбуждающего лазерного излучения ВГД фокусируется вдоль кристаллографических направлений кристалла.

Введение

В работах [1, 2] рассмотрена волна генерации точечных дефектов (ВГД), возбуждаемая в полупроводниках и диэлектриках при интенсивной генерации в них электронно-дырочных пар лазерным излучением. При этом исследование ограничивалось стационарным одномерным распространением ВГД при пространственно-однородном распределении лазерного излучения.

В настоящей работе рассмотрено формирование пространственных характеристик ВГД в кубическом анизотропном кристалле при действии лазерного излучения с гауссовским распределением интенсивности. Показано, что этот процесс состоит из двух этапов. На первом этапе происходит угловая самоорганизация ВГД: благодаря упругой анизотропии угловой спектр дефектно-деформационных мод сжимается вдоль трех взаимно ортогональных направлений типа [100]. В результате формируются три независимые плоские ВГД, распространяющиеся вдоль таких направлений.

Угловая самоорганизация имеет место как при однородном, так и при неоднородном распределении интенсивности лазерного излучения. При неоднородном (гауссовом) распределении интенсивности происходит также пространственная самоорганизация — фокусировка ВГД вдоль направлений типа [100].

Рассмотрен случай цилиндрической симметрии неоднородного распределения интенсивности, реализуемый для лазерного пучка с гауссовским рас-

пределением интенсивности в поперечном сечении и осью, направленной вдоль [100]. В этом случае фокусировка ВГД приводит к образованию повышенной концентрации дефектов в приосевой области с протуберанцами, вытянутыми вдоль направлений типа [100].

В связи с этими предсказаниями теории пространственной самоорганизации ВГД отметим, что подобная морфология повреждения кристаллов часто наблюдается при облучении кристаллов лазерными импульсами с достаточно большой интенсивностью [3, 4].

1. Концентрации свободных электронов и свободных дырок, локализованных дырок и локализованных электронно-дырочных пар

Для двухзонного полупроводника с шириной запрещенной зоны E_g концентрация свободных дырок n_h , создаваемых в валентной зоне при межзонном поглощении лазерного излучения с энергией кванта $\hbar\omega$, описывается уравнением [1]

$$\frac{\partial n_h}{\partial t} + \gamma_k n_h + \frac{n_h}{\tau_r} = D_e \Delta n_h - \mu_h \theta_h \operatorname{div} (n_h \nabla \xi) + W, \quad (1)$$

где $\gamma_k = \beta_h n_d$ — скорость локализации дырок вблизи имеющихся точечных дефектов ($\beta_h = \sigma_h v_h$, σ_h — сечение захвата, v_h — скорость дырки); $\tau_r^{-1} = \tau_{r0}^{-1} + \gamma_A n_h^2$ — константа скорости рекомбинации дырок (τ_{r0} — время линейной рекомбинации, γ_A — константа оже-рекомбинации); D_e и μ_h —

соответственно коэффициент амбиполярной диффузии и подвижность дырок; θ_h — деформационный потенциал дырок; $\xi = \text{div } \mathbf{U}$ — деформация среды (\mathbf{U} — вектор смещения среды).

В случае полупроводника с однофотонным возбуждением скорость генерации электронно-дырочных пар записывается в виде

$$W = \frac{c\alpha(1-\mathcal{R})E^2}{2\pi\hbar\omega},$$

где α и \mathcal{R} — соответственно коэффициенты оптического поглощения и отражения, c — скорость света, E — амплитуда электрического поля, создаваемого лазерным импульсом.

Для диэлектрика с m -фотонным возбуждением $W = n\sigma^{(m)}F^{(m)}$, $F = c|E^2|/2\pi\hbar\omega$, где n — плотность ионов, $\sigma^{(m)}$ — сечение m -фотонного поглощения, F — поток фотонов.

Уравнение для концентрации свободных электронов n_e имеет вид

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \beta_e n_e n_k + \frac{n_e}{\tau_r} = D_e \Delta n_e - \mu_e \theta_e \text{div}(n_e \nabla \xi) + W, \quad (2)$$

где n_k — концентрация локализованных дырок, $\beta_e = \sigma_e v_e$ — константа, описывающая скорость захвата электронов локализованными дырками (σ_e — сечение захвата и v_e — скорость электронов), μ_e — подвижность электронов, θ_e — деформационный потенциал электронов.

Концентрация локализованных дырок подчиняется уравнению

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} = \gamma_k n_h - \beta_e n_e n_k - \frac{n_k}{\tau_k}, \quad (3)$$

где τ_k — время жизни локализованной дырки. Захват электронов локализованными дырками приводит к образованию локализованных электронно-дырочных пар, концентрация которых n_s описывается уравнением

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} = \beta_e n_e n_k - \gamma_s n_s - \frac{n_s}{\tau_s}, \quad (4)$$

где γ_s и τ_s^{-1} — соответственно константы скорости рекомбинации локализованной электронно-дырочной пары с образованием вакансионно-междоузельных пар и скорости рекомбинации по другим каналам без образования дефектов.

Уравнение для концентрации точечных дефектов n_d имеет вид

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} = \gamma_s n_s - \frac{n_d}{\tau_d}, \quad (5)$$

где τ_d — время жизни дефекта ($d = i$ для междоузлий и $d = v$ для вакансий).

Предполагая выполнение условия $\tau_d^{-1} \ll \gamma_k, \tau_k^{-1}, \gamma_s, \tau_s^{-1}$, представим решение системы (1)–(4) в виде

$$n_j = n_{j0} + n_{j1} \quad (j = e, h, k, s).$$

Здесь n_{j0} и n_{j1} — решение уравнений (1)–(4) соответственно в нулевом и первом приближении теории возмущений по малым параметрам:

$$\varepsilon_j = \frac{\mu_j \theta_j \tau_r}{L^2} \xi, \quad \beta_j = \frac{D_j \tau_r}{L^2} \quad (j = e, h), \quad (6)$$

где $\varepsilon_h \sim \varepsilon_e \ll 1$, $\beta_h \sim \beta_e \ll 1$, а L — длина области переключения ВГД [1].

Из формул (1)–(6) получаем концентрацию локализованных дырок в нулевом приближении (подробнее см. [1]):

$$n_{k0} = \gamma_k / \beta_e. \quad (7)$$

Для концентрации локализованных электронно-дырочных пар в нулевом приближении имеем:

$$n_{s0} = \frac{W \beta_h n_d}{(\beta_h n_d + \tau_r^{-1}) \cdot (\gamma_s + \tau_s^{-1})}. \quad (8)$$

В адиабатическом приближении и в первом приближении по ε_j и β_j при условии $\tau_r^{-1} \gg \gamma_k$ получаем концентрацию электронов в первом приближении теории возмущений:

$$n_{e1} = -\frac{W}{\tau_r^{-2}} \mu_e \theta_e \Delta \xi. \quad (9)$$

Концентрация локализованных электронно-дырочных пар в первом приближении теории возмущений в адиабатическом приближении находится из (4) с использованием (7), (9):

$$n_{s1} = \frac{\gamma_k}{\gamma_s + \tau_s^{-1}} n_{e1} = -\frac{\beta_h \mu_e \theta_e W}{(\gamma_s + \tau_s^{-1}) \tau_r^{-2}} n_d \Delta \xi. \quad (10)$$

В предположении, что подвижность электронов μ_e определяется рассеянием на дефектах [5]: $\mu_e = \delta / n_d \equiv \mu_{ec} n_{dc} / n_d$, где $\mu_{ec} = \delta / n_{dc}$, δ — константа, выражение (10) можно записать в виде

$$n_{s1} = -\frac{\beta_h \mu_{ec} n_{dc} \theta_e W}{(\gamma_s + \tau_s^{-1}) \tau_r^{-2}} \Delta \xi. \quad (11)$$

2. Учет влияния упругой анизотропии кубического кристалла на фурье-компоненту концентрации локализованных электронно-дырочных пар

Для того чтобы получить выражение для интересующей нас деформации среды ξ , рассмотрим деформационную подсистему кубического кристалла,

пренебрегая сначала взаимодействием ее с дефектами. Уравнение для x -компоненты вектора смещения $\mathbf{U}(\mathbf{r}, t)$ тогда имеет вид [6]

$$\rho \frac{\partial^2 U_x}{\partial t^2} = c_{11} \frac{\partial^2 U_x}{\partial x^2} + c_{44} \left(\frac{\partial^2 U_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U_x}{\partial z^2} \right) + (c_{12} + c_{44}) \left(\frac{\partial^2 U_y}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 U_z}{\partial x \partial z} \right), \quad (12)$$

где ρ — плотность среды, c_{12}, c_{44}, c_{11} — постоянные упругой жесткости кубического кристалла. Уравнения для компонент U_y, U_z получаются из (12) циклической перестановкой индексов x, y, z .

Для линейной по производным вектора смещения деформации кристалла $\xi(\mathbf{r}, t) = \partial U_x / \partial x + \partial U_y / \partial y + \partial U_z / \partial z$ из (12) и соответствующих уравнений для U_y, U_z получаем уравнение

$$\rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = c_{11} \Delta \xi - A c_{11} \left(\Delta \xi - \left[\frac{\partial^3 U_x}{\partial x^3} + \frac{\partial^3 U_y}{\partial y^3} + \frac{\partial^3 U_z}{\partial z^3} \right] \right), \quad (13)$$

где $A = (c_{11} - 2c_{44} - c_{12}) / c_{11}$ — константа упругой анизотропии.

Пусть оси x, y, z совпадают с направлениями типа [100]. Представим концентрацию дефектов n_j ($j = e, h, k, s, d$) и деформацию в виде пакетов фурье-компонент с волновыми векторами \mathbf{q} , лежащими в окрестности одного из направлений типа [100] (совпадающего с ортом \hat{z} вдоль оси z):

$$n_{j1}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{q}} n_j(\mathbf{q}) e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}}, \quad \xi(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{q}} \xi_q e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}}. \quad (14)$$

Учитывая в (13) взаимодействие с дефектами, в приближении $\xi(\mathbf{r}, t) \approx \partial U_z(\mathbf{r}, t) / \partial z$ получаем

$$\rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = c_{11} \Delta \xi - A c_{11} \left(\Delta \xi - \frac{\partial^3 \xi}{\partial z^3} \right) - \theta_d \Delta n_d. \quad (15)$$

Используя (14), в адиабатическом приближении из формулы (15) получаем фурье-компоненту самоогласованной деформации:

$$\xi_q \cong \frac{\theta_d n_d(\mathbf{q})}{\rho c_{10}^2 (1 - A\theta^2)}, \quad (16)$$

где $\cos \theta = \mathbf{q}\hat{z} / q$, $c_{10}^2 = c_{11} / \rho$. При условии $\theta_e < 0$ (т. е. при $\theta_e \theta_i < 0$) свободные носители в результате деформации инжектируются в область, где $n_d \equiv n_i$ достигает минимума. Тогда для фурье-компоненты концентрации локализованных электронно-дырочных пар $n_s = n_{s0} + n_{s1}$, используя (8), а также (11) и (16), получаем выражение, учитывающее упругую анизотропию кубического кристалла:

$$n_s(\mathbf{q}) = \frac{\beta_h}{\gamma_s + \tau_s^{-1}} \frac{W}{\tau_r^{-1}} \times \left(1 - \frac{1}{\tau_r^{-1} \mu_{ec} n_{dc}} \frac{|\theta_e \theta_d|}{\rho c_{10}^2 (1 - A\theta^2)} q^2 \right) n_d(\mathbf{q}). \quad (17)$$

3. Уравнение самоорганизации ВГД в векторном q -пространстве

Уравнение самоорганизации ВГД получим из (5), где фурье-компонента n_s задается выражением (17). Для этого учтем, что время жизни дефекта зависит от деформации:

$$\tau_d^{-1} = \tau^{-1} \exp \left(- \frac{E_m - \theta_m \xi}{k_B T} \right), \quad (18)$$

где τ^{-1} — константа, E_m — активационная энергия миграции междоузлий (при рекомбинационно-стимулированной диффузии $E_m = E_m^0 - E_e$, где E_m^0 — исходное значение энергии миграции, а E_e порядка энергии локализованной электронно-дырочной пары [7-9]), $\theta_m > 0$ — деформационный потенциал миграции дефекта.

Разлагая (18) в ряд по ξ , имеем:

$$\tau_d^{-1} = \tau_{d0}^{-1} + \frac{\theta_m \xi}{k_B T} \tau_{d0}^{-1}, \quad (19)$$

где $\tau_{d0}^{-1} = \tau^{-1} \exp\{-E_m / (k_B T)\}$.

Подставляя (17) в фурье-образ уравнения (5) и учитывая (19) совместно с (16), где приближенно $\frac{1}{1 - A\theta^2} \cong 1 + A\theta^2$, получаем уравнение для фурье-амплитуды концентрации дефектов $n_d(\mathbf{q})$:

$$\frac{\partial n_d(\mathbf{q})}{\partial t} = D(\theta) q^2 n_d(\mathbf{q}) + G' n_d(\mathbf{q}) - R \sum_{\mathbf{q}_1} n_d(\mathbf{q}_1) n_d(\mathbf{q} - \mathbf{q}_1). \quad (20)$$

Здесь коэффициент $D(\theta)$ имеет вид

$$D(\theta) = -(\mu_{ec} k_B T) \frac{\tau_{r0}}{\tau_{d0}} \frac{|\theta_e|}{\theta_d} \frac{\sigma^2 W}{W_0} (1 + A\theta^2) \equiv -|D_0| (1 + A\theta^2) < 0, \quad (21)$$

где

$$\sigma = \frac{1}{(1 + \gamma_A n_{e0}^2 \tau_{r0})} \quad (22)$$

— параметр,

$$W_0 = \frac{n_{dc}}{\tau_{d0}} \frac{1}{\gamma_{kc} \tau_{r0}} \frac{\gamma_s + \tau_s^{-1}}{\gamma_s} \quad (\gamma_{kc} = \beta_h n_{dc}) \quad (23)$$

— характеристическая скорость генерации электронно-дырочных пар,

$$G' n_d(\mathbf{q}) = \left(\frac{\sigma W}{W_0} - 1 \right) \frac{n_d(\mathbf{q})}{\tau_{d0}} \quad (24)$$

— скорость генерации дефектов,

$$R = \theta_m / (\tau_{d0} n_{dc} \theta_d) > 0 \quad (25)$$

— константа нелинейной (деформационно-ускоренной) рекомбинации дефектов. В (23) введена характеристическая концентрация точечных дефектов:

$$n_{dc} = \rho c_1^2 k_B T / \theta_d^2. \quad (26)$$

Уравнение (20) описывает двухэтапную самоорганизацию и распространение ВГД. Перейдем к рассмотрению первого этапа — угловой самоорганизации ВГД.

4. Коллапс углового фурье-спектра ВГД вдоль направления типа [100]

Разлагая $n_d(\mathbf{q} - \mathbf{q}_1)$ в ряд по \mathbf{q}_1 в сферической системе координат (в которой ось $z \parallel \mathbf{q}$) с точностью до членов второго порядка малости по \mathbf{q}_1 (подробнее см. [10]), из (20) в пренебрежении угловым дрейфом получаем уравнение угловой диффузии в q -пространстве:

$$\frac{\partial n_d(\mathbf{q})}{\partial t} = \lambda_q(\theta) n_d(\mathbf{q}) + D_q \frac{\partial^2 n_d(\mathbf{q})}{\partial \theta^2}, \quad (27)$$

где

$$\lambda_q(\theta) = \lambda_m - \delta_a \theta^2 \quad (28)$$

— инкремент нарастания фурье-амплитуды, достигающий максимума при $\theta = 0$ (т.е. для $\mathbf{q} \parallel z$),

$$\lambda_m = G' - |D_0| q^2 - R \sum_{q_1} n_d(\mathbf{q}_1) \quad (29)$$

— максимальное значение инкремента,

$$\delta_a = |D_0| A q^2 \quad (30)$$

— параметр крутизны зависимости $\lambda(\theta)$ в точке $\theta = 0$. Константы $|D_0|$, G' и R определяются формулами (21), (24) и (25) соответственно. Коэффициент угловой диффузии в q -пространстве отрицателен:

$$D_q = -\frac{9}{2} R \sum_{q_1} n_d(\mathbf{q}) \left(\frac{q_1}{q} \right)^2 \equiv -|D_q|. \quad (31)$$

Решение уравнения (27) имеет вид

$$n_d(\mathbf{q}, \theta, t) = n_d(\mathbf{q}, \theta, t=0) \frac{\exp(\lambda_m t)}{\sqrt{1 - 4|D_q| \delta_a t^2}} \times \exp \left\{ -\frac{\theta^2}{1/(\delta_a t) - 4|D_q| t} \right\}, \quad (32)$$

где $n_d(\mathbf{q}, \theta, t=0) = \text{const}$ — начальное значение фурье-амплитуды концентрации дефектов, соответ-

ствующее начальному равномерному распределению векторов \mathbf{q} по углу θ в волновом пакете (14).

Формула (32) описывает динамику сужения и коллапса исходно равномерного углового спектра нарастающих во времени дефектно-деформационных мод с фиксированным значением $|\mathbf{q}| = q$, причем дефектами, участвующими в угловой самоорганизации, являются междоузлия ($\theta_d > 0$). К моменту времени $t = \tau_\theta$ спектр сжимается в δ -функцию:

$$n_d(\mathbf{q}, \theta, t = \tau_\theta) = n_d(\mathbf{q}, \theta, t = 0) \exp(\lambda_m \tau_\theta) \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sqrt[4]{\frac{\delta_a}{|D_q|}} \delta(\theta), \quad (33)$$

где время коллапса определяется выражением

$$\tau_\theta = \frac{1}{\sqrt{4|D_q| \delta_a}}. \quad (34)$$

Подставляя (30) и (31) в (34), получаем для времени коллапса углового спектра ВГД (времени угловой самоорганизации ВГД) следующее выражение:

$$\tau_\theta = \frac{\tau_{d0}}{3\sqrt{2}} \times \left(A \frac{\theta_m}{\theta_d} \frac{|\theta_e|}{\theta_d} \sum_{q_1} \frac{n_d(\mathbf{q}_1)}{n_{dc}} q_1^2 (\mu_{ec} k T) \tau_{r0} \frac{\sigma^2 W}{W_0} \right)^{-1/2}. \quad (35)$$

Отметим, что эффект коллапса углового спектра ВГД является следствием упругой анизотропии кристалла: при $A \rightarrow 0$ время коллапса $\tau_\theta \rightarrow \infty$.

5. Фокусировка ВГД вдоль направлений типа [100] при гауссовском распределении интенсивности лазерного излучения

В случае пространственно-однородного распределения интенсивности в (20) $W = \text{const}$. При условии, что время коллапса углового фурье-спектра ВГД

$$\tau_\theta \ll L/v \equiv \tau_L,$$

где L — длина области переключения концентрации дефектов, v — скорость распространения ВГД (см. [1]), происходит стационарное распространение плоской ВГД вдоль оси z (и независимо вдоль осей x и y). При этом условии на временах $t > \tau_\theta$ для волнового пакета (14) справедливо соотношение $\mathbf{q}\mathbf{r} = qz$ и в (20) следует сделать замену $\mathbf{q} \rightarrow q$. Тогда, переходя в (20) от q -представления к z -представлению, получаем уравнение для концентрации дефектов в виде одномерного нелинейного уравнения диффузии

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n_d}{\partial z^2} + G' n_d - R n_d^2. \quad (36)$$

Здесь коэффициент «диффузии» $D = |D_0| > 0$, где D_0 определяется формулой (21). Уравнение (36) было получено и решено в работах [1, 2], где были определены форма, скорость и длина переключения ВГД.

Покажем, что при пространственно-неоднородном распределении лазерного излучения возможна пространственная фокусировка плоской ВГД вдоль кристаллографических направлений.

Пусть вдоль оси z распространяется пучок лазерного излучения с гауссовским распределением интенсивности в поперечном сечении $\{x, y\}$: $W = W_m \exp(-r^2/r_0^2)$, где $\mathbf{r} = \{x, y\}$, r_0 — радиус пучка (оси x и y совпадают с направлениями типа [100]). Будем считать, что в предыдущих формулах $\sigma \approx 1$ (см. [1]). В этом случае для коэффициентов уравнения (36) имеем:

$$D = D(r) = (\mu_{ec} k_B T) \frac{\tau_{r0}}{\tau_{d0}} \frac{|\theta_e|}{\theta_d} \frac{W}{W_0} = \tilde{D}_0 \frac{W}{W_0} = \tilde{D}_0 g \exp(-r^2/r_0^2), \quad (37)$$

$$G' = (g \exp(-r^2/r_0^2) - 1) \frac{1}{\tau_{d0}}, \quad (38)$$

где управляющий параметр $g = W_m/W_0$.

Рассмотрим фокусировку изначально плоской ВГД, распространяющейся вдоль оси z , учитывая пространственно-неоднородный лазерный нагрев среды: $T(\mathbf{r}) = T_i + \Delta T \exp(-r^2/r_0^2)$, где T_i — начальная температура, ΔT — амплитуда повышения температуры вследствие лазерного нагрева. На первом (линейном) этапе фокусировки плоской ВГД ($t < 1/G'$) можно пренебречь нелинейностью в уравнении (36). Тогда его решение имеет вид

$$n_d(t, r, z) = C \frac{1}{\sqrt{4\pi D(r)t}} \exp\left(-\frac{z^2}{4D(r)t}\right) \exp(G't), \quad (39)$$

где C — константа, соответствующая концентрации дефектов в плоской ВГД. Поскольку в (39) коэффициенты $D(r)$ и $G'(r)$ входят в показатели экспонент, то зависимость n_d от координаты r оказывается более сильной, чем зависимости $D(r)$ и $G'(r)$.

В соответствии с (39) фронт концентрации дефектов, положение которого определяется равенством $\partial^2 n_d / \partial z^2 = 0$, проходит расстояние z за время

$$t = t_z = \frac{z^2}{2D(r)}. \quad (40)$$

Определим на фронте концентрации дефектов область приосевых значений r , где происходит эффективная генерация дефектов, условием $n_d(t_z, r, z)/n_d(t_z, 0, z) \geq e^{-1}$. Тогда с учетом (39) поверхность $r = r(z)$, ограничивающая область эф-

фективной генерации дефектов, определяется из уравнения

$$\frac{r}{r_0} = \left[\ln \left(1 + \frac{l_{||}^2}{z^2} \right) / (1 - \nu) \right]^{1/2}, \quad (41)$$

где длина фокусировки вдоль оси z ($r \rightarrow 0$ при $z > l_{||}$) имеет вид

$$l_{||} = (2\tilde{D}_0 \tilde{\tau}_{d0} g)^{1/2} = \left(W \frac{2\delta\beta_h \tau_{r0}^2 \tilde{\tau}_{d0} \theta_e \theta_d}{\rho c_l^2} \right)^{1/2}, \quad (42)$$

$$\nu = \frac{E_m \Delta T}{k_B (T_i + \Delta T)^2},$$

$$\tilde{\tau}_{d0} = \tau_{d0}(r=0) = \tau \exp\left(\frac{E_m}{k_B (T_i + \Delta T)}\right).$$

Из (41) видно, что фокусировка ВГД ($r \rightarrow 0$ при $z \rightarrow \infty$) будет происходить при условии $k_B (T_i + \Delta T)^2 > E_m \Delta T$. Таким образом, при сильном нагреве ($\Delta T \gg T_i$) фокусировка волны ВГД, распространяющейся вдоль z , происходит при условии

$$k_B \Delta T > E_m.$$

Если лазерным нагревом можно пренебречь ($\Delta T \ll T_i$), то поверхность, ограничивающая приосевую область эффективной генерации дефектов ($r = \sqrt{x^2 + y^2}$), будет определяться из уравнения (41) при $\nu \ll 1$.

График решения уравнения (41) при условии $\nu \ll 1$ (рис. 1) представляет собой сечение конуса вращения с осью, направленной вдоль оси z .

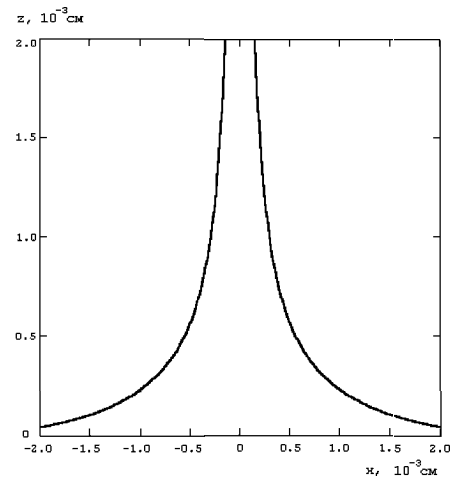


Рис. 1. Кривые $z = z(x)$, представляющие собой сечение поверхности $r = r(z)$, которое ограничивает приосевую область эффективной генерации дефектов, плоскостью $y = 0$ (фокусировка ВГД вдоль оси гауссовского лазерного пучка, совпадающей с направлением типа [100]). Кривые теоретически рассчитаны по формуле (41) при $r_0 = 10^{-3}$ см, $l_{||} = 0.3 \cdot 10^{-3}$ см

По условию поверхность равной концентрации (формула (41)) формируется в линейном режиме:

$t < 1/G'$. Поэтому с учетом (40) и (37), (38) получаем, что проведенный анализ справедлив при $l_{\parallel} < z < \bar{z} \equiv (D(r=0)/G'(r=0))^{1/2} = l_{\parallel}/(g-1)^{1/2}$. Это условие выполняется вблизи порога зажигания ВГД в области $1 < g < 2$.

Теперь рассмотрим фокусировку ВГД, распространяющейся вдоль оси y (перпендикулярной оси распространения лазерного пучка). Решение уравнения (36), где z заменяем на y , имеет вид (39), где также меняем z на y .

Фронт концентрации дефектов, положение которого определяется равенством $\partial^2 n_d / \partial y^2 = 0$, проходит расстояние y за время $t = t_y = y^2 / (2D(r))$. Определим на фронте концентрации дефектов область значений x , где происходит эффективная генерация дефектов условием $n_d(t_y, x, y) / n_d(t_y, 0, y) \geq e^{-1}$. Тогда с учетом (39) линия $x = x(y)$, ограничивающая область эффективной генерации дефектов на плоскости $\{x, y\}$, определяется из уравнения

$$\frac{x}{r_0} = \left(\ln \left[1 + \frac{l_{\parallel}^2}{y^2} \exp \left(-\frac{y^2}{r_0^2} (1 - \nu) \right) \right] / (1 - \nu) \right)^{-1/2}. \quad (43)$$

Длина фокусировки в этом случае имеет вид

$$l_- = l_{\parallel} \exp \left(-\frac{l_{\parallel}^2}{2r_0^2} (1 - \nu) \right), \quad (44)$$

откуда видно, что длина фокусировки ВГД вдоль оси y (l_-) будет меньше, чем вдоль оси z (l_{\parallel}). Поскольку соотношение (43) симметрично относительно замены y на $-y$ и фокусировка вдоль оси x описывается соотношением, аналогичным (43), в котором y и x меняются местами, получаем, что область эффективной генерации дефектов на плоскости $\{x, y\}$ имеет вид «четырёхконечной звезды», острия которой направлены вдоль направлений типа [100] (рис. 2).

Если лазерным нагревом можно пренебречь ($\Delta T \ll T_i$), то поверхность, ограничивающая область эффективной генерации дефектов, будет определяться из уравнения (43), где $\nu \ll 1$.

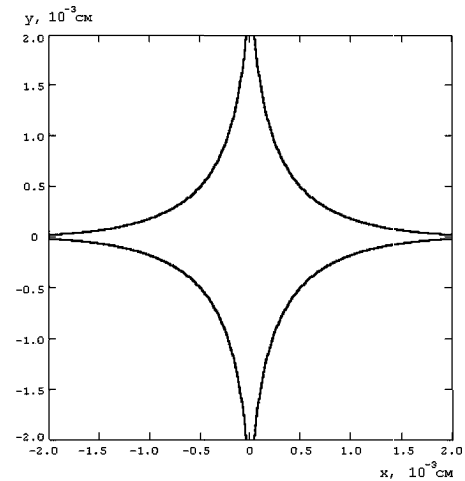


Рис. 2. Кривые, ограничивающие приосевую звездообразную область эффективной генерации дефектов на плоскости $\{x, y\}$ (фокусировка ВГД в направлениях типа [100], перпендикулярных оси гауссова лазерного пучка). Кривые теоретически рассчитаны по формуле (43) при $r_0 = 10^{-3}$ см, $l_{\parallel} = 0.3 \cdot 10^{-3}$ см

Литература

1. Емельянов В.И., Рогачева А.В. // Квант. электроника. 1998. **25**, № 11. С. 1017.
2. Emel'yanov V.I., Rogacheva A.V. // Proc. SPIE. 1999. **3734**. P. 111.
3. Salo V.I., Atroschenko L.V., Garnov S.V., Khodeyeva N.V. // Proc. SPIE. 1996. **2714**. P. 197.
4. Yoshimura M., Kamimura T., Murase K. et al. // Proc. SPIE. 1998. **3244**. P. 106.
5. Бонч-Бруевич В.Л., Калашиников С.Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1990.
6. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978.
7. Kimerling L.C. // Solid State Electron. 1978. **21**. P. 1391.
8. Sumi H. // Phys. Rev. 1984. **B29**. P. 4616.
9. Emel'yanov V.I., Kashkarov P.K. // Appl. Phys. 1992. **A55**. P. 161.
10. Емельянов В.И., Панин И.М. // ФТТ. 2000. **39**. P. 2029.

Поступила в редакцию
16.03.01