ՀՍՍՀ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶԻԿԱ
ФИЗИКА

1980

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), Է. Գ. Միրզաբեկյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Ցու. Գ. Շահնազարյան (պատասխանատու քարտուղար), Է. Գ. Շարոյան, 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), *Э. Г. Мирзабекян, М. Е. Мовсесян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян, Ю. Г. Шахназарян* (ответственный секретарь)

Խմբագրության հասցեն՝ 375019, Երևան 19, Բարեկամության, 24 գ, հեռ. 56-08-31

Адрес редакции: 375019, Ереван-19, Барекамутян, 24-г, тел. 56—08—31

© Издательство АН Армянской ССР,
«Известия Академии наук Армянской ССР, Физика», 1980 г.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 15, 329—335 (1980)

О СТРУКТУРЕ ПОЛЯ В РЕЗОНАТОРАХ С ПОДВИЖНОЙ ГРАНИЦЕЙ

К. А. БАРСУКОВ, Г. А. ГРИГОРЯН

В работе на основе ранее предложенного авторами общего метода исследования динамических резонаторов решается начальная задача при произвольном распределении электрического и магнитного полей в резонаторе для различных законов движения его границы. Показано, что метод позволяет описать поле в резонаторе также в виде суперпозиции распространяющихся волн.

1. Пусть резонатор образован двумя бесконечными идеально проводящими пластинами $x = 0$ и $x = a$ и в момент времени $t = 0$ правая стенка начинает двигаться по произвольному закону $x = \bar{a}(\tau)$, где $\tau = ct$ и $\bar{a}(0) = a$. Для определенности будем считать, что электрический вектор поля ориентирован вдоль оси y, а магнитный — вдоль оси z, и обозначим $E_y = E(x, \tau)$ и $H_z = H(x, \tau)$. Если ввести волновую функцию $U(x, \tau)$ с помощью соотношений $E = -\partial U/\partial\tau$ и $H = \partial U/\partial x$, то нахождение полей в таком резонаторе сведется к решению волнового уравнения

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} = 0 \tag{1}$$

для функции $U(x, \tau)$ с граничными и начальными условиями

$$U(0, \tau) = U(\bar{a}(\tau), \tau) = 0, \tag{2}$$

$$\left.\frac{\partial U}{\partial x}\right|_{\tau=0} = H_0(x), \quad \left.\frac{\partial U}{\partial \tau}\right|_{\tau=0} = -E_0(x), \tag{3}$$

где $E_0(x)$ и $H_0(x)$ — заданные распределения полей.

В работе [1] был предложен метод, позволяющий с помощью замены переменных $x = g(\xi, \eta)$, $\tau = f(\xi, \eta)$ решить уравнение (1) с граничными условиями (2). Суть этого метода, основанного на теории конформных преобразований, заключается в следующем. Если $z = \tau + i\tilde{x} = F(w) = \bar{f}(\xi, \bar{\eta}) + i\bar{g}(\xi, \bar{\eta})$ есть аналитическая функция комплексного переменного и $F(w^*) = F^*(w)$, то при $\bar{x} = ix$ и $\tilde{\eta} = i\eta$ вещественные функции

$$\tau = f(\xi, \eta) = \tilde{f}(\xi, i\eta), \quad x = g(\xi, \eta) = -i\tilde{g}(\xi, i\eta) \tag{4}$$

преобразуют уравнение (1) к виду

$$\frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial \eta^2} = 0. \tag{5}$$

Функция $F(w)$ одновременно переводит исследуемую область в плоскости (x, τ) в полосу в плоскости (ξ, η), причем ее границам $\eta = 0$ и $\eta = \eta_0$ соответствуют границы резонатора $x = 0$ и $x = \bar{a}(\tau)$, на которых условия (2) преобразуются к виду $U(\xi, 0) = U(\xi, \eta_0) = 0$.

Удовлетворяющее граничным условиям при $\eta = 0$ и $\eta = \eta_0$ решение (5), очевидно, запишется в виде

$$U(\xi, \eta) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \left[e^{i\frac{\pi n}{\eta_0}(\xi+\eta)} - e^{i\frac{\pi n}{\eta_0}(\xi-\eta)} \right] \tag{6}$$

или в переменных x, τ

$$U(x, \tau) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \left[e^{i\frac{\pi n}{\eta_0}\psi(\tau+x)} - e^{i\frac{\pi n}{\eta_0}\psi(\tau-x)} \right], \tag{7}$$

где $w = \psi(z)$ есть обратная к $F(w)$ функция, а

$$\eta_0 = \frac{1}{2}\left[\psi(\tau + \bar{a}(\tau)) - \psi(\tau - \bar{a}(\tau))\right]. \tag{8}$$

Поле в резонаторе в свою очередь примет вид

$$\begin{Bmatrix} -E \\ H \end{Bmatrix} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} i\frac{\pi n}{\eta_0} a_n \left[\psi'(\tau + x)\, e^{i\frac{\pi n}{\eta_0}\psi(\tau+x)} \mp \psi'(\tau - x)\, e^{i\frac{\pi n}{\eta_0}\psi(\tau-x)} \right], \tag{9}$$

где знак минус в правой части относится к E, а знак плюс — к H.

2. Итак, поле в динамическом резонаторе с помощью (9) представляется в виде суперпозиции динамических мод, из прямых и обратных волн. Амплитуда этих волн находится из начальных условий следующим образом. Сложим и вычтем почленно равенства (9):

$$\begin{aligned} H - E &= \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial \tau} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} 2i\frac{\pi n}{\eta_0} a_n \psi'(\tau + x)\, e^{i\frac{\pi n}{\eta_0}\psi(\tau+x)}, \\ H + E &= \frac{\partial U}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial \tau} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} 2i\frac{\pi n}{\eta_0} a_n \psi'(\tau - x)\, e^{i\frac{\pi n}{\eta_0}\psi(\tau-x)}. \end{aligned} \tag{10}$$

В начальный момент времени $\tau = 0$ поля в резонаторе заданы и, следовательно,

$$\begin{aligned} H_0(x) - E_0(x) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} 2i\frac{\pi n}{\eta_0} a_n \psi'(x)\, e^{i\frac{\pi n}{\eta_0}\psi(x)}, \\ H_0(x) + E_0(x) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} 2i\frac{\pi n}{\eta_0} a_n \psi'(-x)\, e^{i\frac{\pi n}{\eta_0}\psi(-x)}. \end{aligned} \tag{11}$$

Функции, фигурирующие в выражениях (11), определены на отрезке $[0, a]$. Продолжим $E_0(x)$ нечетным, а $H_0(x)$ четным образом на область

отрицательных значений x на отрезке $[-a, 0]$, т. е. для $x \in [-a, a]$ положим

$$E_0(x) = -E_0(-x), \; H_0(x) = H_0(-x).$$

Нетрудно видеть, что это равносильно продолжению функции $U(x, \tau)$ нечетным образом на область $[-a, 0]$. В этом случае каждое из выражений (11) будет являться следствием другого.

Для удобства введем функцию

$$\chi(x) = \begin{cases} H_0(x) - E_0(x), & x \geqslant 0 \\ H_0(x) + E_0(x), & x < 0. \end{cases} \tag{12}$$

Легко показать, что система функций $\left\{\exp\left[i\frac{\pi n}{\eta_0}\psi(x)\right]\right\}$ является полной и ортогональной с весом $\psi'(x)$ на отрезке $[-a, a]$, а квадрат нормы функций равен $2\eta_0$. Тогда если умножить обе части первого равенства (11) на $\exp\left[-i\frac{\pi n}{\eta_0}\psi(x)\right]$ и проинтегрировать от $-a$ до a, то получим

$$a_n = \frac{1}{4i\pi n}\int_{-a}^{a}\chi(x)\, e^{-i\frac{\pi n}{\eta_0}\psi(x)}\, dx. \tag{13}$$

Эта формула позволяет найти амплитуды прямых и обратных волн и тем самым решить начальную задачу при произвольном распределении электромагнитного поля в резонаторе.

3. Выражение (9) представляет поле в резонаторе в виде суперпозиции своеобразных динамических мод. Достаточно большое число примеров для различных законов движения границы приведено в [1]. Покажем теперь, что (9) может быть преобразовано в выражение, представляющее собой комбинацию из волн, распространяющихся в резонаторе путем многократного отражения на стенках резонатора. Подставим для этого (13) в (9) и поменяем порядок интегрирования и суммирования. В результате получим

$$\begin{Bmatrix} -E \\ H \end{Bmatrix} = \frac{1}{2}\left\{\int_{-a}^{a}\chi(\zeta)\psi'(\tau+x)\frac{1}{2\eta_0}\sum_{k=-\infty}^{\infty} e^{i\frac{\pi k}{\eta_0}[\psi(\tau+x)-\psi(\zeta)]}\, d\zeta \mp \right.$$

$$\left. \mp \int_{-a}^{a}\chi(\zeta)\psi'(\tau-x)\frac{1}{2\eta_0}\sum_{k=-\infty}^{\infty} e^{i\frac{\pi k}{\eta_0}[\psi(\tau-x)-\psi(\zeta)]}\, d\zeta\right\}. \tag{14}$$

Нетрудно замегить, что ряды в (14) являются разложениями δ-функции Дирака в ряд Фурье. Очевидно, что

$$\frac{1}{2\eta_0}\sum_{k=-\infty}^{\infty} e^{i\frac{\pi k}{\eta_0}[\psi(\tau+x)-\psi(\zeta)]} = \sum_{n=0}^{\infty}\delta(\psi(\zeta)-\psi(\tau+x)+2n\eta_0),$$

$$\frac{1}{2\eta_0}\sum_{k=-\infty}^{\infty} e^{i\frac{\pi k}{\eta_0}[\psi(\tau-x)-\psi(\zeta)]} = \sum_{m=0}^{\infty}\delta(\psi(\zeta)-\psi(\tau-x)+2m\eta_0). \tag{15}$$

Суммирование в правых частях (15) проводится только по $n \geqslant 0$ и $m \geqslant 0$, поскольку область определения решения полосообразна и находится в полосе $0 \leqslant \eta \leqslant \eta_0$ в переменных ξ и η.

Подстановка (15) в (14) приводит к выражению

$$\left\{\begin{matrix} -E \\ H \end{matrix}\right\} = \frac{1}{2}\sum_{n=0}^{\infty} \psi'(\tau + x) \int_{-a}^{a} \chi(\zeta)\,\delta(\psi(\zeta) - \psi(\tau + x) + 2n\eta_0)\,d\zeta \mp$$

$$\mp \frac{1}{2}\sum_{m=0}^{\infty} \psi'(\tau - x) \int_{-a}^{a} \chi(\zeta)\,\delta(\psi(\zeta) - \psi(\tau - x) + 2m\eta_0)\,d\zeta. \tag{16}$$

Функция $\psi(\zeta)$ является монотонной, так как мы требуем существования обратной к ней функции $F(\psi) = \psi^{-1}(\zeta)$, и можно показать, что она является возрастающей. Это означает, что в (16) в обеих суммах отлично от нуля лишь одно слагаемое. Пусть в первой сумме это есть n-ый член, во второй — m-ый. Тогда, используя известные свойства δ-функции (см., например, [3]), получаем

$$\left\{\begin{matrix} -E \\ H \end{matrix}\right\} = \frac{1}{2}\left\{\frac{\chi(\zeta_n(\tau + x))}{\psi'(\zeta_n(\tau + x))}\psi'(\tau + x) \mp \frac{\chi(\zeta_m(\tau - x))}{\psi'(\zeta_m(\tau - x))}\psi'(\tau - x)\right\}. \tag{17}$$

Функции $\zeta_n(\tau + x)$ и $\zeta_m(\tau - x)$ определены как обратные соответственно к функциям

$$\psi(\zeta_n(\tau + x)) = \psi(\tau + x) - 2n\eta_0,\ \psi(\zeta_m(\tau - x)) = \psi(\tau - x) - 2m\eta_0. \tag{18}$$

Естественно, что выбор целых чисел n и m в (16) и (18) определяется видом функции ψ и значениями $\tau + x$ и $\tau - x$. Как этот выбор осуществляется, мы поясним, исходя из следующих соображений. Возьмем сначала $n = 0$ и $m = 0$. Тогда решение (18) имеет, очевидно, вид

$$\zeta_0(\tau + x) = \tau + x,\ \zeta_0(\tau - x) = \tau - x, \tag{19}$$

и, кроме того, как это следует из (16),

$$-a \leqslant \zeta \leqslant a \tag{20}$$

или

$$-a \leqslant \tau + x \leqslant a,\ -a \leqslant \tau - x \leqslant a. \tag{21}$$

Построим область D, в которой ищется решение задачи, на фазовой плоскости x, τ (см. рисунок). На этом рисунке построена кривая $x = \overline{a(\tau)}$, описывающая движение границы резонатора. Симметрично с нею построена кривая $x = -\overline{a(\tau)}$ так, чтобы иметь возможность построения аналитического продолжения решения на область отрицательных значений x. Границей области (21) являются прямые $x + \tau = a$, $x - \tau = a$ и $\tau = 0$.

Пусть теперь $n = 0$, $m = 1$. Уравнения (18) в этом случае имеют вид

$$\psi(\zeta) = \psi(\tau + x),\ \psi(\zeta) = \psi(\tau - x) - 2\eta_0 \tag{22}$$

и ζ удовлетворяет неравенствам (20). Границей этой области будут, очевидно, прямые

$$\psi(x+\tau)=\psi(a) \text{ или } x+\tau=a \tag{23}$$

и

$$\psi(\tau-x)=\psi(a)+2\eta_0,\ \psi(\tau-x)=\psi(-a)+2\eta_0. \tag{24}$$

Но поскольку $\psi(-a)=\psi(a)-2\eta_0$, то второе уравнение (24) совпадает с (23), а первое записывается в виде

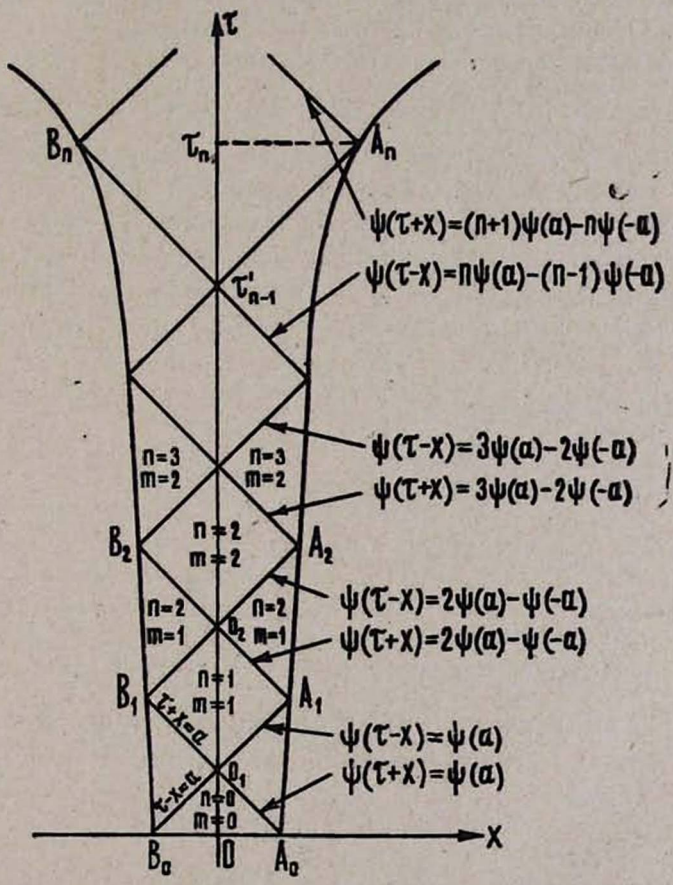
$$\psi(\tau-x)=2\psi(a)-\psi(-a). \tag{25}$$

Точка пересечения прямых (23) и (25) лежит на левой границе области D. Действительно, пусть x_1, τ_1 — координаты точки пересечения. Тогда $\psi(x_1+\tau_1)=\psi(a)$ и $\psi(\tau_1-x_1)=2\psi(a)-\psi(-a)$. Вычтем из второго равенства первое, что дает

$$\frac{\psi(\tau_1+x_1)-\psi(\tau_1-x_1)}{2}=-\eta_0. \tag{26}$$

Но из определения функции ψ следует, что

$$\frac{\psi(\tau+x)-\psi(\tau-x)}{2}=\eta, \tag{27}$$



и при $\eta=-\eta_0$ точка (x, τ) принадлежит левой границе области (точка B_1 на рисунке). Таким образом, область переменных x, τ, в которой сле-

дует брать $n = 0$, $m = 1$, есть криволинейный треугольник B_0OB_1 на рисунке.

Рассмотрим далее $n = 1$, $m = 0$. Уравнения (18) имеют в этом случае вид

$$\psi(\zeta) = \psi(\tau + x) - 2\eta_0, \quad \psi(\zeta) = \psi(\tau - x). \tag{28}$$

Границами области (28) являются прямые

$$\psi(\tau + x) = \psi(\pm a) + 2\eta_0, \quad \psi(\tau - x) = \psi(a).$$

С помощью определения функции ψ их можно записать в следующем виде:

$$\psi(\tau + x) = 2\psi(a) - \psi(-a), \quad \psi(\tau - x) = \psi(a). \tag{29}$$

Нетрудно видеть, что точкой пересечения прямых (29) является точка A_1 на рисунке, которая принадлежит правой границе области D. Таким образом, значения $n = 1$, $m = 0$ следует брать для x и τ, лежащих внутри треугольника $A_0O_1A_1$, а значения $n = 1$, $m = 1$ — внутри четырехугольника $O_1A_1O_2B_1$.

Приведенные рассуждения без труда обобщаются на любые значения n и m. Общее уравнение прямых, определяющих подобласть D_{nm} с характерными числами n и m, записывается в виде

$$\psi(\tau + x) = (n+1)\psi(a) - n\psi(-a), \quad \psi(\tau - x) = (m+1)\psi(a) - m\psi(-a). \tag{30}$$

Результаты такого рассмотрения приведены на рисунке. Они ясно иллюстрируют картину последовательных отражений при рассмотрении импульсов поля, создаваемых начальными условиями. Из рисунка видно, что n и m принимают такие значения, что либо $n = m + 1$, либо $n = m$. Заметим, что все результаты остаются справедливыми и для резонатора, в котором обе пластины движутся симметрично относительно плоскости $x = 0$.

Ленинградский политехнический
институт
Институт радиофизики и электроники
АН Арм. ССР

Поступила 20.IV.1980

ЛИТЕРАТУРА

1. *К. А. Барсуков, Г. А. Григорян.* Радиотехника и электроника, 21, 57 (1976).
2. *О. А. Стеценко.* Изв. ВУЗ, Радиотехника, 6, 695 (1963).
3. *Э. Маделунг.* Математический аппарат физики, Изд. Наука, М., 1968.

ՇԱՐԺՎՈՂ ՍԱՀՄԱՆՈՎ ՌԵԶՈՆԱՏՈՐՈՒՄ ԴԱՇՏԻ ՍՏՐՈՒԿՏՈՒՐԱՅԻ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Կ. Ա. ԲԱՐՍՈՒԿՈՎ, Գ. Ա. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

Դինամիկ ռեզոնատորների ուսումնասիրության համար հեղինակների կողմից առաջարկված մեթոդի հիման վրա լուծված է սկզբնական խնդիրը ռեզոնատորում էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի կամայական բաշխվածության համար՝ ռեզոնատորի սահմանի շարժման դանազան օրենքների դեպքում։

ON THE STRUCTURE OF FIELD IN RESONATOR WITH MOVING BOUNDARY

K. A. BARSUKOV, G. A. GRIGORYAN

Based on the earlier proposed method of investigation of dynamical resonators the problem of field structure in the resonator was solved at an arbitrary distribution of electric and magnetic fields for different laws of the motion of resonator boundary.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 15, 336—344 (1980)

ОСЦИЛЛЯЦИИ ЛОКАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЙ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ И МДП СТРУКТУРАХ

А. А. ВАРДАНЯН, З. А. КАСАМАНЯН

Исследуется поведение локальной плотности состояний гетероструктуры в зависимости от расстояния от границы раздела двух различных кристаллов, образующих гетероструктуру. Получена общая формула для локальной плотности состояний при произвольных условиях сшивания периодических потенциалов. В области разрешенной зоны она является осциллирующей функцией, а в области запрещенной зоны экспоненциально падает по мере удаления от границы раздела. Рассматриваются также случай плавного гетероперехода и система металл—диэлектрик—полупроводник. Приведены результаты численного расчета локальной плотности состояний для модели гетероперехода *Ge-GaAs*.

В гетероструктурах, МДП системах и т. п. граница раздела двух разнородных сред может играть заметную роль в термодинамических, электрических, оптических и других свойствах системы. Все эти свойства в той или иной степени зависят от энергетического спектра в области вблизи перехода [1]. В частности, наличие энергетических уровней в общей запрещенной зоне контактирующих подсистем может сказаться на протекании генерационно-рекомбинационных процессов.

Для исследования энергетического спектра гетероструктуры в области вблизи перехода необходимо знать детальную структуру переходной области, поскольку от условий сшивания потенциалов двух разнородных кристаллов существенно зависит локальная плотность состояний. Например, положение контактного уровня в общей запрещенной зоне двух идеальных систем весьма чувствительно к точке сшивания периодических одномерных потенциалов [2—4]. Локальная плотность и число энергетических состояний в зависимости от расстояния от контактной точки по обе стороны границы раздела, вообще говоря, имеют осцилляционный характер. В случае конкретной модели гетероструктуры и простых граничных условий такой вывод получен в [2]. Однако вариация граничных условий может привести к заметному изменению как положения контактного уровня, так и локальной плотности состояний вблизи перехода. Поэтому представляет интерес исследование вопроса при произвольных граничных условиях. Этой цели легко можно достичь в методе функций Грина (ФГ), позволяющем также провести исследование в общем виде независимо от модели для потенциалов в двух областях гетероструктуры. Аналогичным образом можно исследовать локальную плотность состояний в системе металл—диэлектрик—полупроводник.

Пусть плоскость $x = x_1$ является границей раздела двух сред. Будем считать, что имеется хорошее соответствие постоянных решетки двух кристаллов, образующих гетероструктуру, а система в целом обладает дву-

мерной трансляционной инвариантностью в любой плоскости x. Последнее допущение весьма существенно для упрощения трехмерных расчетов. Если плоскость раздела является плоскостью симметрии отдельных кристаллов, то при малых значениях компоненты квазиволнового вектора вдоль плоской границы трехмерная теория эффективно сводится к квазиодномерной (см. [5, 6]). Мы ограничимся этим случаем, что позволит далее рассматривать задачу в одномерном виде. Переход от одномерной теории к трехмерной можно осуществить в дальнейшем просто заменой одномерной ФГ на поверхностную ФГ, зависящую от двумерного волнового вектора вдоль плоскости раздела в качестве параметра. Аналогичным образом интересующая нас одномерная плотность состояний в трехмерной теории также будет зависеть от этого параметра.

Задачу будем рассматривать в приближении плоских энергетических зон. Учет изгиба краев зон вблизи границы раздела, обусловленного наличием пространственного заряда, может привести к отклонению кристаллических потенциалов отдельных подсистем от периодического. Однако это дополнительное к периодическому поле протяженностью в несколько сот ангстрем является плавно меняющимся в пространстве, так что его можно учитывать в квазиклассическом приближении [7]. Тогда к энергии следует добавить потенциальную энергию в каждом узле, а в локальной плотности состояний возникнет дополнительная зависимость от номера узла. В итоге общий ход локальной плотности состояний видоизменится в соответствии с ходом дополнительного плавно меняющегося потенциала.

В случае резкого гетероперехода необходимо знать контактную ФГ двух взаимодействующих подсистем. Явное выражение для нее задается через ФГ невзаимодействующих не ограниченных с двух сторон отдельных подсистем, G_1 и G_2 [8]:

$$G_{\mathrm{I}}(x, x) = G_1(x, x) - r_{12}\frac{G_1(x, x_1)\,G_1(x_1, x)}{G_1(x_1, x_1)}, \quad x < x_1, \tag{1}$$

$$G_{\mathrm{II}}(x, x) = G_2(x, x) - r_{21}\frac{G_2(x, x_1)\,G_2(x_1, x)}{G_2(x_1, x_1)}, \quad x > x_1, \tag{2}$$

где комплексные коэффициенты r_{12} и r_{21} выражаются явно через ФГ G_1 и G_2 в контактной точке x_1.

Мнимые части ФГ (1) и (2) «определяют» локальные плотности состояний в левой и правой частях от контактной точки x_1 [3]. Однако эти функции в зависимости от $r(x = na + r,\ n = 0;\ \pm 1;\ \ldots;\ 0 \leqslant r \leqslant a,\ a$ — постоянная решетки) быстро осциллируют в пределах одной постоянной решетки. С другой стороны, функции

$$\rho_{\mathrm{I}}(E) = \frac{1}{\pi L}\int_{-\infty}^{x_1} \operatorname{Im} G_{\mathrm{I}}(x, x, E)\,dx,$$

$$\rho_{\mathrm{II}}(E) = \frac{1}{\pi L}\int_{x_1}^{\infty} \operatorname{Im} G_{\mathrm{II}}(x, x, E)\,dx \tag{3}$$

($2L$ — длина одномерной системы), представляющие собой средние плотности состояний на единичный интервал длины, не содержат информации о локальных свойствах неоднородной системы. Удобными характеристиками являются функции

$$\rho_{\mathrm{I}}(n, E) = \frac{1}{\pi a} \int\limits_{na+x_1}^{(n+1)a+x_1} \operatorname{Im} G_{\mathrm{I}}(x, x, E)\, dx, \quad n = -1, -2, \cdots, \tag{4а}$$

$$\rho_{\mathrm{II}}(n, E) = \frac{1}{\pi a} \int\limits_{na+x_1}^{(n+1)a+x_1} \operatorname{Im} G_{\mathrm{II}}(x, x, E)\, dx, \quad n = 0, 1, 2, \cdots, \tag{4б}$$

зависящие от номера узла решетки и энергии. Чтобы получить выражения (3) достаточно в (4) провести суммирование по соответствующим узлам n.

Вычисление локальной плотности состояний (4) можно провести в общем виде, если принять во внимание легко доказываемые точные формулы $\left(\hbar = 2m_0 = 1,\ G' \equiv \frac{\partial}{\partial x} G(x, x),\ G \equiv G(x, x)\right)$

$$\int\limits_{x_1}^{x_2} G(x, x)\, dx = \left[i\frac{d\Theta}{dE} - \frac{1}{2} G \frac{\partial}{\partial E}\left(\frac{G'}{G}\right)\right]\Bigg|_{x_1}^{x_2},$$

$$\int\limits_{x_1}^{x_2} G(x, x) e^{2i\Theta(x)} dx = -\frac{1}{2} e^{2i\Theta} G \frac{\partial}{\partial E}\left(\frac{G'-1}{G}\right)\Bigg|_{x_1}^{x_2}, \tag{5}$$

где $\Theta(x, E)$ — фазовая функция, связанная с ФГ [9],

$$\Theta(x, E) = \int^{x} \frac{i dx}{2G(x, x, E)}.$$

В случае идеальной периодической системы отсюда можно получить ($G(x_1, x_1) = G(x_1 + a, x_1 + a) \equiv G$)

$$\int\limits_0^a G^2(x_1 + r, x_1)\, dx = \frac{G^2}{2}\left(1 - e^{2ika}\right) \frac{\partial}{\partial E}\left(\frac{G'-1}{G}\right), \tag{6}$$

$$\Theta(x_1 + an) - \Theta(x_1) = ikan,$$

где k — квазиволновое число в направлении x.

В случае гетероструктуры, каждая подсистема которой является идеально периодической (резкий гетеропереход), имеем

$$\rho_{\mathrm{I}}(n, E) = \rho_1(E) + \frac{1}{2\pi a} \operatorname{Im}\left\{ r_{12}\left[e^{2ik_1 a|n|}\left(1 - e^{2ik_1 a}\right)\right] G_1 \frac{\partial}{\partial E}\left(\frac{G_1'+1}{G_1}\right)\right\}, \tag{7а}$$

$$n = 0, -1, -2, \cdots,$$

$$\rho_{\mathrm{II}}(n, E) = \rho_2(E) - \frac{1}{2\pi a} \operatorname{Im}\left\{ r_{21}\left[e^{2ik_2 an}\left(1 - e^{2ik_2 a}\right)\right] G_2 \frac{\partial}{\partial E}\left(\frac{G_2'-1}{G_2}\right)\right\}, \tag{7б}$$

$$n = 1, 2, \cdots,$$

где

$$\rho_j(E) = \frac{1}{\pi}\,\mathrm{Re}\,\frac{dk_j}{dE},\ j=1,\ 2$$

есть плотности состояний для неограниченных отдельных периодических подсистем. При суммировании по всем n выражения в квадратных скобках обращаются в единицу, что дает

$$\rho_{\mathrm{I}}(E) = \rho_1(E) + \frac{1}{2\pi L}\,\mathrm{Im}\left[r_{12}G_1\frac{\partial}{\partial E}\left(\frac{G_1'+1}{G_1}\right)\right], \tag{8а}$$

$$\rho_{\mathrm{II}}(E) = \rho_2(E) - \frac{1}{2\pi L}\,\mathrm{Im}\left[r_{21}G_2\frac{\partial}{\partial E}\left(\frac{G_2'-1}{G_2}\right)\right]. \tag{8б}$$

Формулы (7) и (8) справедливы как в разрешенной зоне j-подсистемы, когда квазиволновое число k_j является вещественным, так и в запрещенной зоне, когда k_j следует аналитически продолжить ($k_j = i\gamma_j$, $\gamma_j > 0$).

Имеются три характерные области энергии. Рассмотрим сначала область общей запрещенной зоны, когда обе величины γ_j и G_j вещественны. Плотности состояний (7) и (8) отличны от нуля лишь тогда, когда энергетический аргумент E совпадает с полюсом амплитуды отражения r_{12} или r_{21}, дающим энергетический уровень E_0 на границе раздела двух подсистем. Знаменатель указанной амплитуды дается выражением

$$D(E) = \frac{G_1'+1}{G_1} - \frac{G_2'-1}{G_2};$$

таким образом, $D(E_0) = 0$.

Локальные плотности состояний теперь имеют вид

$$\rho_{\mathrm{I}}(n,\ E) = \frac{1}{2a}\,e^{-2\gamma_1 a\,|n|}\,(1 - e^{-2\gamma_1 a})\,\frac{D_1'(E)}{D_1'(E) + D_2'(E)}\,\delta(E - E_0), \tag{9а}$$

$$\rho_{\mathrm{II}}(n,\ E) = \frac{1}{2a}\,e^{-2\gamma_2 an}\,(1 - e^{-2\gamma_2 a})\,\frac{D_2'(E)}{D_1'(E) + D_2'(E)}\,\delta(E - E_0), \tag{9б}$$

где $D_j'(E)$ означает производную по энергии лишь от величин (квазиволнового числа, ФГ), характеризующих j-подсистему.

Естественно, величина

$$\rho_{\mathrm{I}}(E) + \rho_{\mathrm{II}}(E) = \frac{1}{2L}\,\delta(E - E_0)$$

является обычной плотностью состояний и имеет стандартный вид.

При сшивании периодических потенциалов в их экстремальных точках для всех значений энергии имеем $G_j' = 0$. Если рассмотреть теперь область энергий, разрешенную для обеих подсистем, то амплитуда отражения $r_{12} = -r_{21}$ оказывается вещественной. Тогда плотности состояний (8) не отличаются от невозмущенных:

$$\rho_{\mathrm{I}}(E) = \rho_1(E) \text{ и } \rho_{\mathrm{II}}(E) = \rho_2(E).$$

Тем не менее локальные плотности состояний

$$\rho_{\mathrm{I}}(n,\ E)=\rho_1(E)-\frac{1}{\pi a}G_1\frac{\partial}{\partial E}\left(\frac{1}{G_1}\right)r_{12}\sin k_1a\cos k_1a\,(2\,|n|+1),\quad (10a)$$

$$\rho_{\mathrm{I}}(n,E)=\rho_2(E)-\frac{1}{\pi a}G_2\frac{\partial}{\partial E}\left(\frac{1}{G_2}\right)r_{21}\sin k_2a\cos k_2a\,(2\,n-1)\quad (10б)$$

отличаются от невозмущенных и являются осциллирующими функциями энергии и номера узла n.

Если произвести сшивание периодических потенциалов в произвольной точке x_1, из-за предельного перехода $L\to\infty$ плотности состояний (8) практически не будут отличаться от невозмущенных. Локальные плотности состояний по-прежнему будут иметь осцилляционный вид, но выражения для них будут несколько более сложными.

Перейдем теперь к случаю, когда рассматриваемая энергия находится в разрешенной области одной (например, первой) подсистемы и в запрещенной области для другой. Здесь имеет место перераспределение разрешенных энергетических состояний из одной подсистемы в запрещенную область энергий другой подсистемы (k_1 вещественно, $\gamma_2>0$).

Для простоты снова будем считать, что в точке сшивания периодические потенциалы принимают свои экстремальные значения. Тогда для локальной плотности состояний имеем

$$\rho_{\mathrm{I}}(n,\ E)=\frac{1}{\pi a}\left[e^{-2\gamma_1 a|n|}(1-e^{-2\gamma_1 a})\right]\frac{\partial}{\partial E}\left(\operatorname{arc\,tg}\frac{G_1}{|G_2|}\right)_1,$$

$$\rho_{\mathrm{II}}(n,E)=\rho_2(E)+\frac{1}{\pi a}\left\{2\frac{\partial}{\partial E}\left(\operatorname{arc\,tg}\frac{G_1}{|G_2|}\right)_2\cdot\sin k_2a\,(2n+1)+\right.$$
$$\left.+\frac{\partial}{\partial E}\ln\left[|G_2|+\frac{G_1^2}{|G_2|}\right]_2\cdot\cos k_2a\,(2\,n+1)\right\}\sin k_2a.\quad (11)$$

Видно, что локальная плотность состояний экспоненциально падает по мере удаления от контактной точки в сторону первой подсистемы. В зависимости от координат ширина запрещенной зоны плавно изменяется от одного значения до другого. Суммирование по соответствующим узлам в (11) дает плотность состояний в левой и правой частях гетероструктуры:

$$\rho_{\mathrm{II}}(E)=\rho_1(E)+\frac{1}{\pi L}\frac{\partial}{\partial E}\left(\operatorname{arctg}\frac{G_1}{|G_2|}\right)_1,\quad \rho_{\mathrm{II}}(E)=\frac{1}{\pi L}\frac{\partial}{\partial E}\left(\operatorname{arctg}\frac{G_1}{|G_2|}\right)_2,$$

а общее изменение плотности состояний во всей системе есть

$$\Delta\rho(E)=\frac{1}{\pi L}\frac{\partial}{\partial E}\left(\operatorname{arctg}\frac{G_1}{|G_2|}\right).$$

В случае плавного гетероперехода, когда протяженностью переходной области между кристаллами нельзя пренебречь, удобно разделить гетероструктуру на три области. Две крайние области можно считать идеально периодическими подсистемами 1 и 3. Аналогичным образом можно пред-

ставить и МДП систему, так что постановка задачи в этих двух случаях является идентичной. Для вычисления локальной плотности состояний здесь необходимо задать ФГ трех взаимодействующих подсистем (двухконтактной задачи) [8]

$$G_{\mathrm{I}}(x, x) = G_1(x, x)\{1 - R_{12} e^{2i[\Theta_1(x_1) - \Theta_1(x)]}\}, \quad x \leqslant x_1,$$

$$G_{\mathrm{II}}(x, x) = \frac{G_2(x, x)}{1 - \lambda r_{21} r_{23}}\{1 + \lambda r_{21} r_{23} - r_{21} e^{2i[\Theta_2(x) - \Theta_2(x_1)]} -$$

$$- r_{23} e^{2i[\Theta_2(x_2) - \Theta_2(x)]}\}, \quad x_1 \leqslant x \leqslant x_2, \tag{12}$$

$$G_{\mathrm{III}}(x, x) = G_3(x, x)\{1 - R_{32} e^{2i[\Theta_3(x) - \Theta_3(x_2)]}\}, \quad x \geqslant x_2,$$

где

$$\lambda = \exp\left\{\int_{x_1}^{x_2} \frac{i dx}{G_2(x, x)}\right\} = \exp\{2i[\Theta_2(x_2) - \Theta_2(x_1)]\},$$

$$R_{32} = \frac{r_{32} + \lambda r_{21}(1 - r_{32} - r_{23})}{1 - \lambda r_{12} r_{23}},$$

$$R_{12} = \frac{r_{12} + \lambda r_{23}(1 - r_{12} - r_{21})}{1 - \lambda r_{12} r_{23}}.$$

В крайних областях 1 и 3 для локальных плотностей состояний получаются формулы вида (7) с заменой r_{12} на R_{12}, r_{21} на R_{32} и G_2 на G_3. В средней области на основе формул (6) и (12) можно получить компактное выражение для плотности состояний:

$$\rho_{\mathrm{II}}(E) = \frac{1}{\pi(x_2 - x_1)} \int_{x_1}^{x_2} \operatorname{Im} G_{\mathrm{II}}(x, x, E)\, dx =$$

$$= -\frac{1}{\pi(x_2 - x_1)} \operatorname{Im} \frac{1}{D}\left(\frac{\partial D}{\partial E}\right)_2, \tag{13}$$

$$D(E) = \overline{G}_2(x_1, x_2)\left[\frac{G_1' + 1}{G_1} - \frac{G_2' - 1}{G_2}\right]_{x_1}\left[\frac{G_2' + 1}{G_2} - \frac{G_3' - 1}{G_3}\right]_{x_2}(1 - \lambda r_{12} r_{23}). \tag{14}$$

Рассмотрим случай, когда переходная область гетероструктуры или диэлектрический слой МДП системы имеют достаточно большую толщину, так что выполняется условие $\lambda \ll 1$. В этом приближении задача сводится к независимым задачам для двух переходов. Появление отличной от нуля плотности состояний в запрещенной зоне диэлектрика обусловлено перераспределением разрешенных энергетических состояний из полупроводника в запрещенную область энергий диэлектрика. Локальная плотность состояний в диэлектрическом слое распределена неоднородно. При условии $\varkappa_2 a_2 \sim 1$ (a_2 — постоянная решетки диэлектрика, $\varkappa_2$ — аналитически продолженное квазиволновое число диэлектрика в области запрещенной зоны) локальная плотность состояний практически отлична от ну-

ля лишь на протяжении нескольких постоянных решетки. Поэтому плотность состояний (13) в диэлектрическом слое будет заметной, если его толщина достаточно мала. Например, в системе $M\text{-}SiO_2\text{-}Si$ состояния проникают в область оксидного слоя из металла и полупроводника на одну или две постоянные решетки. Одновременно локальные плотности состояний в полупроводнике и в металле уменьшаются, но имеют осцилляционный характер в зависимости от номера узла по обе стороны оксидного слоя.

Проиллюстрируем полученные результаты на примере модели резкого гетероперехода $Ge\text{-}GaAs$ с расположением границ энергетических зон,

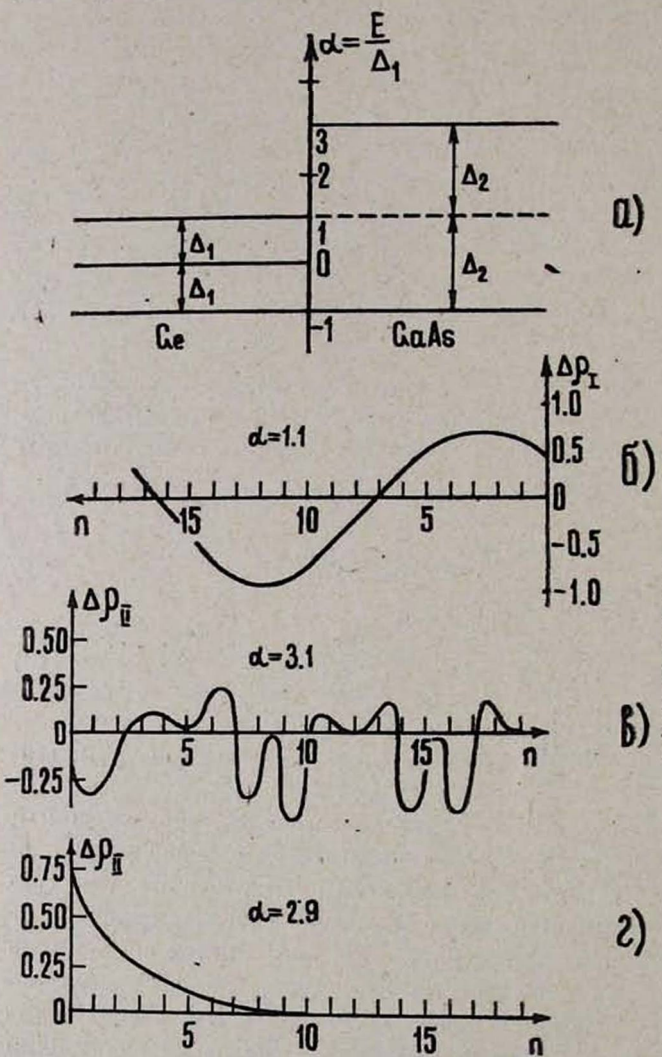


Диаграмма энергетических зон гетероперехода $Ge\text{-}GaAs$ (*а*); изменение величины локальной плотности состояний в зависимости от номера узла для некоторых характерных значений энергии (*б*, *в*, *г*).

представленным на рисунке (*а*). Результаты численных расчетов величин $\Delta\rho_I = \pi/a\,[\rho_I - \rho_1]$ и $\Delta\rho_{II} = \pi/a\,[\rho_{II} - \rho_2]$ на основе выражений (7*а*) и (7*б*)

в зависимости от номера узла n для некоторых характерных значений энергии приведены на рисунке (*б*, *в*, *г*). Для ФГ идеальных периодических систем было использовано выражение в двузонном приближении **kp**-метода (см., например, [10]):

$$G_j(x, x, E) = \frac{a}{4\pi}\frac{1}{\sqrt{\Delta_j^2 - E^2}}\left[E + \Delta_j \cos\frac{4\pi}{a}x\right], \; j = 1, 2, \qquad (15)$$

где Δ_j — полуширина запрещенной зоны (начало отсчета энергии E выбрано в ее середине). При численных расчетах были взяты следующие значения для параметров: $x_1 = 0$, $a = 5{,}66 \cdot 10^{-8}$ см, $2\Delta_2 = 1{,}6$ эВ, $2\Delta_1 = 0{,}7$ эВ.

Как видно из рисунка (*б* и *в*), локальная плотность состояний в разрешенных зонах имеет осцилляционный характер, при этом период осцилляций зависит от энергии:

$$\Delta n_j = \frac{\pi}{k_j a}, \; k_j \simeq \left[\frac{2m_j^*}{\hbar^2}\frac{E^2 - \Delta_j^2}{2\Delta_j}\right]^{1/2}, \; j = 1, 2,$$

где m_1^* и m_2^* — эффективные массы электронов соответственно в левой и правой подсистемах.

По мере удаления от краев зон в глубь разрешенных зон периоды и амплитуды осцилляций в обеих подсистемах уменьшаются. В области запрещенной зоны правой подсистемы (см. рисунок (*г*)) по мере удаления от границы раздела x_1 имеет место экспоненциальный спад плотности состояний.

В заключение авторы выражают благодарность В. Л. Бонч-Бруевичу за обсуждение работы и ценные замечания, а также С. А. Касаманяну за помощь при выполнении численных расчетов.

Ереванский государственный
университет

Поступила 17.IV.1980

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. Милнс, Д. Фойхт.* Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник. Изд. Мир, М., 1975.
2. *А. Т. Дарбасян, З. А. Касаманян.* Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 75 (1977).
3. *C. Tejedor, F. Flores.* J. Phys., C11, L—19 (1978).
4. *B. D. Kanditarov et al.* Phys. Stat. Sol., B86, 425 (1978).
5. *З. А. Касаманян, Э. С. Юзбашян.* Ученые записки ЕГУ, № 1, 52 (1979).
6. *В. Е. Степанов, В. А. Чалдышев.* ФТТ, 12, 1671 (1970).
7. *F. G. Allen, G. W. Gobeli.* Phys. Rev., 127, 150 (1962).
8. *З. А. Касаманян, Э. С. Юзбашян.* Ученые записки ЕГУ, № 3, 43 (1977).
9. *З. А. Касаманян.* Изв. ВУЗ, Физика, № 11, 20 (1979).
10. *А. А. Варданян, В. М. Гаспарян, З. А. Касаманян.* Изв. ВУЗ, Физика, № 6, 123 (1979).

ԼՈԿԱԼ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ԽՏՈՒԹՅԱՆ ՕՍՑԻԼՅԱՑԻԱՆԵՐԸ ՀԵՏԵՐՈԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ ԵՎ ՄԵՏԱՂ–ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ–ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ

Ա. Հ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Զ. Հ. ԿԱՍԱՄԱՆՅԱՆ

Հետազոտված է հետերոանցման լոկալ վիճակների խտության վարքը, կախված երկու տարբեր բյուրեղների բաժանման սահմանից ունեցած հեռավորությունից։ Ստացված է ընդ-

Հանուր բանաձև լոկալ վիճակների խտության համար պարբերական պոտենցիալների կարման կամայական պայմանների դեպքում։ Թույլատրելի գոտու տիրույթում այն ունի օսցիլյացիոն բնույթ, իսկ արգելված գոտու տիրույթում այն էքսպոնենցիալ օրենքով նվազում է բաժանման սահմանից հեռանալուն զուգընթաց։ Քննարկված են նաև սահուն հետերոանցման և մետաղ-դիէլեկտրիկ-կիսահաղորդիչ կառուցվածքի դեպքերը։ Բերված են Ge-Ga As հետերոանցման մոդելի համար լոկալ վիճակների խտության թվային հաշվումների արդյունքները։

OSCILLATIONS OF LOCAL DENSITY OF STATES IN HETEROJUNCTIONS AND MIS STRUCTURES

A. H. VARDANYAN, Z. H. KASAMANYAN

The behaviour of the local density of states in a heterojunction has been investigated depending on the distance from the interface between two crystals forming the heterojunction. A general formula for the local density of states at arbitrary conditions of periodic potentials matching is obtained. In the allowed band it shows oscillation behaviour, while in the gap it exponentially falls with the increase of the distance from the boundary. The cases of smooth heterojunction and the metal-insulator-semiconductor system are also considered. The results of numerical calculations of the local density of states for the Ge-GaAs model heterojunction are presented.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 15, 345—353 (1980)

МНОГОРЯДНЫЙ ДЕТЕКТОР ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КАСКАДОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГИИ МЮОНОВ (РАСЧЕТ РАЗВИТИЯ КАСКАДОВ)

В. А. АСТАФЬЕВ, А. Н. ГРУШИНСКИЙ, Ю. Г. ЛЮТОВ,
Б. А. ХРЕНОВ, Я. ОЛЕЙНИЧАК

В работе рассмотрена возможность измерения энергии мюона в области $E_\mu \geqslant 10^{12}$ эВ с помощью многорядных детекторов, использующих эффект прямого образования e^+e^--пар мюонами. Рассчитаны электронно-фотонные каскады, образованные мюонами различных энергий в детекторе, состоящем из многих рядов искровых камер, переслоенных свинцом. Показано, что измерение энергии мюона можно производить простым путем счета числа рядов искровых камер, в которых регистрируется число вторичных электронов выше некоторого порога. Приведены ожидаемые точности измерения энергии мюона для разного числа рядов и различной толщины свинца между искровыми камерами.

В последние годы для изучения мюонов высокой энергии ($E_\mu > 10^{12}$ эВ) в космических лучах делаются попытки использовать многорядные детекторы, регистрирующие небольшие электромагнитные ливни, создаваемые мюоном за счет прямого образования e^+e^--пар. Идея измерения энергии мюона с помощью эффекта прямого образования пар была высказана в 1959 году Алексеевым и Зацепиным [1]. Дифференциальное сечение образования e^+e^--пар в области передач энергии $\varepsilon/E_\mu \sim 10^{-3}$ почти на два порядка больше, чем дифференциальное сечение тормозного излучения. Порог регистрации детекторами вторичных ливней составляет величину порядка 10^8 эВ. Мюон с энергией $E_\mu \geqslant 10^8 \times E_\mu/\varepsilon \simeq 10^{11}$ эВ создает в веществе ряд последовательных ливней, которые можно регистрировать с помощью чувствительных детекторов.

С ростом энергии мюона растет как сечение образования пар (примерно как $ln^2 E_\mu$), так и средняя мощность вторичных ливней. Поэтому возникает возможность с помощью установки, способной регистрировать ливни (их число и мощность) в большом количестве вещества, измерять энергию мюона. Применение этого метода особенно интересно в области сверхвысоких энергий мюонов, где ограничены возможности метода магнитного спектрометра (в частности, из-за большой вероятности образования вторичных ливней, маскирующих трек мюона). Однако первые расчеты точности измерения энергии подобным методом «парного» спектрометра, проведенные Веденеевым, Дмитриевым и Христиансеном [2], показали, что для получения точности порядка 10—20% в измерении энергии индивидуального мюона с энергией 10^{13}—10^{14} эВ требуются установки с большим числом рядов ($\sim 10^3$).

Первые экспериментальные попытки использовать эффекты образования e^+e^--пар для измерения энергии мюона были сделаны с помощью

детекторов из малого числа рядов (4—8) [3—5]. В работах [3, 4] экспериментально было показано, что эффект прямого образования пар позволяет оценить среднюю энергию мюона в спектре по вероятности образования малых ливней с заданным порогом даже в одном ряду детектора, если энергетический спектр мюонов жесткий, каким он является, например, в центральной области ШАЛ. В работе [5] было показано, что для оценки энергии мюона с помощью 8-рядного детектора важно фиксировать не только присутствие ливня определенной величины в ряду, но и отсутствие ливня в других рядах. Оказалось также, что с помощью искровых камер в свинцовом детекторе оценка энергии мюонов возможна, начиная с энергии 10^{11} эВ.

Для развития метода «парного» спектрометра важно найти оптимальный вариант анализа информации, которую несет многорядный детектор. В реальных детекторах возникают также следующие особенности, которые необходимо учесть.

1. Слои вещества между чувствительными рядами оказываются достаточно тонкими и не исключают проникновения каскада из ряда в ряд.

2. Число электронов в каскаде, регистрируемое детекторами, должно быть поправлено на переходный эффект и неэффективность детектора.

3. В наблюдаемые каскады могут вносить вклад «ядерные» ливни, возникающие при неупругом взаимодействии мюонов (см. [6]).

Целью настоящей работы является проведение расчета прохождения мюонов (с образованием вторичных ливней) через реальный многорядный детектор и анализ возможностей детектора для измерения энергии мюонов. Для анализа выбран детектор НИИЯФ МГУ [7], состоящий из широкозазорных искровых камер, прослоенных свинцом.

1. Многорядный детектор и метод расчета прохождения мюона через детектор

Детектор НИИЯФ МГУ состоит из 8 рядов искровых камер и 3 рядов сцинтилляционных счетчиков. Все ряды детекторов прослоены свинцом с толщиной 4 см. В настоящей работе мы принимаем, что все чувствительные ряды одинаковы (искровые камеры). Таким образом, установка представляет собой 11-рядный детектор с общим количеством свинца 44 см. Для выяснения принципиальных возможностей метода «парного» спектрометра были рассмотрены также установки из бо́льшего числа рядов искровых камер с различными толщинами свинца между рядами.

Расчет проводился методом Монте-Карло. В расчете учитывались процессы ионизации, тормозного излучения и образования пар мюоном. Для ионизации использовалось сечение, полученное Баба [8], для тормозного излучения — формула, полученная в работе Петрухина и Шестакова [9] и для процесса образования пар — выражение Петрухина и Кокоулина [10], основанное на расчетах Кельнера и Котова [11]. Последнее, наиболее полное рассмотрение процесса образования пар Никишовым [12] подтверждает расчеты [11].

В соответствии с сечениями [8—10] разыгрывались точки взаимодействия мюона в установке, тип взаимодействия и энергия, переданная электронам или γ-кванту в акте взаимодействия. Следующим шагом расчета является определение числа электронов, детектируемых искровыми камерами в рядах установки. Искровые камеры регистрируют электроны, прошедшие через стенку камеры (ионизационные потери в стенке камеры составляют $\Delta E = 1$ МэВ) и оказавшиеся в некотором эффективном конусе углов относительно электрического поля в камере. В случае первичного мюона, проходящего по направлению электрического поля в камере, эффективно регистрируются вторичные электроны, обладающие в свинце энергией $E \geqslant 1$ МэВ, под углами $\theta \leqslant 30$—$45°$.

Для расчета каскадных кривых с учетом перехода из свинца в искровую камеру были использованы аналитическое решение угловой задачи [13] и наиболее точные расчеты полного числа частиц в каскаде [14]. Каскадные кривые [14] дают число электронов с порогом $E = 1$ МэВ на заданной глубине t развития ливня (или для заданного возраста s ливня). Для вычисления доли электронов, идущих вперед в конусе углов $\theta < \theta_{\text{пред.}}$, использовалось решение угловой задачи в приближении Ландау с учетом больших углов в виде

$$N(E_0, E, s, \theta) = c(E_0, E, s)\, P^{2-s}_{-\frac{1}{2}+i\frac{2E}{E_k}\sqrt{\frac{q}{\alpha}}}(\cos(\pi-\theta)), \tag{1}$$

где $q(E, s)$ и $\alpha(s)$ определены в [13], а $P^{\mu}_{\nu}(x)$ — модифицированная функция Лежандра.

В конусе углов $\theta_{\text{пред.}} = \pi/6$ (соответствующем конусу эффективной регистрации частиц в искровой камере) доля электронов есть

$$K(s) = \frac{\int\limits_0^{\pi/6} P^{2-s}_{-\frac{1}{2}+i\frac{2E}{E_k}\sqrt{\frac{q}{\alpha}}}(\cos(\pi-\theta))\sin\theta d\theta}{\int\limits_0^{\pi} P^{2-s}_{-\frac{1}{2}+i\frac{2E}{E_k}\sqrt{\frac{q}{\alpha}}}(\cos(\pi-\theta))\sin\theta d\theta}. \tag{2}$$

Ниже в таблице представлены вычисленные доли $K(s)$. Переход от s к t производился методом перевала.

s	0.4	0,6	1,0	1,2
$K(s)$	0,69	0,57	0,37	0,28

На рис. 1 представлен результат расчета каскадных кривых — число электронов, регистрируемых в искровых камерах на различных глубинах свинца. Цифры у кривых указывают первичную энергию электрона (позитрона), генерированного во взаимодействии мюоном.

На основе кривых рис. 1 были вычислены значения чисел электронов n'_e, зарегистрированных в заданном ряду детектора от отдельных взаимодействий мюона, и затем вычислено суммарное по всем имевшим место взаимодействиям значение n_e в этом ряду. В результате для каждого мюона с заданной энергией E_μ вычислялся набор значений n_e в рядах спектрометра. Разыгрывалось по 10^4 прохождений мюона с энергиями $E_\mu = 5, 10, 20, 50, 100$ и т. д. до $2 \cdot 10^4$ ГэВ.

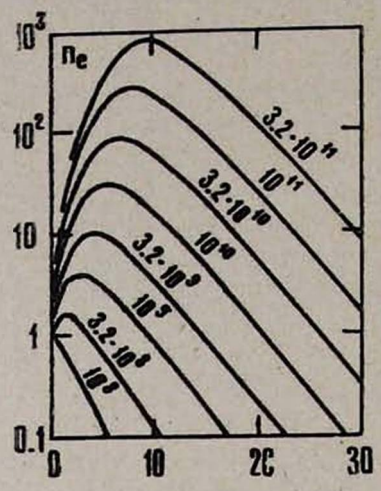


Рис. 1.

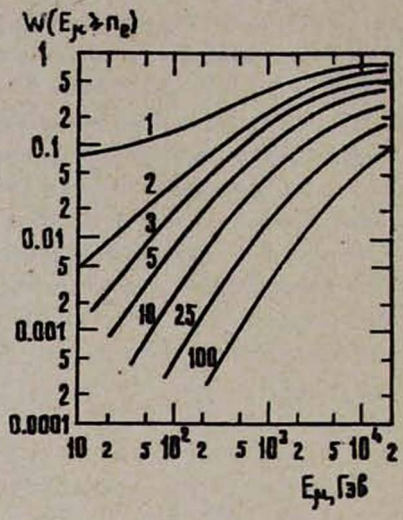


Рис. 2.

Рис. 1. Число электронов с энергией $E \geqslant 1$ МэВ в конусе углов $\theta \leqslant \pi/6$ на различных глубинах в свинце (цифры у кривых указывают энергию первичного электрона в единицах эВ).

Рис. 2. Вероятность появления вторичного ливня в одном ряду детектора с порогом n_e по числу частиц (цифры у кривых — пороговые значения n_e).

Особенностью расчета, проведенного в настоящей работе, является определение числа электронов в искровой камере, начиная с одного электрона (в предыдущих расчетах [2] число электронов вычислялось лишь для ливней с $n_e > 10$ частиц, генерированных только в процессах тормозного излучения и образования пар). В случае, когда среднее число частиц по каскадной кривой оказывалось менее 1, разыгрывался факт появления одного электрона в соответствии с вероятностью, даваемой каскадной кривой.

2. Результаты расчета

На рис. 2 приведены вероятности $W_1(E_\mu, \geqslant n_e)$ образования ливней с заданным порогом по числу электронов для одного ряда детектора, находящегося на глубине 16 см свинца. При фиксированном значении порога n_e вероятность образования ливня достаточно быстро растет с энергией мюона, что и является основой метода «парного» спектрометра. Оценка средней энергии мюона может быть проведена на основе измерения ве-

роятности $W_1(\geqslant n_e)$ в одном ряду детектора, если имеется возможность абсолютной калибровки зависимости $W_1(E_\mu, \geqslant n_e)$ при каком-либо значении энергии мюона. Установка НИИЯФ МГУ благодаря применению в составе установки магнитного спектрометра позволит калибровать кривые $W_1(E_\mu, \geqslant n_e)$ при энергиях $E_\mu = 10 \div 500$ ГэВ.

Использование многорядного детектора позволяет переходить от оценки средней энергии мюонов к измерениям энергии индивидуальных частиц. Возможны различные варианты использования информации, поступающей от многорядного детектора. Рассмотрим вариант, принятый в эксперименте с искровыми камерами [3]. В эксперименте наблюдается возникновение комбинаций срабатывания k рядов из общего числа m рядов при заданном пороге по числу регистрируемых электронов n_e в ряду. Пусть порог по n_e для искровых камер изменяется от 1 до 25 частиц. В расчетах получаем вероятности появления ливней с порогом $n_e = 1$, 2, 3, 5, 10 и 25 в k рядах из $m = 11$ для различных энергий мюона. На рис. 3*а* представлен результат расчета для порога $n_e = 1$. Видно, что при фиксированном значении k существует значение E_μ, при котором вероятность «срабатывания» рядов достигает максимума. В то же время видно, что дисперсия значений E_μ для заданного числа «сработавших» рядов велика (например, для $k = 5$ $\sqrt{D(E_\mu)}/E_\mu = 0{,}55$).

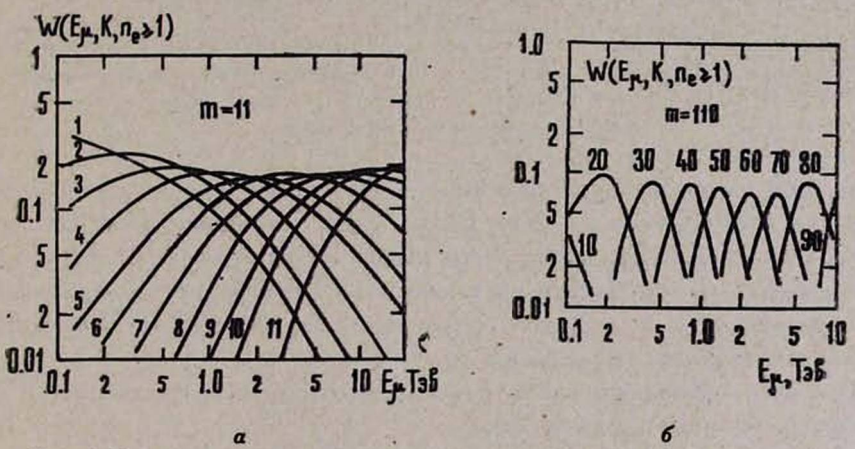


Рис. 3. Распределение по энергии мюонов для событий со «срабатыванием» k рядов в детекторе из m рядов, прослоенных свинцом с толщиной l (цифры у кривых — число сработавших рядов k): *а*) $m = 11$, $l = 4$ см; *б*) $m = 110$, $l = 4$ см.

Увеличение порога по n_e сдвигает вероятности срабатывания k рядов вверх по энергии мюона. На рис. 4 представлено соответствие между средним числом сработавших рядов k и наиболее вероятной энергией мюона для различных порогов по n_e.

В связи с тем, что дисперсия в определении энергии мюона 11-рядным детектором велика, были проанализированы возможности улучшения точности спектрометра. Были посчитаны вероятности срабатывания k ря-

дов для различных значений числа рядов m и различной толщины слоя свинца l между рядами. Для выяснения роли флуктуаций в числе каскадных электронов на один ряд были найдены те же вероятности в предположении, что число электронов в ряду флуктуирует. Значения дисперсии для числа электронов, флуктуирующих на данной глубине каскада, были взяты согласно работе [15].

На рис. 5 представлены относительные дисперсии в определении среднего числа срабатывающих рядов k для установки из m рядов с тол-

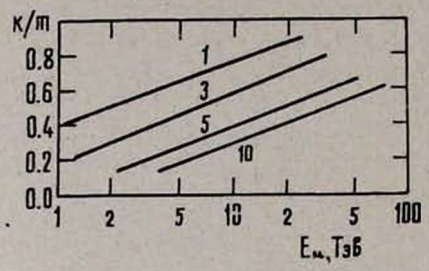


Рис. 4.

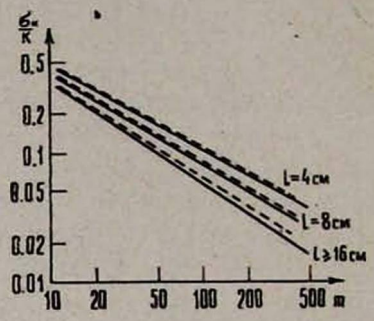


Рис. 5.

Рис. 4. Зависимость среднего числа сработавших рядов от энергии мюона (цифры указывают пороговые значения числа частиц n_e в сработавшем ряду).

Рис. 5. Относительная ошибка в определении числа сработавших рядов для детектора из m рядов с различной толщиной свинца l; энергия мюона — 10^3 ГэВ, порог $n_e = 1$. Пунктирные кривые изображают то же с учетом флуктуаций в числе частиц n_e.

щиной слоя l свинца между рядами и для энергии мюона $E_\mu = 10^3$ ГэВ (порог по числу частиц $n_e = 1$). Видно, что дисперсия в определении среднего числа срабатывающих рядов падает с ростом числа рядов. С увеличением слоя свинца дисперсия также падает и стремится к предельному значению для «идеального» спектрометра со слоями, исключающими проникновение каскада из ряда в ряд.

В случае «идеального» спектрометра вероятность срабатывания k рядов из общего числа m рядов равна

$$W(k, m) = c_m^k W_1^k (1 - W_1)^{m-k}, \tag{3}$$

где $W_1(E_\mu, \geqslant n_e)$ — вероятность появления ливня с порогом n_e в одном ряду для энергии мюона E_μ, представленная на рис. 2. Для $l = 16$ см значения дисперсии $\sqrt{D(k)}/k$ уже совпадают с ожидаемыми значениями для „идеального“ спектрометра.

Применение сравнительно тонких слоев свинца при заданном числе рядов детектора значительно облегчает конструкцию детектора. Как видно из рис. 5, переход от толстых слоев «идеального» спектрометра к слоям с толщиной до 4 см свинца не снимает возможности использования детектора для измерения энергии. Возможен выбор компромиссного значения толщины слоя в соответствии с условиями эксперимента.

Учет флуктуаций в числе каскадных частиц не сильно изменяет значений дисперсии $\sqrt{D(k)}/k$ (рис. 5). Это показывает, что бо́льший вклад в погрешность измерений k и соответственно энергии мюона вносят флуктуации в точках взаимодействия мюона и в передаче энергии электронам и γ-квантам.

Расчеты показывают, что детектор из искровых камер с числом рядов $m \simeq 100$ ($l = 4$ см, $n_e = 1$) может обеспечить приемлемую для эксперимента ошибку в измерении энергии мюона. Так, для детектора из $m = 110$ рядов ($l = 4$ см, $n_e = 1$) распределение по энергии мюонов для событий с заданным числом сработавших рядов k становится узким: $\sqrt{D(E_\mu)}/E_\mu = 0{,}2$. На рис. 3*б* представлены результаты расчета этих распределений.

Другой подход к анализу данных многорядного детектора был применен в работе [2]: там подсчитывалось суммарное число частиц во всех рядах детектора как функция энергии мюона. Сравним ошибку в определении энергии мюона по методу счета суммарного числа частиц в рядах детектора с ошибкой по методу счета «сработавших» рядов. Для детектора из 110 рядов при $l = 4$ см, $n_e = 2$ настоящий расчет дает по методу счета сработавших рядов ошибку $\sqrt{D(E_\mu)}/E_\mu = 0{,}1$ при энергии мюона $E_\mu = 10^4$ Гэв, а по методу счета суммарного числа частиц — значение $\sqrt{D(E_\mu)}/E_\mu = 0{,}5$ при той же энергии мюона. Как видим, метод счета работавших рядов дает значительно лучшую точность.

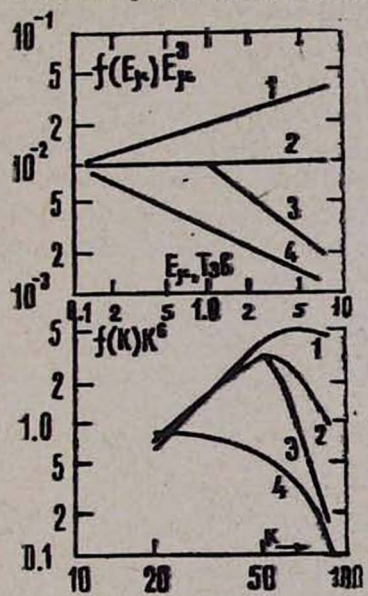


Рис. 6. Переход от энергетических спектров мюонов (*а*) к распределению по числу сработавших рядов (*б*): 1—3 — спектры «одиночных» мюонов, обсуждаемые в литературе; 4 — спектр мюонов в составе ШАЛ.

Наиболее последовательный подход [2] к измерению энергии мюона методом «парного» спектрометра — вычисление вероятности появления заданной комбинации ливней в многорядном детекторе (как по числу рядов, так и по числу частиц в каждом ряду) как функции энергии мюона — является весьма трудоемким как с точки зрения вычислений, так и с точки зрения съёма информации с многорядного детектора (в каждом ряду необходимо определить точное число частиц). Нам представляется, что метод счета сработавших рядов при заданном пороге по числу частиц в ряду является простым и достаточно точным способом использования информации многорядного детектора.

В качестве иллюстрации эффективности этого метода проведем сопоставление известных энергетиче-

ских спектров мюонов с распределением по числу сработавших рядов для детектора из 110 рядов. В качестве исходных энергетических спектров выбраны спектры «одиночных» мюонов, обсуждаемые в литературе (спектры 1, 2 и 3 на рис. 6), и спектр мюонов в составе широких атмосферных ливней (4 на рис. 6). Как видим, 110-рядный детектор позволяет различить обсуждаемые спектры в диапазоне энергий 1—10 ТэВ.

В проведенном анализе не учитывалась возможность генерации мюонами ядерных ливней. Предполагается, что использование искровых камер в многорядном детекторе позволит разделить случаи ядерного и электромагнитного взаимодействий мюонов.

3. Заключение

Анализ прохождения электромагнитных каскадов, генерируемых мюонами, через реальный многорядный детектор показал следующее.

1. Измерение энергии мюона в установках с большим числом рядов можно осуществить способом счета «сработавших» рядов. Сработавшим рядом является ряд, в котором наблюдается число электронов, превышающих заданный порог. При одном значении порога динамический диапазон измеряемых энергий составляет $\simeq 50$. Изменением порога по числу вторичных электронов можно осуществлять сдвиг диапазона измеряемых энергий мюонов. Работа с порогом по числу электронов упрощает техническую сторону создания многорядных детекторов.

2. В области энергий $E_\mu \simeq 10^{11}$—10^{12} эВ можно осуществить абсолютную калибровку метода «парного», многорядного спектрометра в измерениях совместно с магнитным спектрометром. Такого типа калибровку предполагается осуществить на установке НИИЯФ МГУ [7].

3. Работа на установках со сравнительно тонкими слоями свинца между рядами детекторов вторичных ливней приводит к потере точности в измерении энергии мюона, но не закрывает возможности измерения энергии. При конструировании многорядных установок возможно компромиссное решение вопроса о толщине свинца между рядами.

В заключение авторы выражают благодарность Е. Вдовчику и Г. Б. Христиансену за обсуждение результатов.

НИИЯФ МГУ
Институт физики Лодзинского университета

Поступила 9.VI.1980

ЛИТЕРАТУРА

1. *И. С. Алексеев, Г. Т. Зацепин.* Труды Межд. конф. по космическим лучам, т. 1, Изд. АН СССР, М., 1960.
2. *О. В. Веденеев, В. А. Дмитриев, Г. Б. Христиансен.* ЖЭТФ, 44, 556 (1963).
3. *Н. П. Ильина, Б. А. Хренов, З. В. Ярочкина.* ЯФ, 18, 854 (1973).
4. *Н. П. Ильина, Б. А. Хренов, Г. Б. Христиансен.* Изв. АН СССР, сер. физ., 27, 1478 (1973).
5. *М. Ф. Бибилашвили.* Докторская диссертация, ТГУ, Тбилиси, 1971.
6. *А. Д. Ерлыкин.* Препринт ФИАН № 67, М., 1967.

7. *Ju. N. Bazutov et al.* Intern. Cos. Ray Conf., Plovdiv, 1977, v. 6, p. 167.
8. *H. B. Bhaba.* Proc. Roy. Soc., A 164, 257 (1938).
9. *A. A. Petrukhin, V. V. Schestakov.* Canad. J. Phys., 46, 377 (1968).
10. *R. P. Kokoulin, A. A. Petrukhin.* Acad. Sci. Hung., 4, 277 (1970).
11. *С. Р. Кельнер, Ю. Д. Котов.* ЯФ, 7, 360 (1968).
12. *А. И. Никишов.* ЯФ, 27, 1281 (1978).
13. *I. P. Ivanenko, A. A. Kirillov.* Intern. Cos. Ray Conf.. Plovdiv, 1977, v 8, p. 432.
14. *А. А. Беляев, В. В. Гужавин, И. П. Иваненко.* Препринт ФИАН № 34, 1975.
15. *Н. М. Герасимова.* Труды ФИАН, 1964.
J. N. Vardanyan, N. M. Gerasimova, I. P. Ivanenko. Intern. Cos. Ray Conf., Plovdiv, 1977, v. 7, p. 478.

ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՀԵՂԵՂՆԵՐԻ ԲԱԶՄԱՇԱՐՔ ԴԵՏԵԿՏՈՐ ՄՅՈՒՈՆՆԵՐԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՉԱՓՄԱՆ ՀԱՄԱՐ
(Հեղեղների զարգացման հաշվարկ)

Վ. Ա. ԱՍՏԱՖԵՎ, Ա. Ն. ԳՐՈՒՇԻՆՍԿԻ, ՅՈՒ. Գ. ԼՅՈՒՏՈՎ,
Բ. Ա. ԽՐԵՆՈՎ, ՅԱ. ՕԼԵՅՆԻՉԻԿ

Աշխատանքում դիտարկվում է $E_\mu \gtrsim 10^{12}$ էվ տիրույթում մյուոնի էներգիայի չափման հնարավորությունը բազմաշարք դետեկտորների օգնությամբ, որտեղ օգտագործվում է մյուոններով e^+e^- զույգերի ուղղակի ծնման էֆեկտը։ Հաշվարկված է տարբեր էներգիաների մյուոններով էլեկտրոն-ֆոտոնային հեղեղների առաջացումը դետեկտորում, որը բաղկացած է բազմաշարք կայծային խցերից, շերտավորված արճիճով։ Ցույց է տրվում, որ մյուոնի էներգիան կարելի է որոշել հաշվելով այն կայծային խցերի թիվը, որտեղ գրանցվում են որոշակի շեմից բարձր թիվով երկրորդային էլեկտրոններ։ Բերվում են մյուոնի էներգիայի չափման ապահովող ճշտությունները տարբեր թիվով շարքերի և կայծային խցերի միջև արճիճի տարբեր հաստությունների համար։

MULTI-ARRAY DETECTOR FOR MUON ENERGY MEASUREMENT (CALCULATION OF ELECTROMAGNETIC CASCADE DEVELOPMENT)

V. A. ASTAF'EV, A. N. GRUSHINSKY, Yu. G. LYUTOV.
B. A. KHRENOV, J. OLEJNICHAK

The possibility of muon energy measurements for energies $E_\mu \gtrsim 10^{12}$ eV with the help of multi-array detector utilizing the effect of direct e^+e^--pair production by muons is considered. The electron-photon cascades generated by muons of various energies are calculated for detectors comprising spark chamber arrays interleaved with lead. It is shown that one can easily measure the muon energy by counting the number of those spark chamber arrays where the secondary shower is above the threshold. The expected accuracy of the energy measurements for various numbers of arrays and various thicknesses of layers is presented.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 15, 354—357 (1980)

ЗАВИСИМОСТЬ ИССЛЕДУЕМЫХ В КАЛОРИМЕТРЕ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН ОТ ПОРОГА РЕГИСТРАЦИИ

М. И. КЕРОПЯН, С. С. КАЗАРЯН, Л. Г. МЕЛКУМЯН, М. П. ПЛЕШКО

Исследовано влияние порога регистрации ядерно-электронных каскадов в отдельном канале ионизационного калориметра на величины пробега неупругого взаимодействия адронов с ядрами вещества калориметра, пробега поглощения потока энергии и показателя энергетического спектра адронов.

Ионизационный калориметр является автономным детектором для регистрации адронов высоких энергий и определения некоторых характеристик взаимодействия адронов с ядрами вещества, служащего фильтром в калориметре (см., например, [1]).

При сопоставлении результатов, полученных в разных калориметрах, необходимо учитывать пороговые эффекты и полностью регистрировать каскады, генерированные одиночными адронами. Порог регистрации определяется той минимальной величиной амплитуды импульса на выходе ионизационной камеры, при которой начинается регистрация. Импульс на выходе камеры пропорционален числу релятивистских частиц, прошедших через нее. Порог регистрации задается исходя из исследуемого интервала энергий. Минимальный порог обусловлен уровнем шумов в тракте камера-усилитель.

Нами исследовано влияние порога регистрации ядерно-электронных каскадов в ионизационных камерах на величины пробега неупругого взаимодействия λ_{in}, пробега поглощения потока энергии L и показателя интегрального энергетического спектра γ зарегистрированных адронов.

Работа выполнена на установке «Пион», описанной в [2]. Проанализировано примерно 1500 ядерных ливней, вызванных одиночными адронами в железном фильтре калориметра, с энергиями 0,8 ТэВ и выше, т. е. в два раза превышающими энергетический порог регистрации установки, чтобы исключить эффекты, связанные с возможным плаванием порога.

В калориметре установки «Пион» регистрация информации начинается при прохождении 25—30 релятивистских частиц через ионизационные камеры, что соответствует цифре 1 на выходе амплитудно-цифрового преобразователя (АЦП). Увеличение ступенек АЦП на единицу соответствует увеличению амплитуды на величину, эквивалентную 25—30 частицам. Коэффициент перехода от числа ступенек АЦП к величине энергии равен 4, если энергия измеряется в ГэВ.

Для выявления эффектов, связанных с порогом регистрации, в отобранных событиях искусственно варьировался порог регистрации путем вычета из показаний каналов, участвующих в каскаде, 1, 2 и 3 ступенек АЦП. Таким образом, порог регистрации — одна ступенька АЦП — соот-

ветствует 25—30 частицам (установленный порог), второй порог — примерно 60 частиц, третий порог — примерно 90 частиц и четвертый порог — примерно 120 частиц.

Отобранные по искусственным порогам i каскады в дальнейшем перегруппировались как по энергии $E(i)$, так и по глубине $l(i)$ начала развития ливня. После перегруппировки по каждому порогу из статистического материала исключались ливни с энергией меньше 0,8 ТэВ, так как изучается спектр с $E(i) \geqslant 0{,}8$ ТэВ (см. рис. 1). Выбывающие из-за наложения дополнительных порогов события приводят к искажению распределений как по началам взаимодействия, так и по энергетическому спектру (см. рис. 2 и 3).

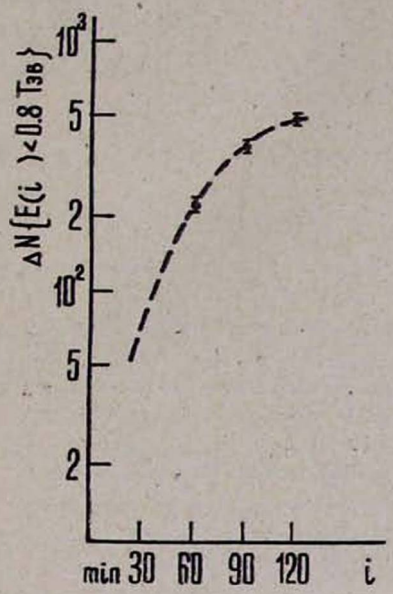


Рис. 1.

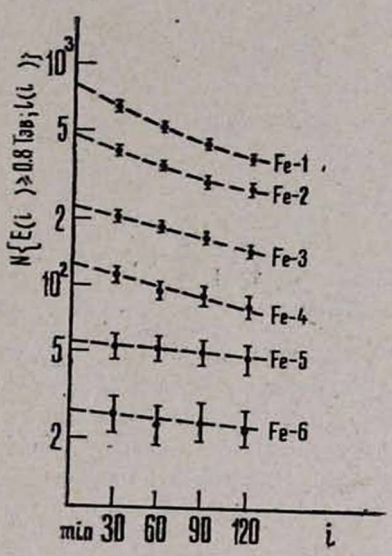


Рис. 2.

Рис. 1. Зависимость числа выбывающих из первоначального статистического материала событий от порога регистрации.

Рис. 2. Распределение количества событий в зависимости от порога регистрации для разных глубин взаимодействия.

По сгруппированным $N[l(i)]$ и $N[E(i) \geqslant 0{,}8$ ТэВ$]$ событиям были определены пробег поглощения потока энергии $L_{h-Fe}(i)$, пробег неупругого взаимодействия $\lambda_{h-Fe}(i)$ и показатель энергетического спектра $\gamma_{h-Fe}(i)$ (см. рис. 4). Значения величин L, λ_{in} и γ при минимальном пороге определялись путем аппроксимации. Результаты приведены на рис. 4 и в таблице.

Впервые пороговая зависимость пробега неупругого взаимодействия была изучена в работе [3], а пробега поглощения — в работе [4]. Количественная оценка пороговой зависимости показателя спектра впервые производится в настоящей работе.

Таким образом, резюмируя полученные результаты, можно сделать следующий вывод. При определении некоторых характеристик ядерных взаимодействий в калориметре необходимо учесть поправки, обусловленные порогом регистрации. При этом уменьшение порога регистрации релятивистских частиц на канал от 120 до $\sim$ 10 приводит к изменению:

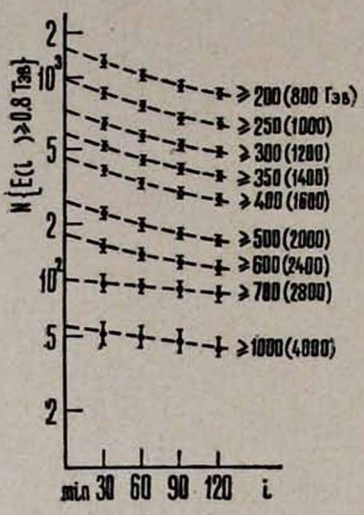


Рис. 3.

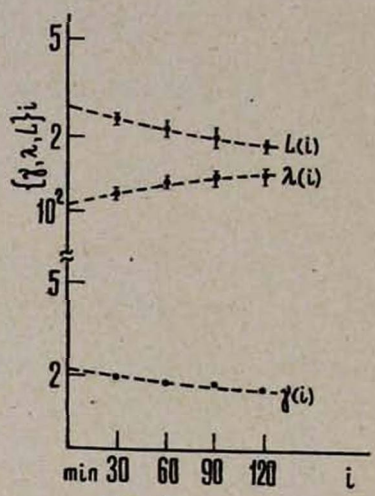


Рис. 4.

Рис. 3. Изменение интегрального спектра с различными энергетическими порогами в зависимости от порога (цифры у кривых указывают интервал энергий в единицах АЦП).

Рис. 4. Зависимость изменения величин пробега неупругого взаимодействия $\lambda_{h-Fe}(i)$, пробега поглощения потока энергии $L_{h-Fe}(i)$ и показателя интегрального спектра $\gamma_{h-Fe}(i)$ от величины порога регистрации.

Таблица

i (рел. част.)	30	60	90	120	Мин. пор.	Число событий
$\gamma_h(i)$	1,95±0,03	1,90±0,03	1,84±0,04	1,80±0,02	1,98±0,02	1443
$N(i)$	1443	1228	1061	946		
$\lambda_{in,\,h-Fe}(i)$	128±6	133±6	137±7	140±9	119±4	1443
$L_{h-Fe}(i)$	243±9	217±10	202±9	186±11	273±11	1054

а) пробега неупругого взаимодействия адронов в железе от (140± ± 9) г см$^{-2}$ до (128 ± 6) г см$^{-2}$;

б) пробега поглощения потока энергии в калориметре от (186 ± ± 11) г см$^{-2}$ до (243 ± 9) г см$^{-2}$;

в) показателя спектра зарегистрированных адронов от 1,80 ± 0,02 до 1,95 ± 0,03.

В заключение авторы выражают благодарность В. В. Авакяну, Э. А. Мамиджаняну, С. Г. Матиняну за полезные обсуждения, М. М. Му-

радяну за составление программы и расчеты на ЭВМ, Дж. С. Оганезовой за помощь в работе.

Ереванский физический
институт

Поступила 4.I.1980

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. С. Мурзин, Л. И. Сарычева.* Множественные процессы при высоких энергиях, Атомиздат, М., 1974.
2. *В. В. Авакян* и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 44, 479 (1980).
3. *I. R. Macc Fall.* Ph. D., Maryland University, 1976.
4. *М. И. Керопян.* Кандидатская диссертация, Ереван, 1977.

ԿԱԼՈՐԻՄԵՏՐԻ ՄԻՋՈՑՈՎ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՎՈՂ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ՄԵԾՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԿԱԽՈՒՄԸ ԳՐԱՆՑՄԱՆ ՇԵՄԻՑ

Մ. Ի. ՔԵՐՈՓՅԱՆ, Ս. Ս. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Լ. Գ. ՄԵԼՔՈՒՄՅԱՆ, Մ. Պ. ՊԼԵՇԿՈ

Ուսումնասիրված է էլեկտրոնամիջուկային հեղեղների գրանցման շեմի ազդեցությունը իոնիզացիոն կալորիմետրի միջոցով չափվող ադրոնների փոխազդման վազքի երկարության, հեղեղների էներգիայի հոսքի կլանման և նրանց էներգետիկ սպեկտրի վրա։

THE DEPENDENCE OF INVESTIGATED IN CALORIMETER PHYSICAL CHARACTERISTICS ON THE REGISTRATION THRESHOLD

M. I. KEROPIAN, S. S. KAZARIAN, L. G. MELKUMIAN, M. P. PLESHKO

The influence of the threshold of shower registration in ionization calorimeter on the values of inelastic interaction cross section, the attenuation length and the power of energy spectrum is analyzed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 15, 358—362 (1980)

ИЗМЕРЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ВЕЩЕСТВА ДЛЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ ПО ИНТЕНСИВНОСТИ МНОГОКРАТНО ДИФРАГИРОВАННОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ПУЧКА

М. А. НАВАСАРДЯН, В. К. МИРЗОЯН

Неоднородные материалы, помещенные внутри системы монокристаллических многоблоков, могут сильно уменьшить интенсивность рентгеновского пучка, дифрагированного от такой системы. На основе этого факта предлагается способ измерения единичного декремента показателя преломления δ рентгеновских лучей при использовании в качестве образца одномерной сетки из волокна круглого сечения. Получено соотношение, дающее возможность легко подсчитать декремент δ, исходя из отношения интенсивностей проходящего и падающего на волокна рентгеновских пучков, при заранее измеренной величине угла динамического отражения для данных кристаллических блоков.

В нашей предыдущей работе [1] экспериментально было доказано, в частности, что при помещении исследуемого неоднородного образца внутрь рентгенинтерферометра интенсивность дифрагированных пучков сильно уменьшается. Это обусловлено отклонением пучка на границах неоднородностей. В настоящей работе излагаются новые особенности описанного ранее эффекта. Здесь рассматриваются также возможные применения эффекта для измерения абсолютных и относительных показателей преломления вещества, исходя из интенсивностей дифрагированных пучков, испытавших многократную (два и более раза) дифракцию. Далее, опробованы материалы, имеющие в своем составе области с различными комбинациями границ раздела веществ, находящихся в трех агрегатных состояниях: твердое тело—газ, жидкость—газ, твердое тело—жидкость и т. д. Во всех случаях, когда такие вещества располагаются внутри интерферометра на пути пучков, в большей или меньшей мере наблюдается уменьшение интенсивности этих пучков.

Уменьшение интенсивности не наблюдается, когда для блоков кристаллической системы и для данного излучения не выполняется условие аномального прохождения. Так, например, если работа ведется с кремниевым интерферометром, то при использовании молибденового излучения ($\lambda = 0{,}071$ нм, $\mu t < 1$) уменьшение интенсивности не наблюдается, однако при работе с германиевым интерферометром с тем же излучением ($\lambda = 0{,}071$ нм, $\mu t > 10$) наблюдается уменьшение интенсивности (здесь μ — линейный коэффициент поглощения материала интерферометра, t — толщина блоков). В обоих случаях толщина блоков составляла $t = 0{,}5$ мм, а коэффициент поглощения в кристаллах Si и Ge равен соответственно 14 и 350 см$^{-1}$. Понятно, что причина такого поведения интенсивности

дифрагированного пучка (уменьшение в случае $\mu t > 10$ и неуменьшение при $\mu t < 1$) обусловлена разной величиной произведения μt кристаллов, так как отклонение пучка на границах неоднородностей не изменилось (и излучение, и образец те же самые). Последнее означает, что уменьшение интенсивности обусловлено «увеличением поглощения из-за отклонения» пучков, а такое поведение коэффициента поглощения кристаллов характерно для случая аномального прохождения, т. е. $\mu t \gtrsim 10$.

Измерение показателя преломления веществ, полученных из параллельных волокон

Измерение показателя преломления вещества по «увеличению поглощения из-за отклонения пучка» оказывается довольно легко осуществимой задачей, если из волокон данного материала сделать одномерную сетку. Волокна должны соприкасаться друг с другом (рис. 1) и быть прозрачными для рентгеновских лучей. Этот случай легко поддается также и теоретическому рассмотрению.

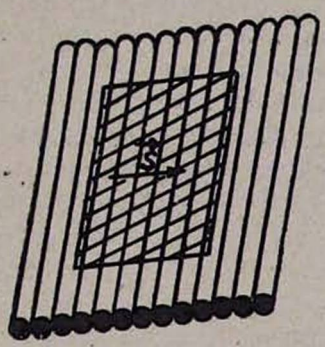


Рис. 1.

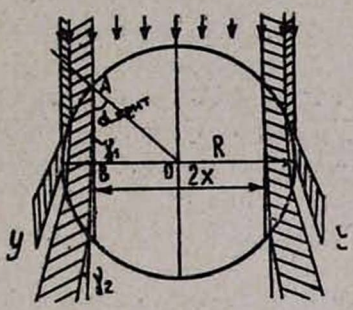


Рис. 2.

Рис. 1. Взаимное расположение одномерной сетки и поперечного сечения рентгеновского пучка (заштрихованный прямоугольник), s — дифракционный вектор отражения, перпендикулярный к длине ниток.

Рис. 2. Поперечное сечение нитки, имеющей форму круглого цилиндра, и направления падающего и преломленного пучков. Крайние полосы изображают пучки, испытывающие полное внешнее отражение. На рисунке масштаб не выдержан.

На рис. 2 изображены поперечное сечение одного из волокон, имеющего форму круглого цилиндра, и пучок рентгеновских лучей, направленных на поверхность волокна. Излучение освещает верхнюю половину поверхности цилиндра. На верхней и нижней поверхностях нити лучи испытывают небольшое преломление (не преломляются только лучи, проходящие через центры волокон). Очевидно, что лучи, проходящие вблизи краев цилиндра, будут испытывать большое отклонение, так как там больше и угол падения (угол между лучом и нормалью к поверхности). На самом краю цилиндра, где угол между падающими лучами и нормалью всего на несколько минут меньше 90°, происходит полное внутреннее отражение лучей (см. рис. 2, область У).

Понятно, что если такая одномерная сетка будет помещена внутри интерферометра на пути дифрагированных лучей, то все те лучи, угол отклонения которых от первоначального направления будет превышать определенное значение, а именно, полуширину угла динамического отражения ($\Delta\varphi$) для данной кристаллической пластинки и данной длины волны, будут полностью поглощаться в следующем блоке кристаллической системы. Угол падения луча, для которого отклонение от первичного направления равно полуширине динамического отражения (угол падения луча, проходящего через точку A на рис. 2), обозначим через $\alpha_{крит}$. Из рис. 2 видно, что отношение интенсивности J пучка, проходящего через систему блоков, внутри которой помещен образец, к интенсивности J_0 пучка, проходящего через систему блоков при отсутствии образца (в пределе одного волокна), будет равно отношению $2x$ к диаметру цилиндра $D = 2R$ (поглощением цилиндра пренебрегаем), т. е.

$$\frac{J}{J_0} = \frac{x}{R}.$$

Это отношение не зависит от числа и диаметра участвующих в процессе волокон, если волокна полностью перекрывают поперечное сечение пучка. С другой стороны, из треугольника АОВ (рис. 2) видно, что отношение x/R есть синус угла падения $\alpha_{крит}$ (при меньших углах падения $\alpha < \alpha_{крит}$ пучки будут поглощаться в следующем блоке меньше, т. е. по закону аномального прохождения), так что

$$\sin \alpha_{крит} = \frac{x}{R} = \frac{J}{J_0}.$$

Таким образом, если известны интенсивность выходящего из кристаллической системы пучка в случае отсутствия внутри системы образца и интенсивность этого же пучка при помещении образца внутри интерферометра, то известен и угол падения $\alpha_{крит}$. А соответствующий критический угол преломления $\beta_{крит}$ пучка будет равен сумме угла падения $\alpha_{крит}$ и угла γ_1 отклонения пучка на верхней границе волокна от первоначального направления (см. рис. 2):

$$\beta_{крит} = \alpha_{крит} + \gamma_1.$$

Так как углы отклонения пучка от первоначального направления на верхней (γ_1) и нижней (γ_2) границах волокна очень мало отличаются друг от друга ($\gamma_1 \approx \gamma_2 = \gamma$), то сумма этих углов для критической точки A (рис. 2) будет равна $2\gamma \approx \Delta\varphi/2$, $\gamma \approx \Delta\varphi/4$ и $\beta_{крит} = \alpha_{крит} + \Delta\varphi/4$. Отсюда по закону преломления получаем

$$\frac{\sin \alpha_{крит}}{\sin \beta_{крит}} = \frac{\sin \alpha_{крит}}{\sin (\alpha_{крит} + \Delta\varphi/4)} = n = 1 - \delta,$$

и поэтому

$$\delta = 1 - \frac{J/J_0}{\sin (\arcsin J/J_0 + \Delta\varphi/4)},$$

где δ — единичный декремент показателя преломления исследуемого вещества для данной длины волны.

Из вышесказанного следует, что если измерять интенсивность дифрагированного пучка, покидающего многоблочную систему, при помещении образца на пути лучей внутри рентгенинтерферометра и интенсивность этого же пучка без образца на пути лучей и, кроме того, если заранее измерена угловая ширина динамического отражения $\Delta\varphi$ для данной системы блоков (данной плоскости отражения и данной длины волны), то можно довольно простым способом определить показатель преломления исследуемого вещества для данной длины волны.

Из литературных данных величина δ для целлулоида равна $4{,}8 \cdot 10^{-6}$ [2], а при измерении нашим методом — $(5{,}3 \mp 0{,}64) \cdot 10^{-6}$, т. е. относительная ошибка составляет 12%. Для увеличения точности измерения можно изготовить систему, состоящую из трех и более блоков, и сетки помещать между блоками многоблочной системы после каждого блока; при этом интенсивность будет уменьшаться еще больше. Это уменьшение будет происходить по закону сложного процента. Разумеется, в этом случае число сеток будет меньше числа блоков на единицу. Когда коэффициент поглощения образца сравнительно большой (для компенсации уменьшения интенсивности из-за обычного поглощения), то в качестве интенсивности падающего пучка (J_0) можно брать интенсивность излучения после прохождения его через образец, расположенный на пути лучей у входа счетчика квантов (вне интерферометра).

Вышеизложенный метод определения показателя преломления рентгеновских лучей имеет некоторые преимущества по сравнению с имеющимися до настоящего времени методами [2, 3]. Он не требует установок больших размеров (метровое расстояние между образцом и детектором), дает возможность измерения показателя преломления волокнистых и порошкообразных материалов, не нуждается в особо коллимированном рентгеновском пучке, так как коллимация осуществляется в объеме самого кристаллического блока, а роль рассеянных квантов в воздухе сводится к минимуму.

Ереванский физический
институт

Поступила 2.V.1980

ЛИТЕРАТУРА

1. *М. А. Навасардян, В. К. Мирзоян, В. В. Арутюнян.* Изв. АН АрмССР, Физика, 14, 265 (1979).
2. *М. А. Блохин.* Физика рентгеновских лучей, М., 1957.
3. *А. О. Абоян, Ф. О. Эйрамджян, П. А. Безирганян.* Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 193 (1974).

ՆՅՈՒԹԻ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԲԵԿՄԱՆ ՑՈՒՑՉԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ԲԱԶՄԱԿԻ ԴԻՖՐԱԿՑՎԱԾ ՓՆՋԻ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ՉԱՓՄԱՆ ՄԻՋՈՑՈՎ

Մ. Ա. ՆԱՎԱՍԱՐԴՅԱՆ, Վ. Ղ. ՄԻՐԶՈՅԱՆ

Լաուե-անդրադարձման վիճակում գտնվող բազմաթիթեղավոր միաբյուրեղային համակարգի մեջ տեղադրված նմուշի անհամասեռությունների սահմանների վրա բեկված ռենտգենյան

Ճառագայթների փնջի ինտենսիվությունը պակասում է, երբ բեկված փնջի անկյունային բացվածքը գերազանցում է միաբյուրեղի դինամիկ ցրման անկյունային բացվածքը, քանի որ տվյալ փնջի համար այլևս չի բավարարվում ռենտգենյան ճառագայթների անոմալ անցման պայմանը և այն կլանվում է նմուշին հաջորդող թիթեղում։ Նկատի ունենալով այս հանգամանքը պարզված է, որ շրջանային գլանի տեսք ունեցող թելի միջով անցնող և նրա մակերևույթին ընկնող փնջերի ինտենսիվությունների հարաբերությունը հավասար է անկման որոշակի կրիտիկական անկյան սինուսին։ Օգտագործելով այս հանգամանքը և նախօրոք չափելով տվյալ բյուրեղի դինամիկ ցրման անկյունային բացվածքը, որով պայմանավորված է կրիտիկական անկյան մեծությունը, հնարավոր է դառնում պարզ արտահայտության միջոցով հաշվել տվյալ նյութի բեկման ցուցչի միավոր դեկրեմենտը։ Այս նպատակի համար կարելի է օգտագործել երկու կամ ավելի միաբյուրեղային թիթեղներով կազմված համակարգեր, նմուշը տեղադրելով յուրաքանչյուր հարևան երկու թիթեղների միջև։

MEASUREMENT OF THE REFRACTIVE INDEX OF A SUBSTANCE BY INTENSITIES OF MULTIPLE DIFFRACTED *X*-RAYS

M. A. NAVASARDYAN, V. K. MIRZOYAN

Single crystal systems consisting of several silicon (or germanium) slices according to the *Ш*-shaped interferometer are used to obtain the multiple diffracted *X*-rays. A formula is found, which allows to calculate the refractive index of substances when the intensities of the multiple diffracted beam with and without the sample within the system of crystal blocks are measured. It is also necessary for calculations to accurately measure the angular divergence of dynamic reflection of the crystal slices in advance.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 15, 363—368 (1980)

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ЭЛЕКТРООТРАЖЕНИЯ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО РУТИЛА

Ж. Р. ПАНОСЯН, В. А. МЕЛИКСЕТЯН, А. Р. МАИЛЯН, А. О. АРАКЕЛЯН, А. Л. МАРГАРЯН, В. М. АРАКЕЛЯН

Разработана методика исследования спектров электроотражения поликристаллических образцов рутила при использовании неполяризованного света. Обнаружено качественное соответствие спектров электроотражения и рассчитанных на их основе изменений вещественной и мнимой частей диэлектрической проницаемости поликристаллических и монокристаллических образцов рутила. Показано, что поликристаллическому рутилу можно приписать зонную структуру, сходную с зонной структурой монокристаллического рутила. Исследованы также спектры электроотражения поликристаллического рутила, легированного ниобием.

Известно, что TiO_2 (рутил) является одним из перспективных материалов для изготовления полупроводниковых фотоэлектродов, использующихся в установках фотолиза для получения дешевого водородного топлива путем разложения воды на H_2 и O_2 только за счет солнечной энергии (см., например, [1, 2]). Эффективность преобразования в значительной мере зависит от свойств полупроводникового фотоэлектрода, и с этой точки зрения целесообразно исследование зонной структуры рутила.

Спектры электроотражения (ЭО) монокристаллического рутила с последующим расчетом их зонной структуры по общеизвестной методике исследовались многими авторами [3—8]. Особый интерес представляет исследование поликристаллических образцов, поскольку, во-первых, фотоэлектроды из поликристаллических образцов значительно дешевле и эффективнее, во-вторых, их примесно-дефектный состав можно легко варьировать и, в-третьих, свойства поликристаллического рутила почти не исследованы.

Для получения спектров ЭО использовалась следующая методика. Луч света от лампы ДКсШ-1000, проходя через монохроматор ДМР-4, при определенной длине волны под углом, близким к нормальному, фокусировался на образец, помещенный в электролит (KCl—0,1N). Отраженный свет преобразовывался с помощью фотоэлектронного умножителя. После резонансного усиления и синхронного детектирования сигнал записывался на самописце. Приложенное к образцу поле модулировалось переменной составляющей с частотой 1000 Гц, а постоянная составляющая варьировалась в пределах от 0,1 до 5 В. При изменении величины постоянной составляющей менялась амплитуда сигнала ЭО, но местоположения экстремальных точек по энергии и общий вид кривых не изменялись. Образцы имели вид таблеток с толщиной 1 мм, а исследуемая поверхность полировалась алмазной пастой.

Поскольку поликристаллические образцы не имеют оптической оси, то для получения их спектров отражения нет возможности использовать общепринятую методику исследования монокристаллов рутила с помощью света определенной поляризации относительно оптической оси. Поэтому возникает необходимость разработать методику исследования поликристаллических образцов.

С этой целью был получен спектр ЭО ($\Delta R/R$ от $\hbar\omega$) монокристаллического образца TiO_2 в случае неполяризованного света (рис. 1), который рассчитывался с использованием преобразований Крамерса—Кронига [9],

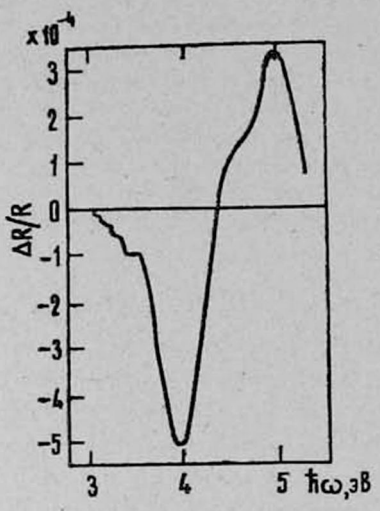


Рис. 1. Спектр электроотражения монокристаллического рутила при использовании неполяризованного света.

$$\Delta\varepsilon_1(\omega) = \frac{n}{2n_0}(n^2 - n_0^2 - 3k^2)\frac{\Delta R}{R} + \frac{k}{n_0}(3n^2 - n_0^2 - k^2)\Delta\theta(\omega), \quad (1)$$

$$\Delta\varepsilon_2(\omega) = \frac{k}{2n_0}(3n^2 - n_0^2 - k^2)\frac{\Delta R}{R} + \frac{n}{n_0}(3k^2 + n_0^2 - n^2)\Delta\theta(\omega), \quad (2)$$

$$\Delta\theta(\omega) = \frac{\omega}{\pi}\int_0^\infty \left[\frac{\Delta R(\omega')}{R(\omega')} - \frac{\Delta R(\omega)}{R(\omega)}\right]\frac{d\omega'}{\omega'^2 - \omega^2}, \quad (3)$$

где $\Delta\varepsilon_1(\omega)$ и $\Delta\varepsilon_2(\omega)$ — изменения вещественной и мнимой частей диэлектрической проницаемости, k и n — показатели поглощения и преломления TiO_2, а n_0 — показатель преломления электролита ($n_0 = 1{,}34$).

Для расчета были составлены таблицы зависимости $\Delta R/R$ от ω по данным экспериментальной кривой, приведенной на рис. 1. Таблицами задавались также величины показателя поглощения k и показателя преломления n на основе экспериментальных кривых, полученных в работе [10]. Расчеты выполнялись на ЭВМ ЕС-1020, а для выделения особой точки при расчете $\Delta\theta(\omega)$ использовалась линейная интерполяция

$$\frac{\dfrac{\Delta R(\omega_i)}{R(\omega_i)} - \dfrac{\Delta R(\omega_{i+1})}{R(\omega_{i+1})}}{\omega_i - \omega_{i+1}} = a(\omega_i - \omega_{i+1}). \quad (4)$$

Для сопоставления спектров, полученных с использованием света определенной поляризации, со спектрами, полученными с помощью неполяризованного света, были рассчитаны спектры для случаев:

а) $n_{\perp}(\omega)$ и $k_{\perp}(\omega)$, б) $n_{\parallel}(\omega)$ и $k_{\parallel}(\omega)$, в) $\bar{n}(\omega)$ и $\bar{k}(\omega)$,

где

$$\bar{n}(\omega) = \frac{n_{\perp}(\omega) + n_{\parallel}(\omega)}{2} \text{ и } \bar{k}(\omega) = \frac{k_{\perp}(\omega) + k_{\parallel}(\omega)}{2}$$

есть усредненные значения $n(\omega)$ и $k(\omega)$, которые соответствуют неполяризованному свету.

На рис. 2 приведены результаты расчетов. Как видно из рис. 2*б*, спектральная зависимость $\overline{\Delta\varepsilon_2}(\omega)$ почти на всем спектральном интервале проходит между спектральными кривыми для $\Delta\varepsilon_{2\perp}(\omega)$ и $\Delta\varepsilon_{2\parallel}(\omega)$

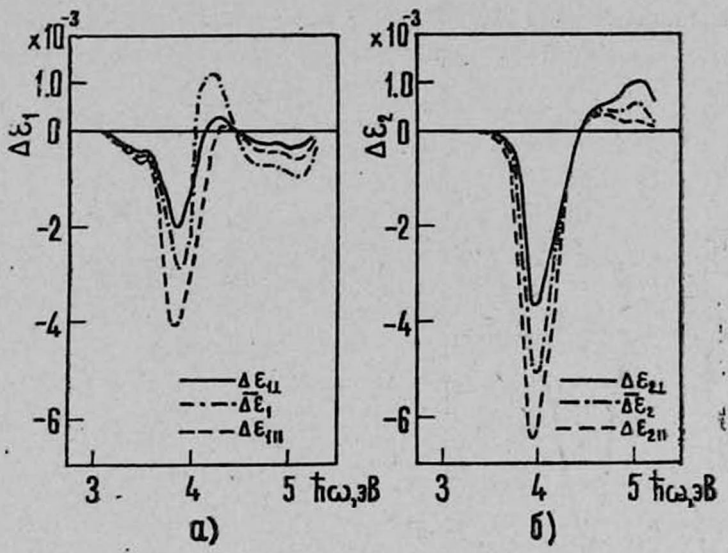


Рис. 2. Спектральные зависимости *а)* $\Delta\varepsilon_1$ и *б)* $\Delta\varepsilon_2$ монокристаллического рутила, рассчитанные для поперечной и продольной поляризаций и при усреднении.

и полностью повторяет все их особенности. Спектральная кривая для $\overline{\Delta\varepsilon_1}(\omega)$ (рис. 2*а*) не во всем спектральном диапазоне находится между $\Delta\varepsilon_{1\perp}(\omega)$ и $\Delta\varepsilon_{1\parallel}(\omega)$, однако и в этом случае ход кривых и местоположения особых точек с удовлетворительной точностью совпадают.

При сопоставлении полученных спектральных зависимостей $\overline{\Delta\varepsilon_1}$ и $\overline{\Delta\varepsilon_2}$ со спектральными зависимостями $\Delta\varepsilon_{1\perp}$, $\Delta\varepsilon_{1\parallel}$, $\Delta\varepsilon_{2\perp}$ и $\Delta\varepsilon_{2\parallel}$, полученными для монокристаллов TiO_2 в работах [4—7] с использованием света определенной поляризации, видно, что основные характеристики этих спектральных кривых находятся в хорошем качественном соответствии. Так, например, пик кривых $\Delta\varepsilon_{1\perp}$, $\Delta\varepsilon_{1\parallel}$ при энергии падающего фотона 3,57 эВ, полученный в работах [6, 7] и приписанный первому прямому

зонному переходу $\Gamma_5^+ - \Gamma_1^+$, наблюдается также и на спектральной зависимости $\Delta\varepsilon_1$, полученной для неполяризованного света при энергии 3,53 эВ. С удовлетворительной точностью совпадают и местоположения других основных особых точек, связанных с переходами, включающими нижнюю валентную зону и верхнюю зону проводимости [7, 8]. Таким образом, на основании проведенного выше сопоставления можно сделать вывод о том, что результаты, полученные для монокристалла рутила в случае неполяризованного света, в общих чертах правильно описывают особенности спектральной зависимости $\Delta\varepsilon_1$ и $\Delta\varepsilon_2$. Следовательно, для качественного исследования особенностей зонной структуры поликристаллических образцов можно использовать неполяризованный свет для получения $\Delta R/R$ и усредненные значения $\bar{n}(\omega)$ и $\bar{k}(\omega)$, измеренные для монокристаллов с последующим анализом Крамерса-Кронига по вышеуказанной методике.

Измеренный спектр ЭО поликристаллического образца рутила показан на рис. 3, а на рис. 4 приведены рассчитанные спектральные зависи-

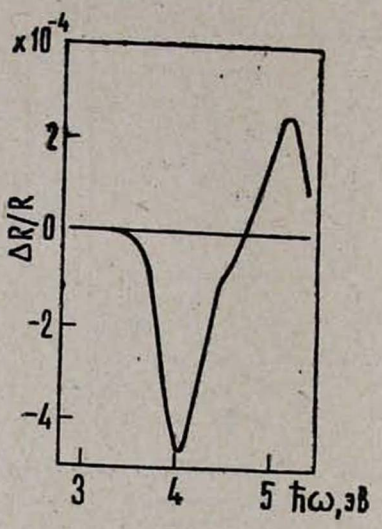


Рис. 3.

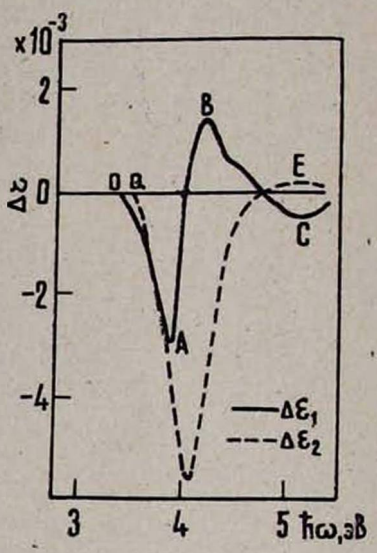


Рис. 4.

Рис. 3. Спектр электроотражения поликристаллического образца рутила.
Рис. 4. Спектральные зависимости $\Delta\varepsilon_1$ и $\Delta\varepsilon_2$ для поликристаллического образца рутила.

мости $\Delta\varepsilon_1$ и $\Delta\varepsilon_2$ для этого образца. Как видно из рис. 4, спектральная зависимость $\Delta\varepsilon_1$, полученная для поликристаллических образцов, начинается не с величины 3 эВ, которая соответствует ширине запрещенной зоны рутила, а с энергии 3,3 эВ. Это, однако, не означает, что ширина запрещенной зоны поликристаллического рутила больше, чем у монокристаллического, поскольку поверхность поликристалла невозможно отполировать так же хорошо, как поверхность монокристалла, и ввиду сильного рассеяния на поверхности поликристаллических образцов в той спектральной об-

ласти, где отраженный от поверхности монокристалла сигнал невелик, у поликристаллических образцов его зарегистрировать не удается.

Тем не менее, общий ход спектров, полученных для поликристаллических образцов, находится в согласии со спектрами монокристаллических образцов, а местоположения основных максимумов и минимумов с удовлетворительной точностью совпадают. Следовательно, можно сделать вывод о том, что влияние межграничных полей монокристаллических зерен (с диаметром ~ 10 мкм) незначительно, и поскольку длина волны света ($\lambda \sim 10^2$ нм) много меньше размеров монокристаллических зерен, то поликристаллическому рутилу можно приписать зонную структуру, сходную с зонной структурой монокристаллического рутила. Как было показано выше, точно определить ширину запрещенной зоны поликристаллического рутила из спектров ЭО не удается, но то обстоятельство, что зонная структура поликристаллов рутила близка к зонной структуре монокристаллов, дает основания предположить, что для поликристаллов ширина запрещенной зоны E_g составляет величину ~ 3 эВ, соответствующую началу непрямых переходов для монокристаллических образцов [6—8]. В пользу этого свидетельствует и то обстоятельство, что при явлении фотолиза, обусловленного переходами зона—зона, полученная нами на поликристаллических образцах спектральная кривая фототока начинает увеличиваться при энергии падающих фотонов ~ 3 эВ.

Были исследованы спектры ЭО поликристаллических образцов рутила с различным содержанием *Nb* (от 0 до 2,5 атомных %), являющегося легирующей примесью при изготовлении фотоэлектродов [11, 12]. Результаты эксперимента свидетельствуют о том, что введение *Nb* почти не влияет на особенности зонной структуры, так как полученные кривые незначительно отличаются друг от друга, как это видно из таблицы, в которой приведены местоположения особых точек, обозначенные соответствующими буквами на рис. 4.

Таблица

Обозначение поликристаллов от *H*0 до *H* 11 соответствует различному содержанию *Nb*, где возрастание номера образца на единицу соответствует увеличению содержания *Nb* на 0,25%

Образец		Особая точка						
		A	*B*	*C*	*D*	*E*	*O*	*Q*
Монокристалл		3,85	4,175	5,1	3,95	5,05	3,0	3,45
Поликристаллы	*H*0	3,85	4,25	5,1	4,075	5,15	3,25	3,55
	*H*1	3,85	4,25	5,2	4,075	5,25	3,2	3,5
	*H*2	3,875	4,2	5,175	4,025	5,25	3,35	3,53
	*H*3	3,925	4,25	5,2	4,025	5,25	3,3	3,53
	*H*4	3,875	4,275	5,25	4,025	5,25	3,3	3,53
	*H*5	3,875	4,23	5,1	4,05	5,1	3,3	3,53
	*H*7	3,875	4,25	5,25	4,05	5,25	3,35	3,53
	*H*11	3,875	4,23	5,2	4,05	5,5	3,3	3,53

Следует отметить, что поскольку наблюдается качественное согласие зонной структуры поликристаллических образцов рутила с теоретически рассчитанной в [8] методом ЛКАО зонной структурой монокристаллического рутила, то возможно, что в некоторых случаях при исследовании электроотражения для поликристаллов вышеупомянутый метод будет достаточно эффективным.

В заключение авторы выражают благодарность В. М. Арутюняну и А. Г. Саркисяну за полезное обсуждение.

Ереванский государственный
университет

Поступила 28.XII.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. *A. Fujishima, K. Honda.* Nature, 238, 37 (1972).
2. *H. P. Maruska, A. K. Ghosh.* Solar Energy, 20, 443 (1978).
3. *F. Arntz, Y. Yacobi.* Phys. Rev. Lett., 17, 857 (1966).
4. *A. Frova, P. J. Boddy, Y. S. Chen.* Phys. Rev., 157, 700 (1967).
5. *A. K. Ghosh, F. G. Wakim, I. Addis.* Phys. Rev., 184, 979 (1969).
6. *K. Vos, H. I. Krusemeyer.* Sol. St. Com., 15, 949 (1974).
7. *K. Vos, H. I. Krusemeyer.* I. Phys. C. Solid State Phys., 10, 2893 (1977).
8. *K. Vos.* I. Phys. C. Sol. State Phys., 10, 2905 (1977).
9. *М. Кардона.* Модуляционная спектроскопия, Изд. Мир, 1972.
10. *M. Cardona, G. Harbeke.* Phys. Rev., 137, 1467 (1965).
11. *А. Г. Саркисян* и др. Ученые записки ЕГУ, 1 (140), 63 (1979).
12. *M. Shiozawa et al.* Yogyo Kyoki Sci., 83, 471 (1975).

ՌՈՒՏԻԼԻ ԲԱԶՄԱԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ԷԼԵԿՏՐԱԱՆԴՐԱԴԱՐՁՄԱՆ ՍՊԵԿՏՐՆԵՐԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ

Ժ. Ռ. ՓԱՆՈՍՅԱՆ, Վ. Ա. ՄԵԼԻՔՍԵԹՅԱՆ, Ա. Ռ. ՄԱՅԻԼՅԱՆ,
Ա. Հ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ, Հ. Լ. ՄԱՐԳԱՐՅԱՆ, Վ. Մ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ

Աշխատանքում մշակված է ռուտիլի բազմաբյուրեղների էլեկտրաանդրադարձման սպեկտրների հետազոտման մեթոդիկա չբևեռացված լույսով չափման դեպքում։ Ցույց է տրված, որ ռուտիլի բազմաբյուրեղների և մոնոբյուրեղների գոտիական կառուցվածքները գտնվում են որակական համապատասխանության մեջ։ Հետազոտված են նաև նիոբիումով լեգիրացված ռուտիլի բազմաբյուրեղների էլեկտրաանդրադարձման սպեկտրները։

INVESTIGATION OF ELECTROREFLECTION SPECTRA OF POLYCRYSTALLINE RUTIL

J. R. PANOSYAN, V. A. MELIKSETYAN, A. R. MAILYAN,
A. H. ARAKELYAN, H. L. MARGARYAN, V. M. ARAKELYAN

A method of the investigation of electroreflection spectra of polycrystalline rutil with nonpolarized light is proposed. A qualitative accordance of band structures of polycrystalline and monocrystalline rutil is shown. The electroreflection spectra of polycrystalline, niobium-doped rutil samples were also investigated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 15, 369—373 (1980)

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПЬЕЗОДЕФОРМАЦИИ СДВИГА ПО ТОЛЩИНЕ НА ДЕФЕКТНУЮ СТРУКТУРУ КРИСТАЛЛА КВАРЦА

С. А. АДАМЯН

Методом рентгеновской дифракционной топографии исследовано изменение контраста дефектных поверхностей и дислокаций, расположенных в областях автономного роста параллельно большому ромбоэдру.

Кварцевые элементы АТ-среза находят широкое применение в электронике для стабилизации частоты и в частотных фильтрах. В зависимости от режима работы некоторые физические характеристики данного элемента претерпевают изменения. В литературе разные авторы объясняют происходящие в кварцевом элементе изменения с помощью различных моделей; единого мнения по поводу затронутого вопроса не существует. Одной из причин изменения физических характеристик элемента является деформация сдвига по толщине, которая образуется в кварцевых пластинках АТ-среза посредством обратного пьезоэффекта. В некоторых работах [1—3] предполагается, что такие изменения физических характеристик в кристалле кварца, как акустические потери, имеют дислокационный характер, однако это не обосновывается. Причину изменения некоторых физических характеристик можно обнаружить рентгенотопографическим методом. Этим методом исследовано [4, 5] влияние электростатического поля на дефектную структуру кристалла кварца, однако при этом не учитываются: а) характер новоявляющихся дислокаций в зависимости от направления приложенного поля; б) изменения видимости дефектных поверхностей при изменении величины и направления поля.

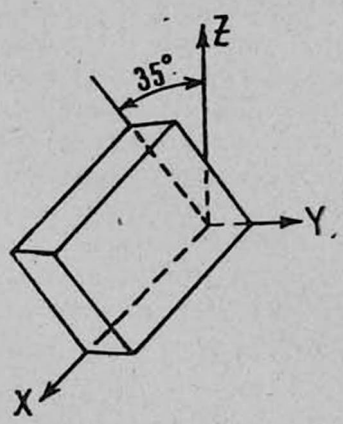


Рис. 1. Пластинка кристалла кварца АТ-среза.

Целью настоящей работы является исследование влияния пьезодеформации сдвига по толщине на дефектную структуру кристалла кварца *АТ*-среза. Это поможет объяснить изменения некоторых физических характеристик кварцевых элементов. Исследуемый образец (пластинка среза АТ из кристалла кварца, рис. 1) имел толщину 0,3 мм. Исследование проводилось по рентгенотопографическому методу Ланга, использовалось излучение MoK_{α}.

На топограмме (рис. 2*а*, рефлекс $(11\bar{2}0)$) изображена дефектная структура образца: виден линейный дефект, расположенный вдоль пластинки под некоторым углом, остальная часть образца почти бездефектна. На топограмме (рис. 2*б*) изображена дефектная структура того же образца при отражении $(\bar{1}\bar{1}20)$. В этом рефлексе четко проявляются дефекты типа дефектных поверхностей (ДП) как границы областей автономного

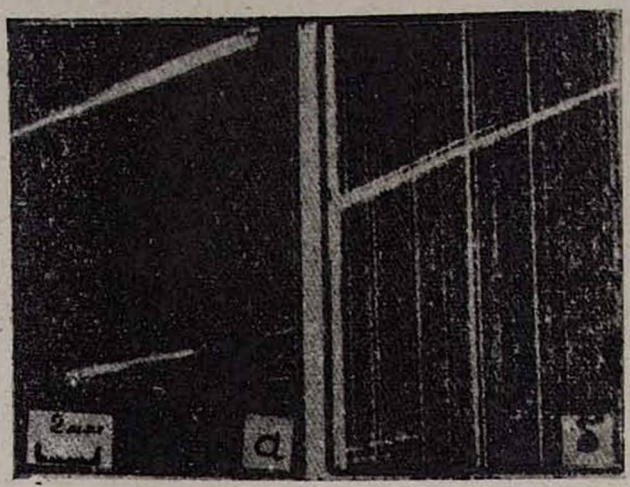


Рис. 2. Топограммы от пластинки кварца АТ-среза: *а)* рефлекс $(11\bar{2}0)\times5$; *б)* рефлекс $(\bar{1}\bar{1}20)\times4$.

роста [6]. Они являются параллельными друг другу полосами разной интенсивности и четкости. Интересно, что расстояние между ними не постоянно, оно составляет 0,3—3,7 мм. Как видно на топограмме, дефектные поверхности проявляются группами так, что расстояние между полосами в группе меньше, чем между самими группами. Группы отличаются друг от друга интенсивностью, четкостью и числом дефектных поверхностей, образующих группу. Линейный дефект, пересекая дефектные поверхности, взаимодействует с ними. В результате некоторые ДП расщепляются на ветви в виде дислокаций. Это значит, что ДП содержала в себе различные типы дислокаций. В данном случае выявилась винтовая дислокация [7]. В области пересечения наблюдается сужение ДП и образование бимодального контраста (темные полосы сопровождаются светлым фоном).

На топограмме (рис. 3, рефлекс $(\bar{1}\bar{1}20)$) приведены изображения ДП при действии на них электростатического поля (рис. 3*а* — полярность положительная, рис. 3*б* — отрицательная). Как видно на топограмме, при положительной полярности дифракционный контраст ДП под электродом ухудшается, причем контраст разных дефектных поверхностей ухудшается в различной степени. При сильных полях контраст слабо выраженных ДП вообще исчезает, а более сильно выраженных ДП только ослабевает. При той же величине поля контраст ДП по обратной полярности не исчезает и ДП сужаются. Под действием электростатического поля с из-

менением контраста ДП в области электродов выявляются единичные дислокации (рис. 3, *а, б*), видимость которых при отрицательной полярности (рис. 3*а*) поля получается четкой. Четкость увеличивается до напряженности поля в 30 кВ/см. При более сильных полях из-за увеличения ин-

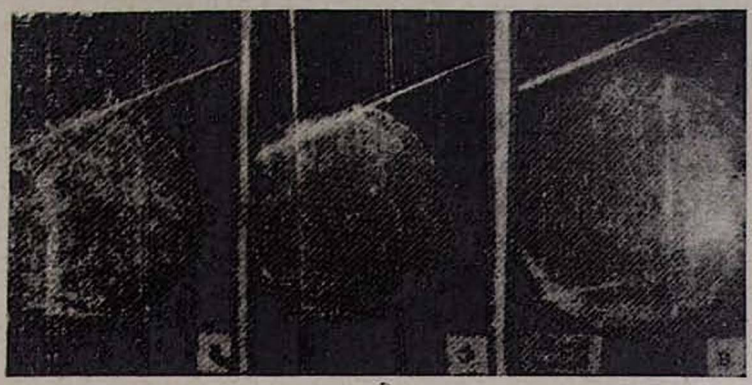


Рис. 3. Топограммы от пластинки АТ-среза, деформированной сдвигом по толщине: *а)* рефлекс $(\bar{1}\bar{1}20)$; *б)* рефлекс $(\bar{1}\bar{1}20)$ при обратной полярности×4; *в)* рефлекс $(11\bar{2}0)$×5. В рефлексе $(\bar{1}\bar{1}20)$ видимость единичных дислокаций отчетлива, в рефлексе $(11\bar{2}0)$ их видимость слабее.

тенсивности фона в области электродов видимость ухудшается [5]. Нововыявленные единичные дислокации параллельны друг другу и образуют некоторый угол с направлением ДП. При изменении полярности (на положительную) их видимость ухудшается. Когда напряженность достигает величины 5 кВ/см, видимость, обусловленная отрицательной полярностью. исчезает. При повышении напряжения в этом направлении наблюдается появление видимости подобных дефектов (рис. 3*б*), которые ориентированы под некоторым углом к предыдущим.

Обсуждение результатов

Известно, что в образцах из кристалла кварца АТ-среза под влиянием электростатического поля возникает пьезодеформация сдвига по толщине, являющаяся суммой деформаций растяжения (сжатия) и сдвига. Так как пьезодеформационные модули в этом случае в разных направлениях имеют различные величины, то деформация сдвига по толщине создает в образце неоднородность упругих напряжений. Неоднородность более ярко выражена в тех областях образца, где существует локальное структурное нарушение. Возникшая неоднородная деформация локализована в подэлектродной части, поэтому изменение дефектной структуры происходит в этой части на границах электродов, где взаимодействуют деформированные и недеформированные области образца [5]. На приведенных топограммах отражено изменение дефектной структуры исследуемых образцов в зависимости от величины и направления подаваемого поля.

Изменение контраста дефектных поверхностей, которые имеют дислокационный характер и являются трудно устранимыми дефектами, можно

объяснить следующим образом. При пьезодеформации сдвига по толщине происходит вращение и искривление отражающих плоскостей. Так как дефектные поверхности в сущности являются скоплением различных видов дислокаций, как краевых, так и винтовых, то при вращении и искривлении отражающих плоскостей видимость некоторой части дислокаций исчезает, а это приводит к ухудшению суммарной видимости. Изменение видимости ДП зависит от направления подаваемого поля.

Результаты наших опытов показали, что при воздействии поля пьезодеформация сдвига по толщине приводит еще и к изменению видимости единичных дислокаций, находящихся в областях автономного роста. В зависимости от условий роста поле упругих напряжений единичных дислокаций бывает слабее или сильнее. Дислокации с сильным полем упругих напряжений обнаруживаются при рентгенотопографических исследованиях. Дислокации со слабым полем упругих напряжений можно выявить, создавая в исследуемом образце неоднородность упругих напряжений. В наших опытах неоднородность упругих напряжений возникала при пьезодеформации сдвига по толщине. Неоднородность упругих напряжений увеличивает интенсивность рассеяния в подэлектродной области и делает возможным, чтобы в местах, где есть локальные структурные нарушения, скольжение происходило с большей вероятностью.

На изменение видимости дефектных поверхностей и единичных дислокаций влияет и поляризация кварца как диэлектрика. В кварце поляризация происходит за счет упругого смещения диполей и релаксационных процессов, связанных с определенным постепенным упорядочением примесей и дефектов под воздействием внешнего поля. Электростатическое поле с напряженностью 100 кВ/см, воздействуя на примесные ионы, вынуждает их иметь некоторую скорость дрейфа [8]. Ионы, обладающие такой скоростью дрейфа, скапливаются в дислокационной области, обогащая эту область и делая возможным обнаружение ее на рентгенотопографических изображениях. Итак, можно предположить, что пьезодеформация в кварце создает благоприятные условия для того, чтобы вокруг единичных дислокаций скапливались точечные дефекты, увеличивая его поле упругих напряжений. Такие скопления ближе к поверхности образца, чем внутри образца.

Ереванский государственный
университет

Поступила 10.IV.1980

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. C. King*. Phys. Rev., 109, 1552 (1958).
2. *Y. Hiki*. J. Phys. Soc. Japan, 16, 664 (1961).
3. *А. А. Дургарян* и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 423 (1974).
4. *N. Kato, S. Jamaschita*. J. Appl. Grust., 8, 623 (1975).
5. *С. А. Адамян, П. А. Безирганян, Е. Г. Заргарян*. Изв. АН АрмССР, Физика, 14, 425 (1979).
6. *Г. В. Клещев* и др. Вопросы физики твердого тела, Челябинск, 5, 68 (1974).
7. *Е. Р. Добровинская* и др. Кристаллография, 20, 339 (1975).
8. *А. Ф. Иоффе*. Избранные труды, Изд. Наука, т. 1, стр. 32, 1974.

ՆՄՈՒՇԻ ՀԱՍՏՈՒԹՅԱՄԲ ԸՆԹԱՑՈՂ ՍԱՀՔԻ ՊՅԵԶՈԴԵՖՈՐՄԱՑԻԱՅԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՔՅՈՒՐԵՂԱՅԻՆ ԿՎԱՐՑԻ ԹԵՐԻ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԻ ՎՐԱ

Ս. Հ. ԱԴԱՄՅԱՆ

Աշխատանքում ռենտգենյան դիֆրակցիոն տոպոգրաֆիկ եղանակով ուսումնասիրված է քյուրեղային կվարցում թերությունների տեսանելիության փոփոխությունը նմուշի հաստությամբ ընթացող պյեզոդեֆորմացիայի ժամանակ։

INVESTIGATION OF THE INFLUENCE OF PIEZOELECTRIC COUPLED THICKNESS SHEAR ON THE DEFECT STRUCTURE OF QUARTZ CRYSTAL

S. H. ADAMYAN

The influence of piezoelectric coupled thickness shear on the visibility of defects in the AI section of quartz crystal is investigated by means of *X*-ray diffraction topography.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 15, 374—378 (1980)

ВЛИЯНИЕ ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ НА ТЕПЛОЕМКОСТЬ КРИСТАЛЛОВ АТГС ВБЛИЗИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

В. К. НОВИК, Г. Т. ГАЛСТЯН, В. А. ЧЕРНЕНКО, И. Н. ПОЛАНДОВ.

Проведено сравнительное исследование тепловых и диэлектрических свойств технически чистых кристаллов триглицинсульфата (ТГС) и ТГС с добавкой α-аланина (АТГС) в интервале температур 20 ÷ 85°С и гидростатических давлений до 8 кбар. Экспериментальные результаты обсуждаются в рамках предложенной модели жесткого каркаса, создаваемого в матрице кристалла ТГС примесными кластерами.

Несмотря на большое число работ по исследованию различных свойств матрицы триглицинсульфата (ТГС), легированной примесями типа внедрения или замещения, остается открытым вопрос о механизме влияния малой концентрации примесей ($\sim$ 0,1%) на поведение матрицы.

Ряд исследований дают повод считать, что таким механизмом является не поле электрических моментов примесей, а поле механических напряжений, возникающих в образце из-за несоответствия размеров примеси междуузлию или замещаемой молекуле [1—3]. Проверка этой возможности должна была, очевидно, свестись к механическому воздействию на легированный образец и сопоставлению полученных результатов с подобными воздействиями на технически чистый кристалл. Различие в поведении образцов могло бы пролить свет на модель этого механизма.

Из всех видов механических воздействий на кристаллы ТГС достаточная амплитуда механических напряжений без остаточных явлений может быть реализована лишь для гидростатического сжатия [4—6].

Задача выбора индикаторного свойства сводится к выбору такой физической величины, поведение которой при механических нагружениях качественно различается для чистых и примесных кристаллов ТГС. Информация, накопленная в процессе экспериментов по исследованию теплоемкости чистого ТГС при гидростатических давлениях до 10 кбар [7, 8] показала, что таким свойством может быть теплоемкость в области фазового перехода (ФП). Поведение относительной диэлектрической проницаемости ε под давлением, как будет показано ниже, менее информативно, а измерение спонтанной поляризации $P_{сп}$ по петлям диэлектрического гистерезиса затруднительно, если учесть, что давление будет увеличивать и без того большое внутреннее поле смещения ($\sim$ 14 кВ/см) [1, 2].

В настоящей работе исследовались кристаллы технически чистого ТГС и кристаллы ТГС с примесью α-аланина (АТГС) с концентрацией примеси $\sim$ 0,1 вес.%.

Диэлектрические свойства ТГС и АТГС при высоких давлениях

Влияние давления (p) на ε ТГС и АТГС исследовалось на установке, описанной ранее [10]. Образцы монокристаллов Y-среза изготовлялись по обычной технологии и имели размеры 7×7×0,8 мм³. Электродами служило напыленное в вакууме серебро. Измерение диэлектрической проницаемости проводилось с помощью моста «Р-551» в измерительном поле≃ 0,1 В/см на частоте 15 кГц.

На рис. 1 показаны результаты эксперимента. Измерения проводились методом изобар в статическом температурном режиме при понижении температуры из парафазы. В отличие от данных [4, 6] мы не нашли уменьшения максимума диэлектрической проницаемости при ФП (ε_{max}) для ТГС вплоть до 8 кбар (рис. 1*а*). В то же время ε_{max} АТГС монотонно уменьшилась вдвое при увеличении p до 8 кбар (рис. 1*б*).

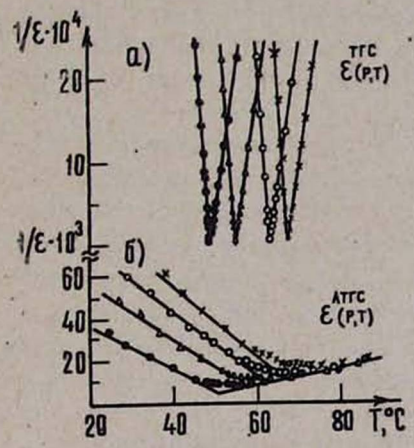


Рис. 1.

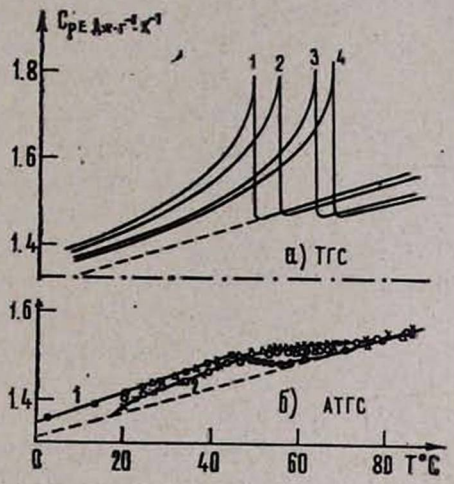


Рис. 2.

Рис. 1. Температурная зависимость обратной диэлектрической постоянной: *а)* ТГС, *б)* АТГС при различных давлениях (● — 1 бар; Δ — 2,5; ○ — 6; × — 8 кбар).

Рис. 2. Температурная зависимость теплоемкости при различных давлениях: *а)* ТГС (1 — 1 бар; 2 — 2,5; 3 — 6; 4 — 8 кбар); *б)* *АТГС* (● — *1 бар;* Δ — 2,5; ○ — 6; × — 8 кбар).

Поведение $1/\varepsilon = f(T)$ при различных давлениях качественно одинаково для обоих кристаллов. Отметим лишь количественные различия.

1. Для ТГС $\partial T_k/\partial p$ =2,4°С/кбар, для АТГС $\partial T_k/\partial p$=1,9°С/кбар.

2. Не зависящие от давления постоянные Кюри—Вейсса C_+ в парафазе равны 3200 град для ТГС и 2400 град для АТГС.

3. Наблюдается более сильное возрастание величины C_+/C_- (C_- — постоянная Кюри—Вейсса для сегнетофазы) в зависимости от давления для АТГС: от 2,5 при 1 бар до 3,4 при 8 кбар. В то же время для ТГС $C_+/C_- = 3{,}1 \div 3{,}4$ в интервале $0 \div 8$ кбар.

Тепловые свойства ТГС и АТГС при высоких давлениях

С помощью динамического метода, описанного в [7, 8, 10], нами были исследованы изобарные температурные зависимости относительной удельной теплоемкости $C_{p,E}$ кристалла АТГС до 8 кбар. Кривые снимались при понижении температуры из парафазы. Привязка теплоемкости АТГС к абсолютному значению производилась при 70°С ($p = 1$ бар) по известному значению ее для ТГС при этой же температуре, равному 1,52 Дж/г град [10]. Исследуемый образец АТГС представлял собой две идентичные монокристаллические пластины Y-среза с размерами $9 \times 6 \times 0{,}8$ мм^3 каждая, покрытые электродами из напыленного серебра. Во время измерений электроды закорачивались. Между пластинами вклеивался микронагреватель. Регистрация колебаний зондирующей температуры образца (частота нагрева 0,3 Гц) производилась с помощью термопар, приклеенных к противоположным поверхностям образца. Погрешность измерения относительных значений теплоемкости АТГС составляла $\sim 0{,}5\%$. Расчеты показали [8], что в полученные зависимости $C_{p,E}(T)$ поправок вводить не нужно. На рис. 2 представлены результаты измерений $C_{p,E}$ для АТГС. В целях сравнения на этом же рисунке приведены также данные для ТГС, взятые из [7, 8].

С ростом давления до 8 кбар для технически чистых монокристаллов ТГС (рис. 2*а*): 1) имеет место сохранение скачка теплоемкости $\Delta C_{p,E}(T_k^p)$ при $T_k^{(p)}$ с монотонным увеличением его на $\simeq 10\%$; 2) избыточная теплота перехода ΔQ_1 в интервале $T_k^{(p)} - 40$°С также монотонно возрастает на $\simeq 10\%$; знак указанных признаков, по нашему мнению, соответствует всесторонней отрицательной деформации в матрице ТГС, и именно наличие этих признаков, имеющих понятную микроскопическую подоплеку [6], в свою очередь, характеризует всестороннюю отрицательную деформацию кристалла при гидростатическом сжатии.

Для кристаллов АТГС поведение $C_{p,E}(T)$ качественно отлично: 1) аномалия теплоемкости в области ФП, размытая при атмосферном давлении (см. также [11]), с увеличением давления еще более размывается, т. е. значения $\Delta C_{p,E}(T)$ над регулярной частью $C_{p,E}(T)$ уменьшаются; 2) приближенные оценки (учитывая трудности отделения аномальной части теплоемкости $\Delta C_{p,E}(T)$ от регулярной) показывают, что избыточная теплота перехода, определяемая интегралом

$$\Delta Q_2 = \int_{T_k^p - 40°C}^{T_{\Delta C_{p,E}=0}} \Delta C_{p,E}(T)\, dT,$$

не изменяется или уменьшается с ростом давления.

Обсуждение результатов

Модель состояния примесного кристалла и его поведения при гидростатическом сжатии должна объяснить следующие экспериментальные

факты: 1) уменьшение $\partial T_k(p)/\partial p$ для АТГС по сравнению с ТГС; 2) увеличение размытия $\Delta C_{p,E}(T)$ для АТГС с ростом гидростатического давления.

Качественное различие в поведении $C_{p,E}(T)$ (индикаторное свойство) при тех же воздействиях в случаях примесного кристалла и чистого ТГС дает основание предположить, что матрица примесного кристалла при гидростатическом сжатии испытывает относительную деформацию, отличную от деформации в случае чистого ТГС при тех же давлениях. Такое поведение находит объяснение в рамках модели с жестким каркасом, создаваемым искаженными примесями областями (примесными кластерами), внедренными в исходную матрицу. Формализм модели применительно к дислокационному жесткому каркасу подробно разработан в [14].

В [9] показано, что $\partial T_k(p)/\partial p \sim g_{\text{гидро}}$, где $g_{\text{гидро}} = g_{21} + g_{22} + g_{23}$ — гидростатический пьезокоэффициент, и для ТГС $|g_{21}| > |g_{22}| \simeq |g_{23}|$. Согласно [12, 13], значения вышеуказанной суммы (а следовательно и $g_{\text{гидро}}$) благодаря повышению „жесткости" кристалла в смысле его особых свойств уменьшаются при легировании. Таким образом, уменьшение $\partial T_k(p)/\partial p$ на $\sim 20\%$ для АТГС по сравнению с ТГС при изменении давления в интервале $(1 \div 8)$ кбар объясняется уменьшением вследствие легирования значения $g_{\text{гидро}}$. В соответствии с [12] кластерный каркас имеет периодичность 8,7 нм при диаметре кластеров в 1,5 нм (параметр ячейки составляет 0,5 нм).

Наиболее существенными экспериментальными фактами, свидетельствующими в пользу механического (деформационного) монодоменизирующего воздействия малого числа примесей на объем, являются:

1) сильная реакция электронной компоненты теплоемкости на гидростатическое сжатие;

2) тенденция этой реакции к размытию фазового перехода, т. е. к снижению числа реверсируемых при фазовом переходе диполей в условиях гидростатического сжатия (ср. площади под кривыми 1 и 2 на рис. 2*б*).

На языке эквивалентных параметров сегнетоэлектрика это означает:

1) поле смещения $E_{\text{см}}$ петли диэлектрического гистерезиса в примесном кристалле зависит от давления;

2) увеличение p обуславливает рост $E_{\text{см}}$ (соответственно и размытие перехода, см. рис. 1*б*, 2*б*), усиливая тенденцию к искажению коэффициента моноклинности ячейки $a:b:c$, определяемую деформацией ячейки примесями.

Авторы выражают благодарность И. С. Резу за внимание к работе и плодотворное обсуждение результатов.

ВЦ МАТ АрмССР
МГУ им. М. В. Ломоносова

Поступила 12.XII.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. *E.T.Keve et al.* Ferroelectrics, 3, 39 (1971).
2. *Л. Н. Камышева* и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 39, 857 (1975).

3. *K. L. Bye, E. T. Keve.* Ferroelectrics, 4, 87 (1972).
4. *Г. Г. Леонидова, Н. П. Нетесова.* ФТТ, 10, 2526 (1968).
5. *G. W. Timco, H. H. Schlossin.* High Temp.-High Pres., 6, 541 (1974).
6. *J. Stankowski et al.* Ferroelectrics, 6, 209 (1974).
7. *И. Н. Поландов, В. А. Черненко, В. К. Новик.* Сб. Сегнетоэлектрики и пьезоэлектрики, Калинин, 1978, стр. 91.
8. *В. А. Черненко* и др. Влияние высоких давлений на вещество, Изд. АН УССР, Киев, 1979, стр. 49.
9. *И. С. Желудев.* Физика кристаллических диэлектриков, Изд. Наука, М., 1968.
10. *В. А. Черненко, И. Н. Поландов, В. К. Новик.* ПТЭ, № 1, 222 (1979).
11. *Н. Д. Гаврилова, В. К. Новик, П. С. Смирнов.* ФТТ, 19, 3677 (1977).
12. *Z. Tylezynski.* Fiz. Dielekt. Radiospektr., 8, 167 (1976).
13. *Г. Т. Галстян, А. А. Филимонов.* Изв. АН АрмССР, Физика, 13, 305 (1978).
14. *И. М. Дубровский, М. А. Кривоглаз.* ЖЭТФ, 77, 1017 (1979).

ՀԻԴՐՈՍՏԱՏԻԿ ՃՆՇՄԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԱՏԳՀ-Ի ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՋԵՐՄՈՒՆԱԿՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ ՖԱԶԱՅԻՆ ԱՆՑՄԱՆ ՄՈՏԱԿԱՅՔՈՒՄ

Վ. Կ. ՆՈՎԻԿ, Գ. Տ. ԳԱԼՍՏՅԱՆ, Վ. Ա. ՉԵՐՆԵՆԿՈ, Ի. Ն. ՊՈԼԱՆԴՈՎ

Անցկացված է տեխնիկապես մաքուր տրիգլիցինսուլֆատի (ТГС) *և α-ալանինի խառնուրդով* ТГС-*ի* (АТГС) *բյուրեղների ջերմային և դիէլեկտրիկական հատկությունների համեմատական հետազոտությունը 20÷85°C ջերմաստիճանային տիրույթում և մինչև 8 կբար հիդրոստատիկ ճնշումներում։ Էքսպերիմենտալ արդյունքները քննարկվում են առաջարկված կոշտ կարկասի մոդելի շրջանակներում, որն ստեղծվում է* ТГС-*ի բյուրեղի մատրիցայում խառնուրդային կլաստերներով։*

INFLUENCE OF HYDROSTATIC PRESSURE ON THE THERMAL CAPACITY OF ATGS CRYSTALS NEAR THE PHASE TRANSITION

V. K. NOVIK, G. T. GALSTIAN, V. A. CHERNENKO,
I. N. POLANDOV,

The comparative investigation of thermal and dielectric properties of technically clean triglycine sulphate (TGS) and α-alanine doped TGS (ATGS) crystals was carried out in the temperature range from 20° to 85°C at hydrostatic pressures up to 8 kbar.The experimental results are discussed in the framework of proposed model of hard carcass formed in the matrix of ATGS crystals by admixtural clusters.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 15, 379—401 (1980)

ОБЗОРЫ

ТЕОРИЯ КВАЗИВОЛНОВОДНОЙ ГЕНЕРАЦИИ АКТИВНОГО СЛОЯ

В. М. АРУТЮНЯН, Г. П. ДЖОТЯН, А. В. КАРМЕНЯН

Исследованы основные характеристики квазиволноводного режима генерации активного диэлектрического слоя (как однородного, так и неоднородного). Развита теория этого режима с учетом эффектов насыщения. Приводятся результаты численного анализа.

Введение

Классические формулы Френеля, описывающие отражение и преломление электромагнитной волны на границе раздела прозрачных диэлектриков, приводят к величине коэффициента отражения $R \leqslant 1$. В последние годы в работах [1, 2] экспериментально была показана возможность получения величины $R > 1$ в случае, когда одна из граничащих сред активна, т. е. обладает способностью усиливать электромагнитную волну. В [2] на схеме полного внутреннего отражения на границе стекло—раствор красителя с использованием дополнительного резонатора была получена генерация с температурной перестройкой частоты излучения в пределах полосы люминесценции красителя. При отсутствии резонатора наблюдалась направленная сверхлюминесценция.

В [3] теоретически показано, что вблизи угла полного внутреннего отражения света на границе прозрачный диэлектрик—инверсная среда коэффициент отражения имеет максимум $R_{\max} \simeq e^2$. В [4] было уточнено значение $R_{\max} = \dfrac{\sqrt{2}+1}{\sqrt{2}-1}$ и обращено внимание на то, что измерение коэффициента отражения в эксперименте, подобном [1], приводит в некоторых случаях к величине $R \simeq 10^3$. Была высказана мысль, что это несоответствие между экспериментом и теорией вызвано наличием градиента показателя преломления в растворе красителя из-за неоднородности инверсной населенности, обусловленной истощением накачки.

Исследование угловых и спектральных характеристик излучения раствора родамина $6G$, а также их температурных зависимостей проведено в [5]. В [3, 4] утверждалось, что эффект усиления при отражении от инверсной среды имеет место только при углах падения $\theta \geqslant \theta^*$ (θ^* — угол полного внутреннего отражения). При этом $R \leqslant 1$ при $\theta < \theta^*$, $R > 1$ при $\theta > \theta^*$ и R терпит разрыв при $\theta = \theta^*$. В [6] показано, что при выполнении условия $\varepsilon_2 = n^2_2 - \varkappa^2 < 0$ (n_2 и $\varkappa$ — соответственно показатель преломления и коэффициент усиления активной среды) возможно усиле-

ние света ($R > 1$) при отражении от активного слоя под любым углом, в частности, и при $\theta < \theta^*$.

В [7, 8] решена задача об отражении электромагнитной волны от границы инверсной среды, показатель преломления которой n_2 имеет неоднородное распределение: $n_2 = n_2^0 - \Delta(1 - e^{-2k\gamma z}) + i\varkappa_2$. Показано, что в такой модели усиливающей среды возможны сколь угодно большие коэффициенты отражения. Попытки обобщения формул Френеля на случай усиливающих сред сделаны также в работах [9—11].

Следует отметить, что одно только условие непрерывности тангенциальных составляющих компонент электромагнитной волны на границе раздела двух неограниченных сред, как известно, не приводит к однозначному нахождению преломленной волны (см., например, [12]). В случае, когда одна из граничащих сред является усиливающей, одна ветвь решения при $\theta > \theta^*$ дает преломленную волну, экспоненциально нарастающую в активной среде и уходящую от границы раздела. Второе решение соответствует волне, затухающей в активной среде, однако бегущей в сторону границы раздела. За счет этой волны и оказывается возможным значение $R > 1$ при $\theta > \theta^*$. Одной из основных проблем, возникающих при рассмотрении отражения (преломления) от активной неограниченной среды вблизи угла полного внутреннего отражения, во всех приведенных выше теоретических работах является правильный выбор ветви решения. При этом рядом исследователей (см., например, [3, 13]) делалась попытка избежать неоднозначности путем решения задачи для конечного слоя активного вещества (граничные условия на двух границах слоя приводят к однозначному решению задачи) с последующим предельным переходом к случаю неограниченных сред (толщина слоя $l \to \infty$). Однако в случае усиливающих сред этот метод ошибочен из-за того, что при достаточно большой толщине активного слоя решение расходится вследствие неограниченного усиления волны при ее многократном отражении от границ слоя (см. также [14]).

В работе [15] проведен анализ устойчивости решения для преломленной на границе раздела двух неограниченных сред (в том числе, когда одна из сред является усиливающей) волны относительно изменения граничных условий.

В работе [16] рассмотрено отражение электромагнитной волны от однородной инверсной полупроводниковой пленки. Показано, что из-за многократного отражения от границ пленки и усиления волны в пленке при определенных толщинах пленки, когда выполняются оптимальные фазовые соотношения, наблюдается максимум коэффициента отражения, который может существенно превышать единицу.

В [17] теоретически была показана возможность усиления поверхностных волн в плоском волноводе за счет активной газовой среды, прилегающей к волноводу. В основе этого эффекта лежит упомянутое выше явление усиления света при полном внутреннем отражении от активной среды. Экспериментально такой пленочный усилитель света осуществлен в [18].

В подавляющем большинстве работ, в которых исследуется усиление электромагнитной волны при полном внутреннем отражении от активной

среды, последняя считается неограниченной. В то же время с практической точки зрения несомненный интерес представляет анализ особенностей отражения волны от активного слоя (в общем случае неоднородного). Этот интерес стимулируется главным образом тем обстоятельством, что при определенных условиях, которые подробно исследуются в настоящей работе, может иметь место генерационный режим излучения активного слоя. Отметим, что для рассматриваемого генератора не требуется какого-либо внешнего резонатора (ср., например, с пленочными РОС-лазерами [19, 20]); обратная связь здесь осуществляется за счет многократного отражения волны от границ слоя. При этом может иметь место квазиволноводное распространение электромагнитной волны в активном слое. Экспериментально лазер такого типа осуществлен в работах [21, 22]. В недавней работе [23] приводятся приближенные выражения для порогового усиления и числа мод генерации активного слоя с показателем преломления $n_2 = n_2^0 + i\varkappa$ при условии $n_1 > n_2 > n_3$ (n_1, n_3 — показатели преломления граничащих линейных сред).

В настоящей работе проводится подробный теоретический анализ генерационных свойств активного слоя в квазиволноводном режиме ($n_2 < n_1$ и $n_2 < n_3$). В §§ 1—4 исследуются пороговые соотношения для генерации однородного активного слоя. В § 5 приводятся результаты численного анализа пороговых соотношений для конкретных растворов красителей и граничащих сред. В §§ 6, 7 развита теория генерации с учетом эффектов насыщения. Найдены энергетические характеристики и поперечное распределение мод генерации активного слоя. Реальные среды всегда имеют конечную длину, обычно обусловленную конечностью пространственной области накачки. Влияние ограниченности длины активного слоя на пороговые условия обсуждается в § 8. В § 9 анализируются условия применимости сделанных приближений и дается физическая интерпретация условий, необходимых для работы активного слоя в режиме генерации. В § 10 рассмотрен случай генерации при полном внутреннем отражении волны от одной из границ слоя. Приведенные в этом параграфе результаты обобщают результаты, полученные в [23]. При полном внутреннем отражении накачки от границы раздела между двумя полубесконечными диэлектрическими средами имеет место частичное проникновение излучения накачки в одну из этих сред. Если последняя является активной средой, то в ней под действием накачки создается тонкий неоднородный усиливающий слой. В § 11 исследованы пороговые характеристики такого активного слоя. Показано, что с точностью до численных коэффициентов эти характеристики совпадают с пороговыми характеристиками, найденными в случае однородного активного слоя.

§ 1. Однородный по коэффициенту усиления активный слой

Рассмотрим взаимодействие плоской монохроматической электромагнитной волны с однородным по коэффициенту усиления плоским активным слоем с показателем преломления n_2, заключенным между линейны-

ми (полубесконечными) средами с показателями преломления n_1 и n_3 (рис. 1). В направлении осей x и y среды предполагаются однородными.

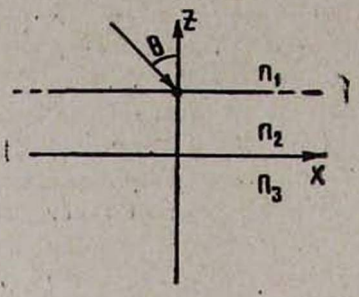


Рис. 1.

Найдем коэффициент отражения и преломления электромагнитной волны, падающей под углом θ на активный слой со стороны среды с показателем преломления n_1. Очевидно, что в случае падения волны со стороны среды с показателем n_3 в конечных результатах необходимо сделать замену $n_1 \rightleftarrows n_3$.

Рассмотрим два случая линейной поляризации электромагнитной волны:

а) электрическая компонента поля поляризована перпендикулярно к плоскости падения, т. е. направлена вдоль оси y, магнитная компонента лежит в плоскости падения (E-поляризация);

б) по оси y поляризована магнитная компонента поля, а электрическая компонента лежит в плоскости падения (H-поляризация).

Временную зависимость напряженности полей выберем в виде $e^{-i\omega t}$. Так как в направлении оси x среда однородна, то напряженности электрического $\mathbf{E}(x, z, t)$ и магнитного $\mathbf{H}(x, z, t)$ полей в рассматриваемых средах можно представить в следующем виде:

$$\mathbf{E}_j(x, z, t) = \mathbf{e}_j(z)\, e^{i(q_j x - \omega t)}, \quad \mathbf{H}_j(x, z, t) = \mathbf{h}_j(z)\, e^{i(q_j x - \omega t)}$$

($j = 1, 2, 3$ — индекс среды, как это показано на рис. 1).

а) *Случай E-поляризации.*

В этом случае отличны от нуля только y-составляющие вектора $\mathbf{e}_j$, которые обозначим $e_j(z) = e_j^{(y)}(z)$. Волновые уравнения, описывающие электрическое поле в соответствующих средах, имеют следующий вид:

$$\left(\frac{d^2}{dz^2} + p_i^2\right) e_i = 0 \quad (i = 1,3),$$
$$\left(\frac{d^2}{dz^2} + p_2^2\right) e_2 = i\,\frac{\omega}{c}\, n_2 \alpha e_2, \tag{1.1}$$

где $p_j^2 = \frac{\omega^2}{c^2}(n_j^2 - q_j^2)$ ($j = 1, 2, 3$), α — коэффициент усиления активной среды, зависящий как от параметров активной среды, так и от напряженности поля накачки. Из рис. 1 видно, что $q_1 = n_1 \sin\theta$.

Воспользовавшись уравнением Максвелла $\mathbf{H} = -i\frac{c}{\omega}\operatorname{rot}\mathbf{E}$, для составляющих напряженности магнитного поля получим:

$$h_j^{(x)} = i\frac{c}{\omega}\frac{d}{dz}e_j,$$

$$h_j^{(z)} = \frac{c}{\omega}q_j e_j. \tag{1.2}$$

Граничные условия данной задачи представляют собой условия непрерывности тангенциальных составляющих напряженностей электромагнитного поля на границах раздела рассматриваемых диэлектрических сред.

Для компонент $E_j^{(y)} = E_j$ и $H_j^{(x)}$ из (1.1) и (1.2) получаем выражения (для простоты записи временная зависимость опущена):

$$E_1 = (c_{11}e^{-i\frac{\omega}{c}k_1 z} + c_{12}e^{i\frac{\omega}{c}k_1 z})e^{iq_1 x},$$

$$H_1^{(x)} = k_1(c_{11}e^{-i\frac{\omega}{c}k_1 z} - c_{12}e^{i\frac{\omega}{c}k_1 z})e^{iq_1 x},$$

$$E_2 = (c_{21}e^{-i\frac{\omega}{c}k_2' z} + c_{22}e^{i\frac{\omega}{c}k_2' z})e^{iq_2 x},$$

$$H_2^{(x)} = k_2'(c_{21}e^{-i\frac{\omega}{c}k_2' z} - c_{22}e^{i\frac{\omega}{c}k_2' z})e^{iq_2 x}, \tag{1.3}$$

$$E_3 = c_{31}e^{-i\frac{\omega}{c}k_3 z + iq_3 x},$$

$$H_3^{(x)} = k_3 c_{31}e^{-i\frac{\omega}{c}k_3 z + iq_3 x},$$

где $k_1 = n_1\cos\theta$, $k_2' = \sqrt{n_2^2 - n_1^2\sin^2\theta - i\alpha n_2 c/\omega}$, $k_3 = \sqrt{n_3^2 - n_1^2\sin^2\theta}$, c_{11} — амплитуда напряженности электрической компоненты падающей со стороны среды с показателем преломления n_1 электромагнитной волны, а амплитуды отраженных и преломленных в рассматриваемой слоистой среде волн задаются величинами c_{ij}, которые определяются граничными условиями. Условие непрерывности тангенциальных составляющих поля на границах раздела вместе с предполагаемой однородностью сред в направлении оси x непосредственно приводит к условию $q_3 = q_2 = q_1 = n_1\sin\theta$.

Из граничных условий, наложенных на границах раздела при $z = 0$ и $z = l$, для коэффициентов отражения R_E и преломления T_E находим

$$R_E = \left|\frac{c_{12}}{c_{11}}\right|^2 = |P_E|^{-2}\left|\left(\frac{k_1 - k_2'}{k_1 + k_2'} + \frac{k_2' - k_3}{k_2' + k_3}e^{2i\frac{\omega}{c}k_2' l}\right)\right|^2,$$

$$T_E = \frac{\mathrm{Re}\,(k_3)}{k_1}\left|\frac{c_{31}}{c_{11}}\right|^2 = |P_E|^{-2}\frac{16\,k_1\,\mathrm{Re}\,(k_3)\,|k_2'|^2}{|(k_2' + k_3)(k_1 + k_2')|^2}, \tag{1.4}$$

где

$$P_E = 1 + \frac{(k_1 - k_2')(k_2' - k_3)\,e^{2i\frac{\omega}{c}k_2' l}}{(k_1 + k_2')(k_2' + k_3)}. \tag{1.5}$$

б) *Случай H-поляризации.*

В этом случае отличны от нуля только y-составляющие вектора h_j, которые обозначим $h_j(z) \equiv h_j^{(y)}(z)$. Для амплитуд напряженности магнитного поля имеем уравнения, аналогичные (1.1), в которых следует сделать замену $e_j \to h_j$. Из уравнения Максвелла $\mathbf{E} = i\frac{c}{\omega}\frac{1}{\varepsilon}\,\mathrm{rot}\,\mathbf{H}$ для составляющих электрического поля получаем

$$e_j^{(x)}(z) = -i\frac{c}{\omega}\frac{1}{\varepsilon_j}\frac{dh_j}{dz},$$
$$e_j^{(z)}(z) = -\frac{c}{\omega}\frac{q_j}{\varepsilon_j}h_j, \tag{1.6}$$

где введены диэлектрические проницаемости сред ε_j: $\varepsilon_{1,3} = n_{1,3}^2$, $\varepsilon_2 = n_2^2 - i\frac{c}{\omega}n_2\alpha$.

Воспользовавшись (1.1) и (1.6), находим

$$h_1 = d_{11}e^{-i\frac{\omega}{c}k_1 z} + d_{12}e^{i\frac{\omega}{c}k_1 z},$$
$$e_1^{(x)} = -\frac{k_1}{\varepsilon_1}\left[d_{11}e^{-i\frac{\omega}{c}k_1 z} - d_{12}e^{i\frac{\omega}{c}k_1 z}\right],$$
$$h_2 = d_{21}e^{-i\frac{\omega}{c}k_2' z} + d_{22}e^{i\frac{\omega}{c}k_2' z},$$
$$e_2^{(x)} = -\frac{k_2'}{\varepsilon_2}\left[d_{21}e^{-i\frac{\omega}{c}k_2' z} - d_{22}e^{i\frac{\omega}{c}k_2' z}\right], \tag{1.7}$$
$$h_3 = d_{31}e^{-i\frac{\omega}{c}k_3 z},$$
$$e_3^{(x)} = -\frac{k_3}{\varepsilon_3}d_{31}e^{-i\frac{\omega}{c}k_3 z}.$$

Величины k_j имеют тот же смысл, что и в (1.3), d_{11} — амплитуда напряженности магнитного поля волны, падающей со стороны среды с показателем преломления n_1.

Из условия непрерывности тангенциальных составляющих напряженностей электромагнитного поля на границах раздела ($z = 0$, $z = l$) для коэффициентов отражения R_H и преломления T_H получаем

$$R_H = \left|\frac{d_{12}}{d_{11}}\right|^2 = |P_H|^{-2}\left|\frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} + \frac{m_2 - m_3}{m_2 + m_3}e^{2i\frac{\omega}{c}m_2 z_2 l}\right|^2,$$
$$T_H = \frac{\mathrm{Re}\,(m_3)}{m_1}\left|\frac{d_{31}}{d_{11}}\right|^2 = |P_H|^{-2}\frac{16\,m_1\,\mathrm{Re}\,(m_3)\,|m_2|^2}{|(m_2 + m_3)(m_1 + m_2)|^2}, \tag{1.8}$$

где

$$P_H = 1 + \frac{(m_2 - m_3)(m_1 - m_2)\, e^{2i\frac{\omega}{c} m_2 \varepsilon_2 l}}{(m_2 + m_3)(m_1 + m_2)}, \tag{1.9}$$

$$m_j = k_j/\varepsilon_j, \; j = 1, \; 2, \; 3.$$

§ 2. Пороговые соотношения для генерации однородного активного слоя

Из выражений для коэффициентов отражения $R_{E,H}$ и преломления $T_{E,H}$ следует, что при выполнении соотношений $P_E = 0$ (E-поляризация) и $P_H = 0$ (H-поляризация) $R_{E,H}$ и $T_{E,H}$ неограниченно возрастают. Эти соотношения соответствуют пороговым условиям для генерации активного слоя, которые имеют следующий вид:

а) в случае E-поляризации

$$1 + \frac{(k_2' - k_3)(k_1 - k_2')}{(k_2' + k_3)(k_1 + k_2')} \exp\left(2i\frac{\omega}{c} k_2' l\right) = 0; \tag{2.1}$$

б) в случае H-поляризации

$$1 + \frac{(m_2 - m_3)(m_1 - m_2)}{(m_1 + m_2)(m_2 + m_3)} \exp\left(2i\frac{\omega}{c} m_2 \varepsilon_2 l\right) = 0. \tag{2.2}$$

§ 3. Пороговые соотношения для больших толщин однородного активного слоя

В настоящем параграфе мы проведем приближенное исследование пороговых соотношений (2.1) и (2.2) для однородного по коэффициенту усиления активного слоя большой толщины. Понятия «большая» и «малая» толщина активного слоя ниже будут определены количественно.

Предположим, что имеет место условие малости коэффициента усиления:

$$n_2^2 - n_1^2 \sin^2\theta \gg \frac{c}{\omega} n_2 \alpha. \tag{3.1}$$

Тогда приближенно имеем

$$k_2' = \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2\theta} - \frac{i}{2}\frac{c}{\omega}\frac{n_2 \alpha}{\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2\theta}}.$$

а) *Случай Е-поляризации.*

Из порогового соотношения (2.1) с учетом условия (3.1) малости коэффициента усиления следует выражение для порогового усиления мод генерации:

$$\alpha_m l = \frac{1}{2 n_2}\frac{\lambda}{l} m \times$$

$$\times \ln\left\{\frac{\left(\sqrt{n_1^2-n_2^2+\left(\frac{\lambda}{2l}m\right)^2}+\frac{\lambda}{2l}m\right)\left(\sqrt{n_3^2-n_2^2+\left(\frac{\lambda}{2l}m\right)^2}+\frac{\lambda}{2l}m\right)}{\left(\sqrt{n_1^2-n_2^2+\left(\frac{\lambda}{2l}m\right)^2}-\frac{\lambda}{2l}m\right)\left(\sqrt{n_3^2-n_2^2+\left(\frac{\lambda}{2l}m\right)^2}-\frac{\lambda}{2l}m\right)}\right\}, \tag{3.2}$$

где $m = \pm 1, \pm 2, \cdots$ — номер моды генерации.

В частном случае $n_1 = n_3$ отсюда имеем

$$\alpha_m l = \frac{1}{n_2}\frac{\lambda}{l} m \ln\left\{\frac{\sqrt{n_1^2 - n_2^2 + \left(\frac{\lambda}{2l}m\right)^2} + \frac{\lambda}{2l}m}{\sqrt{n_1^2 - n_2^2 + \left(\frac{\lambda}{2l}m\right)^2} - \frac{\lambda}{2l}m}\right\}. \tag{3.3}$$

Для углов выхода θ_{im} $(i = 1, 3)$ излучения мод генерации в среды с показателями преломления n_1 и n_3 и углов φ_m распространения относительно оси x в активной среде имеем

$$\theta_{1m} \simeq \arcsin\left[\frac{1}{n_1}\sqrt{n_2^2 - \left(\frac{\lambda}{2l}m\right)^2}\right],$$

$$\theta_{3m} \simeq \arcsin\left[\frac{1}{n_3}\sqrt{n_2^2 - \left(\frac{\lambda}{2l}m\right)^2}\right], \tag{3.4}$$

$$\varphi_m \simeq \operatorname{arc\,tg}\left[\frac{\frac{\lambda}{2l}m}{\sqrt{n_2^2 - \left(\frac{\lambda}{2l}m\right)^2}}\right].$$

Из условия вещественности величины $\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2\theta} = \frac{\lambda}{2l} m$ получаем следующее ограничение на возможные номера мод генерации:

$$|m| \leqslant \frac{2l}{\lambda} n_2. \tag{3.5}$$

Следует отметить, что полученные выше выражения для углов распространения мод генерации, максимального количества генерируемых мод, а также порогового усиления имеют простой физический смысл. Так, выражение (3.4) для угла φ_m может быть получено из условия интерференции волн, излучаемых активным слоем при двух последовательных отражениях бегущей в активном слое волны от одной и той же границы; разность фаз между этими волнами есть $\Delta_m = 2n_2 l \sin\varphi_m = 2\pi m$ (m — целое число), откуда получаем

$$\sin\varphi_m = \frac{1}{n_2}\frac{\lambda}{2l} m. \tag{3.6}$$

Из (3.6) следует (3.4), а также наибольший возможный номер моды генерации (см. выражение (3.5)).

Легко показать также, что пороговое соотношение (2.1) при условиях, рассматриваемых в настоящем параграфе, может быть представлено в виде

$$\exp(\alpha l/\sin\varphi_m) = (r_1 r_2)^{-1},$$

который представляет собой обычное условие порога для генерации лазера с коэффициентом усиления α активной среды и расстоянием $l' = l/\sin\varphi_m$ между зеркалами резонатора с коэффициентами отражения r_1 и r_2. В рассматриваемом случае квазиволноводной генерации активного слоя роль зеркал играют границы активного слоя, а r_1 и r_2, согласно формулам Френеля, представляют собой коэффициенты отражения электромагнитной волны от границ раздела рассматриваемой слоистой среды.

При выполнении дополнительного условия

$$\frac{\lambda}{l}|m|\left(\frac{1}{\sqrt{n_1^2-n_2^2}}+\frac{1}{\sqrt{n_3^2-n_2^2}}\right)\ll 1 \tag{3.7}$$

приведенные выше выражения для углов генерации и порогового усиления принимают более простой вид:

$$\begin{aligned}
\theta_{1m} &\simeq \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right)-\frac{1}{2n_2}\frac{1}{\sqrt{n_1^2-n_2^2}}\left(\frac{\lambda}{2l}\right)^2 m^2,\\
\varphi_m &\simeq \frac{1}{2n_2}\frac{\lambda}{l}m,\\
\theta_{3m} &\simeq \arcsin\left(\frac{n_2}{n_3}\right)-\frac{1}{2n_2}\frac{1}{\sqrt{n_3^2-n_2^2}}\left(\frac{\lambda}{2l}\right)^2 m^2,\\
\alpha_m l &\simeq \frac{2}{n_2}\left(\frac{1}{\sqrt{n_1^2-n_2^2}}+\frac{1}{\sqrt{n_3^2-n_2^2}}\right)\left(\frac{\lambda}{2l}\right)^2 m^2.
\end{aligned} \tag{3.8}$$

Расстояние L_m между двумя последовательными отражениями от границ активного слоя найдем из условия $l/L_m = \sin\varphi_m \simeq \varphi_m$, откуда

$$L_m = 2n_2\frac{l^2}{\lambda|m|}.$$

Усиление на этой длине равно

$$\alpha L_m = \frac{\lambda}{l}|m|\left(\frac{1}{\sqrt{n_1^2-n_2^2}}+\frac{1}{\sqrt{n_3^2-n_2^2}}\right)\ll 1. \tag{3.9}$$

Условие применимости приближений, сделанных в настоящем параграфе, следует из (3.1), откуда с учетом (3.2) и (3.7) получаем

$$\xi_m = \frac{4l}{\lambda|m|}\left[\frac{1}{\sqrt{n_1^2-n_2^2}}+\frac{1}{\sqrt{n_3^2-n_2^2}}\right]^{-1}\gg 1. \tag{3.10}$$

В теории плоских симметричных ($n_1 = n_3$) волноводов величина $\xi_1^{-1} = \lambda/(2l\sqrt{n_1^2-n_2^2})$ представляет собой отношение толщины плоско-

го волноводного слоя, при котором имеет место одномодовый режим распространения, к полной толщине волновода. Таким образом, условие (3.10) соответствует условию многомодовости генерации активного слоя и количественно определяет понятие «большая толщина активного слоя», введенное в начале параграфа. Из выражения (3.9) следует, что $\alpha L_m = 4\,\xi_m^{-1}$, т. е. величина ξ_m^{-1} пропорциональна усилению волны на длине между двумя последовательными отражениями и в случае активного слоя большой толщины мала ($\xi_m \gg 1$).

б) *Случай H-поляризации.*

Исследование порогового условия (2.2) для генерации в случае H-поляризации излучения при большой толщине активного слоя ($\xi_m \gg 1$) аналогично анализу, проведенному выше для случая E-поляризации. Получаемые при этом выражения для углов распространения мод генерации в соответствующих средах те же, что и в случае E-поляризации. Для порогового усиления вместо (3.2) имеем

$$\alpha_m l = \frac{1}{2n_2}\frac{\lambda}{l}m \times$$

$$\ln\left\{\frac{\left[\frac{n_2^2}{n_1^2}\sqrt{n_1^2-n_2^2+\left(\frac{\lambda}{2l}m\right)^2}+\frac{\lambda}{2l}m\right]\left[\frac{n_2^2}{n_3^2}\sqrt{n_3^2-n_2^2+\left(\frac{\lambda}{2l}m\right)^2}+\frac{\lambda}{2l}m\right]}{\left[\frac{n_2^2}{n_1^2}\sqrt{n_1^2-n_2^2+\left(\frac{\lambda}{2l}m\right)^2}-\frac{\lambda}{2l}m\right]\left[\frac{n_2^2}{n_3^2}\sqrt{n_3^2-n_2^2+\left(\frac{\lambda}{2l}m\right)^2}-\frac{\lambda}{2l}m\right]}\right\}.$$

При выполнении дополнительного условия (3.7) отсюда получаем ($n_1 = n_3$):

$$\alpha_m l \simeq \frac{1}{n_2}\left(\frac{\lambda}{l}m\right)^2\frac{n_1^2}{n_2^2}\frac{1}{\sqrt{n_1^2-n_2^2}}. \tag{3.11}$$

Сравнение (3.11) с (3.8) показывает, что порог генерации H-поляризованного излучения при прочих равных условиях в $(n_1/n_2)^2$ ($n_1 > n_2$) раз больше порога генерации E-поляризованного излучения. Отсюда следует, что соответствующим подбором параметров накачки и рассматриваемой слоистой среды можно получить полностью (E-) поляризованную моду излучения активного слоя.

Из анализа, проведенного в этом пункте, следует, что в случае большой толщины активного слоя ($\xi_m \gg 1$) порог его генерации существенным образом зависит от длины волны λ генерации, толщины слоя l, номера моды m и соотношения между показателями преломления активной среды (n_2) и ограничивающих активный слой пассивных сред (n_1, n_3). Как видно из (3.8), порог этот ниже для меньших длин волн. Таким образом, при приближении величины интенсивности накачки к пороговому значению в первую очередь возбуждается генерация коротковолновой части спектра люминесценции активного вещества. При фиксированной длине волны порог генерации возрастает с увеличением номера моды генерации. Порог генерации уменьшается с ростом толщины активного слоя (он обратно пропорционален l^3) и возрастает при сближении величин по-

казателей преломления активной и прилегающих пассивных сред (при этом не должно нарушаться условие (3.10)). Как следует из (3.8), углы выхода излучения генерации θ_{im} ($i = 1, 3$) в прилегающие среды для данной моды m тем меньше, чем больше длина волны. При фиксированной длине волны углы выхода θ_{im} уменьшаются с ростом номера моды; при этом угловое расстояние между соседними модами возрастает.

Следует отметить, что изменение толщины активного слоя вдоль пространственной области накачки (неоднородность обработки или непараллельность поверхностей, ограничивающих активный слой и т. д.) приводит к возникновению дополнительной спектральной ширины излучения генерации. Величина $\delta\lambda/\delta l$ при фиксированной интенсивности накачки и пренебрежении дисперсией показателей преломления сред может быть оценена из последнего уравнения в (3.8):

$$\frac{\delta\lambda}{\delta l} = \frac{3\, l^2 n_2 \alpha_m}{m^2 \lambda} \left(\frac{1}{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}} + \frac{1}{\sqrt{n_3^2 - n_2^2}} \right)^{-1}.$$

§ 4. Пороговые соотношения для малых толщин однородного активного слоя

В настоящем параграфе мы проведем приближенное исследование пороговых соотношений для активной среды малой толщины, предполагая выполненным условие, обратное условию (3.1):

$$\frac{c}{\omega} n_2 \alpha \gg n_2^2 - n_1^2 \sin^2\theta. \tag{4.1}$$

Воспользовавшись последним, имеем

$$k_2' \simeq \sqrt{-i\alpha n_2 c/\omega} + \frac{1}{2} \frac{n_2^2 - n_1^2 \sin^2\theta}{\sqrt{-i\alpha n_2 c/\omega}}.$$

Условие малости толщины активного слоя приводит к соотношению $2\frac{\omega}{c}|k_2'|l \ll 1$. Ниже будет показано, что последнее неравенство имеет место при $\xi_1 \ll 1$ ($\xi_m \ll 1$). Считая приведенные условия выполненными и для простоты рассматривая случай $n_1 = n_3$, пороговое соотношение (2.1) приближенно представим в виде

$$\left(1 + 2i\frac{\omega}{c} k_2' l\right)(1 - 4k_1/k_2') = 1, \tag{4.2}$$

где $|k_1/k_2'| \ll 1$. Из (4.2) получаем

$$\cos\theta_1 = \sqrt{1 - n_2^2/n_1^2},$$
$$\alpha_{\text{пор}}\, l = 2\sqrt{n_1^2/n_2^2 - 1}. \tag{4.3}$$

Условие применимости сделанных приближений с учетом (4.3) принимает вид

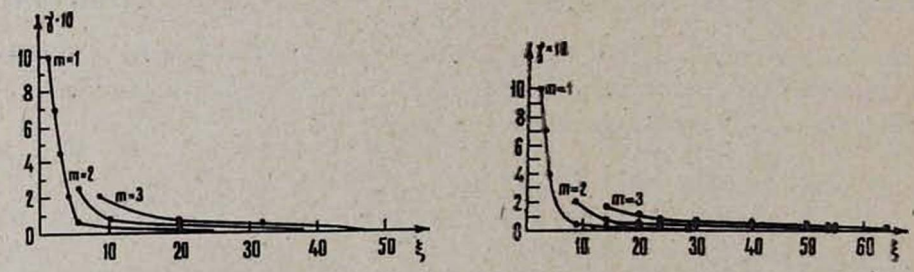
$$\xi_1 = \left[\frac{\lambda}{2l\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}\right]^{-1} \ll 1. \qquad (4.4)$$

Следует отметить, что характеристики генерации активного слоя большой ($\xi_1 \gg 1$) и малой ($\xi_1 \ll 1$) толщин существенным образом различаются. В частности, если в первом случае имеет место многомодовый режим генерации, то во втором случае генерация является одномодовой. Различны также зависимости пороговых усилений от толщины l активного слоя и длины волны λ генерации (ср. (3.2) и (3.8) с (4.3)).

Как следует из (4.3), порог генерации тонкого активного слоя, в отличие от случая толстого слоя, убывает при сближении показателей преломления активной и прилегающих сред, а зависимость порога от длины волны полностью определяется дисперсией показателей преломления. При этом для частоты генерации ω^* такой, что $n_1(\omega^*) \simeq n_2(\omega^*)$, порог минимален. Использование анизотропной среды в качестве среды, ограничивающей активный слой, позволяет изменять частоту ω^* (т. е. перестраивать частоту генерации) путем вращения анизотропной прилегающей среды. Угол выхода излучения генерации в прилегающие среды при этом близок к $\pi/2$.

§ 5. Численный анализ пороговых соотношений

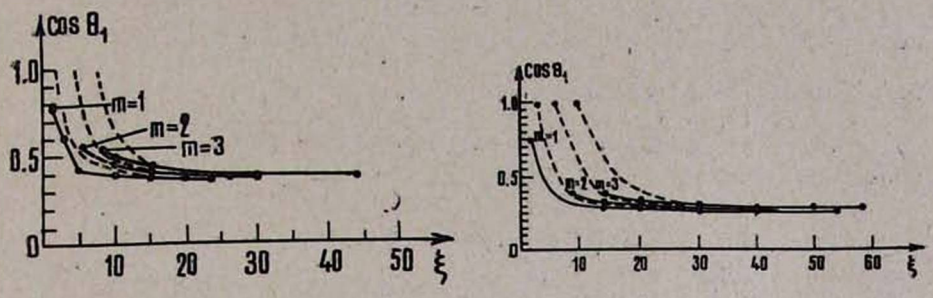
В настоящем параграфе приводятся результаты численного анализа порогового соотношения (2.1) в случае конкретных растворов красителей (активная среда) и прилегающих пассивных сред. На рис. 2, 3 для первых трех мод генерации представлены зависимости нормированного порогового усиления $\gamma = \alpha_m\lambda/2\pi$ и угла выхода излучения генерации в прилегающие среды от безразмерного параметра $\xi = \frac{2l}{\lambda}\sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ при а) $n_1 = n_3 = 1{,}46$ (кварц), $n_2 = 1{,}36$ (спиртовый раствор красителя) (рис. 2*а*, 3*а*) и б) $n_1 = n_3 = 1{,}5$ (стекло), $n_2 = 1{,}45$ (метилацетат) (рис. 2*б*, 3*б*). Пункти-



а *б*

Рис. 2. Зависимость нормированного порогового усиления $\gamma = \alpha_m\lambda/2\pi$ от параметра $\xi = \frac{2l}{\lambda}\sqrt{n_1^2 - n_2^2}$: *а*) $n_1 = n_3 = 1{,}46$ (кварц), $n_2 = 1{,}36$ (спиртовый раствор родамина 6 *G*); *б*) $n_1 = n_3 = 1{,}5$ (стекло), $n_2 = 1{,}5$ (4метилацетат), m — номер моды.

ром на рис. 3 изображены результаты расчета по приближенным формулам (3.14), справедливым для случая толстого активного слоя. Видно, что при $\xi \gtrsim 15$ в случае (а) (рис. 3а) и при $\xi \gtrsim 30$ в случае (б) (рис. 3б) приближенные формулы (3.14) достаточно точно описывают характеристики генерации активного слоя большой толщины. При этом зависимость



а б

Рис. 3. Зависимость угла выхода излучения генерации в прилегающие среды от параметра $\xi = \frac{2l}{\lambda}\sqrt{n_1^2 - n_2^2}$: а) $n_1 = n_3 = 1{,}46$, $n_2 = 1{,}36$; б) $n_1 = n_3 = 1{,}5$, $n_2 = 1{,}45$; пунктиром изображены результаты расчета по приближенным формулам (3.14), m — номер моды.

порогового усиления от толщины активного слоя при фиксированной длине волны пропорциональна $1/l^3$ и соотношение пороговых усилений для соседних мод генерации есть $\alpha_m/\alpha_{m+1} = m^2/(m+1)^2$. На рис. 3 видно, что моды с бо́льшим номером излучаются под меньшими углами θ. Эти углы при $\xi \gg 1$ сближаются и стремятся к величине угла полного внутреннего отражения θ при падении волны из пассивной среды на активный слой. В случае слоистой среды а) кварц—спиртовый раствор красителя—кварц $\cos\theta^* = 0{,}368$ (рис. 3а), а в случае б) стекло—метилацетат—стекло $\cos\theta^* = 0{,}257$ (рис. 3б).

§ 6. Теория генерации в однородном активном толстом слое

В этом параграфе решается задача о генерации плоского однородного активного слоя (рис. 1). Рассматривается случай E-поляризованной волны.

Для установившегося режима генерации с законом насыщения $(1+\beta^2|E|^2)^{-1}$ волновые уравнения в соответствующих средах имеют следующий вид:

$$\left(\Delta + \frac{\omega^2}{c^2} n_i^2\right) E_i = 0 \quad (i=1, 3),$$
$$\left(\Delta + \frac{\omega^2}{c^2} n_2^2\right) E_2 = i\frac{\omega}{c} n_2 \alpha E_2/(1+\beta^2|E_2|^2). \tag{6.1}$$

Решения уравнений (6.1) ищем в виде $E_j = e_j(z)\, e^{iqx}$ $(j=1, 2, 3)$. Для напряженностей электрического поля в пассивных средах из (6.1) получаем (временная зависимость типа $e^{-i\omega t}$ для простоты опущена):

$$E_1(x, z) = C\exp\left(-i\frac{\omega}{c}k_1 z + iqx\right),$$

$$E_3(x, z) = D\exp\left(i\frac{\omega}{c}k_3 z + iqx\right),$$

где $k_1 = \sqrt{n_1^2 - \frac{c^2}{\omega^2}q^2}$, $k_3 = \sqrt{n_3^2 - \frac{c^2}{\omega^2}q^2}$, а q, C и D — постоянные, определяемые из граничных условий.

Амплитуду напряженности электрического поля в активной среде представим в виде

$$e_2(z) = A(z)\exp\left(i\frac{\omega}{c}k_2 z\right) + B(z)\exp\left(-i\frac{\omega}{c}k_2 z\right).$$

Будем пренебрегать эффектами интерференции волн в активной среде, считая

$$|e_2|^2 \simeq |A(z)|^2 + |B(z)|^2.$$

Предположив, что амплитуды $A(z)$ и $B(z)$ на длине волны изменяются мало, и укоротив второе уравнение в (6.1), для безразмерных амплитуд $a = \beta A(z)$ и $b = \beta B(z)$ получим следующие уравнения:

$$\frac{d}{dz}a = \frac{n_2\alpha}{2k_2}a/(1 + |a|^2 + |b|^2),$$
$$\frac{d}{dz}b = -\frac{n_2\alpha}{2k_2}b/(1 + |a|^2 + |b|^2). \tag{6.2}$$

Переходя отсюда к уравнениям для интенсивностей $J_1 = |a|^2$ и $J_2 = |b|^2$ и решая их, приходим с учетом (6.2) к соотношениям

$$\ln[J_1(z)/J_1(0)] + J_1(z) - J_1(0) + c_1(1/J_1(0) - 1/J_1(z)) = \frac{n_2\alpha}{k_2}z,$$
$$a = a(0)\sqrt{J_1(z)/J_1(0)},\quad b = b(0)\sqrt{J_2(z)/J_2(0)}, \tag{6.3}$$

где $a(0) = a(z=0)$, $b(0) = b(z=0)$, $J_{1,2}(0) = J_{1,2}(z=0)$.

Воспользовавшись условием непрерывности тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей на границах раздела $z=0$, $z=l$ и введя обозначения $\beta C = c$, $\beta D\exp\left(i\frac{\omega}{c}k_3 l\right) = d$, приходим к следующей системе уравнений:

$$a(0) = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{k_1}{k_2}\right)c,\quad a(0)\sqrt{\frac{J_1(l)}{J_1(0)}}e^{i\frac{\omega}{c}k_2 l} = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{k_3}{k_2}\right)d,$$
$$b(0) = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{k_1}{k_2}\right)c,\quad b(0)\sqrt{\frac{J_2(l)}{J_2(0)}}e^{-i\frac{\omega}{c}k_2 l} = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{k_3}{k_2}\right)d. \tag{6.4}$$

Условие существования нетривиального решения этой однородной системы уравнений приводит к соотношению, которое фактически является аналогом порогового условия для генерации активного слоя и с учетом соотношения $J_1(l)J_2(0)/J_1(0)J_2(l) = J_1^2(l)/J_1^2(0)$ принимает вид

$$\left(\frac{k_1-k_2}{k_1+k_2}\right)\left(\frac{k_3-k_2}{k_3+k_2}\right)\frac{J_1(l)}{J_1(0)}e^{2l\frac{\omega}{c}k_2l}=1,$$

откуда

$$\frac{\omega}{c}k_2l=\pi m\,(m=\pm1,\ \pm2,\cdots),$$

$$J_1(l)/J_1(0)=\frac{(k_1+k_2)\,(k_2+k_3)}{(k_1-k_2)\,(k_3-k_2)}. \tag{6.5}$$

Воспользовавшись соотношениями (6.3), (6.4) и (6.5), для интенсивности выходного излучения $J_{\text{вых}}$ получаем

$$J_{\text{вых}}=|c|^2=|d|^2=\frac{n_2l}{2k_1}\left[\alpha-\frac{2k_2}{n_2l}\ln\left(\frac{k_1+k_2}{k_1-k_2}\right)\right];$$

при $|k_2|/|k_1|\ll1$ имеем

$$J_{\text{вых}}^{(m)}=\frac{n_2}{2\sqrt{n_1^2-n_2^2}}\left\{\alpha l-\frac{1}{n_2\sqrt{n_1^2-n_2^2}}\left(\frac{\lambda}{l}m\right)^2\right\}. \tag{6.6}$$

В частности, из условия $J_{\text{вых}}^{(m)}=0$ вытекает пороговое соотношение (3.8). При интенсивности накачки, близкой к пороговому значению, интенсивность выходного излучения $J_{\text{вых}}^{(m)}$ растет с увеличением толщины l активного слоя быстрее, чем при большом превышении над порогом. Как следует из (6.6), $J_{\text{вых}}^{(m)}$ убывает с увеличением длины волны и ростом номера моды генерации. Однако при большом превышении над порогом зависимость $J_{\text{вых}}^{(m)}$ от λ и m становится несущественной.

Следует отметить существование оптимума в зависимости $J_{\text{вых}}^{(m)}$ от разности показателей преломления (n_1-n_2). При

$$n_1=\sqrt{n_2^2+\frac{4}{(\alpha l n_2)^2}\left(\frac{\lambda}{l}m\right)^4}$$

интенсивность выходного излучения достигает максимального значения, равного

$$J_{\text{вых}}^{(m)\max}=\frac{1}{8}\left(\frac{n_2\alpha l^2}{\lambda m}\right)^2.$$

§ 7. Теория генерации в однородном активном тонком слое

Воспользуемся системой уравнений (6.1). Выражения для амплитуд $e_i(z)$ представим в виде

$$e_1=A\exp\left(i\frac{\omega}{c}k_1z\right),\ e_2=\sum_{n=0}^{\infty}B_nz^n,\ e_3=D\exp\left(-i\frac{\omega}{c}k_1z\right). \tag{7.1}$$

Для простоты предполагается, что показатели прилегающих к активному слою линейных пассивных сред одинаковы: $n_1 = n_3$ $(k_1 = k_3)$.

Подставив (7.1) в систему уравнений (6.1), воспользовавшись граничными условиями и учитывая малость толщины активного слоя, с точностью до членов, пропорциональных l^3 включительно, находим

$$2k_1 - l\left[\frac{n_2\alpha}{2+\beta^2|D|^2} + \frac{\omega}{c}(k_1^2+k_2^2)\right] + l^2 k_1 \frac{\omega}{c}\frac{n_2\alpha}{1+\beta^2|D|^2} -$$
$$- l^3 \frac{1}{6}\frac{\omega}{c}\left[\left(\frac{n_2\alpha}{1+\beta^2|D|^2}\right)^2 - \frac{\omega^2}{c^2}k_2^2(k_1^2+k_2^2)\right] = 0.$$

Решим это уравнение методом теории возмущений, считая малым параметром l:

$$k_1 = \frac{n_2\alpha l}{2(1+\beta^2|D|^2)},\quad k_1^2 + k_2^2 - k_1 l\frac{n_2\alpha}{1+\beta^2|D|^2} + \frac{l^2}{6}\left(\frac{n_2\alpha}{1+\beta^2|D|^2}\right)^2 = 0, \quad (7.2)$$

откуда

$$k_2^2 = \frac{1}{3}k_1^2;$$

для угла θ выхода излучения в прилегающие среды получаем

$$\cos\theta = \sqrt{\frac{3}{2}\left(1 - \frac{n_2^2}{n_1^2}\right)}. \quad (7.3)$$

Из (7.2) с учетом (7.3) имеем

$$\beta^2|D|^2 = \frac{\alpha l}{\sqrt{6}\sqrt{n_1^2/n_2^2 - 1}} - 1,$$

откуда для порогового усиления ($|D|^2 = 0$) получаем

$$(\alpha l)_{\text{пор}} = \sqrt{6}\sqrt{n_1^2/n_2^2 - 1}. \quad (7.4)$$

Это выражение в случае тонкого однородного активного слоя с точностью до численного коэффициента совпадает с найденным выше (см. (4.3), а также обсуждение в конце § 4).

§ 8. Пороговые соотношения с учетом ограниченности длины активного слоя

В настоящем параграфе исследуется влияние ограниченности области накачки активного слоя вдоль оси x на пороговые соотношения. Излучение генерации будем считать E-поляризованным. Волновое уравнение в активной среде запишем в виде

$$\left(\Delta + \frac{\omega^2}{c^2}n_2^2\right)E_2 = i\frac{\omega}{c}n_2 E_2 \alpha(x), \quad (8.1)$$

где предполагается, что коэффициент усиления $\alpha(x)$ имеет произвольную, достаточно гладкую зависимость от продольной координаты x. Волновые

уравнения в прилегающих линейных средах имеют тот же вид, что и в (1.1).

Представим $\alpha(x)$, а также $E_j(x, z)$ $(j = 1, 2, 3)$ в виде разложения в интеграл Фурье:

$$E_j(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} e_j(q, z) e^{iqx} dq,$$

$$\alpha(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(Q) e^{-iQx} dQ.$$

Подстановка в (8.1) приводит к следующему уравнению для фурье-компонент напряженности электрического поля:

$$\frac{d^2}{dz^2} e_2(q, z) + p_2^2(q) e_2(q, z) = i \frac{\omega}{c} n_2 \int_{-\infty}^{\infty} dQ \alpha(Q) e_2(Q+q, z), \tag{8.2}$$

где $p_2(q) = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} n_2^2 - q^2}$.

Решение уравнения (8.2) ищем в виде

$$e_2(q, z) = c_1(q, z) e^{ip_2(q) z} + c_2(q, z) e^{-ip_2(q) z}, \tag{8.3}$$

где $c_{1,2}(q, z)$ — медленно меняющиеся по сравнению с $\exp[ip_2(q) z]$ функции z. Подстановка (8.3) в (8.2) и решение полученного укороченного уравнения с учетом медленного изменения $\alpha(x)$ ($\alpha(Q)$ имеет острый максимум вблизи $Q=0$) приводит к следующим выражениям для коэффициентов $c_{1,2}(q, z)$:

$$c_1(q, z) = A(q) \exp\left\{\frac{\omega n_2}{2 c p_2(q)} \int_0^z \alpha\left(\frac{q}{p_2(q)} z'\right) dz'\right\},$$

$$c_2(q, z) = B(q) \exp\left\{-\frac{\omega n_2}{2 c p_2(q)} \int_0^z \alpha\left(-\frac{q}{p_2(q)} z'\right) dz'\right\}. \tag{8.4}$$

Воспользовавшись граничными условиями, получаем соотношение

$$\frac{(p_2 - p_3)(p_2 - p_1)}{(p_2 + p_3)(p_2 + p_1)} \exp(\mu_1 + \mu_2 + 2 i p_2 l) = 1, \tag{8.5}$$

где

$$\mu_1(q) = \frac{\omega n_2}{2cq} \int_0^{ql/p_2(q)} \alpha(x) dx, \quad \mu_2(q) = \frac{\omega n_2}{2cq} \int_{-ql/p_2(q)}^{0} \alpha(x) dx.$$

В частном случае $n_1 = n_3$ $(p_1 = p_3)$ из (8.5) имеем

$$\left(\frac{p_1-p_2}{p_1+p_2}\right)^2 \exp\left(2ip_2l+\mu_1+\mu_2\right)=1,$$

$$p_2=\frac{\pi m}{l},\quad q=\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}n_2^2-\left(\frac{\pi m}{l}\right)^2},\quad p_1=\frac{\omega}{c}\sqrt{n_1^2-n_2^2+\left(\frac{\lambda}{2l}m\right)^2}. \tag{8.6}$$

Условие вещественности q накладывает ограничение на число мод:

$$-2n_2\frac{l}{\lambda}\leqslant m\leqslant 2n_2\frac{l}{\lambda}.$$

Реальная часть уравнения (8.6) приводит к соотношению

$$\mu_1+\mu_2=2\ln\left\{\frac{\sqrt{n_1^2-n_2^2+\left(\frac{\lambda}{2l}m\right)^2}+\frac{\lambda}{2l}m}{\sqrt{n_1^2-n_2^2+\left(\frac{\lambda}{2l}m\right)^2}-\frac{\lambda}{2l}m}\right\}, \tag{8.7}$$

где

$$\mu_1+\mu_2=\frac{\omega n_2}{2cq}\int\limits_{-ql/p_2(q)}^{ql/p_2(q)}\alpha(x)\,dx,$$

причем величина $ql/p_2(q)=l\sqrt{n_2^2-\left(\frac{\lambda}{2l}m\right)^2}\Big/\left(\frac{\lambda}{2l}m\right)=L_m$ представляет собой расстояние между двумя последовательными отражениями от границ активного слоя. Учитывая это и используя введенный выше параметр $\xi_m=2l\sqrt{n_1^2-n_2^2}/m\lambda$, перепишем пороговое условие (8.7) в следующем виде:

$$\frac{1}{2}\int\limits_{-L_m}^{L_m}\alpha_m(x)\,dx=2\sqrt{1-\frac{1}{\xi_m^2}\left(\frac{n_1^2}{n_2^2}-1\right)}\ln\left[\frac{\sqrt{1+\xi_m^2}+1}{\sqrt{1+\xi_m^2}-1}\right]. \tag{8.8}$$

Исследуем (8.8) с учетом конечности длины L активной среды. Рассмотрим два случая: $L_m<L/2$ и $L_m>L/2$.

В случае $L_m<L/2$ из (8.8) приближенно имеем

$$\alpha_m l=\frac{2}{\xi_m}\sqrt{\frac{n_1^2}{n_2^2}-1}\ln\left[\frac{\sqrt{1+\xi_m^2}+1}{\sqrt{1+\xi_m^2}-1}\right] \tag{8.9}$$

вместе с условием

$$\frac{\xi_m^2 n_2^2}{n_1^2-n_2^2}-1<L^2/4l^2,$$

откуда получаем ограничение на возможные номера мод:

$$m>4n_2\frac{l^2}{\lambda L}.$$

В случае $L_m>L/2$ для порогового усиления имеем

$$\alpha_m l=\frac{4l}{L}\sqrt{1-\frac{1}{\xi_m^2}\left(\frac{n_1^2}{n_2^2}-1\right)}\ln\left[\frac{\sqrt{1+\xi_m^2}+1}{\sqrt{1+\xi_m^2}-1}\right]. \tag{8.10}$$

Следует отметить, что выражения (8.9) и (8.10), полученные для рассматриваемых двух разных случаев, имеют качественно разную зависимость от толщины активного слоя l, длины волны λ генерации, а также номера моды m. В частности, в случае толстой активной среды, когда $\xi_m \gg 1$, аппроксимируя $\ln[(\sqrt{1+\xi_m^2}+1)/(\sqrt{1+\xi_m^2}-1)] \simeq 2/\xi_m$, для пороговых усилений из (8.9) и (8.10) приближенно имеем

$$\alpha_m \simeq \frac{\lambda^2 m^2}{n_2 \sqrt{n_1^2 - n_2^2}\, l^3} \quad (L_m < L/2),$$

$$\alpha_m \simeq \frac{4\lambda |m|}{lL\sqrt{n_1^2 - n_2^2}} \quad (L_m > L/2).$$

§ 9. Условия применимости

Для работы любого лазера необходима обратная связь. В рассматриваемом в настоящей работе случае квазиволноводной генерации активного слоя обратная связь осуществляется за счет отражения световой волны от границ активного слоя. Резонатор формируется при условии, что число отражений больше единицы. Это возможно, когда $L_m < L$, откуда следует

$$|m| > m^* = 2\, n_2 \frac{l^2}{\lambda L}\,. \tag{9.1}$$

При этом угол распространения фотона в активной среде $\varphi_m > l/L$ ($\varphi_0 = l/L$ — максимальный угол относительно оси x, под которым еще отсутствует отражение от границы). Нетрудно убедиться, что при выполнении (9.1) поток энергии через отражающие слои больше потока энергии для углов $\varphi \leqslant \varphi_0$.

Картина генерации существенным образом зависит от значения m^*. Если $m^* < 1$, то для всех мод $m = \pm 1, \pm 2, \ldots$ резонатор хорошо формируется и справедливы формулы, соответствующие неограниченной по длине активной среде. При $m^* > 1$ необходимо отдельно рассмотреть случаи $|m| < m^*$ и $|m| > m^*$. Для мод с номерами $|m| < m^*$ резонатор практически отсутствует, поток энергии направлен вдоль оси x. Для мод с номерами $|m| > m^*$ резонатор формируется. Однако необходимо учесть, что моды с $|m| > m^*$ несут в себе сравнительно малую долю энергии генерации. Это видно также из того, что для мод с $|m| > m^*$ порог выше, чем для мод с $|m| < m^*$. Поэтому в случае $m^* > 1$ картина напоминает режим сверхлюминесценции.

Из соотношения (9.1) следует существование характерной толщины l^* активного слоя,

$$l^* = \left(\frac{\lambda L}{2n_2}\right)^{1/2}, \tag{9.2}$$

такой, что при $l > l^*$ имеет место режим сверхлюминесценции. В обратном случае $l < l^*$ наблюдается режим генерации. В видимом диапазоне для $L \simeq 1$ см $l^* = 10$ мкм.

§ 10. Пороговые соотношения в случае полного внутреннего отражения от одной из границ однородного активного слоя

а) *Случай E-поляризации излучения генерации.*

Исследуем пороговое условие генерации (2.1) в случае, когда имеет место полное внутреннее отражение излучения от одной из границ активного слоя, например, от границы с линейной средой с показателем преломления n_3. При этом z-компонента волнового вектора в этой среде есть мнимая величина: $k_3 = \sqrt{n_3^2 - n_1^2 \sin^2\theta_1} = i\sqrt{n_1^2 \sin^2\theta_1 - n_3^2}$; это соответствует затухающей (нераспространяющейся) волне в этой среде (θ_1 — угол выхода генерации в среде с показателем преломления n_1).

Предположим, что толщина активного слоя большая ($\lambda/l \ll 1$). Согласно анализу, проведенному в § 3, имеем $\sin\theta_1 \simeq n_2/n_1$, $k_3 = i\sqrt{n_2^2 - n_3^2}\,(n_2 > n_3)$, $k_1 = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$, $k_2 = \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2\theta_1}$, $|k_2|/|k_1| \ll 1$, $|k_2|/|k_3| \ll 1$. При этих условиях из (2.1) получаем

$$1 - 2\frac{k_2}{k_1} + \frac{n_2 \alpha l}{k_2} = \cos\left(2 k_2 l \frac{\omega}{c}\right), \tag{10.1}$$

$$2\frac{k_2}{k_3} = \sin\left(2 k_2 l \frac{\omega}{c}\right). \tag{10.2}$$

Учитывая, что $|k_2|/|k_3| \ll 1$, из (10.2) приближенно имеем $2 k_2 l\omega/c = n\pi$ ($n = \pm 1, \pm 2, \ldots$), откуда $k_2 = n\lambda/4l$. Подставляя это выражение в (10.1), находим

$$1 - \frac{n\lambda}{2lk_1} + \frac{4 n_2 \alpha l^2}{n\lambda} = (-1)^n. \tag{10.3}$$

При $n = \pm 2m$ отсюда получаем

$$\alpha_m l = \frac{m^2 \lambda^2}{2 n_2 l^3 \sqrt{n_1^2 - n_2^2}}. \tag{10.4}$$

При $n = \pm(2m + 1)$ уравнение (10.3) не имеет решения. Отметим, что выражение (10.4) совпадает с выражением для порога, приведенным в работе [23]. Угол выхода излучения генерации в среду с показателем преломления n_1 имеет тот же вид, что и в (3.11).

б) *Случай H-поляризации излучения генерации.*

Вместо порогового условия (10.4) теперь получаем

$$\alpha_m l = \frac{\lambda^2 m^2}{2 n_2 l} \frac{n_1^2/n_2^2}{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}. \tag{10.5}$$

§ 11. Случай полного внутреннего отражения накачки

При полном внутреннем отражении накачки от границы раздела между полубесконечными пассивной линейной и активной средами за счет частичного проникновения излучения накачки в активную среду в последней создается неоднородный активный слой. В этом параграфе исследуют-

ся пороговые условия для генерации такого слоя. Коэффициент усиления активного слоя в рассматриваемом случае представим в виде

$$\alpha(z) = \alpha_0 e^{-2\mu z}.$$

Полное решение волнового уравнения для напряженности электрического поля (волна предполагается E-поляризованной) (см. (1.1)) в активной среде имеет следующий вид:

$$e_2(z) = A J_{i\nu}(ke^{-\mu z}) + B J_{-i\nu}(ke^{-\mu z}),$$

где $J_{\pm i\nu}$ — функция Бесселя, $k^2 = -i\frac{\omega}{c}\alpha\frac{n_2}{\mu^2}$, $\nu = \frac{\omega}{c} n_2 \frac{\cos\theta}{\mu}$. Граничные условия данной задачи следуют из условий непрерывности тангенциальных составляющих напряженностей компонент электромагнитного поля на границе раздела сред и требования, чтобы при $z \to +\infty$ $(\alpha(z) \to 0)$ решение волнового уравнения имело вид волны, свободно распространяющейся в положительном направлении оси z. При $z \gg 1/2\,\mu$ имеем

$$J_{i\nu}(ke^{-\mu z}) \simeq \left(\frac{k}{2}\right)^{i\nu} \frac{e^{-i\mu\nu z}}{\Gamma(1+i\nu)}, \quad J_{-i\nu}(ke^{-\mu z}) \simeq \left(\frac{k}{2}\right)^{-i\nu} \frac{e^{i\mu\nu z}}{\Gamma(1-i\nu)},$$

где $\Gamma(\nu)$ — гамма-функция.

Решения волнового уравнения в пассивной среде и в активной среде при $z \gg 1/2\,\mu$ представим соответственно в виде

$$e_1(z) = Ce^{-ip_1 z}, \quad e_2(z \gg 1/2\,\mu) = De^{ip_2 z},$$

где $p_2 = \frac{\omega}{c} n_2 \cos\theta$, $p_1 = \frac{\omega}{c}\sqrt{n_1^2 - n_2^2 \sin^2\theta}$, $\mu\nu = p_2$.

Воспользовавшись граничными условиями, находим

$$A = 0, \quad BJ_{-i\nu}(k) = C, \quad BJ'_{-i\nu}(k) = \frac{ip_1}{\mu k} C. \tag{11.1}$$

Из совместности соотношений (11.1) получаем условие генерации

$$p_1 J_{-i\nu}(k) + i\mu k\, J'_{-i\nu}(k) = 0$$

или, учитывая, что $J'_{-i\nu}(k) = i\nu/k\, J_{-i\nu}(k) + J_{-1-i\nu}(k)$, имеем

$$(p_1 - p_2) J_{-i\nu}(k) + ik\mu\, J_{-1-i\nu}(k) = 0. \tag{11.2}$$

Воспользовавшись разложением функций Бесселя в ряд, перепишем (11.2) в следующем виде:

$$(p_1 - p_2) \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m \left(\frac{k}{2}\right)^{2m} \Gamma(1-i\nu)}{m!\,\Gamma(m+1-i\nu)} +$$

$$+ 2\mu\nu \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m \left(\frac{k}{2}\right)^{2m} \Gamma(-i\nu)}{m!\,\Gamma(m-i\nu)} = 0. \tag{11.3}$$

Исследуем пороговое соотношение (11.2), считая активный слой тонким. При этом предполагается, что $|k| \ll 1$, $p_1/\mu \simeq p_2/\mu \ll 1$. Учитывая эти условия, ограничимся в первом слагаемом в (11.3) членами разложения до k^2 включительно, а во втором слагаемом — членами разложения до k^4 включительно. При этом имеем

$$(p_1 - p_2)\left[1 - \frac{(k/2)^2}{1 - i\nu}\right] - 2i\mu\left[i\nu + \left(\frac{k}{2}\right)^2 - \frac{1}{2}\frac{(k/2)^4}{1 - i\nu}\right] = 0,$$

откуда, учитывая значения величин ν и k, для угла распространения и порогового усиления находим

$$\cos\theta \simeq \frac{1}{2\sqrt{2}}\sqrt{n_1^2/n_2^2 - 1}, \quad \frac{\alpha_{\text{пор}}}{\mu} = 2\sqrt{2}\sqrt{\frac{n_1^2}{n_2^2} - 1}. \qquad (11.4)$$

Эти выражения с точностью до численных коэффициентов совпадают с выражениями для $\cos\theta$ и $\alpha_{\text{пор}} l$ ($l \simeq 1/2\mu$), найденными в случае тонкого однородного активного слоя (см. (4.3), а также обсуждение в конце § 4).

Условие применимости сделанных в настоящем параграфе приближений $|k|^2 \ll 1$ с учетом (11.4) принимает вид (ср. с (4.4))

$$\xi = \frac{2l}{\lambda}\sqrt{n_1^2 - n_2^2} \ll \frac{1}{4\sqrt{2}\pi}.$$

НИИ физики конденсированных сред
Ереванского государственного
университета

Поступила 20.III.1980

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ch. J. Kosster.* IEEE, J. Quant. Electr., QE—2, 63, (1966).
2. *Б. Я. Коган, В. М. Волков, С. А. Лебедев.* Письма ЖЭТФ, 16, 144 (1972).
3. *Г. Н. Романов, С. С. Шахиджанов.* Письма ЖЭТФ, 16, 298 (1972).
4. *С. А. Лебедев, В. М. Волков, Б. Я. Коган.* Оптика и спектроскопия, 35, 976 (1973).
5. *С. А. Лебедев, В. А. Кизель, Б. Я. Коган.* Квантовая электроника, 3, 2446 (1976).
6. *Б. Б. Бойко, Н. С. Петров, И. З. Джилавдари.* ЖПС, 18 727 (1973).
7. *Б. Б. Бойко, И. З. Джилавдари, Н. С. Петров.* ЖПС, 22, 545 (1975).
8. *Н. С. Петров, Б. Б. Бойко, И. З. Джилавдари.* ЖПС, 23, 705 (1975).
9. *W. Lukosz, P. P. Herrmann.* Optics Communs., 17, 192 (1976).
10. *P. R. Callary, C. K. Carniglia.* J. Opt. Soc. Am., 66, 775 (1976).
11. *R. F. Cybulski, C. K. Carniglia.* J. Opt. Soc. Am., 67, 1620(1977).
12. *Л. И. Мандельштам.* Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике, М., 1972, стр. 435.
13. *А. А. Колоколов.* Письма ЖЭТФ, 21, 660 (1975).
14. *Л. А. Вайнштейн.* УФН, 118, 339 (1976).
15. *А. А. Колоколов, А. И. Суков.* Изв. ВУЗ, Радиофизика, 21, 1309 (1978).
16. *И. Ф. Вахненко, Ю. Г. Новохатько, В. М. Филиппов.* Квантовая электроника, 2, 2071 (1975).
17. *С. А. Раскутич.* Радиотехника и электроника, 15, 2527 (1970).
18. *E. P. Ippen, C. V. Shank.* Digest of Technical Papers, Meeting on Integra t Optics, Las Vegas, 1972.
19. *H. Kogelnik, C. V. Shank.* Appl. Phys. Lett., 18, 152 (1971).

20. *J. E. Bjorkholm, C. V. Shank.* IEEE, J. Quant. Electr., QE—8, 833 (1972).
21. *А. Н. Рубинов, И. М. Корда.* Квантовая электроника, 2, 2626 (1975).
22. *J. Zeidler.* AEU, 26, 533 (1972).
23. *В. И. Борисов, В. А. Карпенко, В. И. Лебедев.* ЖПС, 31, 972 (1979).

ԱԿՏԻՎ ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ ՔՎԱԶԻԱԼԻՔԱՏԱՐ ԳԵՆԵՐԱՑԻԱՅԻ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Գ. Պ. ՋՈԹՅԱՆ, Ա. Վ. ԿԱՐՄԵՆՅԱՆ

Հետազոտված են քվազիալիքատար ռեժիմում ակտիվ դիէլեկտրիկ շերտի (հոմասեռ և անհամասեռ) գեներացիայի հիմնական բնութագրերը։ Զարգացված է այդ ռեժիմի գեներացիայի տեսությունը, որտեղ հաշվի են առնված հագեցման էֆեկտները։ Բերված են թվային վերլուծության տվյալները։

THE THEORY OF QUASI-WAVEGUIDE GENERATION OF THE ACTIVE LAYER

V. M. ARUTYUNYAN, G. P. DZHOTYAN, A. V. KARMENYAN

The essential characteristics of the quasi-waveguide regime of active dielectric layer generation (both the homogeneous and inhomogeneous layers) are investigated. The theory of this regime is developed taking into account the saturation effects. The results of numerical analysis are given.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Կ. Ա. Բարսուկով, Գ. Ա. Գրիգորյան. *Շարժվող սահմանով ռեզոնատորում դաշտի ստրուկտուրայի վերաբերյալ* 329

Ա. Հ. Վարդանյան, Զ. Հ. Կասամանյան. *Լոկալ վիճակների խտության օսցիլյացիաները հետերոկառուցվածքներում և մետաղ-դիէլեկտրիկ-կիսահաղորդիչ կառուցվածքներում* 336

Վ. Ա. Աստաֆև, Ա. Ն. Գրուշինսկի, Յու. Գ. Լյուտով, Բ. Ա. Խրենով, Յա. Օլեյնիչակ. *Էլեկտրամագնիսական հեղեղների բազմաշարք դետեկտոր մյուոնների էներգիայի չափման համար (հեղեղների զարգացման հաշվարկ)* 345

Մ. Ի. Քերոբյան, Ս. Ս. Ղազարյան, Լ. Գ. Մելքումյան, Մ. Պ. Պլեշկո. *Կալորիմետրի միջոցով ուսումնասիրվող մեծությունների կախումը գրանցման շեմից* . . 354

Մ. Ա. Նավասարդյան, Վ. Ղ. Միրզոյան. *Նյութի ռենտգենյան ճառագայթների բեկման ցուցչի որոշումը բազմակի դիֆրակցված փնջի ինտենսիվության չափման միջոցով* 358

Ժ. Ռ. Փանոսյան, Վ. Ա. Մելիքսեթյան, Ա. Ռ. Մայիլյան, Ա. Հ. Առաքելյան, Հ. Լ. Մարգարյան, Վ. Մ. Առաքելյան. *Ռուտիլի բազմաբյուրեղների էլեկտրաանդրադարձման սպեկտրների հետազոտումը* 363

Ս. Հ. Ադամյան. *Նմուշի հաստությամբ ընթացող սահքի պլեզոդեֆորմացիայի ազդեցությունը բյուրեղային կվարցի թերի կառուցվածքի վրա* 369

Վ. Կ. Նովիկ, Գ. Տ. Գալստյան, Վ. Ա. Չերնենկո, Ի. Ն. Պոլանդով, Ե. Ա. Սորոկինա. *Հիդրոստատիկ ճնշման ազդեցությունը* АТГС-*ի բյուրեղների ջերմունակության վրա ֆազային անցման մոտակայքում* 374

Ակնարկներ

Վ. Մ. Հարությունյան, Գ. Պ. Ջոբյան, Ա. Վ. Կարմենյան. *Ակտիվ միջավայրի քվազիալիքատար գեներացիայի տեսություն* 379

СОДЕРЖАНИЕ

К. А. Барсуков, Г. А. Григорян. О структуре поля в резонаторах с подвижной границей 329

А. А. Варданян, З. А. Касаманян. Осцилляции локальной плотности состояний в гетероструктурах и МДП структурах 336

В. А. Астафьев, А. Н. Грушинский, Ю. Г. Лютов, Б. А. Хренов, Я. Олейничак. Многорядный детектор электромагнитных каскадов для измерения энергии мюонов (расчет развития каскадов) 345

М. И. Керопян, С. С. Казарян, Л. Г. Мелкумян, М. П. Плешко. Зависимость исследуемых в калориметре физических величин от порога регистрации . 354

М. А. Навасардян, В. К. Мирзоян. Измерение показателя преломления вещества для рентгеновских лучей по интенсивности многократно дифрагированного рентгеновского пучка 358

Ж. Р. Паносян, В. А. Меликсетян, А. Р. Маилян, А. О. Аракелян, А. Л. Маргарян, В. М. Аракелян. Исследование спектров электроотражения поликристаллического рутила 363

С. А. Адамян. Исследование влияния пьезодеформации сдвига по толщине на дефектную структуру кристалла кварца 369

В. К. Новик, Г. Т. Галстян, В. А. Черненко, И. Н. Поландов, Е. А. Сорокина. Влияние гидростатического давления на теплоемкость кристаллов АТГС вблизи фазового перехода 374

ОБЗОРЫ

В. М. Арутюнян, Г. П. Джотян, А. В. Карменян. Теория квазиволноводной генерации активного слоя 379