

ФЛУКТУАЦИИ ПОПЕРЕЧНОГО ТОКА В ЛЕГИРОВАННОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ

Кондратьева О. Г., Неустроев Л. Н., Осипов В. В.

Выполнен расчет спектра флуктуаций тока, текущего поперек слоев легированной сверхрешетки, у которой толщины n - и p -слоев превышают длину свободного пробега электронов и дырок. Рассмотрены три возможных источника шума: излучательные, ударные и шоклидговские генерационно-рекомбинационные процессы. Получена формула для частотной характеристики вертикального фоторезистора на основе легированной сверхрешетки.

В работах [1-3] рассмотрены особенности фотоэлектрических процессов в легированных сверхрешетках (ЛСР), состоящих из периодически чередующихся слоев n - и p -типа проводимости одного полупроводника. Показано, что ЛСР фоторезисторы могут обладать гигантским фотоэлектрическим усилением даже при небольших напряжениях внешнего смещения V .

В зависимости от расположения контактов фотопроводимость в ЛСР может осуществляться как вдоль [1, 2], так и поперек [3] слоев. Если фотопроводимость осуществляется вдоль n - и p -слоев (контакты расположены по торцам структуры), то фоторезистор принято называть горизонтальным. Рекордные значения коэффициента фотоэлектрического усиления K_ϕ реализованы в горизонтальных ЛСР фоторезисторах на основе GaAs [4]: $K_\phi > 10^7$ при $V=1$ В, расстоянии между контактами $L=5 \cdot 10^{-2}$ см и температуре образца $T=300$ К. Фоторезистор, в котором фотопроводимость осуществляется поперек слоев (контакты к структуре расположены сверху и снизу), принято называть вертикальным. Проведенные в [3] оценки показали, что вертикальные ЛСР фоторезисторы на основе узкозонных полупроводников могут обладать коэффициентом фотоэлектрического усиления $K_\phi \sim 10^5$ при напряжении $V \sim 0.1$ В. Достоинством вертикальных ЛСР фоторезисторов по сравнению с горизонтальными является независимость величины K_ϕ от площади прибора.

Одной из основных характеристик фоторезисторов наряду с K_ϕ является спектральная мощность генерационно-рекомбинационного (ГР) шума. Шумовые свойства горизонтальных ЛСР фоторезисторов исследовались в [5]. В настоящей работе изучены шумовые свойства вертикальных ЛСР фоторезисторов. Как и в [1-3, 5], далее предполагается, что параметры ЛСР фоторезистора удовлетворяют следующим требованиям: полупериод ЛСР $0.5d$ меньше размера области пространственного заряда одиночного p - n -перехода, но значительно превышает длину свободного пробега электронов и дырок; выполнено условие полной пространственно-разделенной компенсации: $N_d d_n = N_a d_p$, где d_n и d_p — толщины n - и p -слоев, N_d и N_a — концентрации доноров и акцепторов в них. При выполнении этих условий n - и p -слои полностью заполнены объемным зарядом, а спектр электронов и дырок в них является квазинепрерывным. Кроме того, при выполнении указанных условий концентрации свободных носителей в n - и p -слоях малы по сравнению с концентрациями легирующих примесей.

Для расчета спектра шума воспользуемся методом Ланжевена. В рамках этого метода флуктуация тока, текущего через k -й период ЛСР, записывается в виде [6] $\delta J_k = \delta U_k / z + \tilde{J}_k$, где δU_k — флуктуация напряжения на k -м периоде,

\bar{J}_k — ланжевеновский генератор шумового тока, соответствующий k -му периоду, z — импеданс одного периода ЛСР. Суммируя δJ_k по всем периодам и учитывая условие непрерывности тока, получим

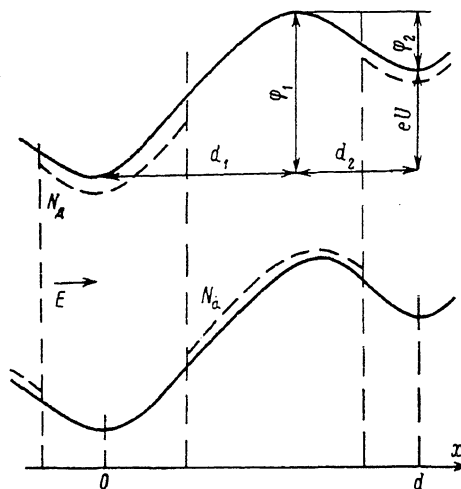
$$\delta I = \frac{\delta V}{Z} + \bar{I}, \quad \bar{I} = \frac{d}{L} \sum_k \bar{J}_k, \quad (1)$$

где δI и δV — флуктуации тока и полного напряжения, Z — импеданс вертикального ЛСР фоторезистора, \bar{I} — соответствующий всей структуре генератор шумового тока, L — расстояние между контактами. Поскольку все \bar{J}_k являются независимыми, спектральная мощность генератора \bar{I} равна

$$\langle \bar{I}^2 \rangle_\omega = \frac{d}{L} \langle \bar{J}^2 \rangle_\omega, \quad (2)$$

где $\langle \bar{J}^2 \rangle_\omega$ — спектральная мощность генератора шумового тока, соответствующего одному периоду ЛСР.

Согласно приведенным выше соотношениям, процедура нахождения величины $\langle \bar{J}^2 \rangle_\omega$ заключается в следующем: необходимо вычислить спектр флуктуа-



Зонная диаграмма ЛСР.

Штрихами указано пространственное распределение концентрации доноров и акцепторов.

ций тока при условии, что напряжение на каждом периоде ЛСР фиксировано ($\delta U_k = 0$). Прежде чем сделать это, решим вспомогательную задачу. Найдем связь между концентрацией свободных носителей и током в нестационарном состоянии. Эта связь задается нестационарными уравнениями непрерывности для плотностей электронного и дырочного токов, которые при условии $\delta U_k = 0$ имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\mu_n(p)}{e} \Delta n(\Delta p) \frac{d\varphi}{dx} \pm D_n(p) &= \frac{d\Delta n(\Delta p)}{dx} = \frac{\Delta j_n(p)(0, t)}{e} \pm \\ &\pm \int_0^x \frac{\partial \Delta n(\Delta p)}{\partial t} dx' \pm \int_0^x \Delta(R - G_\tau - G_\phi) dx', \end{aligned} \quad (3)$$

где μ_n (μ_p) и D_n (D_p) — подвижность и коэффициент диффузии электронов (дырок), $\Delta n(x, t)$ и $\Delta j_n(0, t)$ — нестационарная концентрация электронов и нестационарная плотность электронного тока в точке $x=0$ (см. рисунок), $\Delta p(x, t)$ и $\Delta j_p(0, t)$ — то же для дырок, R — скорость рекомбинации неравновесных носителей, G_τ и $G_\phi = (1-r)\alpha I_\phi$ — скорость термогенерации электрон-дырочных пар и скорость их генерации фоновым излучением окружающей среды, r и α — коэффициенты отражения и поглощения света, I_ϕ — плотность потока квантов фона, $\Delta(R - G_\tau - G_\phi)$ — линеаризованная относительно Δn и Δp разность указанных величин,

$$\varphi(x) = \begin{cases} kT \frac{x^2}{l_n^2} & \text{при } 0 \leq x \leq 0.5\bar{d}_n, \\ \varphi_1 - kT \frac{(d_1 - x)^2}{l_p^2} & \text{при } 0.5\bar{d}_n < x \leq 0.5\bar{d}_n + d_p, \\ eU + kT \frac{(d - x)^2}{l_n^2} & \text{при } 0.5\bar{d}_n + d_p < x \leq d \end{cases} \quad (4)$$

— потенциальная энергия электронов в ЛСР, $l_{n(p)}^2 = \varepsilon kT / 2\pi e^2 N_{d(a)}$, ε — диэлектрическая проницаемость, e — заряд электрона, U — стационарное паде-

ние внешнего напряжения на одном периоде ЛСР, $\bar{d}_n = d_n (1 + eU/4\varphi_0)$, $\varphi_0 = = kTd^2/4 (l_n^2 + l_p^2)$ — равновесная глубина потенциального рельефа ЛСР,

$$\varphi_1 = \varphi_0 \left(1 + \frac{eU}{4\varphi_0}\right)^2, \quad \varphi_2 = \varphi_0 \left(1 - \frac{eU}{4\varphi_0}\right)^2, \quad d_1 = \frac{d}{2} \left(1 + \frac{eU}{4\varphi_0}\right), \quad d_2 = \frac{d}{2} \left(1 - \frac{eU}{4\varphi_0}\right). \quad (5)$$

Смысл величин φ_1 , φ_2 , d_1 и d_2 ясен из рисунка. В [3] показано, что слагаемыми, пропорциональными $\Delta(R - G_\tau - G_\phi)$ в правой части (3), можно пренебречь при выполнении неравенства

$$b\tau, \tau \gg \tau_{np}^p = \frac{d_1 d_2}{d [d_2 + d_1 \exp(-eU/kT)]} \frac{\pi l_n l_p}{2D_p} e^{\frac{\varphi_2}{kT}}, \quad (6)$$

где τ — время жизни фотоносителей в ЛСР, $b = \mu_n/\mu_p$. Величина τ_{np}^p имеет смысл времени дрейфа дырок через один период ЛСР при напряжении $eU \sim kT$. Проведенные в [3] оценки показали, что неравенство (6) выполняется при всех разумных значениях параметров ЛСР. Решение уравнения (3), удовлетворяющее условиям периодичности $\Delta n(0, t) = \Delta n(d, t)$ и $\Delta p(0, t) = \Delta p(d, t)$, имеет вид

$$\begin{aligned} \Delta n(\Delta p)(x, t) = & \frac{1}{D_{n(p)}} e^{\pm \frac{\varphi(x)}{kT}} \left\{ \frac{\Delta j_{n(p)}(0, t)}{e} \left[\int_0^{x(d)} e^{\pm \frac{\varphi(x')}{kT}} dx' + \right. \right. \\ & + \frac{e^{-\frac{eU}{kT}}}{1 - e^{-\frac{eU}{kT}}} \int_0^d e^{\pm \frac{\varphi(x')}{kT}} dx' \left. \right] \pm \int_0^{x(d)} e^{\pm \frac{\varphi(x')}{kT}} dx' \int_0^{x'} \frac{\partial \Delta n(\Delta p)}{\partial t} dx'' \pm \\ & \left. \pm \frac{e^{-\frac{eU}{kT}}}{1 - e^{-\frac{eU}{kT}}} \int_0^d e^{\pm \frac{\varphi(x')}{kT}} dx' \int_0^{x'} \frac{\partial \Delta n(\Delta p)}{\partial t} dx'' \right\}. \quad (7) \end{aligned}$$

Уравнение (7) можно решать относительно Δn и Δp методом последовательных итераций по интегралам от $\partial \Delta n/\partial t$ и $\partial \Delta p/\partial t$ в правых частях (7). В результате оказывается, что этими интегралами можно пренебречь, если характерный временной масштаб исследуемого нестационарного процесса t_0 превышает τ_{np}^p . Таким образом, при выполнении условий $\tau, t_0 \gg \tau_{np}^p$ нестационарные электронный и дырочный потоки в ЛСР можно считать не зависящими от координаты.

В настоящей работе рассматривается ЛСР, для которой выполняется условие $N_n d_n = N_p d_p$. С учетом этого равенства условие интегральной нейтральности одного периода решетки имеет вид

$$\int_0^d [\Delta n(x, t) - \Delta p(x, t)] dx = 0. \quad (8)$$

Подставляя (4), (7) в (8) и выполняя интегрирования, получим

$$\Delta j_n(0, t) = e^{-1} (1 + b^{-1})^{-1} \Delta j(t), \quad \Delta j_p(0, t) = e^{-1} (1 + b)^{-1} \Delta j(t), \quad (9)$$

где $\Delta j(t)$ — нестационарная составляющая плотности полного диссипативного тока. В результате из (7), (9) и формул (10) работы [3] следует искомая связь между $\Delta n(x, t)$, $\Delta p(x, t)$ и $\Delta j(t)$:

$$\frac{\Delta n(x, t)}{n(x, t)} = \frac{\Delta p(x, t)}{p(x, t)} = \frac{\Delta j(t)}{j(t)}, \quad (10)$$

где $n(x)$, $p(x)$ и j — стационарные концентрации электронов и дырок и плотность стационарного поперечного тока в ЛСР, выражения для которых получены в [3].

Для вычисления спектра ГР шумов воспользуемся уравнением непрерывности электронного потока со сторонними источниками \bar{R} , \bar{G}_τ и \bar{G}_ϕ , описываю-

пцами случайность процессов рекомбинации, термогенерации и генерации носителей фоновым излучением. Интегрируя это уравнение по одному периоду ЛСР и учитывая постоянство электронного тока, получим

$$\frac{\partial \delta N}{\partial t} + \int_0^d \delta (R - G_r) dx = \int_0^d (\tilde{G}_r + \tilde{G}_\phi - R) dx, \quad (11)$$

где δN — флуктуация числа электронов в одном периоде ЛСР, $\delta (R - G_r)$ — разность скоростей рекомбинации и термогенерации, линеаризованная относительно флуктуаций электронной δn и дырочной δp концентраций. Величина δN связана с флуктуацией тока δj соотношением, которое следует из (4), (7), (9),

$$\delta j = e(1+b) \frac{\delta N}{d} \frac{L}{\tau_{np}^p}, \quad \tau_{np}^p = \frac{\pi l_n l_p L}{D p d} e^{\frac{\varphi_2}{kT}} \left(1 - e^{-\frac{eV}{kT}}\right)^{-1}, \quad (12)$$

где τ_{np}^p — эффективное время пролета дырок между контактами в вертикальном ЛСР фоторезисторе [3]. Дальнейшие вычисления проведем отдельно для каждого из трех возможных механизмов рекомбинации: излучательного, Оже и Шокли—Рида.

И з л у ч а т е л ь н а я р е к о м б и н а ц и я

В этом случае $R - G_r = \gamma_R (np - n_i^2)$, где γ_R — коэффициент излучательной рекомбинации, n_i — собственная концентрация свободных носителей. Используя (10), получим

$$\int_0^d \delta (R - G_r) dx = \frac{2\delta j d}{j} [\gamma_R n_i^2 + (1-r) \alpha I_\phi]. \quad (13)$$

Из (11)—(13) и формулы (12) работы [3] следует уравнение Ланжевена для флуктуаций тока

$$\frac{\partial \delta j}{\partial t} + \frac{\delta j}{\tau_R} = e(1+b) \frac{L}{d \tau_{np}^p} \int_0^d (\tilde{G}_r + \tilde{G}_\phi - \tilde{R}) dx, \quad (14)$$

где τ_R — время релаксации флуктуаций поперечного тока в ЛСР при излучательной рекомбинации, которое определяется формулой (4) работы [3]. Сторонние источники \tilde{G}_r , \tilde{G}_ϕ и \tilde{R} удовлетворяют следующим корреляционным соотношениям [7, 8]:

$$\langle \tilde{G}_r(x_1, t_1) \tilde{G}_r(x_2, t_2) \rangle = \frac{G_r(x_1)}{A} \delta(x_1 - x_2) \delta(t_1 - t_2), \quad (15)$$

$$\langle \tilde{R}(x_1, t_1) \tilde{R}(x_2, t_2) \rangle = \frac{R}{A} \delta(x_1 - x_2) \delta(t_1 - t_2),$$

где A — площадь фоторезистора. Переходя в (14), (15) к фурье-компонентам по времени и учитывая (2), получим искомое выражение для спектральной мощности генератора шумового тока, которое при $\alpha L = 1$ имеет вид

$$\langle I^2 \rangle_\omega = \frac{A^2 d}{L} \langle \delta j^2 \rangle_\omega = \frac{4e^2 A K_\phi^2}{1 + \omega^2 \tau_R^2} [\gamma_R n_i^2 L + (1-r) I_\phi], \quad (16)$$

где $K_\phi = (1+b) \tau / \tau_{np}^p$ — коэффициент фотоэлектрического усиления вертикального ЛСР фоторезистора. При выводе формулы (16) использовано соотношение [3]

$$\int_0^d (R - G_r - G_\phi) dx = 0. \quad (17)$$

Найдем фототок, возникающий в вертикальном ЛСР фоторезисторе под действием гармонически изменяющегося во времени с частотой ω слабого свето-

вого потока. Для этого в правой части уравнения (14) заменим сторонние источники на скорость фотогенерации носителей. В результате для амплитуды переменного фототока из (14) следует формула

$$I_o(\omega) = (1-r) I_c A \frac{K_\phi}{(1+\omega^2\tau_R^2)^{1/2}} \quad (18)$$

Обнаружительная способность фотоприемника определяется формулой [9]

$$D_{\lambda}^* = \frac{I_c(\omega)\sqrt{A}}{\Phi_c \sqrt{\langle I^2 \rangle_\omega}}, \quad (19)$$

где $\Phi_c = 2\pi c \hbar I_c A / \lambda$ — мощность сигнального потока, I_c — плотность квантов в этом потоке, λ — длина волны регистрируемого излучения. Подставляя (16), (18) в (19), получим

$$D_{\lambda}^* = \frac{(1-r)\lambda}{4\pi c \hbar} [\gamma_n n_i^2 L + (1-r) I_\phi]^{-1/2}. \quad (20)$$

О ж е - р е к о м б и н а ц и я

В этом случае $R - G_r = (np - n_i^2) (\delta_n n + \delta_p p)$, где δ_n и δ_p — коэффициенты оже-рекомбинации электронов и дырок. Используя (10), получим

$$\int_0^d \delta (R - G_r) dx = \frac{\delta j d}{j} [2(\delta_n + \delta_p) n_i^2 \bar{n} + 3(1-r) \alpha I_\phi], \quad (21)$$

где \bar{n} — средняя концентрация электронов в ЛСР. Из (11), (12), (21) и формулы (16) работы [3] следует уравнение (14), в котором время τ_R надо заменить на время жизни фотоносителей при оже-рекомбинации τ_A , определяемое формулой (5) работы [3]. В итоге формула для спектральной мощности генератора шумового тока при оже-рекомбинации имеет вид

$$\langle I^2 \rangle_\omega = \frac{4e^2 A K_\phi^2}{1 + \omega^2 \tau_A^2} \left[(\delta_n + \delta_p) n_i^2 L e^{\frac{\varphi_2}{kT}} \sqrt{\frac{2\pi L_n l p}{d^2 [1 + \exp(-eU/kT)]}} + (1-r) I_\phi \right], \quad (22)$$

где $K_\phi = (1+b) \tau_A / \tau_{np}^2$. Обнаружительная способность вертикального ЛСР фоторезистора при оже-рекомбинации рассчитывается, как и в предыдущем случае, и при $\alpha L = 1$ равна

$$D_{\lambda}^* = \frac{(1-r)\lambda}{4\pi c \hbar} \left[(\delta_n + \delta_p) n_i^2 L e^{\frac{\varphi_2}{kT}} \sqrt{\frac{2\pi L_n l p}{d^2 [1 + \exp(-eU/kT)]}} + (1-r) I_\phi \right]^{-1/2}. \quad (23)$$

Р е к о м б и н а ц и я Ш о к л и — Р и д а

В этом случае

$$R - G_r = \frac{np - n_i^2}{\tau_{p0}(n + n_1) + \tau_{n0}(p + p_1)}, \quad (24)$$

где $\tau_{p0}^{-1} = \alpha_p N_r$; $\tau_{n0}^{-1} = \alpha_n N_r$; α_n и α_p — коэффициенты захвата электронов и дырок на рекомбинационные центры, концентрация которых равна N_r ; n_1 (p_1) — концентрация электронов (дырок) в зоне проводимости (валентной), когда уровень Ферми совпадает с уровнем рекомбинационных центров. Если $\tau_{p0} n_1 + \tau_{n0} p_1 \gg \gg \min [\tau_{p0} n(x) + \tau_{n0} p(x)]$, что справедливо при условии [1]

$$4(1-r) \alpha I_\phi \ll \left(\frac{n_1}{\tau_{n0}} + \frac{p_1}{\tau_{p0}} \right) \frac{d_0}{d}, \quad (25)$$

где d_0 — размер области, внутри которой $\tau_{p0} n_1 + \tau_{n0} p_1 > \tau_{p0} n + \tau_{n0} p$, то из (10), (24) следует

$$\int_0^d \delta(R - G_r) dx = \frac{2\delta j d}{j} [\bar{\nu}_r + (1-r) \alpha I_\phi], \quad (26)$$

$$\bar{\nu}_r = \frac{n_i^2 d_0}{d (\tau_{p0} n_1 + \tau_{n0} p_1)}. \quad (27)$$

В случае выполнения неравенства, обратного (25),

$$\int_0^d \delta(R - G_r) dx = \frac{\delta j}{j} (1-r) \alpha d I_\phi. \quad (28)$$

Подставляя (12), (26), (28) и выражение (21) для тока из работы [3] в (14), получим уравнение (14), в котором τ_R надо заменить на время жизни фотоносителей при рекомбинации Шокли—Рида τ_{SR} , определяемое в зависимости от выполнения или невыполнения неравенства (25) формулами (26) или (27) из работы [3]. Величина $\langle I^2 \rangle_\omega$ находится из уравнения (14), так же как и ранее, и при рекомбинации Шокли—Рида определяется формулой

$$\langle I^2 \rangle_\omega = \frac{4e^2 A K_\phi^2}{1 + \omega^2 \tau_{SR}^2} \left[\frac{n_i^2 d_0 L}{d (\tau_{p0} n_1 + \tau_{n0} p_1)} + (1-r) I_\phi \right], \quad (29)$$

где $K_\phi = (1+b) \tau_{SR} / \tau_{np}^2$. Обнаружительная способность вертикального ЛСР фоторезистора при рекомбинации Шокли—Рида и условия $\alpha L = 1$ равна

$$D_\lambda^* = \frac{(1-r) \lambda}{4\pi c \hbar} \left[\frac{n_i^2 d_0 L}{d (\tau_{p0} n_1 + \tau_{n0} p_1)} + (1-r) I_\phi \right]^{-1/2}. \quad (30)$$

Согласно формулам (16), (22) и (29), спектральная мощность флуктуаций тока, обусловленных случайностью ГР процессов, пропорциональна K_ϕ^2 . В [3] показано, что коэффициент фотоэлектрического усиления вертикального ЛСР фоторезистора может достигать очень больших значений. Благодаря усилению ГР шума относительный вклад избыточных шумов со спектром типа $1/f$, шумов усилителя и прочих в общий шум фотоприемного устройства при использовании ЛСР фоторезистора будет значительно меньше, чем при использовании одно-одноного фоторезистора.

Если темп генерации носителей фоновым излучением превосходит темп их термогенерации, то, согласно (20), (23) и (30), обнаружительная способность вертикального ЛСР фоторезистора вне зависимости от механизма рекомбинации фотоносителей определяется одной и той же формулой. Если же интенсивность фонового излучения мала, то с точностью до предэкспоненциальных множителей из (20), (23) и (30) следует $D_\lambda^* \sim \exp(E_G/2kT)$ при излучательной рекомбинации, $D_\lambda^* \sim \exp[(3E_G - \varphi_2)/4kT] > \exp(E_G/2kT)$ при оже-рекомбинации и $D_\lambda^* \sim \exp\{\max[E_r, (E_G - E_r)]/2kT\} < \exp(E_G/2kT)$, где E_r — энергия ионизации рекомбинационных центров, отсчитанная от дна зоны проводимости. Таким образом, наличие рекомбинационных центров в вертикальном ЛСР фоторезисторе может приводить к заметному ухудшению его обнаружительной способности. Наиболее неблагоприятным является случай, когда $E_r \approx E_G/2$, т. е. рекомбинационный уровень расположен вблизи середины запрещенной зоны.

Список литературы

- [1] Неустров Л. Н., Осипов В. В., Холоднов В. А. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 5. С. 939—947.
- [2] Неустров Л. Н., Осипов В. В. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 6. С. 1068—1077.
- [3] Кондратьева О. Г., Неустров Л. Н., Осипов В. В. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 12. С. 2131—2137.
- [4] Döhler G. H. // Springer series in solid-state sciences. 1986. V. 47. P. 270—284.
- [5] Неустров Л. Н., Осипов В. В. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 6. С. 1186—1192.
- [6] Ван-дер-Зил А. Шум. Исходники, описание, измерение. М., 1973. 178 с.
- [7] Гуревич Л. Э., Шапиро Б. И. // ЖЭТФ. 1968. Т. 55. В. 11. С. 1766—1773.
- [8] Неустров Л. Н., Осипов В. В. // ФТТ. 1983. Т. 25. В. 1. С. 117—120.
- [9] Круз П., Макглоулин Л., Макквисан Р. Основы инфракрасной техники. М., 1964. 464 с.

Получена 28.03.1988

Принята к печати 19.05.1989