ՀՍՍՀ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶԻԿԱ
ФИЗИКА

1982

Журнал выходит на русском языке 6 раз в год.
Издается с 1966 г.

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈԼԵԳԻԱ

Ա. Ց. Ամատունի, Վ. Մ. Հարությունյան (*պատասխանատու խմբագրի տեղակալ*), Գ. Մ. Ղարիբյան (*պատասխանատու խմբագիր*), Ռ. Մ. Մարտիրոսյան, Ա. Ռ. Մկրտչյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Յու. Գ. Շահնազարյան (*պատասխանատու քարտուղար*), Է. Գ. Շարոյան (*պատասխանատու խմբագրի տեղակալ*), Գ. Ս. Սահակյան, Հ. Հ. Վարդապետյան

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Аматуни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), *Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян* (ответственный редактор), *Р. М. Мартиросян, А. Р. Мкртчян, М. Е. Мовсесян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян* (заместитель ответственного редактора), *Ю. Г. Шахназарян* (ответственный секретарь)

© Издательство АН Армянской ССР,
Известия Академии наук Армянской ССР, Физика, 1982

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 63—67 (1982)

ЭКРАНИРОВАННЫЙ ПОТЕНЦИАЛ ТОЧЕЧНОГО ЗАРЯДА В СВЕРХРЕШЕТКЕ

Г. М. АРУТЮНЯН, Х. В. НЕРКАРАРЯН

При исследовании физических особенностей слоистых структур часто возникает необходимость определить кулоновское взаимодействие в таких неоднородных средах. Это взаимодействие в тонкой полупроводниковой пленке подробно изучалось в работах [1—3], а в трехслойных системах с учетом пространственной дисперсии сред — в [4]. В работе [5] было исследовано кулоновское взаимодействие в сверхрешеточных (СР) структурах без учета экранирования. Вопрос экранированного кулоновского взаимодействия в диэлектрической среде, в которую погружена периодическая система «электронных плоскостей», был рассмотрен в [6]. Однако полученные в этой работе численные результаты лишь качественно описывают экранированное взаимодействие в СР, поскольку в ней пренебрегается шириной тех слоев, где сосредоточены электроны.

Известно, что в условиях применимости сильной связи энергетический спектр электрона в СР резко анизотропен и носит минизонный характер. Предположим, что носители заполняют лишь первую минизону, и пренебрежем туннелированием между слоями. Очевидно, что в этом случае электронный газ сосредоточен в областях потенциальных ям, и усредненную концентрацию носителей в них можно определить выражением [7]

$$\bar{n} = \frac{m^* k_Б T}{\pi \hbar^2 a} \ln\left[1 + \exp\left(\frac{\mu_0 - E_1}{k_Б T}\right)\right]. \tag{1}$$

Здесь $\hbar$ — постоянная Планка, m^* — эффективная масса электрона, E_1 — первый уровень в одиночной потенциальной яме с шириной a, T — температура, μ_0 — химический потенциал, $k_Б$ — постоянная Больцмана.

Рассмотрим СР структуру, образованную периодическим чередованием тонких полупроводниковых слоев с толщинами a и b и диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2, ограниченную с обоих концов диэлектриками, проницаемости которых есть ε' и ε''. Поместим точечный заряд в слой с диэлектрической проницаемостью ε_1. Начало отсчета выберем в центре этого слоя и направим ось z вдоль нормали к слоям; тогда вектор $\rho = (x, y)$ будет соответствовать координатам в поперечной плоскости. Пусть в области положительных значений z имеется N пар слоев, а отрицательных — M пар. Тогда вся СР, заключенная между диэлектриками, будет содержать $(N + M - 1)$ полупроводниковых слоев с диэлектрической проницаемостью ε_1 и $(N + M)$ слоев с ε_2.

Если заряд e' находится в точке $\mathbf{r}'$ $(\rho' = 0)$, то его экранированный потенциал $\varphi_0^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ в области слоя, где он расположен, будет удовлетворять уравнению

$$\nabla_{\mathbf{r}}^2 \varphi_0^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{4\pi e'}{\varepsilon_1} \delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}') - \frac{4\pi e}{\varepsilon_1} \Delta n(\mathbf{r}, \mathbf{r}'). \quad (2)$$

Здесь e — заряд электрона, $\Delta n(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ — изменение концентрации электронов в точке $\mathbf{r}$ под действием поля точечного заряда.

В условиях теплового равновесия концентрация электронов является функцией электрохимического потенциала, определяемого следующим образом:

$$\mu = \mu_0 - e\varphi. \quad (3)$$

Для достаточно больших расстояний, когда $e\varphi \ll \mu_0$, Δn можно разложить в ряд по $e\varphi$ и ограничиться первым членом разложения. Тогда

$$\Delta n = -\frac{\partial n}{\partial \mu_0} e\varphi. \quad (4)$$

Потенциал электростатического поля заряда представим в виде

$$\varphi(\rho, z, z') = \int \varphi(\mathbf{k}, z, z') \exp(i\mathbf{k}\rho)\, d\mathbf{k}. \quad (5)$$

Подставив (4) и (5) в (2), для фурье-компоненты потенциала получим уравнение

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \varphi_0^{(1)}(k, z, z') - \left(k^2 + \frac{4\pi e^2}{\varepsilon_1} \frac{\partial n}{\partial \mu_0}\right) \varphi_0^{(1)}(k, z, z') = -\frac{e'}{\pi\varepsilon_1} \delta(z-z'). \quad (6)$$

Заметим, что n зависит от z как квадрат некоторой синусоидальной функции и заметно меняется на расстоянии порядка a.

Если предположить, что

$$ka \ll 1, \quad \frac{4\pi e^2}{\varepsilon_1} \frac{\partial n}{\partial \mu_0} a^2 \ll 1, \quad (7)$$

то при решении уравнения (6) можно воспользоваться методом усреднения [8]. Тогда в (6) вместо n можно брать его усредненное по ширине слоя значение. Первое из неравенств (7) означает, что значение поля можно определить лишь на расстояниях, значительно превосходящих ширину слоя. Второе условие выполняется только в том случае, когда ширина слоя меньше дебаевского радиуса экранирования в массивном образце [1]. Общее решение уравнения (6) представим в виде

$$\varphi_0^{(1)}(k, z, z') = \frac{e'}{2\pi\varepsilon_1 k_1} \exp(-k_1|z-z'|) + L_1 \exp\left[k_1\left(z - \frac{a}{2}\right)\right] + \\ + L_2 \exp\left[-k_1\left(z + \frac{a}{2}\right)\right], \quad (8)$$

$$k_1^2 = k^2 + \beta^2, \quad \beta^2 = \frac{4\pi e^2}{\varepsilon_1} \frac{\partial \bar{n}}{\partial \mu_0}.$$

Аналогичные рассуждения позволяют утверждать, что в j-ом слое ($f_j \leqslant z \leqslant l_j$) с диэлектрической проницаемостью ε_i фурье-компонента потенциала имеет вид

$$\varphi_j^{(1)}(k, z) = A_j \exp[k_1(z - f_j)] + B_j \exp[-k_1(z - f_j)], \; j = 1, 2, \cdots, N-1, \tag{9}$$

$$f_j = \frac{a}{2} + (j-1)a + jb, \quad l_j = \frac{a}{2} + j(a+b).$$

Приведем также выражение для фурье-компоненты потенциала в m-ом слое $(l_{m-1} < z < f_m)$ с диэлектрической проницаемостью ε_2:

$$\varphi_m^{(2)}(k, z) = C_m \exp[k(z - l_{m-1})] + D_m \exp[-k(z - l_{m-1})], \; m = 1, 2, \cdots, N. \tag{10}$$

Аналогичным образом определяется поле в области отрицательных z.

Поскольку метод нахождения неизвестных коэффициентов изложен в [5], мы на нем не будем останавливаться, а приведем их окончательный вид:

$$L_{1,2} = \frac{e'}{2\pi\varepsilon_1 k_1} \times$$

$$\times \frac{(\varepsilon_1 k_1 F_{1,2} + \varepsilon_2 k G_{1,2}) \left[\varepsilon_1 k_1 F_{2,1} \operatorname{ch} k_1\left(z' \pm \frac{a}{2}\right) \mp \varepsilon_2 k G_{2,1} \operatorname{sh} k_1\left(z' \pm \frac{a}{2}\right)\right]}{[(\varepsilon_1 k_1)^2 F_1 F_2 + (\varepsilon_2 k)^2 G_1 G_2] \operatorname{sh} k_1 a - \varepsilon_1 \varepsilon_2 k_1 k (G_1 F_2 + F_1 G_2) \operatorname{sh} k_1 a}. \tag{11}$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$F_1 = u_N(\xi)\left(\operatorname{ch} kb + \frac{\varepsilon''}{\varepsilon_2} \operatorname{sh} kb\right) - u_{N-1}(\xi)\left(\operatorname{ch} k_1 a - \frac{\varepsilon'' k}{\varepsilon_1 k_1} \operatorname{sh} k_1 a\right), \tag{12}$$

$$G_1 = u_{N-1}(\xi)\left(\frac{\varepsilon''}{\varepsilon_2} \operatorname{ch} k_1 a - \frac{\varepsilon_1 k_1}{\varepsilon_2 k} \operatorname{sh} k_1 a\right) - u_N(\xi)\left(\operatorname{sh} kb + \frac{\varepsilon''}{\varepsilon_2} \operatorname{ch} kb\right), \tag{13}$$

$$\xi = \operatorname{ch} k_1 a \operatorname{ch} kb + \frac{(\varepsilon_1 k_1)^2 + (\varepsilon_2 k)^2}{2\varepsilon_1 \varepsilon_2 k_1 k} \operatorname{sh} k_1 a \operatorname{sh} kb, \tag{14}$$

где $u_N(\xi)$ — полином Чебышева второго рода. Значения F_2 и G_2 получаются соответственно из (12) и (13) заменой в них $N \to M$, $\varepsilon'' \to \varepsilon'$.

Исследуем сначала вид потенциала в пределах того слоя, где непосредственно находится заряд e'. В случае, когда расстояние ρ между взаимодействующими зарядами значительно превышает размер СР, т. е. $\rho \gg (N + M)(a + b)$, фурье-компоненту потенциала можно представить в виде

$$\varphi_0^{(1)}(k) = \frac{e'}{\pi} \frac{1}{\lambda + (\varepsilon' + \varepsilon'')k + \eta k^2}, \tag{15}$$

где $\lambda = \varepsilon_1 a \beta^2 (N + M - 1)$, $\eta = \varepsilon_1 a (N + M - 1) + \varepsilon_2 b (N + M)$. Если к тому же $(\varepsilon' + \varepsilon'')^2 \ll \lambda\eta$, то в выражении (15) можно пренебречь линейным по k членом. Тогда для потенциала получим выражение [9]

$$\varphi_0^{(1)}(\rho) = \frac{2e'}{\eta} K_0\left(\sqrt{\frac{\lambda}{\eta}}\rho\right). \tag{16}$$

Здесь $K_0(x)$ — модифицированная функция Ганкеля нулевого порядка.

При выполнении условия $\rho > \sqrt{\eta/\lambda}$ потенциал (16) можно представить в виде

$$\varphi_0^{(1)}(\rho)=\frac{2e'}{\eta}\sqrt{\frac{\pi}{2}\left(\frac{\eta}{\lambda}\right)^{1/2}\frac{1}{\rho}}\exp\left(-\sqrt{\lambda/\eta}\,\rho\right). \tag{17}$$

В случае, когда размер всей периодической структуры больше эффективного радиуса взаимодействия, который, в свою очередь, значительно превышает период СР ($\rho \gg a,\ b$), возможны два варианта. Первый осуществляется тогда, когда точечный заряд находится в каком-либо глубинном слое периодической структуры вдали от краев, т. е. при выполнении условия $(a+b)\min\{N, M\} \gg \rho$. Тогда для потенциала имеем

$$\varphi_0^{(1)}(\rho)=\frac{e'}{\varkappa_1\rho}\exp\left(-\frac{\rho}{\rho_1}\right), \tag{18}$$

где

$$\varkappa_1=\left[\frac{\varepsilon_1\varepsilon_2(\varepsilon_1 a+\varepsilon_2 b)}{\varepsilon_1 b+\varepsilon_2 a}\right]^{1/2},\quad \rho_1=\left(\frac{\varepsilon_1 a+\varepsilon_2 b}{\varepsilon_1 a\beta^2}\right)^{1/2}.$$

Найдем теперь выражение для потенциала в случае, когда заряд оказывается в слое, находящемся поблизости от какой-либо диэлектрической подложки*. Если при этом выполняются условия $N(a+b) \gg \rho$ и $M(a+b) \ll \rho$, то фурье-компонента потенциала принимает вид

$$\varphi_0^{(1)}(k)=\frac{e'}{\pi}\frac{1}{\varepsilon' k+\left[\dfrac{\varepsilon_1\varepsilon_2(\varepsilon_1 k_1^2 a+\varepsilon_2 k^2 b)}{\varepsilon_1 b+\varepsilon_2 a}\right]^{1/2}}. \tag{19}$$

При $\varepsilon' \ll \varepsilon_{1,2}$ выражение для экранированного потенциала совпадает с удвоенным выражением (18).

Перейдем теперь к выявлению характерных особенностей изменения потенциала взаимодействия вдоль оси СР ($\rho = 0$). Для определенности рассмотрим область положительных z. Нетрудно убедиться, что когда N и M стремятся к бесконечности, фурье-компонента потенциала в m-ом слое с диэлектрической проницаемостью ε_2 или ε_1 содержит множитель $\exp(-m\alpha)$, где $\operatorname{ch}\alpha = \xi$. Для достаточно больших m ($m \gg 1$) в интеграле (5) существенна область малых k, где α принимает свое минимальное значение. Произведя в (5) интегрирование с учетом этого обстоятельства, получаем

$$\varphi_m^{(1,2)}\approx\frac{e'}{\varkappa_2 m(a+b)}\exp\left[-\frac{m(a+b)}{\rho_2}\right],$$
$$\varkappa_2=\frac{\varepsilon_1 a+\varepsilon_2 b}{a+b},\quad \rho_2=\frac{a+b}{\left[\varepsilon_1 a\beta^2\left(\dfrac{a}{\varepsilon_1}+\dfrac{b}{\varepsilon_2}\right)\right]^{1/2}}. \tag{20}$$

Заметим, что отношение

$$\frac{\rho_2}{\rho_1}=\frac{\varkappa_1}{\varkappa_2}=\frac{a+b}{\left[a^2+b^2+\left(\dfrac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}+\dfrac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right)ab\right]^{1/2}}\leqslant 1. \tag{21}$$

---

* Это значение потенциала может оказаться полезным при изучении поверхностных явлений в СР.

Следовательно, при исследовании кулоновского взаимодействия в периодических полупроводниковых структурах анизотропные явления могут наблюдаться только в том случае, когда диэлектрические проницаемости чередующихся слоев заметно отличаются друг от друга.

НИИ физики конденсированных
сред ЕГУ

Поступила 16. VI. 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. *Рытова Н. С.* Вестник МГУ, сер. физ., астр., № 3, 30 (1967).
2. *Чаплик А. В., Энтин М. В.* ЖЭТФ, 61, 2496 (1971).
3. *Келдыш Л. В.* Письма ЖЭТФ, 29, 716 (1979).
4. *Ильченко Л. Г., Пашицкий Э. А.* ФТТ, 22, 3395 (1980).
5. *Арутюнян Г. М., Неркарарян Х. В.* ФТТ, 23, 225 (1981).
6. *Visscher P. B., Falicov L. M.* Phys. Rev., B3, 2541 (1971).
7. *Шик А. Я.* ФТП, 8, 1841 (1974).
8. *Митропольский Ю. А.* Метод усреднения в нелинейной механике, Изд. Наукова думка, Киев, 1971.
9. *Градштейн И. С., Рыжик И. М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, Изд. Наука, М., 1971.

ԿԵՏԱՅԻՆ ԼԻՑՔԻ ԷԿՐԱՆԱՑՎԱԾ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼԸ ԳԵՐՑԱՆՑՈՒՄ

Գ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Խ. Վ. ՆԵՐԿԱՐԱՐՅԱՆ

Փոխադրեցության երկրաչափությունը ապահովող պայմաններում հետազոտված է լիցքերի էկրանացված կուլոնյան փոխազդեցությունը պարբերական կիսահաղորդչային կառուցվածքում, որը երկու կողմերից սահմանափակված է դիէլեկտրիկներով։ Որոշված է էկրանացման շառավղի կախվածությունը հաջորդող շերտերի պարամետրերից և նրանց թվից։

SCREENED POTENTIAL OF A POINT-CHARGE IN SUPERLATTICE

G. M. HARUTYUNYAN, Ch. V. NERKARARYAN

In the Thomas-Fermi approximation the screened Coulomb interaction of charges was studied in periodic semiconductor structures, the superlattices, bounded on both the sides with dielectrics. The dependence of screening radius on the parameters of alternating layers and their number along the superlattice axis and in the crosswise direction was determined.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 67—79 (1982)

КОГЕРЕНТНОСТЬ ПРИ КИНЕМАТИЧЕСКОМ РАССЕЯНИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. П. БЕЗИРГАНЯН

В работе [1] обсуждался вопрос однородности цугов рентгеновского характеристического излучения по структуре. Был сделан вывод об идентичности цугов такого излучения. В работе отмечалось, что в случае точеч-

Следовательно, при исследовании кулоновского взаимодействия в периодических полупроводниковых структурах анизотропные явления могут наблюдаться только в том случае, когда диэлектрические проницаемости чередующихся слоев заметно отличаются друг от друга.

НИИ физики конденсированных
сред ЕГУ

Поступила 16. VI. 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. *Рытова Н. С.* Вестник МГУ, сер. физ., астр., № 3, 30 (1967).
2. *Чаплик А. В., Энтин М. В.* ЖЭТФ, 61, 2496 (1971).
3. *Келдыш Л. В.* Письма ЖЭТФ, 29, 716 (1979).
4. *Ильченко Л. Г., Пашицкий Э. А.* ФТТ, 22, 3395 (1980).
5. *Арутюнян Г. М., Неркарарян Х. В.* ФТТ, 23, 225 (1981).
6. *Visscher P. B., Falicov L. M.* Phys. Rev., B3, 2541 (1971).
7. *Шик А. Я.* ФТП, 8, 1841 (1974).
8. *Митропольский Ю. А.* Метод усреднения в нелинейной механике, Изд. Наукова думка, Киев, 1971.
9. *Градштейн И. С., Рыжик И. М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, Изд. Наука, М., 1971.

ԿԵՏԱՅԻՆ ԼԻՑՔԻ ԷԿՐԱՆԱՑՎԱԾ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼԸ ԳԵՐՑԱՆՑՈՒՄ

Գ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Խ. Վ. ՆԵՐԿԱՐԱՐՅԱՆ

Փոխադրեցության երկրաչափությունը ապահովող պայմաններում հետազոտված է լիցքերի էկրանացված կուլոնյան փոխազդեցությունը պարբերական կիսահաղորդչային կառուցվածքում, որը երկու կողմերից սահմանափակված է դիէլեկտրիկներով։ Որոշված է էկրանացման շառավղի կախվածությունը հաջորդող շերտերի պարամետրերից և նրանց թվից։

SCREENED POTENTIAL OF A POINT-CHARGE IN SUPERLATTICE

G. M. HARUTYUNYAN, Ch. V. NERKARARYAN

In the Thomas-Fermi approximation the screened Coulomb interaction of charges was studied in periodic semiconductor structures, the superlattices, bounded on both the sides with dielectrics. The dependence of screening radius on the parameters of alternating layers and their number along the superlattice axis and in the crosswise direction was determined.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 67—79 (1982)

КОГЕРЕНТНОСТЬ ПРИ КИНЕМАТИЧЕСКОМ РАССЕЯНИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. П. БЕЗИРГАНЯН

В работе [1] обсуждался вопрос однородности цугов рентгеновского характеристического излучения по структуре. Был сделан вывод об идентичности цугов такого излучения. В работе отмечалось, что в случае точеч-

ного источника (излучение одного атома) имеет место полная пространственная когерентность и, следовательно, необходимо учитывать лишь временную частичную когерентность. В работе были рассмотрены также условия, налагаемые на размеры рентгеновского характеристического источника, содержащего множество атомных излучателей, а также на геометрию опыта, при выполнении которых можно учитывать лишь временную когерентность, пренебрегая при этом эффектами пространственной когерентности. Было показано, что в случае источника, удовлетворяющего этим условиям, интерференционная картина сохраняется и тогда, когда время запаздывания σ интерферирующих пучков превышает время излучения цуга τ.

В настоящей работе обсуждается когерентность характеристического излучения совокупности атомов с учетом их пространственного расположения.

Как известно [2, 3], абсолютная когерентность получается только в том случае, когда источник излучения точечный, процесс излучения непрерывный (время когерентности бесконечно большое) и излучение полностью поляризованное. Для реальных источников ни одно из этих условий не выполняется, поэтому необходимо исследовать рассеяние частично когерентного излучения. Влияние частичной когерентности при кинематическом и динамическом рассеяниях проявляется по-разному. Здесь мы будем исходить из приближений кинематической теории рассеяния рентгеновского характеристического излучения.

1. Исследуем в некоторой точке M интенсивность излучения, рассеянного кристаллом B, при его облучении рентгеновским источником конечных размеров (рис. 1). Пренебрежем пока эффектами поляризации и предположим, что все элементарные колебания, накладывающиеся в точке наблюдения M, имеют одинаковые направления. Введем обозначения: $R_{\sigma\gamma}$ — расстояние между атомом σ источника Φ и атомом γ кристаллического образца B, $R_{\gamma M}$ — расстояние между атомом γ кристалла B и точкой наблюдения M, τ_σ — начальный момент излучения атома σ источника.

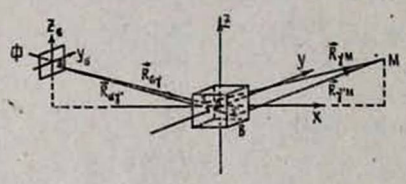


Рис 1.

Волна с амплитудой $\mathbf{E}$, излученная атомом σ источника Φ и рассеянная атомом γ кристалла в сторону точки наблюдения M, будет иметь вид

$$\mathbf{A}_{\sigma\gamma} = \frac{f_a \mathbf{E}}{\mathbf{R}_{\sigma\gamma}\mathbf{R}_{\gamma M}} \exp\{-i[\omega(t-\tau_\sigma) - \mathbf{k}(\mathbf{R}_{\sigma\gamma} + \mathbf{R}_{\gamma M})]\}, \qquad (1)$$

где f_a — атомный фактор кристалла, т. е. выражение (1) записано в единицах амплитуды волны, рассеянной свободным (томпсоновским) электроном.

Для получения суммарной волны в точке наблюдения M, излученной всем источником и рассеянной кристаллом в целом, необходимо $\mathbf{A}_{\sigma\gamma}$ просуммировать по σ и γ:

$$\mathbf{A}_M = \sum_\sigma \sum_\gamma \mathbf{A}_{\sigma\gamma}. \qquad (2)$$

Для мгновенного значения суммарной интенсивности в точке M получаем

$$|A_M|^2 = |f_a|^2 |E|^2 \{\sum_{\sigma} \sum_{\gamma} (R_{\sigma\gamma} R_{\gamma M})^{-1} \exp[i(\tau_\sigma \omega + k(R_{\sigma\gamma} + R_{\gamma M}))]\} \times$$

$$\times \{\sum_{\sigma'} \sum_{\gamma'} (R_{\sigma'\gamma'} R_{\gamma' M})^{-1} \exp[-i(\tau_{\sigma'} \omega + k(R_{\sigma'\gamma'} + R_{\gamma' M}))]\}. \qquad (3)$$

Для удобства в выражении (3) опущены векторные знаки.

Чтобы получить значение наблюдаемой интенсивности, $|A_M|^2$ необходимо усреднить по времени:

$$J = \langle |A_M|^2 \rangle. \qquad (4)$$

В последнем выражении содержатся произведения типа

$$\exp\{i[\tau_\sigma \omega + k(R_{\sigma\gamma} + R_{\gamma M})]\} \times \exp\{-i[\tau_{\sigma'} \omega + k(R_{\sigma'\gamma'} + R_{\gamma' M})]\},$$

и так как излучения различных атомов можно считать статистически независимыми, то произведения, для которых $\sigma \neq \sigma'$, при усреднении обращаются в нуль. Произведения же, в которых $\sigma = \sigma'$, есть

$$\exp\{-ik[(R_{\sigma\gamma'} + R_{\gamma' M}) - (R_{\sigma\gamma} + R_{\gamma M})]\}.$$

Таким образом, выражение (4) принимает вид

$$J = |f_a|^2 |E|^2 \sum_{\sigma} \sum_{\gamma} \sum_{\gamma'} (R_{\sigma\gamma} R_{\sigma\gamma'} R_{\gamma M} R_{\gamma' M})^{-1} \exp\{-ik[(R_{\sigma\gamma'} + R_{\gamma' M}) -$$
$$- (R_{\sigma\gamma} + R_{\gamma M})]\}.$$

Не совершая большой ошибки, в знаменателе этого выражения величины $R_{\sigma\gamma}$ и $R_{\sigma\gamma'}$ можно заменить средним расстоянием R_1 между кристаллом и источником, а величины $R_{\gamma M}$ и $R_{\gamma' M}$ — средним расстоянием R_2 между кристаллом и точкой наблюдения M. Тогда получим

$$J = C \sum_{\sigma} \sum_{\gamma} \sum_{\gamma'} \exp\{-ik[(R_{\sigma\gamma'} + R_{\gamma' M}) - (R_{\sigma\gamma} + R_{\gamma M})]\}, \qquad (5)$$

где

$$C = |f_a|^2 |E|^2 (R_1 R_2)^{-2}. \qquad (6)$$

Если $(x_\Phi, 0, z_\Phi)$ есть координаты геометрического центра источника Ф в системе координат, связанной с кристаллом, $(x_M, 0, z_M)$ — координаты точки наблюдения M в той же системе, $(0, y_\sigma, z_\sigma)$ — координаты элементарного источника σ в системе координат с началом в точке Ф и осями, параллельными соответствующим осям системы координат, связанной с кристаллом, то для $R_{\sigma\gamma}$, $R_{\sigma\gamma'}$, $R_{\gamma M}$ и $R_{\gamma' M}$ можно записать следующие выражения (см. рис. 1):

$$R^2_{\sigma\gamma} = (x_\Phi - x_\gamma)^2 + (y_\sigma - y_\gamma)^2 + (z_\Phi + z_\sigma - z_\gamma)^2,$$

$$R^2_{\sigma\gamma'} = (x_\Phi - x_{\gamma'})^2 + (y_\sigma - y_{\gamma'})^2 + (z_\Phi + z_\sigma - z_{\gamma'})^2,$$

$$R^2_{\gamma M} = (x_M - x_\gamma)^2 + y^2_\gamma + (z_M - z_\gamma)^2,$$

$$R^2_{\gamma' M} = (x_M - x_{\gamma'})^2 + y^2_{\gamma'} + (z_M - z_{\gamma'})^2.$$

Как известно, кинематическое рассеяние рентгеновских лучей может происходить только в небольших кристаллах, размеры которых меньше, чем 10^{-4} см. Имея в виду малость величин x_γ, y_γ, z_γ, $x_{\gamma'}$, $y_{\gamma'}$ и $z_{\gamma'}$, предыдущие выражения запишем в виде

$$R_{\sigma\gamma} = R_1 + (R_1)^{-1}\left[\frac{1}{2}(y_\sigma^2 + z_\sigma^2) - x_\Phi x_\gamma - y_\sigma y_\gamma + z_\Phi z_\sigma - z_\Phi z_\gamma - z_\sigma z_\gamma\right],$$

$$R_{\sigma\gamma'} = R_1 + (R_1)^{-1}\left[\frac{1}{2}(y_\sigma^2 + z_\sigma^2) - x_\Phi x_{\gamma'} - y_\sigma y_{\gamma'} + z_\Phi z_\sigma - z_\Phi z_{\gamma'} - z_\sigma z_{\gamma'}\right],$$

$$R_{\gamma M} = R_2 - (R_2)^{-1}[x_\gamma x_M + z_\gamma z_M],$$

$$R_{\gamma' M} = R_2 - (R_2)^{-1}[x_{\gamma'} x_M + z_{\gamma'} z_M].$$

Тогда (5) примет вид

$$J = C\sum_\sigma\left\{\sum_\gamma \exp\left\{-ik\left[\left(\frac{x_\Phi}{R_1} - \frac{x_M}{R_2}\right)x_\gamma + \frac{y_\sigma}{R_1}y_\gamma + \right.\right.\right.$$
$$\left.\left. + \left(\frac{z_\Phi + z_\sigma}{R_1} + \frac{z_M}{R_2}\right)z_\gamma\right]\right\}\sum_{\gamma'}\exp\left\{ik\left[\left(\frac{x_\Phi}{R_1} - \frac{x_M}{R_2}\right)x_{\gamma'} + \right.\right.$$
$$\left.\left.\left. + \frac{y_\sigma}{R_1}y_{\gamma'} + \left(\frac{z_\Phi + z_\sigma}{R_1} + \frac{z_M}{R_2}\right)z_{\gamma'}\right]\right\}\right\}. \qquad (7)$$

Введем обозначения:

$$A_1 = \frac{x_\Phi}{R_1} + \frac{x_M}{R_2},\ A_2 = \frac{y_\sigma}{R_1},\ A_3 = A_3' + A_3'',$$

$$A_3' = \frac{z_\Phi}{R_1} + \frac{z_M}{R_2},\ A_3'' = \frac{z_\sigma}{R_1}, \qquad (8)$$

$$x_\gamma = x_{1\gamma},\ y_\gamma = x_{2\gamma},\ z_\gamma = x_{3\gamma},\ x_{i\gamma} = m_i a_i,\ x_{i\gamma'} = m_i' a_i,$$

где a_i — трансляции решетки, m_i и m_i' — целые числа, $i = 1, 2, 3$.

Подстановка (8) в (7) дает

$$J = C\sum_\sigma\left\{\prod_{i=1}^{3}\left[\sum_{m_i=0}^{N_i-1}\exp(-ikA_i m_i a_i)\sum_{m_i'=0}^{N_i-1}\exp(ikA_i m_i' a_i)\right]\right\}, \qquad (9)$$

где N_i — число атомов в направлении $\mathbf{a}_i$. Произведя в выражении (9) суммирование по m_i и m_i', получаем

$$J = C\sum_\sigma\left\{\prod_{i=1}^{3}\frac{\sin^2\left(\frac{1}{2}N_i k A_i a_i\right)}{\sin^2\left(\frac{1}{2}k A_i a_i\right)}\right\}. \qquad (10)$$

Так как первый сомножитель под знаком суммы не содержит членов, имеющих индекс σ (мы рассматриваем двумерный источник), то его можно вынести за знак суммы:

$$J = C\frac{\sin^2\left(\frac{1}{2}N_1kA_1a_1\right)}{\sin^2\left(\frac{1}{2}kA_1a_1\right)}\sum_{\sigma}\left\{\prod_{i=2}^{3}\frac{\sin^2\left(\frac{1}{2}N_ikA_ia_i\right)}{\sin^2\left(\frac{1}{2}kA_ia_i\right)}\right\}. \qquad (11)$$

Заметим, что подстановкой в (11) значений $y_\sigma = z_\sigma \equiv 0$ (т. е. пренебрегая размерами источника) можно получить выражение для средней интенсивности без учета эффектов пространственной частичной когерентности:

$$J = CN_\sigma N_2^2\frac{\sin^2\left(\frac{1}{2}N_1kA_1a_1\right)}{\sin^2\left(\frac{1}{2}kA_1a_1\right)}\frac{\sin^2\left(\frac{1}{2}N_3kA_3'a_3\right)}{\sin^2\left(\frac{1}{2}kA_3'a_3\right)}, \qquad (12)$$

где N_σ — общее число атомов источника, излучающих в направлении кристалла.

Запишем выражение (11) в виде

$$J = CD_1\sum_{\sigma}\left\{\prod_{i=2}^{3}D_i\right\}, \qquad (13)$$

где

$$D_i = \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2}N_ikA_ia_i\right)}{\sin^2\left(\frac{1}{2}kA_ia_i\right)} \quad (i = 1, 2, 3). \qquad (14)$$

Как известно, максимальное отражение наблюдается при равенстве углов падения и отражения (симметричное отражение), т. е. при

$$A_1 = x_\Phi/R_1 + x_M/R_2 = 0. \qquad (15)$$

Из (8) и (14) видно, что D_3 принимает максимальное значение, когда

$$A_3 = z_\Phi/R_1 + z_\sigma/R_1 + z_M/R_2 = m\lambda/a_3, \qquad (16)$$

где $m = 1, 2, 3\cdots$ (так как $A_3' > 0$ и $A_3' \gg A_3''$). При $z_\sigma = 0$ имеем $A_3' = A_3$, и уравнение (16) переходит в следующее

$$A_3' = z_\Phi/R_1 + z_M/R_2 = m\lambda/a_3. \qquad (16a)$$

Нетрудно видеть, что последнее выражение представляет собой уравнение Вульфа—Брэгга при отражении от семейства плоскостей (x, y) с межплоскостным расстоянием a_3. Действительно, по условию (15) углы между R_1 и осью x и R_2 и той же осью равны. Поэтому обозначая $\frac{z_\Phi}{R_1} = \frac{z_M}{R_2} = \sin\theta$, выражение (16$a$) преобразуем к виду

$$2a_3\sin\theta = m\lambda.$$

С учетом (16a) для максимального отражения выражение для D_3 будет иметь вид

$$D_3 = \frac{\sin^2\left(N_3 \frac{z_\sigma k a_3}{2 R_1}\right)}{\sin^2\left(\frac{z_\sigma k a_3}{2 R_1}\right)}. \tag{17}$$

Таким образом, в случае, когда направление волны, излученной центральной точкой источника и падающей на центр кристаллического образца, удовлетворяет условию Вульфа—Брэгга (направление максимального отражения), выражение (13) принимает следующий вид:

$$J = C N_1^2 \sum_\sigma \left\{ \prod_{i=2}^{3} \frac{\sin^2\left(N_3 \frac{k a_i x_{i\sigma}}{2 R_1}\right)}{\sin^2\left(\frac{k a_i x_{i\sigma}}{2 R_1}\right)} \right\}. \tag{18}$$

Так как рассматривается источник, имеющий прямоугольную форму, то заменив в (18) суммирование по σ интегрированием, находим

$$J = C N_1^2 \rho_0 \prod_{i=2}^{3} \left\{ \int \frac{\sin^2\left(N_i \frac{k a_i x_{i\sigma}}{2 R_1}\right)}{\sin^2\left(\frac{k a_i x_{i\sigma}}{2 R_1}\right)} d x_{i\sigma} \right\}, \tag{19}$$

где ρ_0 — число излучающих атомов на единичной площади источника.

Так как N_i — обычно большие числа, то, как это видно из выражения (19), при значениях аргумента подынтегральной функции, больших π/N_i, вкладом в интеграл последующих значений функции можно пренебречь. Пользуясь этим условием, найдем эффективные значения размеров источника, начиная с которых их дальнейшее увеличение не приводит к изменению интенсивности отраженных волн:

$$\frac{k a_i (x_{i\sigma})_{\text{эфф}}}{2 R_1} = \frac{\pi}{N_i} \quad \text{или} \quad (x_{i\sigma})_{\text{эфф}} = \frac{R_1 \lambda}{N_i a_i} \quad (i = 2,\ 3), \tag{20}$$

т. е. эффективные размеры источника обратно пропорциональны размерам кристалла в соответствующих направлениях.

Проинтегрируем (19), считая, что размеры источника больше соответствующих эффективных размеров или равны им, а также учитывая, что $N_i \sim 10^4$:

$$C N_1^2 \rho_0 \left(\frac{2 R_1}{k}\right)^2 \prod_{i=2}^{3} \left\{ \frac{1}{a_i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2(N_i x_i)}{x_i^2} d x_i \right\} = C N_1^2 \rho_0 \frac{R_1^2 \lambda^2}{a_2 a_3} N_2 N_3. \tag{21}$$

Найдем теперь степень когерентности рассеянного излучения источника конечных размеров. С этой целью запишем (5) в следующем виде:

$$J = C (L_1 + L_2), \tag{22}$$

где

$$L_1 = N_1 N_2 N_3 N_\sigma,$$

$$L_2 = \sum_\sigma \sum_{\gamma \neq \gamma'} \sum \exp\{-ik[(R_{\sigma\gamma'} - R_{\sigma\gamma}) + (R_{\gamma' M} - R_{\gamma M})]\},$$

L_1 зависит только от количества излучающих и рассеивающих атомов. L_2 — интерференционный член.

Степень когерентности рассеянного излучения источника в точке наблюдения есть

$$j \equiv C\frac{L_2}{J} = 1 - C\frac{L_1}{J}. \tag{23}$$

Для источника, размеры которого больше эффективных размеров или равны им, имеем

$$j = 1 - \frac{S}{N_1 R_1^2}\,\frac{a_2 a_3}{\lambda^2}, \tag{24}$$

где $S = N_\sigma \rho_0$ — площадь источника.

Второй член в правой части (24) много меньше единицы и, следовательно, получается когерентность, близкая к полной. Это объясняется тем, что расчеты проведены с использованием (15) и (16*а*), т. е. для Вульф-брэгговского направления отражения. С увеличением размеров источника излучение, исходящее от его периферийной части, не отражается от атомных плоскостей кристалла, так как нарушается условие Вульфа—Брэгга. Большая степень когерентности объясняется и тем, что расчеты проводились для кристаллов, имеющих малые размеры, и поэтому квадратами величин $x_{l\gamma}$ и $x_{l\gamma'}$ мы пренебрегли. Их учет привел бы к относительному снижению степени когерентности.

Рассмотрим теперь случай, имеющий важное практическое значение. Обычно для получения большой плотности первичного падающего пучка пользуются полосчатым (штриховым) источником, излучение которого берут в направлении полосы под малым углом α. Здесь мы по-прежнему будем рассматривать двумерный прямоугольный источник, поверхность которого перпендикулярна к плоскости (xz) и составляет угол α с плоскостью (xy) (рис. 2). Уравнение (18) будет иметь вид

$$J = C\sum_{\sigma}\left\{\prod_{i=1}^{3}\frac{\sin^2\left(N_i\frac{1}{2R_1}ka_i x_{i\sigma}\right)}{\sin^2\left(\frac{1}{2R_1}ka_i x_{i\sigma}\right)}\right\}. \tag{25}$$

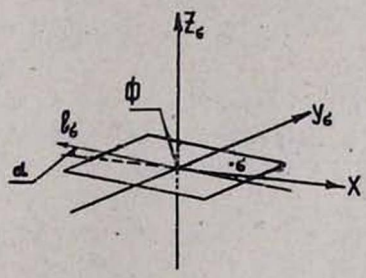


Рис. 2.

С учетом тех же приближений, что и при выводе выражения (21), а также следующих соотношений

$$x_\sigma \equiv x_{1\sigma} = l_\sigma \cos\alpha, \quad z_\sigma \equiv x_{3\sigma} = l_\sigma \sin\alpha, \tag{26}$$

где l_σ — координата элементарного источника σ, связанная с осью, проходящей вдоль линии пересечения поверхности источника с плоскостью (xz), в выражении (25) заменим суммирование интегрированием:

$$J = C\rho_0\left(\frac{2R_1}{k}\right)^2\frac{1}{a_2}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\sin^2(N_2 x)}{x^2}\,dx\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\sin^2(N_1 a_1 x\cos\alpha)\sin^2(N_3 a_3 x\sin\alpha)}{a_1^2 a_3^2\cos^2\alpha\sin^2\alpha\, x^4}\,dx. \tag{27}$$

Второй интеграл в (27) есть

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2(ax)\sin^2(bx)}{x^4} dx = \begin{cases} \pi a^2 b \left(1 - \frac{a}{3b}\right) & \text{при} \quad 0 \leqslant a \leqslant b \quad (28) \\ \pi a b^2 \left(1 - \frac{b}{3a}\right) & \text{при} \quad 0 \leqslant b \leqslant a, \quad (29) \end{cases}$$

и с его помощью из (27) получаем следующие результаты. При малых углах α, т. е. при полосчатом фокусе, для средней интенсивности в направлении максимального отражения имеем

$$J = C\rho_0 N_1 N_2 N_3^2 \frac{R_1^2 \lambda}{a_1 a_2 \cos\alpha} \left(1 - \frac{N_3 a_3}{3 N_1 a_1} \operatorname{tg}\alpha\right), \tag{30}$$

а при углах $\alpha \approx \pi/2$ —

$$J = C\rho_0 N_1^2 N_2 N_3 \frac{R_1^2 \lambda}{a_2 a_3 \sin\alpha} \left(1 - \frac{N_1 a_1}{3 N_3 a_3} \operatorname{ctg}\alpha\right). \tag{31}$$

2. В предыдущем пункте исследовалась зависимость интенсивности дифрагированных волн от эффективных размеров источника. Выражение (19) было проинтегрировано в бесконечных пределах, что соответствовало случаю, когда размеры источника больше, чем эффективные размеры. В общем же случае, когда размеры источника могут быть меньше эффективных размеров, интегрирование следует проводить в конечных пределах:

$$J = CN_1^2 \rho_0 \prod_{i=2}^{3} \left\{ \frac{2R_1}{ka_i} \int_{-P_i}^{P_i} g^{(1)}(N_i, t_i) dt_i \right\}, \tag{32}$$

где

$$P_i = \frac{ka_i}{2R_1} B_i, \tag{32а}$$

$$g^{(1)}(N_i, t_i) = \frac{\sin^2(N_i t_i)}{\sin^2(t_i)}, \tag{32б}$$

B_i — полуширина источника в направлении $\mathbf{x}_{i\sigma}$.

Выражение (32) можно легко проинтегрировать, если подынтегральную функцию заменить на следующую:

$$g^{(2)}(N_i, t_i) = \frac{\sin^2(N_i t_i)}{t_i^2}. \tag{32в}$$

Рассмотрим условия, при которых такая замена возможна. Предположим, что P_i удовлетворяет условию $0 \leqslant P_i \leqslant \pi$. Обозначим через $\Delta(N_i, t_i)$ разность функций (32б) и (32в):

$$\Delta(N_i, t_i) = g^{(1)}(N_i, t_i) - g^{(2)}(N_i, t_i). \tag{33}$$

Отношение этой разности к (32б) обозначим через $\delta(t_i)$:

$$\delta(t_i) = \frac{\Delta(N_i, t_i)}{g^{(1)}(N_i, t_i)} = 1 - \frac{\sin^2(t_i)}{t_i^2}. \tag{34}$$

$\delta(t_i)$ не зависит от параметра N_i. Для максимального и минимального значений $\delta(t_i)$ имеем

$$[\delta(t_i)]_{\min} = \delta(0) = 0, \tag{35}$$

$$[\delta(t_i)]_{\max} = \delta(P_i) = 1 - \frac{\sin^2(P_i)}{P_i^2}. \tag{36}$$

Из выражений (33) и (34) имеем

$$g^{(1)}(N_i, t_i) = g^{(2)}(N_i, t_i)[1 - \delta(t_i)]^{-1}, \tag{37}$$

откуда

$$g^{(2)}(N_i, t_i)[1 - [\delta(t_i)]_{\min}]^{-1} \leqslant g^{(1)}(N_i, t_i) \leqslant g^{(2)}(N_i, t_i)[1 - [\delta(t_i)]_{\max}]^{-1}$$

или

$$g^{(2)}(N_i, t_i) \leqslant g^{(1)}(N_i, t_i) \leqslant \frac{P_i^2}{\sin^2(P_i)} g^{(2)}(N_i, t_i). \tag{38}$$

Проинтегрировав это неравенство, получим

$$\int_{-P_i}^{P_i} g^{(2)}(N_i, t_i)\, dt_i \leqslant \int_{-P_i}^{P_i} g^{(1)}(N_i, t_i)\, dt_i \leqslant \frac{P_i^2}{\sin^2(P_i)} \int_{-P_i}^{P_i} g^{(2)}(N_i, t_i)\, dt_i. \tag{39}$$

При выполнении, например, условия

$$P_i \leqslant 1/2 \tag{40}$$

неравенство (39) принимает следующий вид:

$$\int_{-P_i}^{P_i} g^{(2)}\, dt_i \leqslant \int_{-P_i}^{P_i} g^{(1)}\, dt_i \leqslant 1{,}08 \int_{-P_i}^{P_i} g^{(2)}\, dt_i. \tag{41}$$

Хотя условие (40) является произвольным, однако если представить его как

$$2B_i/R_1 \leqslant \lambda/\pi a_i \approx 1/3, \tag{42}$$

то видно, что отношение диаметра источника к расстоянию между центрами источника и кристалла не должно превышать 1/3, что на практике очень хорошо выполняется, и поэтому будем считать, что такое условие вполне удовлетворяет требованиям, дающим возможность замены выражения (32*б*) на (32*в*).

Таким образом, при выполнении (40) вместо (32) можно написать

$$J = CN_1^2 \rho_0 \prod_{i=2}^{3} \left\{ \frac{2R_1}{ka_i} \int_{-P_i}^{P_i} g^{(2)}(N_i, t_i)\, dt_i \right\} = CN_1 \rho_0 \prod_{i=2}^{3} \left\{ \frac{4R_1}{ka_i} N_i F(v_i) \right\}, \tag{43}$$

где

$$v_i = N_i P_i = N_i B_i \frac{ka_i}{2R_1}, \tag{43а}$$

$$F(v_i) = \mathrm{Si}(2v_i) - \frac{\sin^2 v_i}{v_i}, \tag{43б}$$

Si — интегральный синус.

На рис. 3 приведены графики $y=x$, $y=\mathrm{Si}(2x)$, $y=x^{-1}\sin^2 x$, $y=F(x)$. При выполнении условия

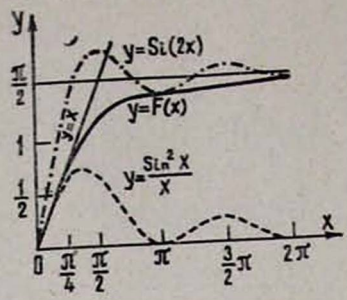


Рис. 3.

$$v_i \leqslant \pi/4, \text{ т. е. } \frac{2B_i}{R_1} \leqslant \frac{1}{2N_i}\frac{\lambda}{a_i} \tag{44}$$

имеет место неравенство

$$v_i^{-1}[v_i - F(v_i)] \leqslant 0{,}05$$

и, следовательно, можно принять $F(v_i) \approx v_i$ (см. рис. 3). Тогда из (43) получаем

$$J = CN_1^2 N_2^2 N_3^2 N_э, \tag{45}$$

где $N_э = 4\rho_0 B_2 B_3$ — число атомов источника.

Выражение для степени когерентности (23) в этом случае имеет вид

$$j = 1 - (N_1 N_2 N_3)^{-1}, \tag{46}$$

т. е. степень когерентности зависит от размеров рассеивающего кристалла.

Рассмотрим теперь (43) при выполнении (40) и условия $v_i > \frac{3}{4}\pi$, т. е.

$$\frac{3}{2}N_i \leqslant \frac{2B_i}{R_1} \leqslant \frac{1}{\pi}\frac{\lambda}{a_i}. \tag{47}$$

В этой области имеет место неравенство $\frac{2}{\pi}\left[\frac{\pi}{2} - F(v_i)\right] \leqslant 0{,}11$ и, следовательно, можно положить $F(v_i) \approx \frac{\pi}{2}$ (см. рис. 3). Выражение (43) при этом принимает вид

$$J = CN_1^2 \rho_0 \frac{R_1^2 \lambda^2}{a_2 a_3} N_2 N_3, \tag{48}$$

что совпадает с результатом (21). Однако эффективные размеры источника $B_{i\,эфф}$, которые определяются из условия (47), несколько отличаются от (20):

$$B_{i\,эфф} = \frac{3}{4}\frac{R_1 \lambda}{N_i a_i}. \tag{49}$$

Таким образом, приходим к выводу, что выражение (43) более полно отражает зависимость интенсивности дифрагированных волн от размеров источника. При увеличении размеров источника происходит переход от линейной зависимости к некоторому постоянному значению интенсивности (48), после чего дальнейшее увеличение размеров источника не приводит к изменению интенсивности дифрагированных волн в точке наблюдения. Заметим также, что при выводе (21) предполагалось, что N_i обычно являются большими числами (однако в приближении кинематической теории N_i не должны превышать 10^4), что на практике не всегда

выполняется. При выводе (43) требовалось только, чтобы имело место условие (42), которое практически всегда выполняется.

Этим же методом исследуем теперь случай, когда поверхность источника составляет угол α с плоскостью (xy) (рис. 2). Уравнение (25) принимает вид

$$J(\alpha)=C\rho_0\int\limits_{-B_2}^{B_2}\frac{\sin^2\left(N_2\frac{ka_2x_{2\sigma}}{2R_1}\right)}{\sin^2\left(\frac{ka_2x_{2\sigma}}{2R_1}\right)}dx_{2\sigma}\times$$

$$\times\int\limits_{-B_l}^{B_l}\frac{\sin^2\left(N_1\frac{ka_1\cos\alpha}{2R_1}l_\sigma\right)\sin^2\left(N_3\frac{ka_3\sin\alpha}{2R_1}l_\sigma\right)}{\sin^2\left(\frac{ka_1\cos\alpha}{2R_1}l_\sigma\right)\sin^2\left(\frac{ka_3\sin\alpha}{2R_1}l_\sigma\right)}dl_\sigma, \tag{50}$$

где B_2 и B_l — полуширины источника соответственно в направлениях y_σ и l_σ.

Далее, воспользуемся условием (40), которое в этом случае будет иметь вид

$$\begin{aligned}
&B_2\frac{ka_2}{2R_1}\leqslant\frac{1}{2} && \text{или}\ \frac{2B_2}{R_1}\leqslant\frac{1}{\pi}\frac{\lambda}{a_2},\\
&B_l\frac{ka_1}{2R_1}\cos\alpha\leqslant\frac{1}{2} && \text{или}\ \frac{2B_l}{R_1}\leqslant\frac{1}{\pi}\frac{\lambda}{a_1\cos\alpha},\\
&B_l\frac{ka_3}{2R_1}\sin\alpha\leqslant\frac{1}{2} && \text{или}\ \frac{2B_l}{R_1}\leqslant\frac{1}{\pi}\frac{\lambda}{a_3\sin\alpha}.
\end{aligned} \tag{51}$$

Эти условия практически всегда выполняются, поэтому (50) можно преобразовать к виду

$$J(\alpha)=C\rho_0\left(\frac{2R_1}{k}\right)^2\frac{1}{a_2}\int\limits_{-P_2}^{P_2}\frac{\sin^2(N_2x)}{x^2}dx\times$$

$$\times\int\limits_{-P_l}^{P_l}\frac{\sin^2(N_1a_1\cos\alpha)\sin^2(N_3a_3\sin\alpha)}{a_1^2a_2^2\cos^2\alpha\sin^2\alpha\,x^4}dx, \tag{52}$$

где

$$P_2=B_2\frac{ka_2}{2R_1},\quad P_l=B_l\frac{k}{2R_1}.$$

После интегрирования (52) будем иметь

$$J(\alpha)=C\rho_0\left(\frac{4R_1}{k}\right)^2\frac{1}{a_2}N_1^2N_2N_3^2F(v_2)\left\{\frac{1}{2}\left(\frac{1}{\xi}+\frac{\xi}{3\eta^2}\right)\{\mathrm{Si}[2P_l(\xi+\eta)]+\right.$$

$$\left.+\mathrm{Si}[2P_l(\xi-\eta)]\}+\frac{1}{2}\left(\frac{1}{\eta}+\frac{\eta}{3\xi^2}\right)\{\mathrm{Si}[2P_l(\xi+\eta)]+\mathrm{Si}[2P_l(\eta-\xi)]\}-$$

$$-\frac{\xi}{3\eta^2}\,\mathrm{Si}\,[2P_l\xi]-\frac{\eta}{3\xi^2}\,\mathrm{Si}\,[2P_l\eta]-\frac{1}{3}P_l\Bigg[\cos(2P_l\xi)\frac{\sin^2(\eta P_l)}{(\eta P_l)^2}+$$

$$+\cos(2P_l\eta)\frac{\sin^2(\xi P_l)}{(\xi P_l)^2}+4\frac{\sin(2\xi P_l)}{2\xi P_l}\frac{\sin(2\eta P_l)}{2\eta P_l}+ \tag{53}$$

$$+\frac{\sin(2\xi P_l)}{2\xi P_l}\frac{\sin^2(\eta P_l)}{(\eta P_l)^2}+\frac{\sin(2\eta P_l)}{2\eta P_l}\frac{\sin^2(\xi P_l)}{(\xi P_l)^2}+$$

$$+\frac{\sin^2(\eta P_l)}{(\eta P_l)^2}\frac{\sin^2(\xi P_l)}{(\xi P_l)^2}\Bigg]\Bigg\},$$

где v_2 и $F(v_2)$ даются выражениями (43*а*) и (43*б*),

$$\xi=N_1a_1\cos\alpha,\quad \eta=N_3a_3\sin\alpha. \tag{54}$$

Следует помнить также, что практический смысл имеют лишь значения $0<\alpha\leqslant\pi/2$. Подстановкой $\alpha=\pi/2$ и $B_l\equiv B_3$ в (53) получаем (43). При значениях α, близких к нулю, из (53) имеем

$$J=C\rho_0N_3^2\prod_{l=1}^{2}\left\{\frac{4R_l}{ka_l}N_lF(v_l)\right\}, \tag{55}$$

где $B_1\equiv B_l$. При остальных значениях α следует воспользоваться выражением (53).

Таким образом, в кинематическом приближении получено общее выражение для интенсивности дифрагированных волн в зависимости от размеров и наклона двумерного источника к кристаллическому образцу. Представляется интересным рассмотрение интенсивности дифрагированных волн в приближении динамической теории рассеяния, о чем будет сообщено в последующих публикациях.

СКТБ полупроводниковой
техники

Поступила 1. V. 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. *Безиргянян П. А., Безиргянян А. П.* Ученые записки ЕГУ, № 1 (1982).
2. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики, Изд. Наука, М., 1970.
3. *Франсон М., Сланский С.* Когерентность в оптике, Изд. Наука, М., 1967.

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԿՈՀԵՐԵՆՏՈՒԹՅՈՒՆԸ ԿԻՆԵՄԱՏԻԿ ՑՐՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Հ. Պ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ

Կինեմատիկ տեսության մոտավորությամբ դիտարկված է երկչափ ուղղանկյուն աղբյուրի բյուրեղական ցանցից դիֆրակցված ռենտգենյան բնութագրական ճառագայթման ալիքների ինտենսիվությունը։ Ստացված է դիֆրակցված ալիքի ինտենսիվության կախումը աղբյուրի չափերից և ճառագայթվող նմուշի նկատմամբ աղբյուրի թեքությունից։ Ցույց է տրված, որ սկսած աղբյուրի չափերի որոշակի արժեքներից, որոնք անվանված են էֆեկտիվ չափեր, նրանց հետագա մեծացումը չի բերում դիտարկվող կետում ինտենսիվության փոփոխությանը։

THE COHERENCE OF *X*-RAY CHARACTERISTIC RADIATION AT THE KINEMATIC SCATTERING

A. P. BEZIRGANYAN

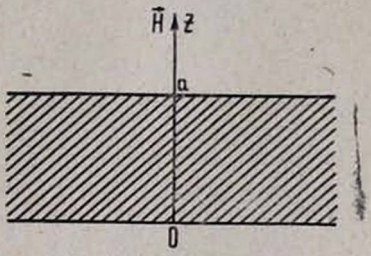
The intensity of *X*-ray characteristic radiation from a two-dimensional rectangular source was considered in the kinematic theory approximation. The dependence of the intensity of diffracted waves on source dimensions and on the angle of inclination to the irradiated specimen was obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 79—83 (1982)

РЕШЕНИЕ СИСТЕМЫ КВАЗИГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ СЛАБО ИОНИЗИРОВАННОЙ ПЛАЗМЫ (С ПРИЛОЖЕНИЕМ К ФИЗИКЕ ИОНОСФЕРЫ)

Ю. С. ВАРДАНЯН

Уравнения магнитной гидродинамики справедливы лишь при очень больших скоростях по сравнению с относительной скоростью электронов и ионов $(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e)$ или при отсутствии электрического тока. Поэтому к ионосферной плазме необходимо применять квазигидродинамические уравнения, рассматривая плазму как смесь электронного, ионного газов и газа нейтральных молекул.



Пусть имеется слой слабо ионизированного газа, расположенный между поверхностями $z = 0$ и $z = a$, и магнитное поле $\mathbf{H}$, перпендикулярное границам раздела (см. рисунок). Будем рассматривать медленное движение нейтрального газа с заданной скоростью $\mathbf{W}$. Тогда уравнения для ионов и электронов можно записать в виде

$$n_i m_i \left(\frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} + (\mathbf{v}_i \nabla)\, \mathbf{v}_i\right) = e n_i \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{v}_i \times \mathbf{H}]\right) - \\ - \nabla p_i + 2 n_i m_i [\mathbf{v}_i \times \mathbf{\Omega}] + n_i m_i (\mathbf{g} + [\mathbf{\Omega} \times [\mathbf{r} \times \mathbf{\Omega}]]) - \\ - n_e m_e \gamma_{ei} (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e) + n_i m_i \gamma_{in} (\mathbf{W} - \mathbf{v}_i), \tag{1}$$

$$n_e m_e \left(\frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} + (\mathbf{v}_e \nabla)\, \mathbf{v}_e\right) = - e n_e \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{v}_e \times \mathbf{H}]\right) - \\ - \nabla p_e + 2 n_e m_e [\mathbf{v}_e \times \mathbf{\Omega}] + n_e m_e (\mathbf{g} + [\mathbf{\Omega} \times [\mathbf{r} \times \mathbf{\Omega}]]) + \\ + n_e m_e \gamma_{ei} (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e) + n_e m_e \gamma_{en} (\mathbf{W} - \mathbf{v}_e). \tag{2}$$

Здесь m_i, m_e — массы соответственно иона и электрона, $\mathbf{v}_i$, $\mathbf{v}_e$ — их скорости, $p_i = n_i k T_i$, $p_e = n_e k T_e$ — их давления, где n_i, n_e — концент-

THE COHERENCE OF *X*-RAY CHARACTERISTIC RADIATION AT THE KINEMATIC SCATTERING

A. P. BEZIRGANYAN

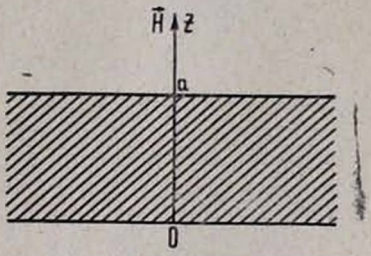
The intensity of *X*-ray characteristic radiation from a two-dimensional rectangular source was considered in the kinematic theory approximation. The dependence of the intensity of diffracted waves on source dimensions and on the angle of inclination to the irradiated specimen was obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 79—83 (1982)

РЕШЕНИЕ СИСТЕМЫ КВАЗИГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ СЛАБО ИОНИЗИРОВАННОЙ ПЛАЗМЫ (С ПРИЛОЖЕНИЕМ К ФИЗИКЕ ИОНОСФЕРЫ)

Ю. С. ВАРДАНЯН

Уравнения магнитной гидродинамики справедливы лишь при очень больших скоростях по сравнению с относительной скоростью электронов и ионов $(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e)$ или при отсутствии электрического тока. Поэтому к ионосферной плазме необходимо применять квазигидродинамические уравнения, рассматривая плазму как смесь электронного, ионного газов и газа нейтральных молекул.



Пусть имеется слой слабо ионизированного газа, расположенный между поверхностями $z = 0$ и $z = a$, и магнитное поле $\mathbf{H}$, перпендикулярное границам раздела (см. рисунок). Будем рассматривать медленное движение нейтрального газа с заданной скоростью $\mathbf{W}$. Тогда уравнения для ионов и электронов можно записать в виде

$$n_i m_i \left(\frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} + (\mathbf{v}_i \nabla)\, \mathbf{v}_i\right) = e n_i \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{v}_i \times \mathbf{H}]\right) - \\ - \nabla p_i + 2 n_i m_i [\mathbf{v}_i \times \mathbf{\Omega}] + n_i m_i (\mathbf{g} + [\mathbf{\Omega} \times [\mathbf{r} \times \mathbf{\Omega}]]) - \\ - n_e m_e \gamma_{ei} (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e) + n_i m_i \gamma_{in} (\mathbf{W} - \mathbf{v}_i), \tag{1}$$

$$n_e m_e \left(\frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} + (\mathbf{v}_e \nabla)\, \mathbf{v}_e\right) = - e n_e \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{v}_e \times \mathbf{H}]\right) - \\ - \nabla p_e + 2 n_e m_e [\mathbf{v}_e \times \mathbf{\Omega}] + n_e m_e (\mathbf{g} + [\mathbf{\Omega} \times [\mathbf{r} \times \mathbf{\Omega}]]) + \\ + n_e m_e \gamma_{ei} (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e) + n_e m_e \gamma_{en} (\mathbf{W} - \mathbf{v}_e). \tag{2}$$

Здесь m_i, m_e — массы соответственно иона и электрона, $\mathbf{v}_i$, $\mathbf{v}_e$ — их скорости, $p_i = n_i k T_i$, $p_e = n_e k T_e$ — их давления, где n_i, n_e — концент-

рации соответствующих частиц, k — постоянная Больцмана, T_i и T — ионная и электронная температуры, $\mathbf{E}$ — напряженность электрического поля, $\mathbf{\Omega}$ — угловая скорость всей газовой смеси, предполагаемая неизменной, $\mathbf{g}$ — укорение силы тяжести, $\mathbf{r}$ — радиус-вектор относительно оси вращения, γ_{en}, γ_{in} и γ_{ei} — частоты соударений соответственно электронов и ионов с нейтралами и электронов с ионами.

Следует отметить, что электрон при одном соударении с ионом или нейтральной молекулой теряет почти весь свой систематически направленный импульс, в то время как ион при соударении с нейтральной молекулой теряет примерно половину импульса [1]. Поэтому соударения между электронами и ионами оказывают очень малое влияние и на дрейф ионов, и на движение нейтралов, и их обычно не учитывают. При $\gamma_{en} \gg \gamma_{ei}$ частоту соударений электронов с ионами можно не учитывать и в уравнении движения для электронов.

Тогда в ионосфере, где $\Omega \ll \gamma_{in}$ (это означает, что силой Кориолиса можно пренебречь) и постоянная времени, в течение которого устанавливается стационарный дрейф, очень мала, из уравнений (1), (2) и условия $\operatorname{div} \mathbf{j}=0$, где $\mathbf{j}$ — плотность электрического тока, считая электрическое поле $\mathbf{E}$ потенциальным и равным $-\nabla\psi$, в пренебрежении нелинейными и инерциальными членами, а также частотой соударений электронов с ионами и членами ∇p_i, ∇p_e, ответственными за амбиполярную диффузию, для электрического потенциала ψ получаем следующее уравнение:

$$\psi''_{xx} + \psi''_{yy} + \lambda_i \lambda_e \psi''_{zz} + \lambda_i \lambda_e (1/H_n + N'_z/N)\, \psi'_z = \\ = \frac{\mathbf{H}}{c} \operatorname{rot} \mathbf{W} - g \frac{H}{c} (1/H_n + 1/H_n^0) \left(\frac{1}{\gamma_{in}} - \frac{1}{\gamma_{en}} \right) \frac{\lambda_i \lambda_e}{(\lambda_i + \lambda_e)}. \tag{3}$$

Уравнение (3) получено при условии $\lambda_e, \lambda_i \gg 1$ (a), $\lambda_{e,i} = \frac{eH}{m_{e,i}} \frac{1}{c} \cdot \frac{1}{\gamma_{e,in}}$ — отношение ларморовской частоты вращения электронов (ионов) к частоте соударений электронов (ионов) с нейтралами. Условие (a) соответствует нижним слоям области F ионосферы, вплоть до высот, где роль амбиполярной диффузии малозначительна.

Если температура и сила тяжести всех сортов частиц, составляющих слабо ионизированный газ, не зависят от высоты z, то частоты столкновений $\gamma_{e,in}$ и невозмущенная плотность заряженных частиц N будут иметь вид*

$$\gamma_{e,in} = \gamma_{e,io} e^{-z/H_n}, \quad N = N_0 e^{z/H_n^0}.$$

Отсюда следует (поскольку здесь использована плоско-слоистая модель), что потенциал электрического поля ψ и скорость нейтралов $\mathbf{W}$ можно разложить в интегралы Фурье по координатам x, y и рассматривать отдельные составляющие:

---

* Здесь $H_n = kT_n/m_n g$ — высота однородной атмосферы, H_n^0 — постоянная аппроксимации экспонентой концентрации заряженных частиц, T_n и m_n — температура и масса нейтральных частиц, $\gamma_{e,io}$ и N_0 — соответственно частоты столкновений и концентрация заряженных частиц на высоте $z = 0$.

$$\psi = \psi_k(z)\, e^{i(k_1 x + k_2 y)}, \quad \mathbf{W} = \mathbf{W}_k(z)\, e^{i(k_1 x + k_2 y)}.$$

Будем считать, что скорость нейтралов $\mathbf{W}$ не зависит от z и составляющая $W_z = 0$. Тогда из уравнения непрерывности $\operatorname{div}\mathbf{W} = 0$ следует, что члены фурье-разложения W_{kx}, W_{ky} можно разбить на пары и решать задачу для каждой пары отдельно.

В качестве такой пары выберем

$$W_{kx} = \frac{W_0}{k_1} \sin k_1 x \cdot \sin k_2 y, \quad W_{ky} = \frac{W_0}{k_2} \cos k_1 x \cdot \cos k_2 y; \tag{4}$$

другие пары членов разложения можно привести к виду (4) соответствующей заменой переменных [2].

С учетом вышесказанного уравнение (3) можно привести к виду

$$\psi''_{xx} + \psi''_{yy} + \alpha_1 \gamma\, e^{2z/H_n}\, \psi''_{zz} + \alpha_1 \gamma\, e^{2z/H_n} \times$$
$$\times (1/H_n + 1/H_n^0)\, \psi'_z = \frac{\mathbf{H}}{c} \operatorname{rot} \mathbf{W} - g\, \frac{H}{c} (1/H_n + N_z/N) \times \tag{5}$$
$$\times \left(\frac{1}{\gamma_{io}} - \frac{1}{\gamma_{eo}} \right) \frac{\alpha_1 \gamma}{(\alpha_1 + \gamma)}\, e^{z/H_n},$$
$$\alpha_1 = \frac{eH}{m_i} \cdot \frac{1}{c} \frac{1}{\gamma_{io}}, \quad \gamma = \frac{eH}{m_e} \cdot \frac{1}{c} \frac{1}{\gamma_{eo}}.$$

Общее решение уравнения (5) без правой части будем искать в виде

$$\psi = B(z)\, e^{u_1 \Phi(z)} \sin k_1 x \cdot \cos k_2 y, \tag{6}$$

где $B(z)$, $\Phi(z)$ — неизвестные функции, $u_1 = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{H_n} + \frac{1}{H_n^0} \right)$.

После подстановки (6) в (5) получаем

$$B''_{zz} + \left[2 u_1 \Phi'_z + \left(\frac{1}{H_n} + \frac{1}{H_n^0} \right) \right] B'_z + \left[-\frac{k^2}{\alpha_1 \gamma}\, e^{-2z/H_n} + \right.$$
$$\left. + \left(u_1 \Phi'_z \right)^2 + u_1 \Phi''_{zz} + \left(\frac{1}{H_n} + \frac{1}{H_n^0} \right) u_1 \Phi'_z \right] B(z) = 0. \tag{7}$$

Требуя обращения в нуль коэффициента при B'_z, находим $\Phi(z) = -z$.

Произведя замену переменных $B(z) = \eta(\xi)$, где $\xi = e^{-2z/H_n}$, из (7) можно получить следующее уравнение:

$$\xi^2 \eta''_{\xi\xi} + \xi \eta'_\xi + \left[-\frac{k^2}{\alpha_1 \gamma} \left(\frac{H_n}{2} \right)^2 \xi - \frac{1}{4} \left(\frac{1}{H_n} + \frac{1}{H_n^0} \right)^2 \left(\frac{H_n}{2} \right)^2 \right] \eta(\xi) = 0.$$

Решение его есть

$$\eta(\xi) = Z_\nu \left(i \frac{k}{\sqrt{\alpha_1 \gamma}} H_n \xi^{1/2} \right),$$

где

$$Z_\nu = A J_\nu \left(i \frac{k}{\sqrt{\alpha_1 \gamma}} H_n \xi^{1/2} \right) + B Y_\nu \left(i \frac{k}{\sqrt{\alpha_1 \gamma}} H_n \xi^{1/2} \right);$$

здесь A, B — произвольные постоянные, J_ν и Y_ν — соответственно функции Бесселя первого и второго рода порядка ν, $\nu^2 = \frac{1}{4}\left(1 + \frac{H_n}{H_n^0}\right)^2$.

Отсюда нетрудно получить общее решение однородного уравнения:

$$\psi = [Ae^{M\xi^{1/2}}[f_1(\xi) + f_2(\xi)] + Be^{-M\xi^{1/2}} \times$$

$$\times [f_1(\xi) - f_2(\xi)]]\xi^{1/4\,(1+H_n/H_n^0)} \sin k_1 x \cos k_2 y,$$

$$M = k\frac{1}{\sqrt{\alpha_1\gamma}} H_n,$$

$f_1(\xi) + f_2(\xi)$, $f_1(\xi) - f_2(\xi)$ — соответственно функции Бесселя первого рода порядка $\pm\nu$.

Частное решение ψ_1 неоднородного уравнения имеет следующий вид:

$$\psi_1 = \frac{H_z}{c}\frac{W_0}{k_1 k_2}\sin k_1 x \cos k_2 y + B_2 + B_1 e^{\alpha z} + g\frac{H}{c}\left(\frac{1}{\gamma_{lo}} - \frac{1}{\gamma_{eo}}\right)\frac{z}{(\alpha_1 + \gamma)}.$$

Произвольные постоянные A, B, B_1 и B_2 легко определяются из граничных условий: непрерывности электрического потенциала и нормальной составляющей плотности тока.

Определив потенциал ψ, уже нетрудно из уравнения Пуассона $\operatorname{div}\mathbf{E} = 4\pi e(n_i - n_e)$ и закона сохранения числа частиц найти плотность возмущения заряженных частиц, если предположить, что на систему слабо ионизированного газа действует ионизирующий фактор (скажем фотоионизация) и имеет место обратный рекомбинационный процесс электронов с ионами.

Электростатические поля играют важную роль в околоземном пространстве. Под их действием начинается дрейф ионизации, т. е. движение заряженных частиц, и возникают электрические токи. Электрические поля в слоях E и F тесно связаны друг с другом и с магнитными полями в магнитосфере вследствие высокой проводимости вдоль геомагнитных силовых линий. Поэтому на процессы во внешней магнитосфере воздействует ионосфера и, обратно, на ионосферные процессы воздействует магнитосфера [3]. Рассмотренная в настоящей работе задача может быть использована при построении многослойной модели околоземного пространства. Она поможет еще более полно и точно представить реальную картину физических процессов в космосе (на высоких широтах), характерные размеры которых малы по сравнению с радиусом Земли. Это связано с использованием плоской модели и вертикального магнитного поля.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 29. VII. 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. *Каулинг Т.* Магнитная гидродинамика, Изд. ИЛ, М., 1959.
2. *Алексеева Л. М., Варданян Ю. С., Тверской Б. А.* Геомагнетизм и аэрономия, 9, 437 (1969).
3. *Акасофу С. И., Чепмен С.* Солнечно-земная физика, Изд. Мир, М., 1974.

ԹՈՒՅԼ ԻՈՆԱՑՎԱԾ ՊԼԱԶՄԱՅԻ ՔՎԱԶԻՀԻԴՐՈԴԻՆԱՄԻԿ ՀԱՎԱՍԱՐՈՒՄՆԵՐԻ ԼՈՒԾՈՒՄԸ
(ի կիրառություն իոնոլորտի ֆիզիկայի)

ՅՈՒ. Ս. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Աշխատանքում բերված է թույլ իոնացված պլազմայի քվազիհիդրոդինամիկ հավասարումների լուծումը չափողականություն չունեցող $\lambda_{i,e}$-ի մեծ արժեքների դեպքում, որտեղ $\lambda_{i,e}$-իոնի և էլեկտրոնի պտտման լարմորյան հաճախության և նրանց՝ չեզոք գազի մասնիկների հետ բախման հաճախության հարաբերություններն են։ Այդպիսի իրավիճակ տեղի ունի իոնոլորտի F-շերտի ստորին տարածքներում։

SOLUTION OF A SYSTEM OF QUASI-HYDRODYNAMIC EQUATIONS FOR WEAKLY IONIZED PLASMA
(with applications to physics of ionosphere)

Yu. S. VARDANYAN

Solution of a system of quasi-hydrodynamic equations for weakly ionized plasma is obtained for large values of dimensionless quantities $\lambda_{i(e)}$ — the ratios of Larmor frequency of ions (electrons) rotation to the collision frequency with neutral particles. This solution is applicable to phenomena in lower layers of the *F*-ionosphere, where this condition is satisfied.

Изв. АН Армянской ССР. Физика, 17, 83—87 (1982)

МОДЕЛИРОВАНИЕ НА ЦВМ ПРОЦЕССА ФИЛЬТРАЦИИ ДВУМЕРНОГО СИГНАЛА ОТ МУЛЬТИПЛИКАТИВНОЙ ПОМЕХИ

Н. П. РУССКИХ

Методы пространственной фильтрации могут быть в настоящее время реализованы на ЦВМ и использованы для коррекции случайных искажений двумерных сигналов. Случайные искажения обусловлены наличием аддитивной и мультипликативной помех. Мультипликативная помеха возникает из-за влияния турбулентного слоя атмосферы.

Действие мультипликативной помехи проявляется в том, что амплитуда поля плоской волны на входе регистрирующего устройства с учетом влияния турбулентного слоя атмосферы записывается так

$$A(x, y) = A_0 e^{\chi(x, y)}, \tag{1}$$

где $A_0(x, y)$ есть амплитуда без учета искажений, а поле $\chi(x, y)$ имеет нормальное распределение и $\langle\chi(x, y)\rangle = 0$. Поле $\chi(x, y)$ полностью описывается корреляционной функцией, которая может быть задана аналитически или численно.

Применим к A операцию логарифмирования, чтобы для фильтрации мультипликативной помехи можно было использовать известные методы пространственной линейной фильтрации. Тогда

ԹՈՒՅԼ ԻՈՆԱՑՎԱԾ ՊԼԱԶՄԱՅԻ ՔՎԱԶԻՀԻԴՐՈԴԻՆԱՄԻԿ ՀԱՎԱՍԱՐՈՒՄՆԵՐԻ ԼՈՒԾՈՒՄԸ
(ի կիրառություն իոնոլորտի ֆիզիկայի)

ՅՈՒ. Ս. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Աշխատանքում բերված է թույլ իոնացված պլազմայի քվազիհիդրոդինամիկ հավասարումների լուծումը չափողականություն չունեցող $\lambda_{i,e}$-ի մեծ արժեքների դեպքում, որտեղ $\lambda_{i,e}$-իոնի և էլեկտրոնի պտտման լարմորյան հաճախության և նրանց՝ չեզոք գազի մասնիկների հետ բախման հաճախության հարաբերություններն են։ Այդպիսի իրավիճակ տեղի ունի իոնոլորտի F-շերտի ստորին տարածքներում։

SOLUTION OF A SYSTEM OF QUASI-HYDRODYNAMIC EQUATIONS FOR WEAKLY IONIZED PLASMA
(with applications to physics of ionosphere)

Yu. S. VARDANYAN

Solution of a system of quasi-hydrodynamic equations for weakly ionized plasma is obtained for large values of dimensionless quantities $\lambda_{i(e)}$ — the ratios of Larmor frequency of ions (electrons) rotation to the collision frequency with neutral particles. This solution is applicable to phenomena in lower layers of the *F*-ionosphere, where this condition is satisfied.

Изв. АН Армянской ССР. Физика, 17, 83—87 (1982)

МОДЕЛИРОВАНИЕ НА ЦВМ ПРОЦЕССА ФИЛЬТРАЦИИ ДВУМЕРНОГО СИГНАЛА ОТ МУЛЬТИПЛИКАТИВНОЙ ПОМЕХИ

Н. П. РУССКИХ

Методы пространственной фильтрации могут быть в настоящее время реализованы на ЦВМ и использованы для коррекции случайных искажений двумерных сигналов. Случайные искажения обусловлены наличием аддитивной и мультипликативной помех. Мультипликативная помеха возникает из-за влияния турбулентного слоя атмосферы.

Действие мультипликативной помехи проявляется в том, что амплитуда поля плоской волны на входе регистрирующего устройства с учетом влияния турбулентного слоя атмосферы записывается так

$$A(x, y) = A_0 e^{\chi(x, y)}, \tag{1}$$

где $A_0(x, y)$ есть амплитуда без учета искажений, а поле $\chi(x, y)$ имеет нормальное распределение и $\langle\chi(x, y)\rangle = 0$. Поле $\chi(x, y)$ полностью описывается корреляционной функцией, которая может быть задана аналитически или численно.

Применим к A операцию логарифмирования, чтобы для фильтрации мультипликативной помехи можно было использовать известные методы пространственной линейной фильтрации. Тогда

$$\ln A = \ln A_0 + \chi. \qquad (2)$$

Запись (2) означает организацию нового двумерного поля, условно обозначенного как $\ln A$, каждый элемент которого является логарифмом значения соответствующего элемента поля A. Сумма, стоящая в (2) справа, представляет собой аддитивную смесь статистически независимых сигнала $S(x, y) = \ln A_0$ и помехи $\chi(x, y)$. Двумерное поле $\chi(x, y)$ в соответствии с постановкой задачи имеет нормальное распределение и $\langle\chi\rangle = 0$. Положим также, что и $S(x, y)$ является двумерным нормальным δ-коррелированным случайным сигналом. Принятая гипотеза нормальности распределения логарифма амплитуд не всегда соответствует действительности, например, вблизи нулей распределения A_0, так как результат логарифмирования этих нулей будет содержать выбросы. Как показывает конечный результат моделирования, при принятых допущениях обеспечивается достаточно эффективная фильтрация.

В таком случае для выделения сигнала $S(x, y)$ можно использовать пространственный фильтр, являющийся двумерным аналогом оптимального фильтра Винера. Передаточная функция такого фильтра имеет вид

$$T(\nu_x, \nu_y) = \frac{S_s(\nu_x, \nu_y)}{S_s(\nu_x, \nu_y) + N_s(\nu_x, \nu_y)}. \qquad (3)$$

Здесь $S_s(\nu_x, \nu_y)$ и $N_s(\nu_x, \nu_y)$ — энергетические пространственно-частотные спектры сигнала и помехи, которые могут быть получены как фурье-преобразования соответствующих корреляционных функций.

Фильтр с передаточной функцией (3) может быть реализован на ЦВМ различными способами. Можно найти импульсную характеристику фильтра и по ней строить нерекурсивный алгоритм вычислений, по которому процедура вычислений потребует значительного машинного времени. Для реализации более экономного рекурсивного алгоритма передаточную функцию фильтра необходимо представить в виде отношения двух полиномов, что в данном случае вряд ли выполнимо.

Использование алгоритма быстрого преобразования Фурье позволяет осуществить на ЦВМ следующую достаточно простую и не требующую существенных затрат машинного времени процедуру фильтрации.

1. Ищется пространственный спектр сигнала, искаженного влиянием атмосферы, $S_s(\nu_x, \nu_y) = \text{ДПФ}\ [\ln A]$ — результат применения операции двумерного дискретного преобразования Фурье (ДПФ) к (2).

2. В соответствии с (3) составляется отношение для

$$T(\nu_x, \nu_y), \text{ в котором } N_s(\nu_x, \nu_y) = \text{ДПФ}\,[B_\chi(\rho)],$$

где $B_\chi(\rho)$ есть корреляционная функция, описывающая двумерное поле χ.

3. Пространственный спектр поля после фильтрации:

$$\text{ДПФ}\,[\ln A]_\text{ф} = \text{ДПФ}\,[\ln A]\ T(\nu_x, \nu_y). \qquad (4)$$

4. Распределение амплитуд двумерного сигнала после фильтрации есть результат применения к (4) процедуры обратного (двумерного) дискретного преобразования Фурье (ОДПФ):

$$[\ln A]_\text{ф} = \text{ОДПФ}\,\{\text{ДПФ}\,[\ln A]_\text{ф}\}. \qquad (5)$$

5. Распределение амплитуд поля на входе регистрирующего устройства, полученное после коррекции искажений фильтром: $A_ф = e^{[\ln A]_ф}$. Такая запись условно означает преобразование, при котором каждому элементу $[\ln A]_ф$ соответствует элемент $A_ф$.

Описанная процедура фильтрации соответствует нелинейному фильтру, состоящему из трех звеньев: первое звено осуществляет нелинейное безынерционное преобразование — логарифмирование; второе звено — линейное преобразование — фильтр Винера; третье звено — нелинейное безынерционное преобразование — вычисление экспоненциальной функции. Операции прямого и обратного дискретных преобразований Фурье применяются к сигналам, действующим на входе и выходе второго линейного звена.

Рассмотренный алгоритм в общем случае может быть использован для фильтрации комплексного сигнала от комплексной помехи. Для того, чтобы процесс фильтрации соответствовал реальной физической ситуации, положим, что сигнал и помеха являются действительными. Описание сигнала как действительного справедливо для распределения действительных амплитуд поля в дальней зоне от предмета при когерентном излучении точек, из которых составляется его изображение. Далее считаем A, A_0 и χ действительными. Кроме того, в рассматриваемой ситуации $S_э(\nu_x, \nu_y)$ не имеет того физического содержания, которое заложено в (3), так как гипотеза о нормальности распределения $\ln A_0$ не всегда состоятельна и введена для возможности использования двумерного фильтра Винера в задаче нелинейной фильтрации. Поэтому в предположении, что $S_э$ постоянно и действительно, будем исследовать работоспособность алгоритма фильтрации в зависимости от величины $S_э$. Эффективность алгоритма фильтрации будет оценена по уменьшению искажений автокорреляционной функции изображения, так как рассматривается только амплитудное распределение искаженного поля.

Была составлена программа, реализующая алгоритм фильтрации с учетом принятых допущений. Корреляционная функция задавалась в следующем виде [1]:

$$B_\chi(\rho) = \langle \chi^2 \rangle b_\chi(\rho), \tag{6}$$

где $\langle \chi^2 \rangle$ есть средний квадрат флуктуаций поля χ,

$$\langle \chi^2 \rangle = B_\chi(0) = 0{,}308\, C_n^2 k^{7/6} L^{11/6} \text{ и } \langle \chi^2 \rangle \leqslant 0{,}7,$$

$$b_\chi(\rho) = \frac{\exp\{-4\rho^2/\lambda L\} - 0{,}1\,[\pi/2 - \mathrm{Si}(2\rho^2/5\lambda L)]}{0{,}89962}.$$

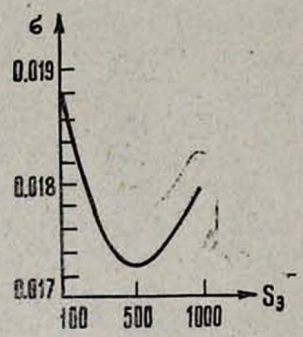
В выписанных соотношениях $C_n^2 \simeq (3\cdot 10^{-16} \div 2\cdot 10^{-14})$ м$^{-2/3}$ есть структурная характеристика показателя преломления, L — толщина турбулентного слоя, $k = 2\pi/\lambda$, где λ — длина волны, ρ — расстояние между двумя точками апертуры регистрирующего устройства.

При реализации фильтра на ЦВМ полагалось, что размер апертуры регистрирующего устройства есть $(0{,}3\times 0{,}3)$ м^2, произведение $\lambda L = 10^{-2}$ м^2.

Запись корреляционной функции в виде (6) предполагает, что флуктуации поля χ малы ($<\chi^2> \leqslant 0{,}7$). Это накладывает ограничения на величину сомножителей, входящих в $<\chi^2>$. В рассматриваемом примере $C_n^2 = 2 \cdot 10^{-14}$ м$^{-2/3}$ и $<\chi^2> = 0{,}7$. Имеющиеся экспериментальные данные [1] указывают на то, что дисперсия $<\chi^2>$ ограничена величиной порядка единицы. Таким образом, реализуемая на ЦВМ процедура фильтрации сигнала от мультипликативной помехи соответствует реальной физической ситуации.

Время счета по программе на ЦВМ АСВТ М4030 составило 3 минуты, объем памяти — 60 килобайт при размерах поля 32×32 дискрета. Были получены качественные и количественные результаты, показавшие эффективность выбранного алгоритма фильтрации.

Количественная оценка качества фильтрации сигнала от мультипликативной помехи проводилась вычислением усредненной суммы модулей разностей квадратов значений искаженных и неискаженных автокорреляционных функций до и после фильтрации в зависимости от модуля среднего уровня логарифма амплитудного спектра сигнала. Для исключения влияния разных масштабов автокорреляционных функций изображения на величину вычисляемой ошибки массивы чисел, описывающие автокорреляционные функции, нормировались.



Зависимость средней ошибки от величины $S_э$.

Величина средней ошибки без фильтрации для одного из испытаний составила 0,0188 на один дискрет изображения. Зависимость средней ошибки от величины $S_э$ при наличии фильтра приведена на рисунке, откуда следует, что в результате фильтрации ошибка уменьшается и ее минимальная величина составляет 0,0173. Малые величины ошибок обусловлены низким уровнем искажений распределения поля мультипликативной помехой (величина C_n^2 в (6) ограничена значениями $(3 \cdot 10^{-16} \div 2 \cdot 10^{-14})$ м$^{-2/3}$).

В заключение заметим, что

1) полученные качественные и количественные результаты подтверждают эффективность выбранного алгоритма фильтрации;

2) алгоритм фильтрации является быстродействующим;

3) как показывают многочисленные результаты машинного моделирования, среднее значение ошибки для автокорреляционной функции уменьшается в результате фильтрации на 10% для характерных значений C_n^2; такое уменьшение искажений является существенным даже при зрительном восприятии автокорреляционной функции.

Московский авиационный институт
им. С. Орджоникидзе

Поступила 15. V. 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. *Татарский В. И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере, Изд. Наука, М., 1967.

ԵՐԿՉԱՓ ԱԶԴԱՆՇԱՆԸ ՄՈՒԼՏԻՊԼԻԿԱՏԻՎ ԽԱՆԳԱՐՈՒՄԻՑ ՖԻԼՏՐՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍԻ ՄՈԴԵԼԱՎՈՐՈՒՄԸ ԹՀՄ-Ի ՕԳՆՈՒԹՅԱՄԲ

Ն. Պ. ՌՈՒՍԿԻԽ

Աշխատանքում բերված են ԹՀՄ-ի վրա ոչ գծային ֆիլտրի իրականացման արդյունքները և նրանց հիմնավորումը։ Ֆիլտրը հնարավորություն է տալիս փոքրացնել երկչափ ազդանշանի մթնոլորտի տուրբուլենտությամբ պայմանավորված մուլտիպլիկատիվ խանգարման ազդեցության տակ առաջացող աղավաղումները։

COMPUTER SIMULATION OF A PROCESS OF BINARY SIGNAL FILTRATION FROM MULTIPLICATIVE JAMMING

N. P. RUSSKIKH

Results of computer simulation of a non-linear filter decreasing the distortion of a binary signal due to atmospheric turbulence are presented. Under definite assumptions the filter section corresponds to that of the optimal binary Viner filter, in which the signal and the jamming are real. The obtained results confirm the effectiveness of the chosen filtration algorithm.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 87—91 (1982)

ВАРИЗОННЫЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ЛАЗЕР С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ

А. М. МУРАДЯН, С. Г. ПЕТРОСЯН

Одним из основных способов создания инверсионной заселенности в полупроводниковой среде, как известно, является оптическая накачка [1]. Если активный слой представляет собой однородный прямозонный полупроводник, то для получения стимулированного излучения необходимы достаточно большие мощности накачки, что существенно ограничивает практическое применение полупроводниковых лазеров с оптической накачкой. Например, для получения лазерного эффекта в арсениде галлия при комнатной температуре требуются пороговые мощности порядка 700 кВт/см^2 [2]. Большая величина пороговой мощности обусловлена тем, что при накачке однородного активного слоя имеются значительные безызлучательные рекомбинационные потери на поверхности и в объеме полупроводника, связанные, во-первых, с большой скоростью поверхностной рекомбинации и, во-вторых, с неоднородностью возбуждения, когда уровень инверсионной заселенности, необходимый для лазерной генерации, достигается лишь в приповерхностных областях активного слоя. Следует ожидать, что использование уникальных особенностей резких и плавных гетеропереходов позволит достичь существенного прогресса в этой области, аналогично тому, как это имело место для ряда светоизлучающих полупроводниковых приборов (инжекционных лазеров [3, 4] и светодиодов [5]).

ԵՐԿՉԱՓ ԱԶԴԱՆՇԱՆԸ ՄՈՒԼՏԻՊԼԻԿԱՏԻՎ ԽԱՆԳԱՐՈՒՄԻՑ ՖԻԼՏՐՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍԻ ՄՈԴԵԼԱՎՈՐՈՒՄԸ ԹՀՄ-Ի ՕԳՆՈՒԹՅԱՄԲ

Ն. Պ. ՌՈՒՍԿԻԽ

Աշխատանքում բերված են ԹՀՄ-ի վրա ոչ գծային ֆիլտրի իրականացման արդյունքները և նրանց հիմնավորումը։ Ֆիլտրը հնարավորություն է տալիս փոքրացնել երկչափ ազդանշանի մթնոլորտի տուրբուլենտությամբ պայմանավորված մուլտիպլիկատիվ խանգարման ազդեցության տակ առաջացող աղավաղումները։

COMPUTER SIMULATION OF A PROCESS OF BINARY SIGNAL FILTRATION FROM MULTIPLICATIVE JAMMING

N. P. RUSSKIKH

Results of computer simulation of a non-linear filter decreasing the distortion of a binary signal due to atmospheric turbulence are presented. Under definite assumptions the filter section corresponds to that of the optimal binary Viner filter, in which the signal and the jamming are real. The obtained results confirm the effectiveness of the chosen filtration algorithm.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 87—91 (1982)

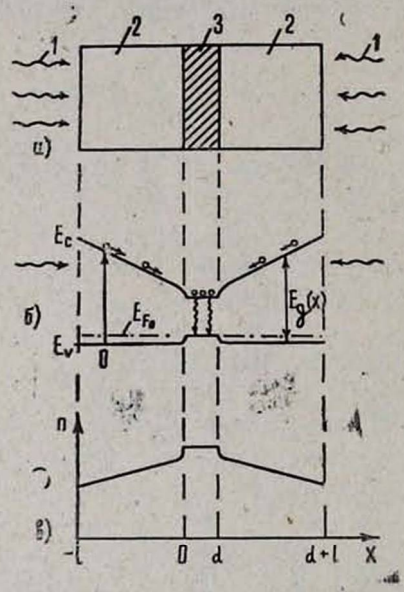
ВАРИЗОННЫЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ЛАЗЕР С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ

А. М. МУРАДЯН, С. Г. ПЕТРОСЯН

Одним из основных способов создания инверсионной заселенности в полупроводниковой среде, как известно, является оптическая накачка [1]. Если активный слой представляет собой однородный прямозонный полупроводник, то для получения стимулированного излучения необходимы достаточно большие мощности накачки, что существенно ограничивает практическое применение полупроводниковых лазеров с оптической накачкой. Например, для получения лазерного эффекта в арсениде галлия при комнатной температуре требуются пороговые мощности порядка 700 кВт/см^2 [2]. Большая величина пороговой мощности обусловлена тем, что при накачке однородного активного слоя имеются значительные безызлучательные рекомбинационные потери на поверхности и в объеме полупроводника, связанные, во-первых, с большой скоростью поверхностной рекомбинации и, во-вторых, с неоднородностью возбуждения, когда уровень инверсионной заселенности, необходимый для лазерной генерации, достигается лишь в приповерхностных областях активного слоя. Следует ожидать, что использование уникальных особенностей резких и плавных гетеропереходов позволит достичь существенного прогресса в этой области, аналогично тому, как это имело место для ряда светоизлучающих полупроводниковых приборов (инжекционных лазеров [3, 4] и светодиодов [5]).

Впервые идея варизонного инжекционного лазера была предложена и экспериментально реализована в работах [4, 6]. Изменение химического состава позволяет осуществить электронное и оптическое ограничения в структуре, а также эффективную инжекцию свободных носителей заряда в активный слой, что, как и в случае гетеролазера, приводит к существенному снижению пороговой плотности тока. В настоящей работе обсуждается возможность применения варизонных полупроводников в лазерах с оптической накачкой.

Рассмотрим трехслойную структуру, состоящую из активного слоя гомозонного полупроводника, заключенного с обеих сторон между слоями варизонных полупроводников с монотонно увеличивающейся шириной запрещенной зоны* (рис. 1*а*). Вследствие изменения состава, как видно из рис. 1*б*, *в*, активный слой, например, *p*-типа является оптически наиболее плотным и представляет собой потенциальную яму для неравновесных носителей заряда.



а) Структура варизонного лазера (1—излучение накачки, 2—варизонные области, 3 — активный слой). б) Энергетическая зонная картина варизонной структуры. в) Изменение с координатой показателя преломления.

Накачка может осуществляться с обеих сторон излучением как определенной длины волны (когерентным или некогерентным), так и имеющим широкую спектральную полосу. Весь световой поток соответствующей спектральной области $\hbar\omega \geqslant E_{g\text{ак}}$ поглощается в варизонных пассивных областях. Генерированные во всем варизонном объеме неравновесные носители заряда под действием внутреннего квазиэлектрического поля собираются в потенциальной яме активного слоя, где они распределяются однородно, поскольку, как правило, толщина активного слоя меньше диффузионной длины электронов. Если активный слой выполнен в виде резонатора Фабри-Перо, то при достаточно большой интенсивности накачки достигается такой уровень инверсионной заселенности, при котором оптическое усиление компенсирует потери и становится возможной генерация стимулированного излучения. Благодаря хорошим волноводным свойствам

* Структура выращена на широкозонной подложке.

такой структуры [6], а также высокой эффективности накачки пороговая мощность накачки должна быть существенно меньше, чем в однородном случае.

Эффективность накачки $\eta(\omega)$ (отношение потока электронов в активном слое к потоку фотонов накачки данной частоты) определяется из решения уравнения диффузионно-дрейфового движения неравновесных носителей заряда в варизонных областях. Можно показать [7], что в области частот $\hbar\omega \gg E_{g\,\max}$

$$\eta_0 = \frac{\exp\left(-\frac{l}{L^+}\right)}{1 + \frac{SkT}{D_n|\nabla E_g|}},$$

где $L^+ = L_n^2|\nabla E_g|/kT$ — эффективная диффузионно-дрейфовая длина, S — скорость поверхностной рекомбинации, l — толщина варизонного слоя, L_n — диффузионная длина электронов. Ясно, что при $E_{g\,\text{ак}} < \hbar\omega < E_{g\,\max}$ $\eta(\omega) > \eta_0$, а при $\hbar\omega < E_{g\,\text{ак}}$ $\eta(\omega) \approx 0$.

При достаточно больших градиентах ширины запрещенной зоны, когда $|\nabla E_g| \gg kTl^2/L_n^2$, $|\nabla E_g| \gg SkT/D_n$, все неравновесные носители независимо от места их генерации без существенных рекомбинационных потерь собираются в активном слое структуры. В этих условиях энергия накачки максимально полно используется для создания инверсионной заселенности.

Для оценки пороговой мощности накачки предположим, что распределение энергии в спектре накачки является гауссовским и имеет ширину 2Δ вокруг некоторой средней частоты $\omega_{\text{ср}} > E_{g\,\text{ак}}/\hbar$. В режиме генерации поступающие в активный слой неравновесные носители заряда в основном исчезают вследствие вынужденной излучательной рекомбинации, скорость r которой определяет оптическое усиление среды. Исходя из экспериментальных данных работы [8] для оптического усиления можно записать

$$g = \beta(er)^m.$$

Постоянные величины β и m определяются свойствами полупроводниковой среды активного слоя и его легированием. Величина оптического усиления, необходимая для начала лазерной генерации в варизонной структуре, вычислена в работе [6]:

$$g = \alpha + \frac{1}{Lf(d)} \ln \frac{1}{R}, \tag{1}$$

где α — коэффициент поглощения свободными носителями, L — длина резонатора, R — средний коэффициент отражения, $f(d)$ — некоторая функция, зависящая от толщины активного слоя и градиента ширины запрещенной зоны, которая характеризует волноводные свойства варизонной структуры.

Для пороговой мощности накачки $P_{\text{пор}}$ легко можно получить следующее выражение:

$$P_{\text{пор}}=\frac{\sqrt{\pi}\Delta}{2e}\frac{\left(\frac{\alpha}{\beta}+\frac{1}{\beta Lf(d)}\ln\frac{1}{R}\right)^{1/m}d}{\int\limits_{E_{g\,\text{эк}}}^{\infty}\frac{\eta(\omega)}{\hbar\omega}\exp\left[-\left(\frac{\omega-\omega_{\text{ср}}}{\Delta}\right)^2\right]d\omega}. \qquad (2)$$

Для приближенной оценки $P_{\text{пор}}$ примем, что $\hbar\Delta < E_{g\,\max}-E_{g\,\text{ак}}$ и $\hbar\omega_{\text{ср}} > E_{g\,\text{ак}}$. Полагая в (2) $\hbar\omega\approx\hbar\omega_{\text{ср}}$ и $\eta(\omega)\simeq\eta_0$, получим

$$P_{\text{пор}}\simeq\frac{\hbar\omega_{\text{ср}}}{2e\eta_0}\left(\frac{\alpha}{\beta}+\frac{1}{\beta Lf(d)}\ln\frac{1}{R}\right)^{1/m}d. \qquad (3)$$

Используя характерные параметры для варизонной структуры p-$Ga_xAl_{1-x}As-GaAs-Ga_xAl_{1-x}As$:

$$p\approx10^{18}\ \text{см}^{-3},\ m=2{,}5,\ \beta=0{,}295\cdot10^{-7}\ \text{см}^{-1}\left(\frac{\text{см}^2\ \text{мкм}}{A}\right)^{2,5},$$

$$\alpha=10\ \text{см}^{-1},\ L=0{,}3\ \text{см},\ d=0{,}8\ \text{мкм},\ \hbar\omega_{\text{ср}}=1{,}5\ \text{эВ},$$

$$\eta_0=1,\ |\nabla E_g|=300\ \text{эВ/см},\ T=300^\circ\text{K},\ \ln\frac{1}{R}=1{,}455,\ f(d)\approx0{,}8\ [6],$$

получим $P_{\text{пор}}\approx2$ кВт/см^2, что значительно меньше, чем в однородном случае.

Приведенная оценка показывает, что варизонные структуры благодаря хорошим волноводным свойствам, электронному ограничению и высокой эффективности накачки позволяют создавать лазеры с оптической накачкой с практически приемлемой пороговой мощностью накачки.

В заключение отметим, что если накачка осуществляется с помощью лазера, то рассмотренная структура фактически представляет собой эффективный преобразователь одного когерентного излучения в другое, более длинноволновое, когерентное излучение.

Авторы выражают благодарность В. М. Арутюняну и Р. А. Сурису за обсуждение настоящей работы.

Ереванский политехнический институт им. К. Маркса
Ереванский государственный университет

Поступила 15.VI. 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. *Богданкевич О. В., Дарзнек С. А., Елисеев Л. Г.* Полупроводниковые лазеры, Изд. Наука, М., 1976.
2. *Chinn S. R. et al.* IEE J. Quant. Electron, QE—9, 294 (1973).
3. *Алферов Ж. И.* Сб. Полупроводниковые приборы и их применение, М., 1971, вып. 25, стр. 204.
4. *Гутов В. В.* и др. Письма ЖТФ, 1, 396 (1975).
5. *Царенков Б. В.* и др. ФТП, 6, 921 (1972).
6. *Казаринов Р. Ф., Сурис Р. А.* ФТП, 9, 12 (1975); 10, 297 (1976).
7. *Вуль А. Я.* и др. ФТП, 10, 673 (1976).
8. *Pinkas E.* et al. J. Appl. Phys., 43, 2827 (1972).

ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԳՐԳՌՄԱՄԲ ՎԱՐԻԶՈՆԱՅԻՆ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԼԱԶԵՐ

Ա. Մ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Ս. Գ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Դիտարկված է օպտիկական գրգռմամբ վարիզոնային կիսահաղորդչային լազեր, որը իրենից ներկայացնում է մոնոտոն աճող արգելված գոտիով վարիզոնային կիսահաղորդիչներով սահմանափակված կիսահաղորդչի ակտիվ շերտ։ Օպտիկական և էլեկտրոնային սահմանափակումների, ինչպես նաև գրգռման բարձր էֆեկտիվության շնորհիվ առաջարկված լազերը ունի 1 կՎտ/սմ2 կարգի շեմային գրգռման հզորություն, որը ավելի քան երկու կարգով փոքր է համասեռ լազերային կառուցվածքների շեմային գրգռման հզորությունից։

GRADED BAND-GAP SEMICONDUCTOR LASER WITH OPTICAL PUMPING

A. M. MURADYAN, S. G. PETROSYAN

We propose a graded band-gap semiconductor laser, which is an active layer of direct band semiconductor placed between graded band-gap layers with steadily increasing width of the forbidden band. The laser has the cutoff power of pumping by more than two orders of magnitude less than that for the case of uniform laser structure.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 91—96 (1982)

ВЛИЯНИЕ γ-ОБЛУЧЕНИЯ НА ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РУБИНА И РУБИНОВЫЕ ОКГ С ПРИМЕСЯМИ *Ga* И *Ti*

Р. Р. АТАБЕКЯН, Р. Е. ВОСКАНЯН, В. А. ГЕВОРКЯН, Г. Н. ЕРИЦЯН, Р. К. ЕЗОЯН, В. Х. САРКИСОВ, А. Г. САКАНЯН

Известно, что в рубине при мощном оптическом возбуждении возникают центры окраски, приводящие к снижению квантового выхода люминесценции, вследствие чего повышается порог генерации рубина при его работе в качестве ОКГ [1, 2]. Такое повышение порога может быть значительным (до 50%). Аналогичное явление наблюдается при облучении рубина γ-лучами [1—3]. В работах [3—5] сообщается о значительном возрастании выходной энергии генерации кристаллов рубина, облученных малыми дозами γ-лучей, по сравнению с необлученными образцами. Однако в работах [6, 7] указывается на уменьшение энергии выхода у облученных кристаллов рубина.

Для выяснения влияния радиации и посторонних примесей на генерационные характеристики кристаллов рубина нами были исследованы кристаллы α- Al_2O_3 с примесями хрома, хрома+галлия и хрома+титана.

Методика эксперимента

Кристаллы были выращены по методу Вернейля из одной и той же «особо чистой» шихты. Затравки были подобраны из пластинчатого сапфира с 90° ориентацией. Все кристаллы подвергались термообработке при

ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԳՐԳՌՄԱՄԲ ՎԱՐԻԶՈՆԱՅԻՆ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԼԱԶԵՐ

Ա. Մ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Ս. Գ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Դիտարկված է օպտիկական գրգռմամբ վարիզոնային կիսահաղորդչային լազեր, որը իրենից ներկայացնում է մոնոտոն աճող արգելված գոտիով վարիզոնային կիսահաղորդիչներով սահմանափակված կիսահաղորդչի ակտիվ շերտ։ Օպտիկական և էլեկտրոնային սահմանափակումների, ինչպես նաև գրգռման բարձր էֆեկտիվության շնորհիվ առաջարկված լազերը ունի 1 կՎտ/սմ2 կարգի շեմային գրգռման հզորություն, որը ավելի քան երկու կարգով փոքր է համասեռ լազերային կառուցվածքների շեմային գրգռման հզորությունից։

GRADED BAND-GAP SEMICONDUCTOR LASER WITH OPTICAL PUMPING

A. M. MURADYAN, S. G. PETROSYAN

We propose a graded band-gap semiconductor laser, which is an active layer of direct band semiconductor placed between graded band-gap layers with steadily increasing width of the forbidden band. The laser has the cutoff power of pumping by more than two orders of magnitude less than that for the case of uniform laser structure.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 91—96 (1982)

ВЛИЯНИЕ γ-ОБЛУЧЕНИЯ НА ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РУБИНА И РУБИНОВЫЕ ОКГ С ПРИМЕСЯМИ *Ga* И *Ti*

Р. Р. АТАБЕКЯН, Р. Е. ВОСКАНЯН, В. А. ГЕВОРКЯН, Г. Н. ЕРИЦЯН, Р. К. ЕЗОЯН, В. Х. САРКИСОВ, А. Г. САКАНЯН

Известно, что в рубине при мощном оптическом возбуждении возникают центры окраски, приводящие к снижению квантового выхода люминесценции, вследствие чего повышается порог генерации рубина при его работе в качестве ОКГ [1, 2]. Такое повышение порога может быть значительным (до 50%). Аналогичное явление наблюдается при облучении рубина γ-лучами [1—3]. В работах [3—5] сообщается о значительном возрастании выходной энергии генерации кристаллов рубина, облученных малыми дозами γ-лучей, по сравнению с необлученными образцами. Однако в работах [6, 7] указывается на уменьшение энергии выхода у облученных кристаллов рубина.

Для выяснения влияния радиации и посторонних примесей на генерационные характеристики кристаллов рубина нами были исследованы кристаллы α- Al_2O_3 с примесями хрома, хрома+галлия и хрома+титана.

Методика эксперимента

Кристаллы были выращены по методу Вернейля из одной и той же «особо чистой» шихты. Затравки были подобраны из пластинчатого сапфира с 90° ориентацией. Все кристаллы подвергались термообработке при

1950°C в вакууме и при 1250°C в кислороде. Для изучения оптических генерационных параметров были изготовлены плоско-параллельные пластинки с размерами 1×10×12 мм³, вырезанные перпендикулярно к оптической оси, и цилиндрические элементы с размерами 6×80 мм². Во всех исследованных кристаллах концентрации контролируемых примесей в шихте составляли: Cr_2O_3 — 0,05%, Ti_2O_3 — от 10^{-4} до 10^{-3}% и Ga_2O_3 — от 1 до 2,5% по весу.

Измерения оптической анизотропии проводились на универсальном конометре ИПЛ-452, а оптической однородности — на интерферометре Тваймана. Спектры поглощения снимались на спектрофотометре СФ-8. Генерационные характеристики кристаллов изучались на установке ОКГ Л-1 в свободном режиме генерации на лампе ИФП-600 с емкостью контура 600 мкФ и индуктивностью 100 мкГн. Лазерные элементы располагались внутри кварцевой трубки и охлаждались проточным воздухом. Выходная энергия лазера регистрировалась прибором ИМО-2. Все измерения проводились после каждого облучения образцов γ-лучами Co^{60}.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Из рисунка видно, что спектры поглощения кристаллов рубина с примесями *Ga* и *Ti*, отожженных в вакууме и кислороде, отличаются только в УФ-части спектра. При отжиге в кислороде интенсивность поглощения в УФ-части увеличивается. При γ-облучении интенсивность поглощения увеличивается также в синей и зеленой частях спектра, причем в УФ-части она растет гораздо быстрее. Интенсивность поглощения кристаллов рубина с примесями *Ga* и *Ti*, облученных γ-лучами, значительно больше поглощения облученного «чистого» рубина. Спектр поглощения «чистого» рубина состоит из ряда полос, которые наблюдались и в работах [8—10]. С увеличением дозы облучения интенсивность поглощения кристаллов возрастает линейно и затем стремится к насыщению. Интенсивность спектра поглощения возрастает также при увеличении концентрации вторичных примесей.

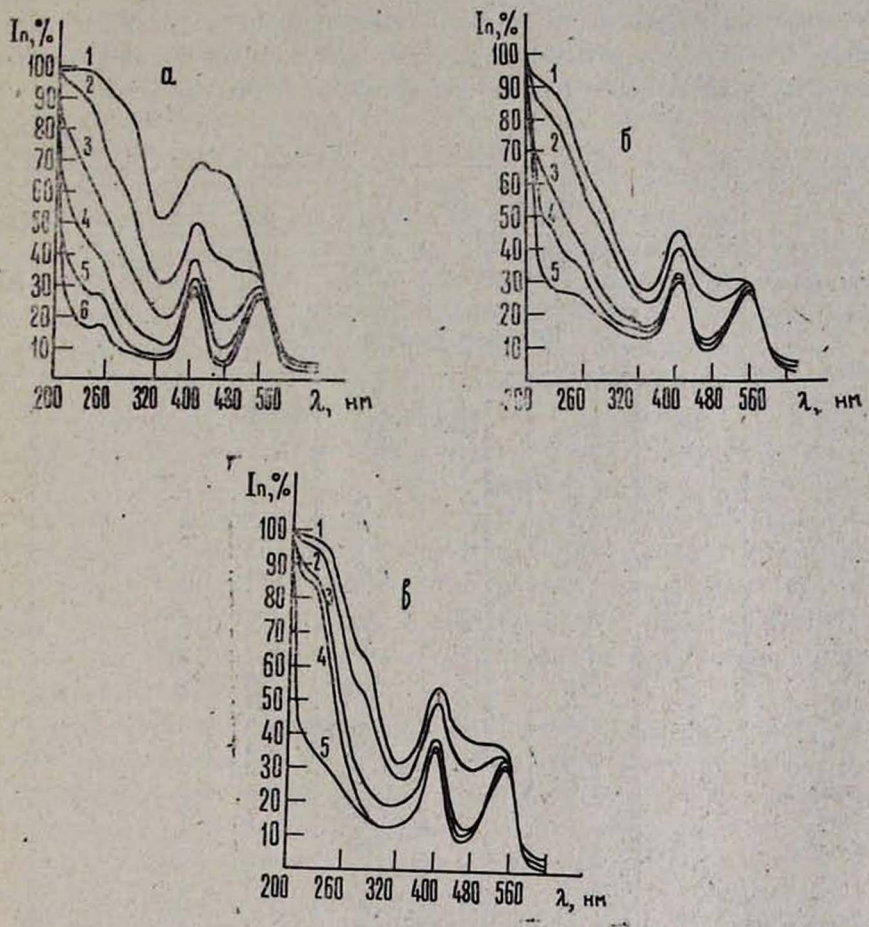
Присутствие в кристалле рубина примеси *Ga* не приводит к появлению новых полос в спектре поглощения облученного рубина. В то же время в спектре поглощения рубина с примесью *Ti* наблюдается новая полоса в районе 220 нм, явно выраженная в спектрах образцов, отожженных в среде кислорода или облученных γ-лучами (рис. 1*в*). Следовательно, наличие полосы 220 нм в спектре поглощения рубина указывает на присутствие примеси *Ti*.

Эти факты можно объяснить следующим образом.

1. При отжиге в кислородной среде могут изменяться зарядовые состояния как структурных дефектов кристаллической решетки рубина, так и примесей (контролируемых и неконтролируемых), что приводит к изменению спектра поглощения [11, 12].

2. При γ-облучении вследствие ионизации атомов решетки в кристалле рубина образуются носители заряда, которые локализуются с дефектами решетки и примесями. Захват носителей заряда приводит к изменению зарядового состояния дефектов решетки и примесей, вследствие чего в кристалле возникают центры окраски. В частности, например, ионы Ti^{3+} мо-

тут переходить в Ti^{4+}. Появление полосы в районе ~ 220 нм мы приписываем Ti^{4+} [13]. Необходимо подчеркнуть, что в этом районе после облучения γ-лучами «чистого» рубина также наблюдается сильная полоса [8—10]. Таким образом, при облучении рубина с примесью титана возникающие полосы накладываются друг на друга и проявляются в виде одной полосы.



Спектры поглощения рубина с примесями. а) Рубин с примесью галлия (Г-6): 1—при дозе облучения 10^7 рад, 2—10^5 рад, 3—10^4 рад, 4—10^3 рад; 5—отожженный в кислороде, 6—отожженный в вакууме. б) Рубин с примесью титана (Т-9): 1—10^7 рад, 2—10^5 рад, 3—10^4 рад, 4—отожженный в кислороде, 5—отожженный в вакууме. в) Рубин с примесью титана (Т-7): 1—10^7 рад, 2—10^5 рад, 3—10^4 рад, 4—отожженный в кислороде, 5—отожженный в вакууме.

Все кристаллы рубина с примесями галлия и титана отличаются высокой оптической однородностью по распределению хрома ($\Delta n = 1{,}2 \cdot 10^{-5}$). Величина внутренних напряжений не превышает 0,2 кг/см² и остается постоянной при всех дозах облучения.

В таблице приведены значения выходной энергии кристаллов «чистого» рубина и рубина с примесями галлия и титана до и после γ-облучения и после обесцвечивающей пятой вспышки лампы резонатора. Как видно

из таблицы, измерение выходной энергии кристаллов показывает, что кристаллы с примесью *Ga* имеют большой КПД (1%). Значение выходной энергии кристаллов при больших дозах, измеренное непосредственно после γ-облучения, значительно меньше, чем у необлученных образцов. Кристаллы, подвергнутые облучению ксеноновой лампой (3—4 вспышки), восстанавливаются и повышают выходную энергию до своего первоначального значения. При малых дозах облучения (10^3—10^4 рад) выходная энергия некоторых кристаллов рубина с примесью галлия сравнительно возрастает. При больших дозах (10^5—10^7 рад) такой эффект не наблюдается.

Таблица

Номера кристаллов	Доза, рад						Число вспышек
	0	$5\cdot10^3$	10^4	10^5	10^6	$1{,}1\cdot10^7$	
	Выходная энергия, Дж						
Г—6	3,5	2,4	2,4	1,1	0,3	0,4	1
1311		3,4	3,5	3,0	2,7	2,7	5
Г—6	3,3	2,6	2,4	1,2	0,6	0,6	1
1302		3,5	3,3	2,9	3,0	2,8	5
Г—7	3,1	2,6	2,1	1,4	0,6	0,7	1
1338		3,2	3,0	2,8	2,8	2,7	5
Г—7	3,1	2,2	2,4	1,3	0,6	0,7	1
1334		3,0	3,5	2,6	2,7	2,6	5
Г—8	3,1	2,7	2,1	1,3	0,8	0,7	1
1346		3,3	3,2	2,7	2,6	2,8	5
Г—8	3,2	2,5	2,5	1,3	0,6	0,6	1
1350		3,5	3,5	2,9	2,7	2,7	5
Г—9	2,6	2,7	2,3	0,7	0,8	2,8*	1
1372		3,3	3,2	2,6	2,4		5
Г—9	3,2	2,8	2,3	1,4	0,6	0,5	1
1395		3,2	3,2	2,6	2,3	3,1**	5
Т—6	2,0	1,0	1,0	0,6	0,2	0,2	1
1468		2,0	2,2	0,7	1,6	1,5	5
Т—6	2,6	1,5	2,2	0,9	0,8	0,7	1
1465		2,4	2,9	2,1	2,1	2,0	5
Т—7	1,8	1,4	1,0	1,0	0,8	0,8	1
1425		1,8	1,7	1,9	1,8	1,7	5
Т—7	1,4	1,0	1,4	0,6	0,3	0,3	1
1441		1,4	2,2	1,7	1,4	1,5	5
Т—9	1,7	1,3	1,3	0,5	0,3	0,4	1
1405		1,6	1,7	1,5	1,3	1,7**	5
Т—9	1,9	2,2	2,2	1,0	1,0	1,9*	1
1408		2,5	2,6	2,0	1,6		5
Р[1]	2,3	2,3	2,0	1,0	0,9	0,7	1
1490		2,6	2,7	2,3	2,1	2,0	5
Р	1,7	1,8	1,5	0,4	0,7	1,5*	1
1489		2,0	2,3	1,5	1,5		5

[1] Результаты, приведенные в работе, получены в сравнении с данными для чис того" рубина с высокой степенью оптической однородности.

Определенная часть кристаллов после облучения дозой 10^7 рад подвергалась термической обработке при температуре 1100°С в течение 2 часов. Такие кристаллы в таблице отмечены одной звездочкой. При первой же накачке выходная энергия восстанавливалась до первоначального значения.

Кристаллы, номера которых в таблице отмечены двумя звездочками, после первой накачки с энергией $E_H = 360$ Дж подвергались облучению вспышкой ксеноновой лампы с энергией 600 Дж. И только после этого измерялась выходная энергия кристаллов при накачке с энергией 360 Дж. При этом получился эффект, аналогичный результатам при термической обработке, т. е. первоначальная выходная энергия полностью восстанавливалась.

Уменьшение генерационных потерь в активной среде ОКГ, связанное с повышением оптической однородности по распределению хрома, приводит к увеличению выходной энергии генерации. Хотя примесь Ti также улучшает оптическую однородность кристаллов, однако увеличение выходной энергии лазера не наблюдается. Это означает, что в случае примеси Ti возникают другие каналы потери энергии, которые успешно конкурируют с улучшающими факторами. Увеличение интенсивности поглощения способствует уменьшению выходной энергии излучения. Но это не единственный канал потери возбуждения, так как увеличение поглощательной способности наблюдается и у кристаллов α-Al_2O_3, активированных хромом + галлием. Другим возможным каналом потери энергии могут служить безызлучательные переходы от возбужденных ионов Cr^{3+} к ионам Ti. Приведенное объяснение уменьшения выхода лазерного излучения остается в силе и для γ-облученных кристаллов, но в этом случае уменьшение может также происходить из-за изменения концентрации ионов Cr^{3+}. Действительно, при облучении кристаллов рубина γ-лучами кроме центров окраски, образованных структурными дефектами и неконтролируемыми примесями, наблюдаются также центры окраски, обусловленные ионами Cr^{2+} и Cr^{4+}. Образование электронного Cr^{2+} и дырочного Cr^{4+} центров окраски приводит к уменьшению концентрации ионов Cr^{3+} примерно на 20% [1, 14].

Восстановление выходной энергии лазерного излучения до первоначального значения после 3—4 вспышек лампы происходит благодаря тому, что подсветка скорее обесцвечивает окрашенный рубин, чем образует дополнительные центры окраски. Эффективное фотообесцвечивание происходит при подсветке полосами света с максимумами 549; 379,5 и 334 нм [15], которые совпадают с основными полосами лазерного возбуждения.

На основе экспериментальных данных можно заключить, что кристаллы рубина с примесью Ga имеют большой КПД по сравнению с «чистым» рубином и что рубиновые ОКГ радиационно устойчивы, так как кристаллы после γ-сблучения восстанавливаются от вспышек лампы резонатора без дополнительной термической обработки.

Ереванский физический институт
Кироваканский химический завод

Поступила 1. XI. 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. *Архангельский Г. Е., Моргенштерн З. Л., Неуструев В. Б.* Изв. АН СССР, сер. физ., 32, 1 (1968); Phys. Stat. Sol., 36, 451 (1969).
2. *Архангельский Г. Е., Моргенштерн З. Л., Неуструев В. Б.* Спектроскопия кристаллов, Изд. Наука, 1970; Phys. Stat. Sol., 22, 289 (1967).
3. *Davis W. R.* J. Appl. Phys., 36, 670 (1965).

4. *Flower W., Jenney J.* Proc. IEEE, 51, 858 (1963).
5. *Johnson V. R., Grow R. W.* Proc. IEEE, 52, 185 (1964).
6. *Johnson V. R., Grow R. W.*. IEE J. Quant. Electron, 3, 1 (1967).
7. *Арифов У. А.* и др. ДАН СССР, 68, 203 (1972).
8. *Levy P. W.* Phys. Rev., 123, 1226 (1961).
9. *Maruyama T., Matsuda J.* J. Phys. Soc. Japan, 19, 1096 (1964).
10. *Hiklas A., Sujak B.* Acta Phys. Polon., A39, 351 (1971).
11. *Borer W. J., Günthard Hs. H., Ballmer P.* Helv. Phys. Acta, 43, 74 (1970).
12. *Kvapil J. et al.* Phys. Stat. Sol. (a), 9, 665 (1972); Kristall und Technik, 8, 247 (1973).
13. *Атабекян Р. Р.* и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 16, 64 (1981).
14. *Архангельский Г. Е., Моргенштерн Э. Л., Неуструев В. Б.* Изв. АН СССР, сер. физ., 33, 875 (1969).
15. *Неуструев В. Б.* Труды ФИАН, 79, 3 (1972).

γ-ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ *Ga* ԵՎ *Ti* ԽԱՌՆՈՒՐԴՆԵՐՈՎ ՌՈՒԲԻՆԻ ԵՎ ՌՈՒԲԻՆԱՅԻՆ ՕՔԳ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ ՎՐԱ

Ռ. Ռ. ԱԹԱԲԵԿՅԱՆ, Ռ. Ե. ՈՍԿԱՆՅԱՆ, Վ. Ա. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Հ. Ն. ԵՐԻՑՅԱՆ,
Ռ. Կ. ԵԶՈՅԱՆ, Վ. Խ. ՍԱՐԿԻՍՈՎ, Ա. Գ. ՍԱԿԱՆՅԱՆ

Աշխատանքում հետազոտված են Ga *և* Ti *խառնուրդներով ռուբինի և այդ բյուրեղներով աշխատող օպտիկական քվանտային գեներատորների օպտիկական բնութագրերը, երբ բյուրեղները ենթարկվել են γ-ճառագայթման։ Նկատվել է, որ γ-ճառագայթներով ճառագայթված* Ga *և* Ti *խառնուրդներով ռուբինի բյուրեղների կլանման ինտենսիվությունն ավելի մեծ է, քան առանց այդ խառնուրդների բյուրեղներինը։* Ga *և* Ti *խառնուրդներով բոլոր բյուրեղներն օպտիկապես լավ համասեռ են։ Լազերային ճառագայթման բնութագրերի չափումները ցույց են տվել, որ* Ga *խառնուրդով բյուրեղներն ունեն ավելի մեծ ՕԳԳ։*

THE INFLUENCE OF γ-IRRADIATION ON OPTICAL CHARACTERISTICS OF RUBY AND RUBY LASERS WITH *Ga* AND *Ti* IMPURITIES

R. R. ATABEKIAN, R. E. VOSKANIAN, V. A. CEVORKIAN, G. N. ERITSIAN,
R. K. EZOYAN, V. Kh. SARKISOV, A. G. SAKANIAN,

It is found that the presence of *Ga* impurity in a ruby crystal does not give rise to new bands in the absorption spectrum of the irradiated sample, whereas in the presence of *Ti* impurity a new band is observed in the 220 nm region. All ruby crystals with *Ga* and *Ti* impurities are characterized with high optical homogeneity in chromium distribution. The measurement of the generation characteristics has shown that the crystals with *Ga* impurity had high efficiency. The γ-irradiation resulted in the reduction of the laser output energy. At low radiation doses (10^3—10^4 rad) the output energy of some ruby crystals with *Ga* impurity increased. At high doses (10^5—10^7 rad) this effect was not observed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 97—101 (1982

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ СВЕТОВОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ КРЕМНИЕВЫХ S-ФОТОПРИЕМНИКОВ, КОМПЕНСИРОВАННЫХ НИКЕЛЕМ

В. М. АРУТЮНЯН, В. Ш. МАРУКЯН, Ж. Р. ПАНОСЯН

Изучение физических явлений, приводящих к эффекту переключения, имеет первостепенное значение для создания новых классов приборов, используемых в различных отраслях науки и техники. В частности, переключение структуры при световом возбуждении может найти широкое применение как в когерентной, так и в некогерентной оптоэлектронике. В литературе известны работы, посвященные эффекту переключения в диодных структурах на основе компенсированных полупроводников (см., например, [1—3]).

В настоящей работе исследованы особенности переключения в диодных p^+-n-n^+-структурах, изготовленных на основе кремния, компенсированного никелем [3, 4]. Указанные структуры имеют на прямой ветви вольт-амперной характеристики (ВАХ) участок отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС) S-типа. Такие структуры чувствительны к излучению, и поэтому в литературе их часто называют S-фотоприемниками (S-ФП). Ниже рассматриваются некоторые особенности спектральной зависимости переключения в S-ФП с $Si < Ni >$ в области основного участка ОДС на ВАХ. К S-ФП прикладывалось постоянное смещение в пропускном направлении, близкое к напряжению срыва $\left(\frac{V_p}{V_{cp}} \to 1\right)$, затем включалось монохроматическое освещение с энергией фотонов $h\nu_1$, где $E_g \leqslant h\nu_1 < h\nu_2$.

Под действием освещения S-ФП из стабильного низкопроводящего состояния переключается в стабильное высокопроводящее состояние (прямое переключение). После снятия освещения S-ФП остается в этом состоянии длительное время, измеряемое часами, в отличие от работы [3], где приводятся результаты исследования влияния излучения светодиода из $GaAs$ на переключение из низкопроводящего состояния в высокопроводящее. Отметим, что изученные нами объекты отличаются от исследованных в работе [3] подобных структур также тем, что в нашем случае обратное переключение осуществляется при возбуждении светом $h\nu_2 > E_g (h\nu_2 > h\nu_1)$, тогда как в работе [3] обратное переключение выполняется путем снятия светового возбуждения.

Чтобы исключить влияние различия в интенсивностях монохроматического освещения при спектральном разложении света S-ФП освещались светом из более длинноволновой области. При этом регистрировалась одна и та же величина фототока в вентильном режиме. Обратное переключение при таких длинах волн λ (длинные волны) не наблюдалось, что свидетельствует о спектральной зависимости эффекта переключения. Таким обра-

зом, можно предположить, что в исследованных нами S-ФП из $Si<Ni>$ при комнатных температурах имеет место фототригерный эффект (ФТГЭ). При понижении температуры спектральные области ФТГЭ смещаются в сторону коротких волн и эффект исчезает при $T \approx 200$ К. Исследования показали, что кроме температуры на ФТГЭ влияют также интенсивность освещения, спектральный состав света, наклон линии нагрузки на ВАХ и выбор рабочей точки на ВАХ (смещение). Рассмотрим в отдельности влияние этих факторов.

На рис. 1 приведена типичная темновая ВАХ p^+-n-n^+-диодной структуры. В области ОДС на ВАХ при нагрузках $9 \div 20$ кОм наблюдается значительный участок *бб′* стабильного состояния структуры и нестабильные участки *аб и б′в*. Протяженность этих участков зависит от выбора $R_н$. В области ОДС на ВАХ имеется также другой участок *вг* стабильных состояний. На отрезке *гд* на ВАХ имеется область положительного сопротивления, а выше точки *д* кривая ВАХ возрастает почти вертикально, что обусловлено, вероятно, шнурованием тока. При $R_н < 9$ кОм вышеуказанная стабильность на участке *бб′* не наблюдается. Не наблюдается в этом случае и обратное переключение светом (из высокопроводящего состояния в низкопроводящее). При таких $R_н$ имеет место одностороннее переключение, т. е. S-ФП переключается светом из низкопроводящего состояния в высокопроводящее состояние при соответствующих напряжениях смещения, интенсивностях освещения и спектральном составе света.

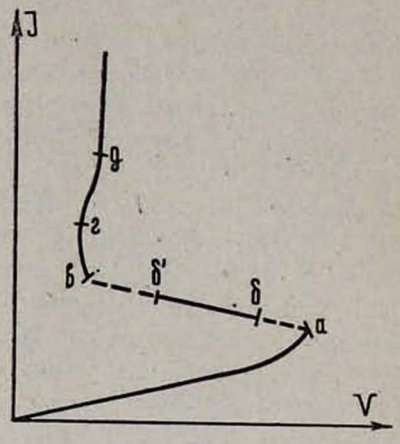


Рис. 1. Типичная ВАХ S-фотоприемника с $Si<Ni>$, имеющего ФТГЭ при $T = 300$ К.

Однако обратное переключение можно осуществить и при $R_н < 9$ кОм, если одновременно с воздействием света $h\nu_2$ с определенной мощностью

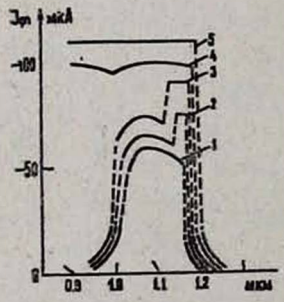


Рис. 2. Спектральная зависимость фототока S-ФП при различных величинах сопротивления нагрузки (при наличии ФТГЭ) $R_н$ (кОм): 1 — 30; 2 — 20; 3 — 10; 4 — 8; 5 — 5.

излучения уменьшить напряжение смещения, т. е. передвинуть рабочую точку на ВАХ ближе к значению $V_{ост}$. Вышеуказанное иллюстрируется на рис. 2, и как видно из этого рисунка, при $R_н < 9$ кОм имеет место од-

ностороннее переключение, которое объясняется тем, что после срыва S-ФП переключается в точку на ВАХ, находящуюся выше области ОДС. При этом наблюдается отрицательная фотопроводимость (ОФП) в коротковолновой (КВ) части спектра. Наблюдаемая ОФП (кривая 4 на рис. 2) недостаточна для перевода структуры в низкопроводящее состояние. С увеличением $R_н$ S-ФП после срыва переключается на участок ВАХ, ближе расположенный к области ОДС. При этом уже реализуется возможность обратного переключения при освещении светом $h\nu_2$, при котором наблюдается ОФП. Отметим, что со смещением рабочей точки на ВАХ к участку ОДС глубина ОФП возрастает. Таким образом, для осуществления ФТГЭ большое значение имеет выбор сопротивления нагрузки.

Для большинства исследованных образцов величина $R_н = 9 \div 20$ кОм является оптимальной, так как прямое и обратное переключения монохроматическим светом с энергиями соответственно $h\nu_1$ и $h\nu_2$ происходят при одном и том же значении напряжения смещения (при фиксированных значениях интенсивности освещения и температуры).

При освещении исследуемых структур монохроматическим светом напряжение и ток срыва, а также остаточные напряжение и ток меняются в зависимости от длин волн, которые выбраны парами таким образом (см. рис. 3), чтобы выявить влияние глубины проникновения света в образец.

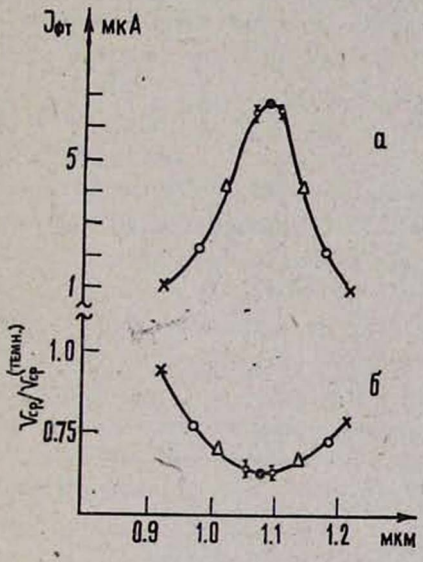


Рис. 3.

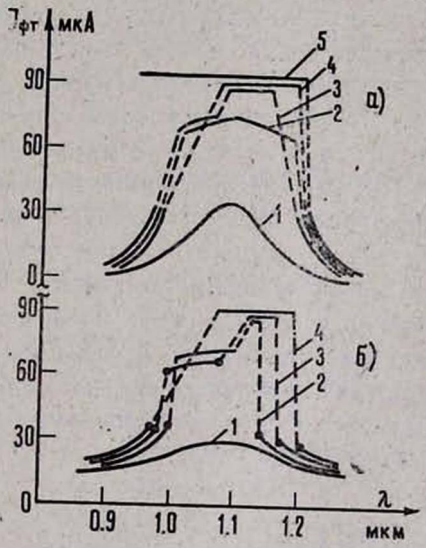


Рис. 4.

Рис. 3. Спектральные зависимости фототока S-ФП в вентильном режиме (*а*) и напряжения срыва (*б*). Одинаковым значкам соответствуют пары длин волн.

Рис. 4. Спектральная зависимость фототока S-ФП при различных напряжениях смещения (*а*) и интенсивностях освещения (*б*) при $T = 300$ К, $R_н = 10$ кОм: *а*) V_p (*В*): 1—0,5; 2—0,98; 3—1; 4—1,02; 5—1,03; (*б*) I/I_0 (в относительных единицах): 1—0,05; 2—0,5; 3—0,75; 4—1.

В зависимости от глубины проникновения наблюдаются различные значения $V_{ср}$ (рис. 3*б*). Когда поглощение света имеет место вблизи поверхности (короткие длины волн), наблюдаются сравнительно большие значения $V_{ср}$, несмотря на то, что при работе S-ФП в вентильном режиме

эти пары длин волн создают фототок равной величины (см. рис. 3*а*). Различие в значениях $V_{ср}$ увеличивается, когда пары длин волн подобраны таким образом, чтобы была большая разница в глубинах проникновения света.

На рис. 4*а* приведена спектральная зависимость ФТГЭ при различных напряжениях смещения. При малых рабочих напряжениях $V_p^{(1)} < V_{ср}$ наблюдается обычная спектральная зависимость фототока (кривая 1). При $V_p^{(2)} \leqslant V_{ср}$ на кривой спектральной зависимости фототока имеет место срыв (кривая 2). При возбуждении светом с длиной волны $\lambda = 1,2$ мкм диодная структура переключается в промежуточное состояние на ВАХ (участок *бб'* на рис. 1). Снятие освещения приводит к тому, что структура переключается в исходное низкопроводящее состояние. При напряжениях смещения $V_p^{(3)}$ ($V_{ср} > V_p^{(3)} > V_p^{(2)}$) освещение приводит к переключению структуры в высокопроводящее состояние, начиная с $\lambda = 1,14$ мкм (кривая 3 на рис. 4*а*). При снятии освещения, когда структура находилась в высокопроводящем состоянии на ВАХ, *S*-ФП остается в этом включенном состоянии. Обратное переключение происходит при освещении светом в области $\Delta\lambda = 1—1,06$ мкм. Если диодная структура находилась во включенном состоянии, освещение приводит к тому, что *S*-ФП переходит в промежуточное состояние. Если при таком положении снять освещение, структура либо перейдет в низкопроводящее состояние, либо — в высокопроводящее состояние, в зависимости от того, к какому состоянию была близка рабочая точка на ВАХ по напряжению смещения.

С увеличением напряжения смещения $V_{ср} > V_p^{(4)} > V_p^{(3)}$ (кривая 4 на рис. 4*а*) *S*-ФП включается более длинноволновым светом $\Delta\lambda_{вкл} = 1,18 \div 1,1$ мкм. Обратное переключение происходит при освещении светом в области $\Delta\lambda_{вык} = 0,98 \div 1,08$ мкм. При больших напряжениях смещения, $V_p^{(5)} > V_p^{(4)}$, после переключения светом в высокопроводящее состояние более длинноволновым светом $\lambda = 1,19$ мкм структура остается в этом состоянии и после снятия освещения. Обратное переключение в низкопроводящее состояние осуществляется только путем уменьшения напряжения смещения. Это объясняется тем, что после срыва рабочая точка находится далеко от $V_{ост}$ и чувствительность к свету резко падает. Таким образом, ФТГЭ в *S*-ФП с $Si < Ni >$ зависит от выбора рабочей точки на ВАХ.

На рис. 4*б* показано влияние интенсивности освещения на ФТГЭ. Оказалось, что с увеличением интенсивности освещения спектральные области ФТГЭ расширяются, причем области включающих длин волн смещаются в длинноволновую сторону, а выключающих — в коротковолновую. Этот результат легко объясним, так как с ростом интенсивности освещения увеличивается глубина ОФП в коротковолновой части спектра, а также величина положительной фотопроводимости в более длинноволновой области спектра. Это указывает на возможность переключения *S*-ФП из более отдаленных точек на ВАХ. Тем самым при достаточно больших мощностях излучения требования к выбору режимов работы, при которых наблюдается ФТГЭ, смягчаются.

Физическая интерпретация процессов переключения и явления памяти, по-видимому, связана с формированием шнуров тока в *S*-фотоприемниках, о существовании которых свидетельствует наличие вертикального

участка на ВАХ. Включение диодной структуры в высокопроводящее состояние длинноволновым светом происходит за счет того, что генерированные светом носители диффундируют до шнуров тока и расширяют их. При этом происходит скачкообразное увеличение проводимости. С этими процессами видимо связаны и изменения $V_{ср}$ (λ), приведенные на рис. 2б.

Обратное переключение (выключение) связано с тем, что КВ свет, поглощаясь вблизи поверхности, создает сравнительно низкоомную область, которая шунтирует токовый канал (тем самым разрушая шнур), и структура переходит в низкопроводящее состояние.

Исследования показали, что S-ФП с $Si < Ni >$ при наличии ФТГЭ могут использоваться в качестве элемента постоянной памяти, причем запись производится с помощью излучения волн одной длины, а стирание— другой.

Ереванский государственный
университет

Поступила 30. VII. 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Патент США № 3.424.910, 1969.
2. *Пека Г. П., Бродовой В. А., Смоляр А. Н.* ФТП, 11, 1886 (1977).
3. *Авакьянц Г. М., Барсегян Р. С., Минасян С. В.* Изв. АН АрмССР, Физика, 10, 220 (1975).
4. *Минасян С. В.* Кандидатская диссертация, Ереван, 1975.

ՆԻԿԵԼՈՎ ԿՈՄՊԵՆՍԱՑՎԱԾ ՍԻԼԻՑԻՈՒՄԱՅԻՆ S-ՖՈՏՈԸՆԴՈՒՆԻՉՆԵՐԻ ԼՈՒՅՍԱՅԻՆ ՓՈԽԱՆՋԱՏՄԱՆ ՈՐՈՇ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Վ. Շ. ՄԱՐՈՒԿՅԱՆ, Ժ. Ռ. ՓԱՆՈՍՅԱՆ

Նիկելով կոմպենսացված սիլիցիումային p^+-n-n^+-դիոդային կառուցվածքներում, սենյակային ջերմաստիճաններում, հայտնաբերված է ֆոտոտրիգերային էֆեկտ։ Հետազոտվել են լուսավորման ինտենսիվության, շեղման լարման մեծության, ինչպես նաև բեռի դիմադրության ազդեցությունները ֆոտոտրիգերային էֆեկտի վրա։ Հետազոտությունները ցույց են տվել նիկելով կոմպենսացված սիլիցիումային S-ֆոտոընդունիչների օգտագործման հնարավորությունը օպտոէլեկտրոնիկայում որպես հիշողության բջիջներ։

SOME FEATURES OF SWITCHING THE NICKEL COMPENSATED SILICON PHOTODETECTORS WITH LIGHT

V. M. HARUTYUNYAN, V. Sh MARUKYAN, J. R. PANOSYAN

The phototrigger effect in nickel compensated p^+-n-n^+ silicon structures was observed at room temperature. The influence of light intensity, of the external bias and the load resistance on the phototrigger effect was investigated. The possibility of using the S-photodetectors as memory cells in optoeletronic devices was shown.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 102—109 (1982)

ЭФФЕКТИВНЫЕ ЭМИТТЕРЫ УПРАВЛЯЕМОЙ ВТОРИЧНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

В. Г. ГАВАЛЯН, М. П. ЛОРИКЯН, А. Н. АРВАНОВ

Интерес к процессам дрейфа и размножения электронов в пористых диэлектрических слоях, находящихся в сильных электрических полях, созданных с помощью внешних электродов,— управляемой вторичной электронной эмиссии (УВЭЭ) — вызван как с точки зрения использования этого явления для создания детекторов частиц, так и в связи с возможностью создания прострельных динодов с высоким коэффициентом эмиссии.

Указанное явление, когда вторичные электроны электрическим полем высасываются в вакуум из диэлектрического слоя (УВЭЭ), было исследовано в работах [1—6], а в случае, когда вторичные электроны собираются и регистрируются на погруженных в диэлектрический пористый слой анодных нитях (диэлектрический детектор), — в работах [7, 8].

Первые исследования в этой области были выполнены для *KCl*, причем исследовалась эмиссия вторичных электронов из слоя при прохождении минимально ионизирующих электронов и α-частиц с энергией 3,6 МэВ [9]. В этих работах был обнаружен сильный рост коэффициента вторичной эмиссии $\sigma = \bar{n}$ с увеличением напряженности электрического поля, причем максимальное значение $\sigma_{max} = 250$, что на два порядка больше значения, достигнутого в аналогичных условиях при аномальной вторичной электронной эмиссии [10—12].

Большое быстродействие, безынерционность, большая пространственная локализация вторичной электронной лавины в слое вселяет надежды, что детекторы частиц с рабочим веществом из пористых диэлектрических слоев существенно пополнят арсенал методов регистрации частиц в скором будущем [13—15].

В настоящее время хорошо изучена УВЭЭ из пористых слоев *KCl* и *CsI*. Хорошие результаты получены при использовании в диэлектрическом детекторе *CsI* [7, 8]. Однако в литературе до настоящего времени отсутствуют данные систематических исследований зависимости эффективности дрейфа и размножения вторичных электронов от технологических особенностей изготовления слоев. Эффективность дрейфа и размножения вторичных электронов в пористых слоях в сильной степени зависит от вещества, от средней плотности, структуры пор и стенок между порами и других факторов, многие из которых определяются технологией изготовления слоев. Результаты этих исследований полезны не только с точки зрения подбора материала, структуры, толщины, плотности слоя, но и для лучшего понимания физических процессов, происходящих в пористых диэлектриках, находящихся в сильном электрическом поле.

В настоящей работе приводятся подробное описание технологии изготовления пористых диэлектрических слоев *MgO*, *CsI*, *KBr* и *LiF* и результаты исследования эмиссионных свойств этих слоев при облучении α-частицами с энергией 5,46 МэВ.

Эмиттер имел такую же конструкцию, что и в работах [3, 4], с той лишь разницей, что управляющая сетка была более мелкоструктурной, с размерами ячеек 50×50 мкм. Для исследования эмиссионных свойств использовались экспериментальная установка и методика измерений, описанные подробно в работах [5, 6].

1. Для изготовления пористых диэлектрических слоев MgO стружки металлического магния помещались в молибденовую лодочку, которая подогревалась электрическим током. Лодочка была изготовлена из молибденовой фольги толщиной 150 мкм прямоугольной формы с размерами 16×40 мм, сложенной пополам в виде лодочки, края которой зажимались в зажимы, подключенные к источнику тока. На расстоянии 120 мм прямо над лодочкой располагалась металлическая подложка эмиттера, которая вращалась со скоростью 1—2 об/с в горизонтальной плоскости вокруг вертикальной оси, проходящей через центры лодочки и подложки (для равномерного осаждения слоя). Между лодочкой и подложкой помещалась шторка, которая открывалась при осаждении и закрывалась для прекращения осаждения MgO на подложку. Из объема, где производилось осаждение слоя MgO, предварительно откачивался воздух до давления 10—20 Торр. Затем в объем напускался воздух и производилось сжигание магния. В зависимости от давления воздуха получались пористые слои MgO с разными плотностями.

Осаждение MgO производилось в двух режимах подогрева лодочки. В первом случае после поджига магния ток, питающий лодочку, понижался так, что осаждение MgO происходило при самопроизвольном горении магния. Во втором случае во время осаждения MgO горение магния происходило при том же токе лодочки, при котором имел место поджиг. В обоих случаях с помощью шторки доступ MgO к подложке предотвращался в начале и в конце процесса горения Mg.

Слои, полученные вторым способом, внешне были белыми и непрозрачными. При наблюдении под микроскопом с 200 кратным увеличением были заметны кристаллические зерна с размерами порядка 10÷15 мкм. В первом случае полученные слои MgO были прозрачными. Кристаллические зерна при таком же увеличении не наблюдались.

На рис. 1 приведена зависимость плотности пористых слоев MgO, полученных вторым способом, от давления воздуха в объеме. Микроскопические наблюдения показали, что в приведенной области давлений воздуха слои имели практически одинаковую структуру по зернистости. Измерения статистического распределения числа вторичных электронов были выполнены как для пленок, изготовленных первым способом, так и для пленок, изготовленных вторым способом. Толщина обоих слоев составляла 100 мкм, относительная плотность — 1,5%.

На рис. 2 приведены распределения числа вторичных электронов для слоя, полученного первым способом (гистограмма 1), и для слоя, полученного вторым способом (гистограмма 2). По оси абсцисс отложено число вторичных электронов n_e, выбитых каждой проходящей частицей, а по оси ординат — число событий с данным числом $N_{соб}$. Распределения сняты при числе $N = 10000$ прошедших через слой α-частиц. Напряженность поля в обоих слоях составляла $E = 4 \cdot 10^4$ В/см.

Из рисунка видно, что распределения сильно отличаются друг от друга по характеру. Наличие максимума во втором распределении и его отсутствие в первом указывает на то, что во втором случае в процессе дрейфа

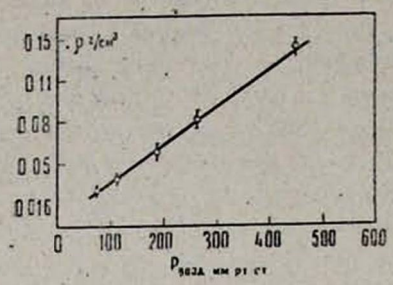


Рис. 1.

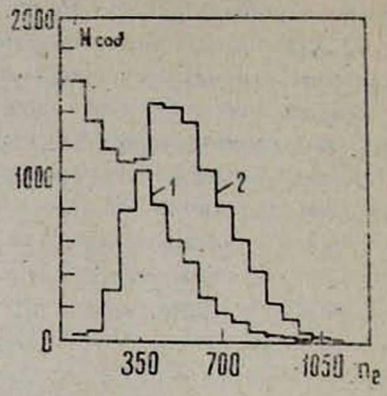


Рис. 2.

Рис. 1. Зависимость плотности пористых слоев MgO от давления воздуха $P_{возд}$.

Рис. 2. Статистическое распределение числа вторичных электронов, эмиттированных на одну первичную частицу, для слоев MgO толщиной 100 мкм при $E = 4 \cdot 10^4$ В/см. Гистограмма 1 получена для слоев MgO, изготовленных первым методом, гистограмма 2 — для слоев, изготовленных вторым методом.

и размножения участвует больше электронов ионизации, образованных непосредственно α-частицей, чем в первом случае. Так как число истинно вторичных электронов, образованных α-частицей, в обоих случаях одинаково (количество вещества на пути одинаково), то из этого можно заключить, что в прозрачном эмиттере вторичные электроны поглощаются в веществе эмиттера значительно сильнее, чем в зернистом эмиттере. На ухудшение условий дрейфа и размножения вторичных электронов в незернистых слоях указывает и то, что среднее значение вышедших из слоя электронов в первом случае меньше, чем в случае зернистых слоев.

Отметим, что распределение числа электронов n_e без максимума наблюдается и в случае зернистых пленок, когда через слой проходит минимально ионизирующая β-частица, которая образует в слое на несколько порядков меньше электронов, чем α-частица [5, 6].

Таким образом, в слоях MgO, полученных при самостоятельном сгорании магния, дрейф и размножение электронов происходит менее эффективно, чем в слоях MgO, которые получаются при дополнительном нагревании горевшей массы магния в процессе осаждения. По-видимому более высокая температура осаждаемого на подложку дыма MgO способствует формированию зернистого по структуре слоя MgO. Для проверки этого предположения мы произвели осаждение слоя MgO с высокотемпературной лодочкой, но с меньшим количеством воздуха в объеме ($P_{возд} < 50$ Торр), так, что магний в лодочке горел с такой же интенсивностью, как это происходило во время изготовления слоев MgO первым способом. Полученные таким образом слои по своим эмиссионным свойствам мало отличались от слоев, полученных первым способом.

Очевидно, что для выяснения физических причин необходимы более детальные структурные исследования полученных слоев как с точки зрения их пористости, так и кристаллического строения. Из-за отсутствия соответствующей методики мы на данном этапе не смогли провести подобные исследования.

Здесь уместно упомянуть исследования аномальной вторичной электронной эмиссии пористых слоев MgO на прострел, проведенные в работах [12, 16—18]. Пористые слои в этих работах были получены сжиганием металлического магния либо в атмосфере кислорода при давлении 0,08 Торр, либо в атмосфере воздуха с осаждением дыма MgO на подложку. Остальные детали метода в указанных работах не приводятся. Было показано, что эмиссия из этих слоев является практически безынерционной до определенного значения напряженности поля в слое. При больших значениях напряженности поля появляется инерционная составляющая эмиссии — самоподдерживающаяся эмиссия. Пороговое значение напряженности электрического поля зависит от многих условий эксперимента, например, чистоты материала, структуры и т. д. Было обнаружено также, что эмиссия из этих слоев нестабильна.

При исследовании эмиссионных свойств пористых слоев, полученных нами, в широком диапазоне напряженности поля в слое инерционность и нестабильность эмиссии не были обнаружены.

2. Пористые слои щелочно-галоидных материалов получались напылением этих диэлектриков в атмосфере аргона при давлении 4 Торр. Аргон напускался в объем после откачки воздуха до давления 10^{-4} Торр.

Напыление производилось из лодочек, сделанных из фольги молибдена (Mo) толщиной 35 мкм и из фольги сплава тантал-ниобий ($Ta + Nb$) толщиной 50 мкм. Эти лодочки имели такую же форму и размеры, что и лодочки, в которых производился поджиг магния.

Осаждение пористых слоев производилось следующим образом. Вначале диэлектрик подогревался в лодочке при непрерывной откачке объема (для обезгаживания) при температуре ниже температуры плавления. Затем в объем напускался сухой аргон до давления 4 Торр и медленно увеличивался ток лодочки до полного расплавления диэлектрика. После этого открывалась шторка, расположенная прямо под подложкой, и производилось осаждение диэлектрика на подложку, расположенную на расстоянии 50 мм от лодочки прямо над ней.

На рис. 3 приведена зависимость толщины полученных пористых пленок CsI от тока лодочки. Кривая 1 снята для лодочки из молибдена толщиной 35 мкм, кривая 2 — для лодочки из сплава тантал-ниобий толщиной 50 мкм. Время напыления во всех случаях было одинаковым и составляло 5 минут.

Из рис. 3 видно, что толщина слоя в обоих случаях вначале растет с ростом тока J (температуры) лодочки и достигает максимума, а затем уменьшается. В случае напыления слоя из лодочки сплава тантал-ниобий кривая $d_{сл} = f(J)$ сдвинута в сторону больших J. Наблюдения показали, что при токах, соответствующих максимуму этих кривых, начинается процесс кипения расплавленного диэлектрика.

На рис. 4 показана зависимость плотности слоя от тока лодочки. Из рисунка следует, что для обоих типов лодочек зависимость ρ от J имеет

одинаковый характер и опять для лодочки из $Ta + Nb$ кривая сдвинута в сторону больших J. В обоих случаях вначале до определенного значения тока J лодочки (ток кипения диэлектрика) ρ не зависит от J. При больших токах с увеличением тока (температуры) лодочки плотность слоя растет.

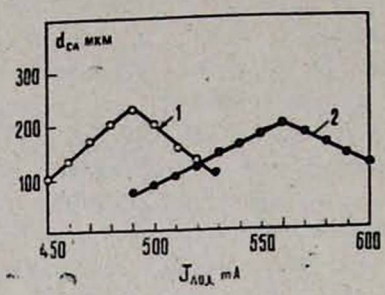


Рис. 3.

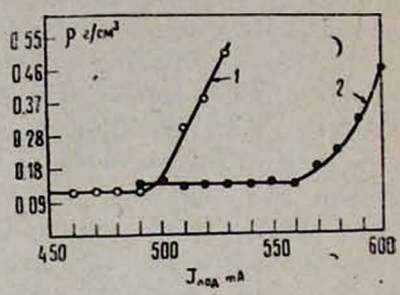


Рис. 4.

Рис. 3. Зависимость толщины получаемых пористых слоев CsI от тока (температуры) лодочки $d_{сл} = f(J)$, время напыления — 5 мин. Кривая 1 получена для лодочки из молибдена толщиной материала 35 мкм., кривая 2—для лодочки из сплава тантал-ниобий толщиной материала 50 мкм.

Рис. 4. Зависимость плотности получаемых пористых слоев CsI от тока (температуры) лодочки, $\rho = f(J)$: кривая 1 — лодочка из молибдена толщиной 35 мкм, кривая 2 — лодочка из сплава тантал-ниобий толщиной 50 мкм.

Аналогичные исследования были проведены и для слоев KBr и LiF. В случае KBr мы наблюдали такие же по характеру зависимости $d_{сл}$ от J и ρ, как и для CsI. В случае LiF мы не достигали области температуры кипения и поэтому изломы в зависимостях $d_{сл} = f(J)$ и $\rho = f(J)$ не наблюдались.

Проводились измерения распределения числа вторичных электронов для пористых слоев MgO, KBr, CsI и LiF при прохождении α-частиц с энергией 5,46 МэВ в широком диапазоне напряженности поля в слоях и были сняты вольт-эмиссионные характеристики, т. е. зависимости среднего числа вторичных электронов от E, для слоев KBr, LiF и MgO.

На рис. 5 для примера приведены распределения числа вторичных электронов для слоев LiF и KBr при разных напряженностях поля в слоях. Толщина слоев KBr и LiF составляла 100 мкм, а относительная плотность — соответственно 0,8% и 1%.

Распределение числа вторичных электронов для всех слоев, кроме слоев MgO, изготовленных первым способом, при всех напряженностях поля в слоях имеет четко выраженные максимумы. С увеличением напряженности поля максимумы кривых сдвигаются в сторону большего числа электронов. Для слоев MgO, изготовленных первым способом, эти распределения при всех напряженностях поля в слое падают; с увеличением напряженности поля растет хвост распределения.

На рис. 6 приведены зависимости среднего числа вторичных электронов $\bar{n}$ от напряженности поля в слое для эмиттеров KBr, LiF и MgO. Из рисунка видно, что для всех вольт-эмиссионных кривых в области малых E наблюдается более слабая зависимость $\bar{n}$ от E, чем в области больших E, где начинает доминировать процесс лавинного размножения вторичных электронов в слое под воздействием сильного электрического поля. Видно

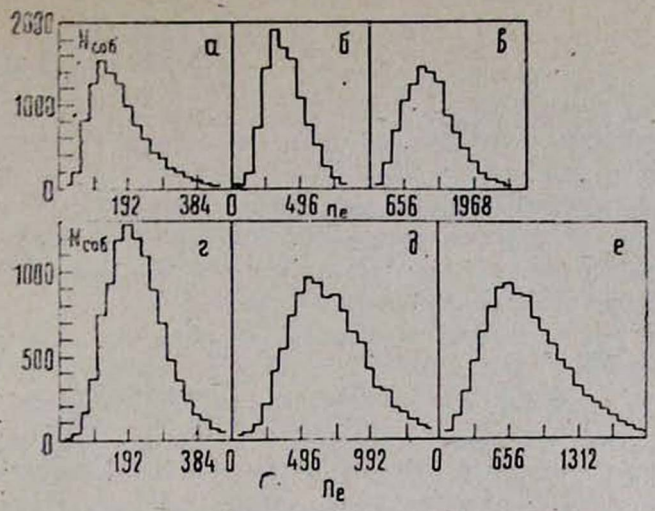


Рис. 5. Статистическое распределение числа вторичных электронов, эмиттированных на одну первичную частицу, для слоев из *LiF* и *KBr*: гистограммы *а*, *б*, *в* получены для слоя *LiF* при напряженности электрического поля в слое соответственно $E = 10^4$, $3 \cdot 10^4$ и $4 \cdot 10^4$ В/см, толщина слоя *LiF* — 100 мкм, относительная плотность — 1,0%; гистограммы *с*, *д*, *е* получены для слоя *KBr* при напряженности электрического поля в слое соответственно $E = 10^4$, $1{,}6 \cdot 10^4$, $2{,}2 \cdot 10^4$ В/см, толщина слоя *KBr* — 100 мкм, относительная плотность — 0,8%.

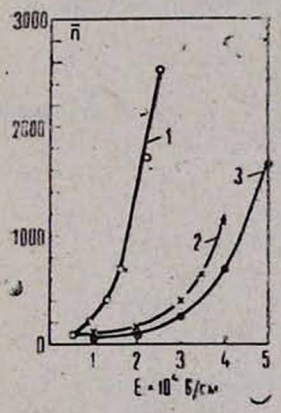


Рис. 6.

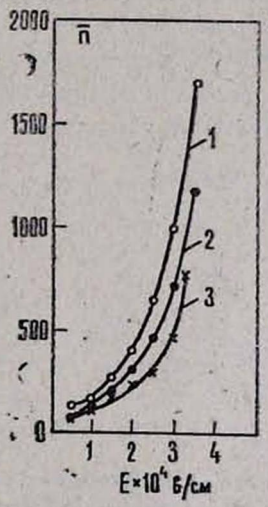


Рис. 7.

Рис. 6. Вольт-эмиссионные характеристики, т. е. зависимости $\bar{n} = f(E)$ для слоев *KBr*, *LiF* и *MgO*: кривая 1 получена для слоя *KBr* толщиной 100 мкм и относительной плотностью 0,8%, кривая 2 — для слоя *LiF* толщиной 100 мкм и относительной плотностью 1,0%, кривая 3 — для слоя *MgO* толщиной 100 мкм и относительной плотностью 1,4%.

Рис. 7. Вольт-эмиссионные характеристики слоев *KBr*: кривая 1 получена для слоя толщиной 200 мкм и относительной плотностью 0,8%, который не имел контакта с воздухом, кривая 2 — для того же слоя после контакта с воздухом в течение 1,5 мин, кривая 3 — для того же слоя после контакта с воздухом в течение 3 мин.

также, что в слое *KBr* этот процесс начинается при более низких напряженностях поля в слое, чем в слоях *LiF* и *MgO*, т. е. эмиттер на основе *KBr* является более низковольтным.

Исследовалось также воздействие воздуха на эмиссионные свойства слоев *MgO*, *LiF*, *CsI* и *KBr*. Было установлено, что *MgO* и *LiF* не меняют своих эмиссионных свойств при достаточно длительном контакте с воздухом (в течение нескольких часов). Пористые слои *KBr*, также как и *CsI*, гигроскопичны и при контакте с воздухом в них ухудшаются условия дрейфа и размножения электронов.

На рис. 7 приведены вольт-эмиссионные характеристики слоя *KBr*, не имевшего контакта с воздухом (кривая 1), после контакта с воздухом в течение 1,5 мин (кривая 2) и после контакта с воздухом в течение 3 мин (кривая 3). Все кривые сняты для одного и того же образца. Было установлено также, что при длительной работе в вакууме (около 10 часов) все исследованные слои заметно не меняют своих эмиссионных свойств.

Таким образом, применяемая технология изготовления пористых диэлектрических слоев *MgO*, *KBr*, *CsI* и *LiF* позволяет получать эмиттеры вторичных электронов с очень высоким коэффициентом вторичной эмиссии в режиме УВЭЭ. Надо отметить, что достигнутые значения коэффициентов вторичных электронов эмиссии далеки от максимальных, так как эмиттеры могут устойчиво работать и при более высоких значениях напряженности электрического поля в слоях.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность А. Ц. Аматуни и Г. А. Вартапетяну за содействие и постоянный интерес к работе, Ю. Л. Маргаряну за большую помощь, оказанную при измерениях, а также Ж. Г. Саркисяну и Л. Г. Давтяну за помощь при создании экспериментальной установки.

Ереванский физический институт

Поступила 10. III. 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. *Лорикян М. П., Кавалов Р. Л., Трофимчук Н. Н.* Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 118 (1972).
2. *Лорикян М. П., Кавалов Р. Л., Трофимчук Н. Н.* Изв. АН АрмССР, Физика, 8, 33 (1973).
3. *Лорикян М. П.* и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 6, 297 (1971).
4. *Лорикян М. П.* и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 118 (1972).
5. *Трофимчук Н. Н.* и др. ЖЭТФ, 69, 640 (1975).
6. *Лорикян М. П.* и др. Научное сообщение ЕФИ—131, 1975.
7. *Гукасян С. М., Кавалов Р. Л., Лорикян М. П.* Научное сообщение ЕФИ—84, 1974.
8. *Gukasian S. M. et al.* Nucl. Inst. Meth., 171/3, 427 (1980).
9. *Lortkian M. P., Troftmtchook N. N.* Nucl. Inst. Meth., 140, 505 (1977).
10. *Яснопольский Н. Л., Малышева В. С.* Радиотехника и электроника, 7, 1657 (1962).
11. *Яснопольский Н. Л., Карелина Н. А., Малышева В. С.* Доклад на XV Заседании межведомственного семинара по катодной электронике, апрель, 1960.
12. *Яснопольский Н. Л., Шабельникова А. Э., Ложкина Н. С.* Изв. АН СССР, 30, 1882 (1966).
13. *Faivre J. C. et al.* IEEE Trans., NS—24, № 5, 299 (1977).

14. *Charpak G. et al.* CERN Preprint 70—05, 1978.
15. *Гарибян Г. М.* ДАН СССР, 240, 572 (1978).
16. *Goetze G. W., Boerio A. H., Green M.* J. Appl. Phys., 3, 35 (1964).
17. *Jacobs H., Freeby G., Brand F.* Phys. Rev., 88, 3492 (1952).
18. *Sternglass E. J., Goetze G. W.* IEEE Trans., NS—9, № 3, 97 (1962).

ՂԵԿԱՎԱՐՎՈՂ ԵՐԿՐՈՐԴԱՅԻՆ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԷՄԻՍԻԱՅԻ ԷՖԵԿՏԻՎ ԷՄԻՏԵՐՆԵՐ

Վ. Դ. ՂԱՎԱԼՅԱՆ, Մ. Պ. ԼՈՐԻԿՅԱՆ, Ա. Ն. ԱՐՎԱՆՈՎ

Աշխատանքում մանրամասն նկարագրվում է MgO, CsI, KBr, LiF դիէլեկտրիկներից ծակոտկեն բարակ թաղանթներ ստանալու մեթոդը։ Ուսումնասիրված է այդ թաղանթներից ղեկավարվող էլեկտրոնային էմիսիան, երբ նրանց միջով անցնում են 5,46 ՄէՎ էներգիայով օժտված α-մասնիկներ։ Ստացված են երկրորդային էլեկտրոնների թվի ստատիստիկական բաշխումները թաղանթներում դաշտի լարվածության լայն միջակայքում և հանված են վոլտ-էմիսիոն բնութագծերը ($\bar{n} = f(E)$)*։ Ցույց է տրված, որ կիրառվող տեխնոլոգիան թույլ է տալիս ստանալ երկրորդային էմիսիայի բարձր գործակցով էֆեկտիվ էմիտերներ։*

EFFECTIVE EMITTERS OF CONTROLLABLE SECONDARY ELECTRON EMISSION

V. G. GAVALYAN, M. P. LORIKYAN, A. N. ARVANOV

Methods for growing dielectric *MgO, CsI, KBr, LiF* films of different density and thickness are described in detail. The controllable secondary electron emission from these films are compared for the passage of 5.46 MeV α-particles.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 109—113 (1982

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

РЕЗОНАНСНЫЙ УЗКОПОЛОСНЫЙ ФИЛЬТР

В. М. АРУТЮНЯН, Т. А. ПАПАЗЯН, С. М. САРКИСЯН, С. П. ИШХАНЯН, И. Г. АРУТЮНЯН

При исследовании резонансных явлений часто предъявляются высокие требования к стабильности частоты и к ширине линии лазерного излучения. Для непрерывных лазеров достигнуты большие успехи в области стабилизации и выделения сверхузких линий генерации. В таких системах используются поглощающие или рассеивающие пленки, дисперсионные элементы, обеспечивающие частотную дискриминацию в пределах линии усиления активной среды. С применением средств сложной автоматической подстройки нескольких элементов сложного резонатора, включающего частотно-селективный элемент, удается получить высокое значение стабильности и ширины линии генерации [1, 2].

В работах [3, 4] обсуждаются возможности использования фазо-поляризационных методов для создания частотно-селективных потерь в пре-

14. *Charpak G. et al.* CERN Preprint 70—05, 1978.
15. *Гарибян Г. М.* ДАН СССР, 240, 572 (1978).
16. *Goetze G. W., Boerio A. H., Green M.* J. Appl. Phys., 3, 35 (1964).
17. *Jacobs H., Freeby G., Brand F.* Phys. Rev., 88, 3492 (1952).
18. *Sternglass E. J., Goetze G. W.* IEEE Trans., NS—9, № 3, 97 (1962).

ՂԵԿԱՎԱՐՎՈՂ ԵՐԿՐՈՐԴԱՅԻՆ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԷՄԻՍԻԱՅԻ ԷՖԵԿՏԻՎ ԷՄԻՏԵՐՆԵՐ

Վ. Դ. ՂԱՎԱԼՅԱՆ, Մ. Պ. ԼՈՐԻԿՅԱՆ, Ա. Ն. ԱՐՎԱՆՈՎ

Աշխատանքում մանրամասն նկարագրվում է MgO, CsI, KBr, LiF դիէլեկտրիկներից ծակոտկեն բարակ թաղանթներ ստանալու մեթոդը։ Ուսումնասիրված է այդ թաղանթներից ղեկավարվող էլեկտրոնային էմիսիան, երբ նրանց միջով անցնում են 5,46 ՄէՎ էներգիայով օժտված α-մասնիկներ։ Ստացված են երկրորդային էլեկտրոնների թվի ստատիստիկական բաշխումները թաղանթներում դաշտի լարվածության լայն միջակայքում և հանված են վոլտ-էմիսիոն բնութագծերը ($\bar{n} = f(E)$)*։ Ցույց է տրված, որ կիրառվող տեխնոլոգիան թույլ է տալիս ստանալ երկրորդային էմիսիայի բարձր գործակցով էֆեկտիվ էմիտերներ։*

EFFECTIVE EMITTERS OF CONTROLLABLE SECONDARY ELECTRON EMISSION

V. G. GAVALYAN, M. P. LORIKYAN, A. N. ARVANOV

Methods for growing dielectric *MgO, CsI, KBr, LiF* films of different density and thickness are described in detail. The controllable secondary electron emission from these films are compared for the passage of 5.46 MeV α-particles.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 109—113 (1982

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

РЕЗОНАНСНЫЙ УЗКОПОЛОСНЫЙ ФИЛЬТР

В. М. АРУТЮНЯН, Т. А. ПАПАЗЯН, С. М. САРКИСЯН, С. П. ИШХАНЯН, И. Г. АРУТЮНЯН

При исследовании резонансных явлений часто предъявляются высокие требования к стабильности частоты и к ширине линии лазерного излучения. Для непрерывных лазеров достигнуты большие успехи в области стабилизации и выделения сверхузких линий генерации. В таких системах используются поглощающие или рассеивающие пленки, дисперсионные элементы, обеспечивающие частотную дискриминацию в пределах линии усиления активной среды. С применением средств сложной автоматической подстройки нескольких элементов сложного резонатора, включающего частотно-селективный элемент, удается получить высокое значение стабильности и ширины линии генерации [1, 2].

В работах [3, 4] обсуждаются возможности использования фазо-поляризационных методов для создания частотно-селективных потерь в пре-

делах контура усиления активной среды. В [5] приведены также результаты управления частотным спектром генерируемого излучения фазо-поляризационными методами.

Выделение узкой стабильной линии для импульсных лазеров, где невозможно применение техники электромеханической обратной связи для активного управления спектром излучения, представляет значительную трудность. О получении генерации перестраиваемой узкой линии с длительностью импульса 0,3 мкс сообщалось в [6]. В качестве частотно-селективного элемента в резонаторе лазера на красителе с ламповой накачкой использовался двухлучепреломляющий фильтр.

В настоящей работе осуществлена частотная фильтрация импульсного РОС лазера на красителе № 2825 с помощью резонансной парообразной среды. Резонансный узкополосный фильтр состоит из двух скрещенных поляризаторов и кюветы с парами калия, установленной между ними. Принцип действия фильтра основан на явлении самовращения эллипса поляризации в резонансной среде [7].

Эксперимент проводился на установке, схема которой приведена на рис. 1. Излучение рубинового лазера использовалось для накачки РОС

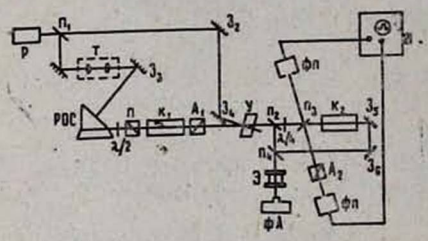


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: Р — рубиновый лазер, Т—телескоп, $К_1$, $К_2$— кюветы с парами калия, У — усилительная кювета, $П_1$—$П_4$ — полупрозрачные пластинки, $З_1$—$З_6$ — зеркала с $R \sim 1$, $А_1$, $А_2$ — анализаторы, ФП — фотоприемники, Э — эталон Фабри-Перо, ФА — фотоаппарат, О — осциллограф.

лазера и квантового усилителя. Длительность импульса РОС лазера составляла ~ 30 нс. Длина волны перестраивалась вблизи атомного перехода $4\,S_{1/2} \to 4P_{1/2}$ паров калия. Пластинка $\lambda/2$ вращает поляризацию РОС лазера на 90°. Это излучение пропускается через поляризатор и направляется в кювету с парами калия (длина кюветы — 40 см). После поляризатора эллиптичность излучения равняется $\sim 10^{-2}$. За счет самовращения эллипса поляризации на выходе из кюветы появляется перпендикулярная компонента поляризации, которая проходит через анализатор. Поляризация излучения, прошедшего через эту систему, совпадает с поляризацией накачки, что обеспечивает эффективное усиление излучения, проходящего через фильтр. В усилителе осуществляется почти продольная накачка.

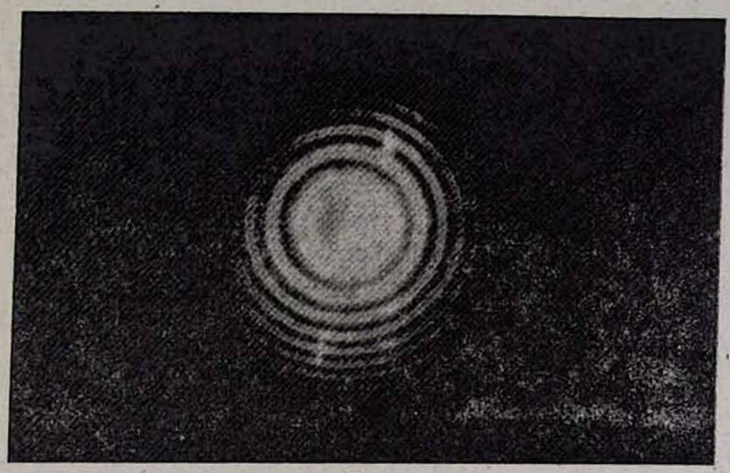
Экспериментально исследовались ширина линии излучения и стабильность частоты после усилителя. Ширина линии РОС лазера составляла 0,2 нм. Величина угла самовращения, как показано в [7], имеет следующий вид:

$$\alpha = 4\,q\xi\eta_2 z; \quad q = \frac{\pi\,|d|^2\omega}{12\,c\hbar\varepsilon}\,N, \quad \xi = \frac{|d|^2}{6\,\hbar^2\varepsilon^2}\,|E|^2,$$

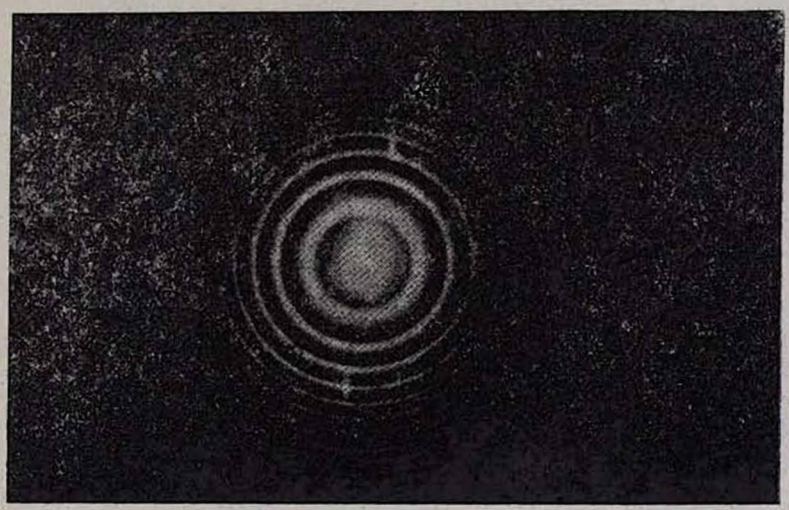
где η_2 — параметр Стокса, определяющий степень круговой поляризации, N — плотность атомов, ξ — безразмерный параметр интенсивности, d —

матричный элемент перехода, ε — расстройка резонанса, E — амплитуда поля.

Так как угол самовращения зависит от расстройки резонанса в третьей степени, ясно, что сильно вращается та часть спектра, для которой расстройка минимальна. С другой стороны, ширина спектра после фильтра будет тем меньше, чем ниже плотность атомов резонансной среды. Для анализа ширины линии использовались интерферограммы, полученные с помощью эталона Фабри-Перо. На рис. 2 приведены эти интерферограм-



а



б

Рис. 2. Интерферограммы излучения после фильтрации: *а* — две линии (по краям линии поглощения); *б* — одна линия.

мы. В зависимости от расстройки резонанса получаются как две линии (по краям линии поглощения), так и одна из них. Экспериментально наблюдалась ширина линии 0,015 нм при плотности атомов калия $6 \cdot 10^{12}$ ат/см^3. При понижении плотности атомов до $8 \cdot 10^{11}$ ат/см^3 ширина линии уменьшилась до 0,01 нм (область дисперсии интерферометра — 0,03 нм при $\lambda = 766{,}5$ нм).

Стабильность частоты контролировалась с помощью эффекта вращения плоскости поляризации слабой волны в поле мощного, циркулярно поляризованного излучения [7, 8]. Для этого после усилителя излучение разделялось на две части. Первая, интенсивная часть, проходя через пластинку $\lambda/4$, приобретала циркулярную поляризацию и направлялась во вторую кювету. Вторая часть излучения направлялась в кювету с противоположной стороны и, отражаясь от полупрозрачной пластинки, проходила через анализатор и попадала на фотоприемник. С помощью этой же пластинки регистрировалась интенсивность циркулярно поляризованной волны. Во второй кювете поддерживалась постоянная плотность атомов, равная $3 \cdot 10^{13}$ ат/см^3. При плотности атомов в кювете фильтра $8 \cdot 10^{11}$ ат/см^3 ширина линии составляла 0,01 нм, а среднее квадратичное отклонение составляло 6% от ширины линии.

Из сказанного выше следует, что описанная система действует как узкополосный резонансный фильтр, который выделяет из сравнительно широкого спектра узкий диапазон, строго привязанный к линии атома. Необходимо отметить, что спектральная плотность после фильтра не падает при сужении линии. Наложением магнитного поля на кювету можно в некотором диапазоне плавно перестраивать резонансную линию фильтра.

НИИ физики конденсированных
сред ЕГУ

Поступила 6. X. 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ohi Misao, Aktmoto Yoshiaki.* Jap. J. Appl. Phys., 15, 1853 (1976).
2. *Коломников Ю. Д.* В сб. Метрологические обеспечения измерений оптико-физических параметров излучения ОКГ, М., 1979, стр. 128.
3. *Войтович А. П.* ДАН БССР, 19, 988 (1975).
4. *Войтович А. П.* ЖПС, 26, 436 (1977).
5. *Войтович А. П., Павлющик А. А., Пантелеев С. В.* Квантовая электроника, 4, 42 (1977).
6. *Walther H., Hall G. L.* Appl. Phys. Lett., 17, 239 (1970).
7. *Арутюнян В. М.* и др. ЖЭТФ, 68, 44 (1976).
8. *Арутюнян В. М., Адонц Г. Г.* Препринт ПЛРФ—78—01. ЕГУ, Ереван, 1978.

ՆԵՂՇԵՐՏ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ՖԻԼՏՐ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Թ. Ա. ՓԱՓԱԶՅԱՆ, Ս. Մ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ,
Ս. Պ. ԻՇԽԱՆՅԱՆ, Ի. Գ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Ռեզոնանսային գոլորշիների միջավայրի օգնությամբ իրագործված է 30 նվազ տեղորությամբ լազերային իմպուլսի հաճախային սպեկտրի ֆիլտրացիա։ Ֆիլտրը լայն սպեկտրից ջոկում է 0,01 նմ լայնությամբ գիծ, որը խիստ կապված է ատոմային անցման գծի հետ։ Ֆիլտրի աշխատանքի սկզբունքը հիմնված է ռեզոնանսային միջավայրում բևեռացման էլիպսի ինքնապտույտի երևույթի վրա։

RESONANT NARROW-BAND FILTER

V. M. ARUTYUNYAN, T. A. PAPAZYAN, S. M. SARKISYAN,
S. P. ISHKHANYAN, I. G. HARUTYUNYAN

The utilization of a vaporous medium as a tuned narrow-band filter for frequency filtration of pulsed laser radiation is reported. The effect of filtration is based on the phenomenon of polarization ellipse selfrotation in the resonance medium. The filter selects from a comparatively broad spectrum a narrow band strictly corresponding to the frequency of an atomic transition.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 116—122 (1982)

ГЕНРИХ ГЕРЦ

(к 125-летию со дня рождения)

Р. А. САРДАРЯН

Имя Генриха Герца находится в неразрывной связи с именем Джеймса Клерка Максвелла, 150-летний юбилей со дня рождения которого отмечался 13 июня 1981 г. [1]. Благодаря Герцу теория электромагнитного поля Максвелла получила путевку в жизнь, а волны Герца начали свою службу человечеству.

В 1865 г. Максвелл опубликовал динамическую теорию электромагнитного поля [2], в которой дал ясное и полное изложение своих уравнений, впоследствии оказавших революционное влияние не только на науку, но и на образ жизни всего человечества. Однако эти уравнения еще долго оставались непонятыми современниками. И физики, и, как отмечает Ф. Дайсон, «математики 19-го столетия обнаружили плачевную неспособность понять, какие великие возможности открыл перед ними Максвелл в 1865 г.» [3].

В 80-х годах прошлого столетия в университетах Западной Европы преподавалась электродинамика старого стиля: «вместе с законами Кулона и Био-Савара изучался закон Ампера о воздействии двух элементов тока друг на друга, а также конкурирующие с ним законы Грассмана, Гаусса, Римана, Клаузиуса и как их венец — закон Вильгельма Вебера. При этом все они были оформлены по образцу ньютоновского дальнодействия» [4]. Это — свидетельство А. Зоммерфельда, чьи студенческие годы прошли в период, когда Герц проводил свои знаменитые эксперименты. Эти эксперименты приобретали все большую известность, и уже при жизни Герца многие физики, студенты и преподаватели стали прилагать большие усилия, чтобы усвоить результаты его опытов и понять несколько трудно воспринимаемое изложение максвелловского «Трактата об электричестве и магнетизме».

Такая ситуация в сообществе ученых была связана с тем, что, как отмечалось в [1], в те годы господствующей концепцией в физике — рабочей парадигмой — была ньютоновская механика с принципом дальнодей-

RESONANT NARROW-BAND FILTER

V. M. ARUTYUNYAN, T. A. PAPAZYAN, S. M. SARKISYAN,
S. P. ISHKHANYAN, I. G. HARUTYUNYAN

The utilization of a vaporous medium as a tuned narrow-band filter for frequency filtration of pulsed laser radiation is reported. The effect of filtration is based on the phenomenon of polarization ellipse selfrotation in the resonance medium. The filter selects from a comparatively broad spectrum a narrow band strictly corresponding to the frequency of an atomic transition.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 116—122 (1982)

ГЕНРИХ ГЕРЦ

(к 125-летию со дня рождения)

Р. А. САРДАРЯН

Имя Генриха Герца находится в неразрывной связи с именем Джеймса Клерка Максвелла, 150-летний юбилей со дня рождения которого отмечался 13 июня 1981 г. [1]. Благодаря Герцу теория электромагнитного поля Максвелла получила путевку в жизнь, а волны Герца начали свою службу человечеству.

В 1865 г. Максвелл опубликовал динамическую теорию электромагнитного поля [2], в которой дал ясное и полное изложение своих уравнений, впоследствии оказавших революционное влияние не только на науку, но и на образ жизни всего человечества. Однако эти уравнения еще долго оставались непонятыми современниками. И физики, и, как отмечает Ф. Дайсон, «математики 19-го столетия обнаружили плачевную неспособность понять, какие великие возможности открыл перед ними Максвелл в 1865 г.» [3].

В 80-х годах прошлого столетия в университетах Западной Европы преподавалась электродинамика старого стиля: «вместе с законами Кулона и Био-Савара изучался закон Ампера о воздействии двух элементов тока друг на друга, а также конкурирующие с ним законы Грассмана, Гаусса, Римана, Клаузиуса и как их венец — закон Вильгельма Вебера. При этом все они были оформлены по образцу ньютоновского дальнодействия» [4]. Это — свидетельство А. Зоммерфельда, чьи студенческие годы прошли в период, когда Герц проводил свои знаменитые эксперименты. Эти эксперименты приобретали все большую известность, и уже при жизни Герца многие физики, студенты и преподаватели стали прилагать большие усилия, чтобы усвоить результаты его опытов и понять несколько трудно воспринимаемое изложение максвелловского «Трактата об электричестве и магнетизме».

Такая ситуация в сообществе ученых была связана с тем, что, как отмечалось в [1], в те годы господствующей концепцией в физике — рабочей парадигмой — была ньютоновская механика с принципом дальнодей-

ствия. В рамках этой парадигмы определялось в те годы нормальное научное исследование. Казалось, что с помощью механики могут быть объяснены все физические явления и даже, более того, вся природа. Такому отношению к механике способствовало и высказывание самого Ньютона, который в «Математических началах натуральной философии» писал, что «ему остается лишь из тех же самых принципов вывести Основы Мироздания» [5]. Это определяло консерватизм большинства ученых, не способных выйти за рамки парадигмы и осознать те новые идеи, которые привносились в физику исследованиями Фарадея и Максвелла. Возникшая кризисная ситуация завершилась открытием Г. Герцем электромагнитных волн. Эксперименты Герца сыграли роль решающих экспериментов и в соответствии с общей схемой развития науки [6] привели к отказу от старой парадигмы, заключающейся в идее дальнодействия в рамках механики Ньютона, и принятию новой — концепции электромагнитного поля, в которой взаимодействие распространяется со скоростью света. Теория Максвелла получила права гражданства.

Генрих Герц родился 22 февраля 1857 года в Гамбурге в семье состоятельных родителей [7]. Он рано проявил всестороннее дарование, обнаружив склонность и к ремеслам, и к математике, и к естественным наукам, и к языкам. Успешно закончив школу, Герц сначала хотел стать инженером-строителем и поступил в 1876 г. в Дрезденскую Высшую техническую школу. Однако занятия в ней не приносили ему удовлетворения. После годичной службы в армии он некоторое время продолжал учебу в Высшей технической школе в Мюнхене, но при этом он посещал также Мюнхенский университет, и это определило дальнейшее направление его занятий. Он почувствовал, что именно научная работа может дать ему полное удовлетворение. Изучение истории науки и трудов великих исследователей прошлого полностью переориентировали его на изучение естественных наук. Герц ищет возможности продолжить учебу под руководством Гельмгольца и Кирхгофа, находящихся в расцвете своей славы. С этой целью он переезжает в Берлин. Как отмечается в [7], в те годы Гельмгольц открывал не только новые законы в природе, но и таланты. Он быстро распознал необычайную одаренность Г. Герца и взял его под свою опеку. Гельмгольц был одним из немногих ученых, которые с интересом восприняли учение Максвелла. Им была создана своя версия теории электромагнетизма, основанная на концепции дальнодействия, но перенявшая некоторые идеи теории Максвелла. Поэтому неудивительно, что Гельмгольц всячески поощрял исследования, связанные с электромагнетизмом. Так, для конкурсного исследования он предложил выяснить, обладает ли движущийся в проводниках электрический заряд инерцией, свойственной твердым телам. Герц, исследуя эту тему, получил отрицательный результат, что противоречило господствовавшей в те годы в Западной Европе электромеханике Вебера. Уже при проведении этой работы Герц продемонстрировал обстоятельность и глубину проникновения в предмет, которыми впоследствии отличались все его научные исследования. Работа эта была по достоинству оценена, и Герцу за ее выполнение была присуждена университетская золотая медаль.

Вслед за этим Гельмгольц выносит на конкурс Берлинской Академии

задачу, решение которой впоследствии станет ключевым моментом дальнейших успехов Герца. Им был поставлен вопрос: влияют ли изоляторы на электродинамические процессы? Но Герц не спешил заняться этой задачей, так как чувствовал, что она потребует большого напряжения сил. Ему же хотелось сначала самоутвердиться, подвести некоторый итог учебе и получить научную степень. Поэтому в 1879 г. Герц приступает к работе над диссертацией по теме «Индукция во вращающихся шарах»*, которую заканчивает в начале 1880 г. 5 февраля он успешно сдает докторский экзамен, а 15 марта получает диплом доктора и остается работать ассистентом у Гельмгольца.

В период своего ассистентства Герц настойчиво ищет себе тему для исследований, так как Гельмгольц не навязывал ему своих идей и предоставлял право выбора. Сначала Герц занялся электрическими свойствами диэлектриков, в частности, бензина, затем испарением жидкостей, влажностью воздуха, газовым разрядом, катодными лучами, морскими приливами и плаванием тел, много уделял внимания теории. Такое разнообразие тем свидетельствовало о том, что он еще не определил генеральное направление своих исследований. Одно можно было заметить, что все его работы отличались тщательностью и обстоятельностью исполнения. За работу по электрическому разряду в разряженных газах Герц получает право преподавания, и в 1883 г. принимает приглашение занять освободившееся место доцента по математической физике в университете г. Киля.

Преподавательская деятельность в г. Киле не приносила Герцу удовлетворения. Лекции его посещали всего несколько человек. Из-за отсутствия оснащенной лаборатории в университете Герц был также лишен возможности заниматься экспериментированием. Это, однако, способствовало теоретическим занятиям. За годы пребывания в Киле он основательно изучил электродинамику Максвелла, прочитал вышедшую в те годы «Механику» Э. Маха, его интересовали также труды по религии и философии. В эти годы Герц публикует теоретическую работу «О соотношении между электродинамическими уравнениями Максвелла и уравнениями противоположной электродинамики» [9]. Следует отметить, что Герц не сразу отдает предпочтение теории Максвелла. Он больше склоняется к точке зрения своего учителя Гельмгольца. Тем не менее он пишет: «Если бы предстояло выбирать только между обычной системой электродинамики и максвелловой системой, то предпочтение следовало бы отдать последней».

Несмотря на то, что Герц все же находил возможность для научной работы в Киле и даже ставил физические опыты с помощью приборов, которые он успешно создавал сам, жизнь в Киле не очень его устраивала, хотя и дала ему возможность, как он выражался, «без толчеи» получить звание доцента. Поэтому когда в конце 1884 г. Герц получил приглашение занять должность ординарного профессора физики в Высшей технической школе в г. Карлсруэ, он с радостью согласился, решая для себя сразу две задачи: продвижение по службе и существенное улучшение возможностей для научной экспериментальной работы. В Карлсруэ была хорошо оснащенная лаборатория, и можно было проводить не только демонстрацион-

* Научные работы Г. Герца подробно разбираются в монографии Григоряна А. Т. и Вяльцева А. Н. [8].

ные опыты, но и оригинальные исследования. Однако переезд в Карлсруэ на первых порах его разочаровал, так как всякого рода административные обязанности отнимали много времени. В письме своим родителям он писал: «Неужели я тоже стану одним из тех, кто, получив профессуру, перестает что-либо создавать» [7].

Но с того момента, когда при подготовке очередного учебного эксперимента с электрическими разрядами Г. Герц совершенно случайно обратил внимание на искрение одной из двух близко расположенных изолированных спиралей, жизнь его круто изменяется. И в этой случайности есть определенная закономерность, связанная с тем, что Герц был ориентирован на творческую, исследовательскую работу, на потребность «что-либо создавать» и обладал незаурядными способностями исследователя. Поэтому именно Герц обратил внимание на явление, которое ранее никем не было замечено, а возможно и замечено, но оставлено без внимания. По свидетельству М. Планка [10], еще до Герца впервые электромагнитные волны, но с длиной волны порядка одного километра, наблюдал Федерсен, а за 17 лет до опытов Герца Вильгельм Бецольд с помощью искрового разряда между двумя шарами мог возбуждать очень быстрые собственные колебания в системе проводников, состоящей из шаров и проводников.

В первой работе «Об очень быстрых электрических колебаниях» [11], выполненной в Карлсруэ, у Герца, однако, нет еще полного понимания физики явления и того, что этот эксперимент служит подтверждением теории Максвелла. Более того, в вычислениях он отдает предпочтение господствовавшим тогда теориям дальнодействия. Лишь позже придет понимание того, что «целью опытов была проверка основных гипотез теории Фарадея и Максвелла, результатом их явилось подтверждение гипотез этой теории» [12]. Попутно Герц, изучая влияние ультрафиолетового света на электрический разряд, обнаруживает явление фотоэффекта, которому было суждено сыграть важную роль в становлении новой, квантовой физики. Разобравшись с явлением, которое его беспокоило, он снова возвращается к основному направлению своих исследований, не позволяя себе увлечься новой темой. Он приступает к работе над конкурсной задачей об электрических явлениях в изоляторах, сформулированной Гельмгольцем в 1879 г. В своей статье «Об индукционных явлениях, вызванных электрическими процессами в изоляторах» [13], опубликованной в ноябре 1887 г., Герц дает исчерпывающее решение конкурсной задачи. Казалось бы, теперь можно было полностью встать на точку зрения представлений Фарадея и Максвелла, но Герц не спешит и продолжает проявлять осторожность. Однако с этого момента он начинает экспериментировать со все нарастающей интенсивностью. В начале 1888 г. появляется статья Герца «О скорости распространения электродинамических действий» [14]. В этой работе приводятся результаты измерения скорости распространения электромагнитных волн в проводах и в воздухе, которая в первом случае оказывается в полтора раза больше, чем во втором. Эта ошибка, связанная с неточностью измерений, также мешает Герцу окончательно отказаться от традиционных представлений об электромагнетизме. Лишь в следующей работе «Об электродинамических волнах в воздухе и их отражении» [12] Герц полностью становится на позиции теории Максвелла. Утвердив-

шись в мысли, что электродинамические действия в пространстве суть электромагнитные волны, он повторяет все основные оптические опыты с волнами, созданными с помощью вибратора, получившего впоследствии название вибратора Герца. С помощью «коротких искорок, которые приходилось рассматривать в темноте под лупой» [10], Герцу удалось установить, что подобно свету созданные им волны испытывают такие же отражения и преломления и могут быть поляризованы, но с той разницей, что длины его волн в миллионы раз больше оптических. Насколько это было непросто, свидетельствует следующее замечание Герца: «Когда мне впервые пришла в голову мысль, что усиление действия вызывается отражением электрической силы от проводящих масс, она показалась мне почти недопустимой: так сильно отклонялась она от привычных для нас представлений об электрической силе, несмотря на все знакомство с кругом идей максвелловской теории» [12].

По мере того, как появлялись в печати сведения об экспериментах Герца, к этим опытам рос интерес не только физиков, но и неспециалистов Помимо интереса чисто познавательного, свидетельствующего, по словам М. Планка, «о бесконечном величии природы, в законах которой нет никакой разницы между Большим и Малым», опыты Герца привлекли внимание современников с точки зрения возможных применений, в частности, для создания беспроволочного телеграфа.

Однако, как это часто случается, сами первооткрыватели отрицательно относились к возможности практического применения обнаруженного явления. Не был исключением и Герц. Его больше интересовал сам процесс исследования и поиска истины, чем возможные приложения. Известен факт, что когда в 1889 г. к нему обратились с вопросом о возможности создания беспроволочного телеграфа с помощью открытых им волн, то он определенно ответил, что «электрические колебания в трансформаторах и телефонах слишком медленные», а созданные им волны имеют существенно большую частоту и потому не могут быть использованы для целей беспроволочного телеграфа. Но современники Герца сразу же обратили внимание на те свойства радиоволн, которые открывали большие возможности для техники. Крукс, Тесла и другие прочили электромагнитным волнам великое будущее [12]. И если к моменту открытия Герцем радиоволн эти предсказания были лишь следствием глубокой проницательности, то уже через 10 лет, после осуществления Поповым в 1895 г. первого сеанса радиосвязи, великое будущее радио стало очевидным.

В 1889 г. Герц переезжает в Бонн, став преемником Клаузиуса в Боннском университете. В том же году по приглашению Общества немецких естествоиспытателей и врачей Герц делает доклад «Об отношении между светом и электричеством», который сыграл большую роль в распространении идей теории Максвелла среди ученых Западной Европы. Популярность Герца растет. Его выбирают в различные научные общества. Он становится членом-корреспондентом Берлинской Академии, членом академии «Леопольдина» в Галле, избирается почетным членом Московского общества. При этом, как отмечал М. Планк, такая популярность Герца не отразилась на его человеческих качествах. «Скромность его была выражением самого его существа, он рассматривал свой труд как необходимую деятель-

ность, вытекающую из внутренней потребности, а ведь из-за чего-то само собой разумеющегося обычно не поднимают много шуму. Не удивительно, что при таком образе мыслей всегда остаются чуждыми зависть, недоброжелательство и боязнь преуменьшения собственных заслуг» [10].

Отмечая Герца как выдающегося экспериментатора, следует также отметить и большой его вклад в теорию. Кроме того, что Герц, независимо от Хевисайда, придал уравнениям Максвелла их современную форму, он ввел понятие, известное сейчас как вектор Герца, с успехом используемое в радиотехнике при расчете электромагнитных полей. Герцем была дана оригинальная трактовка механики без привлечения понятия силы. Его работа «Принципы механики, изложенные в новой связи» [15] явилась в некотором смысле предвестником кризиса классической физики, и впоследствии некоторые идеи этой работы были реализованы в теории относительности.

В боннский период своей жизни Герц работал в основном с катодными лучами. И хотя им было сделано неправильное суждение об их природе, он обнаружил способность катодных лучей проходить через тонкую алюминиевую фольгу, что дало возможность проводить их исследования вне вакуумной трубки. В 1892 г. Герц опубликовал работу «О прохождении катодных лучей через тонкие слои металла» [16], в которой пришел к важному выводу, что атомы не могут быть непроницаемыми, а, скорее всего, их масса сосредоточена в малой части пространства, занимаемой атомом.

Герц никогда не жаловался на здоровье, но последние годы его непродолжительной жизни, оборвавшейся в расцвете сил, были омрачены болезнью, начавшейся с банального флюса. 1 января 1894 г. Г. Герц умер от общего заражения крови в возрасте 36 лет. Предчувствуя свою смерть, Герц относился к ней спокойно, сознавая, что им прожита яркая и насыщенная событиями жизнь. В конце 1893 г. в письме своим родителям он писал: «Если со мной действительно что-либо случится, Вы не должны печалиться, но Вы должны немного гордиться и думать, что я принадлежу к тем избранным, которые живут мало и все-таки достаточно. Этой судьбы я не хотел и не выбирал, но, раз она меня нашла, я должен быть доволен» [7].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Сардарян Р. А.* Изв. АН АрмССР, Физика, 16, 310 (1981).
2. *Maxwell J. C.* Phil. Trans. Roy. Soc. (London), 155, 459 (1855); русский перевод *Максвелл Дж. К.* Избранные сочинения по теории электромагнитного поля, М., 1954.
3. *Дайсон Ф.* УМН, 35, 171 (1980).
4. *Зоммерфельд А.* Электродинамика. Изд. ИЛ, М., 1958.
5. *Ньютон И.* Математические начала натуральной философии. Перевод акад. А. Н. Крылова. Собр. трудов А. Н. Крылова, т. 7, М., 1936.
6. *Гарибян Г. М., Сардарян Р. А.* Изв. АН АрмССР, Физика, 16, 158 (1981).
7. *Гернек Ф.* Пионеры атомного века. Великие исследователи от Максвелла до Гейзенберга. Изд. Прогресс, М., 1974.
8. *Григорьян А. Т., Вяльцев А. Н.* Генрих Герц. Изд. Наука, М., 1968.
9. *Hertz H.* Ann. Phys., 23, 84 (1884).
10. *Планк М.* Избранные труды. Изд. Наука, М., 1975.

11. *Hertz H.* Ann. Phys., 31, 421 (1887); перевод в сб. „Из предыстории радио". М., 1948.
12. Сб. «Из предыстории радио». М., 1948.
13. *Hertz H.* Sitz. Akad. Wiss., S. 883, 885 (1887); Ann. Phys., 34, 273 (1888).
14. *Hertz H.* Ann. Phys., 34, 551 (1888).
15. *Герц Г.* Принципы механики, изложенные в новой связи. М., 1959.
16. *Hertz H.* Ann. Phys., 45, 28 (1892).

ՀԵՆՐԻԽ ՀԵՐՑ

(Մենդյան 125-ամյակի առթիվ)

Ռ. Ա. ՍԱՐԴԱՐՅԱՆ

Գերմանացի հանճարեղ ֆիզիկոս Հ. Հերցի ծննդյան հոբելյանի առթիվ բերվում է նրա կյանքի և գործունեության համառոտ ակնարկ։ Նկարագրված է էլեկտրամագնիսական տեսության վիճակը մինչև Հերցի փորձերը և այդ փորձերի որոշիչ դերը գիտական հասարակայնության շրջանում Մաքսվելի գաղափարների լիակատար հաստատման գործում։

HEINRICH HERTZ

(to the 125-th anniversary of birth)

R. A. SARDARIAN

In connection with the anniversary of H. Hertz, the outstanding German physicist, who has proved experimentally the existence of electromagnetic waves, a brief essay of his life and activity is given. The state of electromagnetic theory before Hertz's experiments is described, and these experiments are shown to play a crucial part in the complete victory of Maxwell's ideas in scientific community.

ISSN 0002-3035

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ՖԻԶԻԿԱ

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР ФИЗИКА

СОДЕРЖАНИЕ

Арутюнян Г. М., Неркарарян Х. В. Экранированный потенциал точечного заряда в сверхрешетке 63

Безирганян А. П. Когерентность при кинематическом рассеянии рентгеновского характеристического излучения 67

Варданян Ю. С. Решение системы квазигидродинамических уравнений для слабо ионизированной плазмы (с приложением к физике ионосферы) 79

Русских Н. П. Моделирование на ЦВМ процесса фильтрации двумерного сигнала от мультипликативной помехи 83

Мурадян А. М., Петросян С. Г. Варизонный полупроводниковый лазер с оптической накачкой 87

Атабекян Р. Р., Восканян Р. Е., Геворкян В. А., Ерицян Г. Н., Езоян Р. К., Саркисов В. Х., Саканян А. Г. Влияние γ-облучения на оптические характеристики рубина и рубиновые ОКГ с примесями *Ga* и *Ti* 91

Арутюнян В. М., Марукян В. Ш., Паносян Ж. Р. Некоторые особенности светового переключения кремниевых *S*-фотоприемников, компенсированных никелем 97

Гавалян В. Г., Лорикян М. П., Арванов А. Н. Эффективные эмиттеры управляемой вторичной электронной эмиссии 102

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Арутюнян В. М., Папазян Т. А., Саркисян С. М., Ишханян С. П., Арутюнян И. Г. Резонансный узкополосный фильтр . . . 109

ХРОНИКА

Сардарян Р. А. Генрих Герц (к 125-летию со дня рождения) . . . 113

Изв. АН АрмССР, Физика, 1982 г., том 17, выпуск 2, стр. 63—122

Том 17 Выпуск 2 1982

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Հարությունյան Գ. Մ., Ներկարարյան Խ. Վ. *Կեսային լիցքի էկրանացված պոտենցիալը գերցանցում* 63

Թեզիրգանյան Հ. Պ. *Ռենտգենյան բնութագրական ճառագայթման կոհերենտությունը կինեմատիկ ցրման տեսքում* 67

Վարդանյան Յու. Ս. *Թույլ իոնացված պլազմայի քվազիհիդրոդինամիկ հավասարումների լուծումը (ի կիրառություն իոնոլորտի ֆիզիկայի)* 79

Ռուսկիխ Ն. Պ. *Երկչափ աղդանշանը մուլտիպլիկատիվ խանգարումից ֆիլտրման պրոցեսի մոդելավորումը ԹՀՄ-ի օգնությամբ* 83

Մուրադյան Ա. Մ., Պետրոսյան Ս. Գ. *Օպտիկական գրգռմամբ վարիզոնային կիսահաղորդչային լազեր* 87

Աբաբեկյան Ռ. Ռ., Ոսկանյան Ռ. Ե., Գևորգյան Վ. Ա., Երիցյան Հ. Ն., Եզոյան Ռ. Կ., Սարկիսով Վ. Խ., Սականյան Ա. Գ. *γ-ճառագայթների ազդեցությունը Ga և Ti խառնուրդներով ռուբինի և ռուբինային ՕՔԳ օպտիկական բնութագրերի վրա* . . 91

Հարությունյան Վ. Մ., Մարուքյան Վ. Շ., Փանոսյան Ժ. Ռ. *Նիկելով կոմպենսացված սիլիցիումային S-ֆոտոընդունիչների լույսային փոխանցման որոշ առանձնահատկությունները* 97

Ղավալյան Վ. Գ., Լորիկյան Մ. Պ., Արվանով Ա. Ն. *Ղեկավարվող երկրորդային էլեկտրոնային էմիսիայի էֆեկտիվ էմիտերներ* 102

Համառոտ հաղորդումներ

Հարությունյան Վ. Մ., Փափազյան Թ. Ա., Սարգսյան Ս. Մ., Իշխանյան Ս. Պ., Հարությունյան Ի. Գ. *Նեղշերտ ռեզոնանսային զտիչ* 109

Խրոնիկա

Սարդարյան Ռ. Ա. *Հենրիխ Հերց (ծննդյան 125-ամյակի առթիվ)* 113

ՏԻՏՈՒԹՅՈՒՆ
ԵՎ ՆՈՍՄԵԼԻՍ
ԳՐԱԴԱՐԱՆ