

УДК 53:06

ББК 23.3

Т 782

**Труды V Международной конференции
“Рассеяние электронов, позитронов,
нейтронов и рентгеновских лучей под
внешними воздействиями”**

Редакционная коллегия: А.Р. Мкртчян, В.А. Бушуев

Труды V Международной конференции “Рассеяние электронов, позитронов, нейтронов и рентгеновских лучей под внешними воздействиями” печатаются по решению программного и организационного комитетов конференции и ученого совета ИППФ НАН РА

ISBN 978–9939–1–0685–4

Содержание

А.Р. Мкртчян, В.Р. Кочарян, А.Р. Вагнер, А.Е. Мовсисян, Э.Г. Багдасарян, А.С. Гоголев, А.В. Шагвердян

Дифракция рентгеновского излучения и нейтронов от монокристалла кварца при воздействии температурного градиента.....6

А.Г. Мкртчян, Л.Ш. Григорян, Г.Ф. Хачатрян, М.Л. Григорян, А.В. Саркисян

Особенности Колебаний Электромагнитного Поля Заряженной Частицы Вращающейся Вокруг Проводящего Шара17

Л.Ш. Григорян, А.Г. Мкртчян, Г.Ф. Хачатрян, М.Л. Григорян, А.В. Саркисян, П.О. Мосоян

Особенности Электромагнитных Колебаний, Генерируемых Заряженной Частицей, Пересекающей Плоскую Границу Проводящей Среды с Вакуумом25

А.Г. Мкртчян, Л.Ш. Григорян, А.А. Арамян, Г.Ф. Хачатрян, П.О. Мосоян, А.В. Саркисян

Особенности Длинноволнового Электромагнитного Поля на Разных Расстояниях от Вращающейся Заряженной Частицы33

А.Г. Мкртчян, Л.Ш. Григорян, Г.Ф. Хачатрян, С.Г. Билен, М. Паррот, А.В. Саркисян, А.Р. Арамян

Мегагерцовое излучение атмосферы индуцированное сильной ударной волной.....39

А. Р. Мкртчян, В. В. Паразян, А. А. Саарян

Переходное излучение в акустических сверхрешетках46

А.С. Котанджян, А.Р. Мкртчян, А.А. Саарян, В.Х. Котанджян

Излучение поверхностных волн зарядом, вращающегося вокруг диэлектрического цилиндра53

М.А. Агинян, С.Г. Арутюнян, Э.Г.Лазарева, А.В. Маргарян

Сверхсветовое синхротронное излучение61

С.А. Багдасарян, А.С. Багдасарян, А.Ф. Белянин, Мкртчян А.Р.

Слоистая структура на основе пленок поликластерного алмаза и нитрида алюминия для устройств на поверхностных акустических волнах.....73

А.С. Багдасарян, Мкртчян А.Р., С.А. Багдасарян, Коробкин В.В.

Фундаментальные основы создания перспективной элементной базы систем мониторинга критически важных объектов: беспроводные датчики на поверхностных акустических волнах85

А.С. Багдасарян, С.А. Багдасарян, В.В. Бутенко, Ю.В. Гуляев, А.Р. Мкртчян

Телекоммуникационная среда в эпоху информационного общества.....97

А.Р. Мкртчян, О.С. Ерицян

Среды, обладающие свойствами правых и левых веществ одновременно	105
<i>Р.Ю. Чилингарян</i>	
Построение 3-D характеристик акустоплазменных процессов.....	108
<i>А.С. Абраамян, А.Г. Мкртчян, Г.Т. Оганасян, Р.Ю. Чилингарян, А.С. Акопян, В.В. Налбандян, П.О. Мосоян</i>	
Очистка и напыление при использовании цилиндрического планарного акустоплазменного магнетрона	115
<i>А.С.Абраамян, Р.Ю.Чилингарян</i>	
Управление при помощи акустических полей выходной мощностью CO₂ лазера.....	126
<i>Мкртчян А. Г., Налбандян В. В., Акопян А.С., Хачатрян А. В., Момджян М. М., Мосоян П.О., Бабаян И.А., Налбандян А.О., Акопян М.А.</i>	
Акустофизическая диагностика злокачественных образований в живых организмах.....	142
<i>А.Р.Мкртчян, А.С.Абраамян, А.С.Микаелян, К.Г.Саакян, Р.Ю.Чилингарян</i>	
Использование обратных задач и теории катастроф в акустоплазменных исследованиях.....	148
<i>А.С.Абраамян, Р.Ю.Чилингарян</i>	
Сравнение тлеющего, дугового и магнетронного разрядов постоянного тока.....	158
<i>В.Р. Кочарян, Т.Р. Мурадян, А.Е. Мовсисян, Э.Г. Багдасарян, А.Л. Маргарян</i>	
Переброска модулированных рентгеновских пучков при наличии температурного градиента.....	171
<i>А.Р. Мкртчян, В.Р. Кочарян, А.Е. Мовсисян, Т.Р. Мурадян, В.К. Мирзоян, Э.Г. Багдасарян</i>	
Фокусировка отраженного жесткого рентгеновского излучения при внешнем температурном градиенте.....	176
<i>А.Г. Мкртчян, В.В. Маргарян, В.Р. Кочарян, В.К. Мирзоян, Г.А. Арутюнян, А.А. Самсомян, С.Г. Хлопузян</i>	
Фильтр жесткого рентгеновского излучения с управляемыми параметрами	181
<i>Р. Ц. Габриелян</i>	
Накопитель рентгеновских фотонов. Рентгеновский резонатор.....	186
<i>Л.В. Левонян, А.М. Манукян</i>	
Формирование рентгеновского фазового контраста при дифракционной фокусировке сферической волны в сверхрешетке с малым периодом.....	196
<i>Арутюнян В.В, Алексанян Е.М, АкопянН.А, Бадалян А.О.</i>	
Радиационная стойкость и оптические свойства терморегулирующих покрытий...201	

К.Ю. Супоницкий, Р.П. Сукиасян, А.К. Атанесян, А.А. Дангян, А.А. Оганисян, А.М. Петросян

Кристаллические структуры L-аргинин(2+) ди-перхлората и ди-тетрафторбората.....206

Р.А. Апреян, А.К. Атанесян, А.М. Петросян

Влияние кристаллической и молекулярной структуры на нелинейные оптические свойства кристаллов моногидрата и безводного L-2-нитримино-1,3-дiazепан-4-карбоксилата калия.....223

А.М. Егиазарян, А.Р. Мкртчян

Генерация новых мод излучения в кристаллах при помощи ультразвука

А.Р.Мкртчян, А.Г.Мкртчян, А.А. Геворгян.....235

О некоторых особенностях зонной структуры одномерных фотонных кристаллов на основе метаматериалов.....237

А. Г. Саргсян, С. В. Пилоян, А.Г.Погосян, А.А.Шагинян

Исследование мезоморфизма жидкокристаллической системы липид-вода под влиянием температуры, методами дифракции рентгеновских лучей и молекулярно-динамического моделирования.....245

Дифракция рентгеновского излучения и нейтронов от монокристалла кварца при воздействии температурного градиента

А.Р. Мкртчян^{1,2}, В.Р. Кочарян^{1,2*}, А.Р. Вагнер², А.Е. Мовсисян^{1,2}, Э.Г. Багдасарян¹, А.С. Гоголев², А.В. Шагвердян¹

¹*Институт прикладных проблем физики НАН РА, Гр. Нерсисяна 25, Ереван, Армения*

²*Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, Россия*

В настоящей работе исследовано отражения пучков тепловых нейтронов и жесткого рентгеновского излучения от монокристалла кварца в геометрии Лауэ под влиянием температурного градиента. Проанализированы возможности управления пучка нейтронов в пространстве и во времени и дана оценка их параметров (относительная максимальная интенсивность, угловая и энергетические распределения получающих пучков и тд.).

1. Введение

Теоретические и экспериментальные работы посвященные управлению в пространстве и во времени параметров рентгеновских и нейтронных пучков при наличии внешних воздействий (температурный градиент и ультразвуковые колебания), дают научную основу для возможности создания базовых элементов оптики тепловых нейтронов.

В работах [1, 2] было впервые обнаружено явление полной переброски рентгеновских лучей от направления прохождения к направлению отражения в монокристаллах кварца в геометрии Лауэ под влиянием температурного градиента или ультразвуковых колебаний. В работах [3,4] экспериментально и теоретически показано, что с помощью акустического поля и температурного градиента можно контролировать местоположение фокуса отраженного излучения в пространстве и времени, а также преобразовывать сферическую волну в плоскую волну. В работе [5,6] показано, что угловая ширина полного перебрасываемого рентгеновского излучения зависит от толщины исследуемого образца и рабочих параметров внешних воздействий. В работе [7] разработано и создано новая схема високоразрешающего рентгеновского дифрактометра на основе акустического монохроматора. В дальнейшем, впервые в работе [8]

* E – mail: Vahan2@yandex.ru

экспериментально при дифракции Лауэ геометрии получена полная переброска пучков тепловых нейтронов из первичного направления в направлении отражения от отражающих атомных плоскостей (10 $\bar{1}1$) монокристалла кварца при наличии температурного градиента. В работе [9] теоретически рассмотрена задача дифракции нейтронного пучка в монокристаллах под внешним воздействием (акустические колебания и температурный градиент) в Лауэ геометрии. Получено хорошее согласие теоретических и экспериментальных результатов.

Настоящая работа посвящена исследованию процесса дифракции тепловых нейтронов и жесткого рентгеновского излучения и анализу указанных выше фундаментальных результатов.

2. Теоретические исследование дифракции тепловых нейтронов от кристалла кварца при внешнем температурном градиенте.

Рассеяние тепловых нейтронов в кристалле можно описать с уравнением Шредингера.

$$\Delta\Psi(\vec{r}) + k^2\Psi(\vec{r}) = \frac{2mV(\vec{r})}{\hbar^2}\Psi(\vec{r}) \quad (1)$$

где $\Psi(\vec{r})$ волновая функция нейтрона, $V(\vec{r})$ потенциала взаимодействий нейтрона внутри кристалла, k и m волновое число и масса нейтрона, а \hbar констант планка.

Потенциал взаимодействий в идеальных кристаллах можем представить в виде Фурье ряда

$$V(\vec{r}) = \sum_m V_m e^{-2\pi i \vec{h}_m \vec{r}}$$

где V_m - Фурье амплитуды потенциала, \vec{h}_m - вектор обратной решетки, а \vec{r} - радиус вектор. Для деформированных кристаллов представляется в следующем виде:

$$V(\vec{r}) = \sum_m V_m e^{-2\pi i \vec{h}_m (\vec{r} - \vec{U}(\vec{r}))} \quad (2)$$

где $\vec{U}(\vec{r})$ - функция смещения атомов в кристалле из положения равновесия.

Волновая функция нейтронов в кристалле будем описывать с помощью Болховской функции с переменными амплитудами

$$\Psi(\vec{r}) = \sum_n \Psi_n(\vec{r}) e^{-2\pi i \vec{k}_n \vec{r}} \quad (3)$$

где $\Psi_n(\vec{r})$ медленно меняется на отрезках порядка длины волны Де Бройля нейтронов.

Подставляя (2) и (3) в (1) и пренебрегая бесконечно малыми членами второго порядка, получаем:

$$\frac{i\bar{k}_n}{\pi} \nabla \Psi_n(\vec{r}) + (k_n^2 - k_0^2) \Psi_n(\vec{r}) + \frac{2m}{\hbar} \sum_m V_{n-m} e^{-2\pi i \bar{h}_{n-m} \bar{U}(\vec{r})} \Psi_m(\vec{r}) = 0 \quad (4)$$

В двухволновом приближении уравнение (4) принимает следующий вид:

$$\frac{\partial \Psi_0(x, z)}{\partial z} + tg\theta \frac{\partial \Psi_0(x, z)}{\partial x} = i\beta_0 \Psi_0(x, z) + i\beta_{\bar{h}} e^{2\pi i h U(x, z)} \Psi_h(x, z) \quad (5)$$

$$\frac{\partial \Psi_h(x, z)}{\partial z} - tg\theta \frac{\partial \Psi_h(x, z)}{\partial x} = i\beta_h e^{-2\pi i h U(x, z)} \Psi_0(x, z) + i(\beta_0 - \alpha) \Psi_h(x, z) \quad (6)$$

где $\beta_{0, \bar{h}} = \frac{2\pi m V_{0, \bar{h}}}{\hbar^2 k_{0, \bar{h}} \cos(\theta)}$, $\alpha = \frac{k_h^2 - k_0^2}{k_h \cos(\theta)}$, параметр α характеризует отклонение от

точного брэгговского угла.

Рассмотрим дифракция тепловых нейтронов при симметричном геометрии Лауэ от кристалла кварца с X-срезай при воздействии температурного градиента перпендикулярно отражающим атомным плоскостям $(10\bar{1}1)$. В этом случае h имеет только h_x компонента и следовательно можно рассмотреть только U_x компонента функцию смещения, а на определенном расстоянии от нагревающей грани кристалла [10] U_x можно представить в виде:

$$U_x = \frac{t^2 - (t - 2z)^2}{8R} \quad (9)$$

где t - толщина кристалла, R - радиус кривизны отражающих атомных плоскостей.

Предположим, что на кристалл подает плоско-монохроматическая волна. В этом случае граничные условия на входном поверхности кристалла (соответствующей $z=0$) принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} \Psi_0(x, 0) &= \Psi_{inc.} \\ \Psi_h(x, 0) &= 0 \end{aligned} \quad (7)$$

При таких предположениях в уравнениях (5) и (6) волновая функция нейтронов не зависит от x и введя обозначения:

$$\Psi_0(z) = \tilde{\Psi}_0(z) e^{i(\beta_0 z - \alpha z + \pi h u)}, \quad \Psi_h(x, z) = \tilde{\Psi}_h(x, z) e^{i(\beta_0 z - \alpha z - \pi h u)} \quad (8)$$

имеем

$$\frac{\partial \tilde{\Psi}_0(z)}{\partial z} = i\beta_{\bar{h}} \tilde{\Psi}_h(z) + i\left(\frac{\alpha}{2} - \pi \frac{\partial h u}{\partial z}\right) \tilde{\Psi}_0(z) \quad (9)$$

$$\frac{\partial \tilde{\Psi}_h(z)}{\partial z} = i\beta_h \tilde{\Psi}_0(z) - i\left(\frac{\alpha}{2} - \pi \frac{\partial h u}{\partial z}\right) \tilde{\Psi}_h(z) \quad (10)$$

Из уравнениях (9) и (10) извлечь $\Psi_0(z)$ получим

$$\frac{\partial^2 \tilde{\Psi}_h(z)}{\partial z^2} + W^2(z) \tilde{\Psi}_h(z) = 0 \quad (11)$$

где

$$W^2(z) = \beta_h \beta_{\bar{h}} + \left(\alpha - \pi \frac{\partial h u}{\partial z} \right)^2 - i\pi \frac{\partial^2 h u}{\partial z^2}$$

граничные условия (7) для уравнения (11) принимает следующий вид

$$\begin{aligned} \Psi_h(0) &= 0 \\ \frac{\partial \Psi_h(0)}{\partial z} &= i\beta_h \Psi_{ins} \end{aligned} \quad (12)$$

При слабых деформациях $\sqrt{W(z)} \left(\frac{1}{\sqrt{W(z)}} \right) \ll W^2(z)$ уравнения (12) можно

написать в виде:

$$\frac{\partial^2 \tilde{\Psi}_h(z)}{\partial z^2} + \left(W^2(z) - \sqrt{W(z)} \left(\frac{1}{\sqrt{W(z)}} \right) \right) \tilde{\Psi}_h(z) = 0$$

решение которого будем искать в следующем виде

$$\tilde{\Psi}_h(z) = \frac{1}{\sqrt{W(z)}} \left(\tilde{A} e^{i \int_0^z W(\tau) d\tau} + \tilde{B} e^{-i \int_0^z W(\tau) d\tau} \right),$$

где \tilde{A} и \tilde{B} постоянные, которые определяются из граничных условий.

Исходя из граничных условий (12) и обозначений (8), окончательно для $\Psi_h(z)$ получим:

$$\begin{aligned} \Psi_h(z) = \frac{\beta_h \Psi_{ins}}{2\sqrt{W(0)W(z)}} & \left(\exp \left(\frac{2A - \text{Im}(\beta_h \beta_{\bar{h}})}{\text{Re}(\beta_h \beta_{\bar{h}})} f(z) - \text{Im}(\beta_0)z \right) \exp(i[\varphi(z) + \phi_1(z) + f(z)]) \right. \\ & \left. - \exp \left(\frac{\text{Im}(\beta_h \beta_{\bar{h}}) - 2A}{\text{Re}(\beta_h \beta_{\bar{h}})} f(z) - \text{Im}(\beta_0)z \right) \exp(-i[\varphi(z) + \phi_2(z) + f(z)]) \right) \end{aligned} \quad (14),$$

где

$$\begin{aligned} f(z) &= \frac{2Az + \alpha - At + \sqrt{(2Az + \alpha - At)^2 + \text{Re}(\beta_h \beta_{\bar{h}})}}{\alpha - At + \sqrt{(\alpha - At)^2 + \text{Re}(\beta_h \beta_{\bar{h}})}}, \\ \varphi(z) &= \frac{(2Az + \alpha - At) \sqrt{(2Az + \alpha - At)^2 + \text{Re}(\beta_h \beta_{\bar{h}})} - (\alpha - At) \sqrt{(\alpha - At)^2 + \text{Re}(\beta_h \beta_{\bar{h}})}}{4A}, \end{aligned}$$

$$\phi_{1,2}(z) = \pm(\operatorname{Re}(\beta_0) + 2\alpha)z \pm A(zt - z^2), \quad A = \frac{\pi h}{2R}$$

На рис.1 приведена зависимость интенсивности отраженного пучка тепловых нейтронов с энергией 50 мэВ от параметра деформации A (обратно пропорционально радиуса кривизны) отражающих атомных плоскостей $(10\bar{1}1)$ монокристалла кварца с толщиной 1см, 3см и 5см. Как видно из этого рисунка с уменьшением кривизны отражающих атомных плоскостей интенсивность отраженного пучка увеличивается, достигая его максимального значения (т.е плоско-монохроматичный пучок тепловых нейтронов полностью перебрасывается в направления отражения), потом медленно уменьшается.

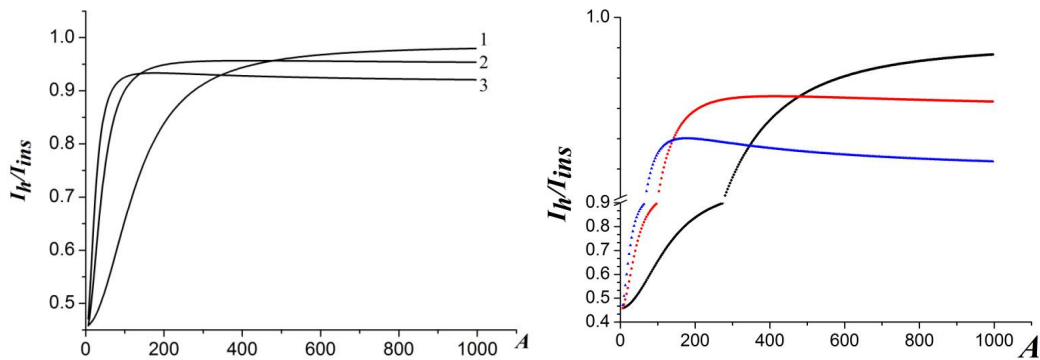


Рис.1 Зависимость интенсивности отраженного пучка тепловых нейтронов с энергией 50 мэВ от параметра деформации отражающих атомных плоскостей $(10\bar{1}1)$ при разных толщинах монокристалла кварца 1) $t=1$ см, 2) $t=3$ см, 3) $t=5$ см.

На рис.2 приведены расчетные кривые качания отражающих атомных плоскостей $(10\bar{1}1)$ монокристалла кварца при разных значениях параметра A . Как видно из рис. 2, с увеличением A (уменьшением радиуса кривизны) кривая качания медленно уширяется, а максимальное значение относительной интенсивности увеличивается, достигая единицы (случай полной переброски). При дальнейшем увеличении радиуса кривизны отражающих

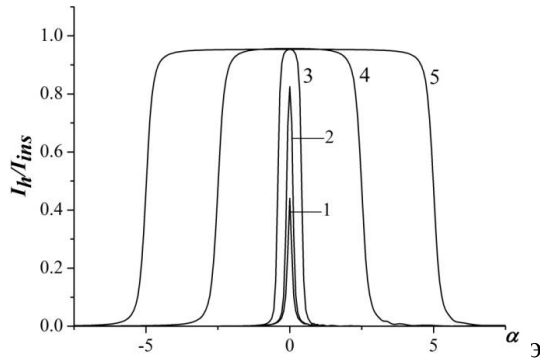


Рис.2 расчетные кривые качания отражающих атомных плоскостей $(10\bar{1}1)$ монокристалла кварца с толщиной 3см при разных значениях параметра A .

Плоскостей, кривые качания резко уширяются. Аналогичное поведение наблюдается на экспериментах сделанное с рентгеновскими пучками [5].

На рис.3 приведены кривые качания отражающих атомных плоскостей $(10\bar{1}1)$ монокристалла кварца для разных толщинах при определенном значении параметра A . Расчеты сделаны для тепловых нейтронов с энергией 50 мэВ при радиуса кривизны отражающих атомных плоскостей ~ 10 м (параметр $A = 100000$). Из этих рисунков видно, что при определенном значении параметра A , чем больше толщина монокристалла, тем шире кривая качания, т.е. тем больше угловая апертура полно перебрасываемого пучка тепловых нейтронов. Например, монокристалл кварца с толщиной 1см, атомные плоскости которого изогнутый с кривизной 10м полностью отражает тепловые нейтроны с угловой апертурой $\sim 6 \div 7'$, а кристалл с толщиной 5см полностью отражает $\sim 30'$. Когда радиус кривизны отражающих атомных плоскостей $(10\bar{1}1)$ монокристалла кварца ~ 1 м уже полностью отражает тепловые нейтроны с угловой апертурой $\sim 3^\circ$.

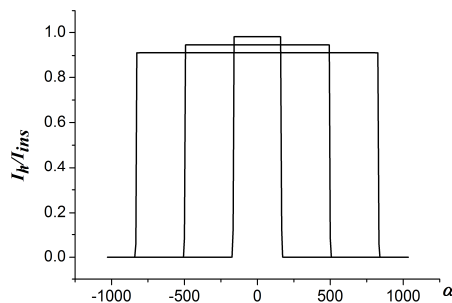


Рис.3 Кривые качания отражающих атомных плоскостей $(10\bar{1}1)$ монокристалла кварца при значений параметра $A = 100000$ (радиус кривизны равно 10м) для тепловых нейтронов с энергией 50 мэВ, 1) $t=1$ см, 2) $t=3$ см, 3) $t=5$ см.

Принимая во внимание тот факт, что длина волны Де Бройля тепловых нейтронов сравнима с длиной волны электромагнитного излучения в рентгеновском диапазоне, ожидаемые эффекты для нейтронов должны быть такими же, как для жестких рентгеновских лучей, для которых поглощение также невелико. С целью сравнения теоретические результаты полученные для тепловых нейтронов с экспериментом рассмотрена дифракция жесткого рентгеновского излучения в геометрии Лауэ под влиянием температурного градиента.

3.12 Экспериментальные исследования дифракции жесткого рентгеновского излучения от кристалла кварца при внешнем температурном градиенте.

В эксперименте использован белый спектр рентгеновского излучения от рентгеновской трубки Мо БСВ–29 при напряжении 35 кВ и с анодным током 20 мА (энергии отражения 30 кэВ) и при напряжении 45 кВ и с анодным током 10 мА (энергии отражения 40 кэВ). Схема эксперимента приведена на рис.4.

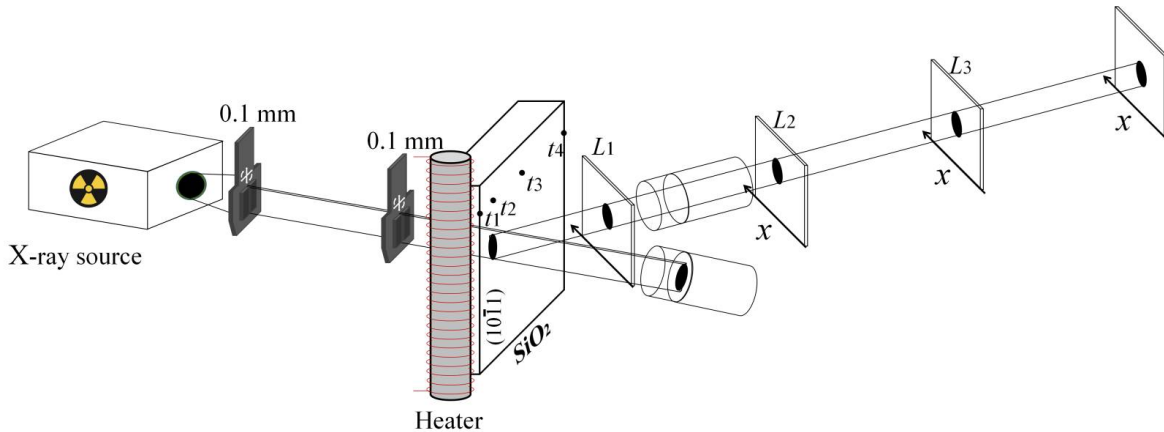


Рис.4. Экспериментальная схема: расстояние между второй щелью и кристаллом 8 см, для излучения с энергией 30 кэВ угол наблюдения $2\theta \approx 7^\circ$, а для энергии 40 кэВ $2\theta \approx 5.2^\circ$, угловая расходимость пучка ~ 2 мрад.

В качестве исследуемых образцов были использованы прямоугольные пластинки ($30 \times 30 \text{ мм}^2$) монокристалла кварца с толщинами 6 и 9 мм. Нагреваемая грань пластины параллельна отражающим атомным плоскостям (10 $\bar{1}$), т. е. температурный градиент был приложен перпендикулярно к отражающим атомным плоскостям. Температурный градиент в образце создавался с помощью нихромовой спирали (рис.4) с сопротивлением 0.3 Ом. Спираль установлена так, чтобы вектор температурного градиента и вектор дифракции были антипараллельны [15]. Подаваемая на спираль разность потенциалов составляла 40 В, а ток изменялся от 0 до 200 мА.

В ходе исследования рассмотрена зависимость интенсивности отраженного рентгеновского излучения от атомных плоскостей ($10\bar{1}1$) с энергией 30 кэВ (рис.5а) и 40 кэВ (рис.5б) от величины температурного градиента. При отсутствии температурного градиента в монокристалле кварца толщиной 6 мм интенсивность отраженного рентгеновского излучения с энергией 30 кэВ составила 3000 имп/сек, а с энергией 40 кэВ составила 2700 имп/сек. В случае наличия температурного градиента максимальную интенсивность регистрировали при $395^\circ\text{C}/\text{см}$ и она составила 243000 имп/сек при энергии 30 кэВ и 157000 имп/сек при энергии 40 кэВ. Максимальная отраженная интенсивность рентгеновского излучения от монокристалла кварца толщиной 9 мм при отсутствии температурного градиента составила 1800 имп/сек при энергии 30 кэВ и 2400 имп/сек при энергии 40 кэВ, а в присутствии температурного градиента максимальная интенсивность достигалась при $345^\circ\text{C}/\text{см}$ и составила 211000 имп/сек при энергии 30 кэВ и 220000 имп/сек при энергии 40 кэВ.

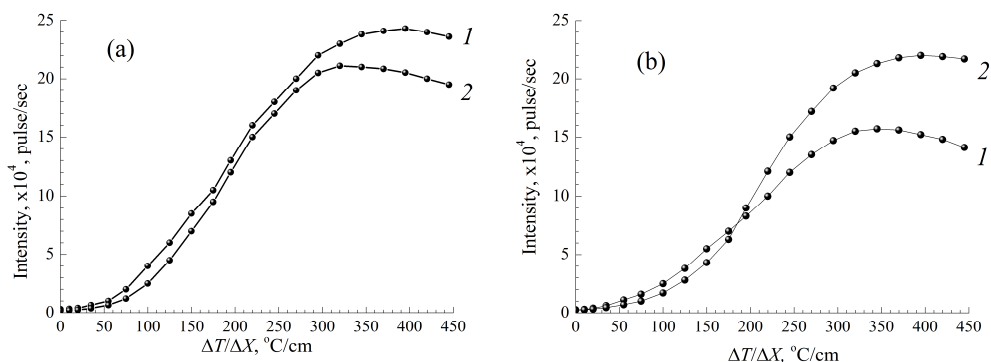


Рис.5. Зависимость интенсивности отраженного рентгеновского излучения от величины температурного градиента для энергий (а) 30 кэВ и (б) 40 кэВ при толщинах монокристалла 6 мм (кривая 1) и 9 мм (кривая 2).

На рис.5а наблюдается увеличение интенсивности отраженных пучков более, чем в 80 раз при энергии 30 кэВ (кривая 1) и более, чем в 58 раз при энергии 40 кэВ (кривая 1 на рис.5б), когда толщина монокристалла составляет 6 мм. Для толщины монокристалла 9 мм интенсивность отраженных пучков достигает уровня 110–120 кратного увеличения, для энергий фотонов 30 кэВ (кривая 2 на рис.5а), а для энергий фотонов 40 кэВ увеличение получается более, чем 90 кратным (кривая 2 на рис.5б). Многократное увеличение интенсивности обусловлено явлением полной переброски рентгеновского излучения от направления прохождения в направление отражения с большой угловой шириной, которая намного больше, чем угловая ширина столика Дарвина, и зависит от

толщины исследуемого монокристалла. Угловую ширину перебрасываемого рентгеновского излучения можно оценить по формуле [10, 11]:

$$\Delta\theta = \frac{t}{2L_0} \sin \theta_B$$

где L_0 – расстояние между источником рентгеновского излучения и исследуемым образцом, t – толщина кристалла и θ_B – угол Брэгга отражающих атомных плоскостей.

Поскольку L_0 и t не меняются, а угол Брэгга θ_B для энергии 30 кэВ больше, чем для энергии 40 кэВ, то при энергии 30 кэВ перебрасывается рентгеновское излучение с большей угловой шириной, вследствие чего для 30 кэВ увеличение получается больше, чем для 40 кэВ. Насыщение и уменьшение интенсивности параллельно с увеличением температурного градиента обусловлено тем, что при больших деформациях длина экстинкции становится намного больше, чем эффективная область (толщина) дифракции каждого монохроматического луча, участвующего в дифракции.

На рис.6 приведены спектральные распределения отраженного рентгеновского излучения от атомных плоскостей $(10\bar{1}1)$ монокристалла кварца с толщинами 6 и 9 мм при энергии 30 кэВ для разных значений температурного градиента. Спектры зарегистрированы детектором XR-100CR с разрешением 270 эВ на линии Am 241 17.74 кэВ.

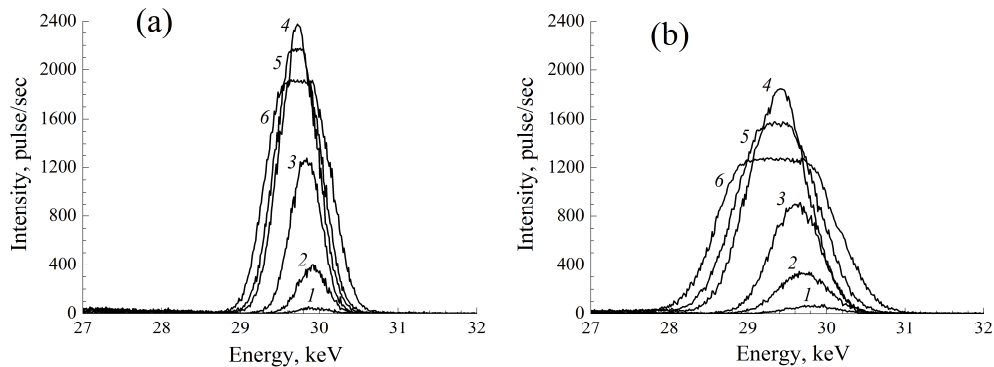


Рис.6. Спектры отраженного рентгеновского излучения при толщинах монокристалла (а) 6 мм и (б) 9 мм для разных значений температурного градиента: 1 – $\Delta T/\Delta x = 0^\circ\text{C}/\text{см}$, 2 – $\Delta T/\Delta x = 20^\circ\text{C}/\text{см}$, 3 – $\Delta T/\Delta x = 180^\circ\text{C}/\text{см}$, 4 – $\Delta T/\Delta x = 270^\circ\text{C}/\text{см}$, 5 – $\Delta T/\Delta x = 360^\circ\text{C}/\text{см}$ и 6 – $\Delta T/\Delta x = 450^\circ\text{C}/\text{см}$.

Как видно из спектра отраженного рентгеновского излучения (рис.6), с увеличением температурного градиента происходит многократное увеличение интенсивности, расширение спектра, что обусловлено искривлением отражающих атомных плоскостей, и смещение спектра к направлению низких энергий, что

обусловлено увеличением межплоскостных расстояний отражающих атомных плоскостей. Видно, что спектральная ширина перебрасываемого рентгеновского излучения для толщины монокристалла 9 мм (рис.6b) намного больше, чем для 6 мм (рис.6a).

3. Заключение

Таким образом, экспериментально показано, что при энергиях рентгеновского излучения 30 и 40 кэВ для отражающих атомных плоскостей $(10\bar{1}1)$ монокристалла кварца X-среза в зависимости от величины температурного градиента можно увеличить интегральную интенсивность отраженного пучка на порядки. Продемонстрировано, что с помощью температурного градиента можно из белого пучка отделять пучок с большой угловой и спектральной шириной, перебрасывать в направлении отражения. Теоретически показано, что с уменьшением кривизны отражающих атомных плоскостей $(10\bar{1}1)$ монокристалла кварца интенсивность отраженного пучка тепловых нейтронов (как в экспериментах жесткого рентгеновского излучения) увеличивается, достигая его максимального значения, потом медленно уменьшается. Поскольку поглощение тепловых нейтронов намного меньше по сравнению рентгеновских лучей в монокристалле кварца (длина поглощения ~ 50 см), то с помощью приложенного температурного градиента или акустического поля на монокристалле кварца с толщиной несколько см, можно из первичного пучка отделить пучок нейтронов с большой спектральной и угловой шириной и перебрасывать в направления отражения.

Литература

1. Мкртчян А.Р., Навасардян М.А., Мирзоян В.К. //Письма в ЖТФ. т 8, В 11, с. 677, 1982.
2. Мкртчян А.Р., Навасардян М.А., Р.Г. Габрелян и т.д. //Письма в ЖТФ. т 9, В 11, с. 1181, 1983.
3. Mkrtchyan A.R., Navasardian M.A., Gabrielyan R.G., Kocharian L.A. and Kuzmin R.N. //Solid State Communications. Vol. 59, P. 147,1986.
4. Мкртчян А. Р., Габриелян Р. Г., Асланян А. А. и др. //Изв. АН Арм. ССР. Физика, Т.21, В.6, сс. 297–305, 1986.
5. С.Н. Нореян, В.К. Мирзоян, В.Р. Кочарян. //Известия НАН Армения, Физика, Т.39, N2, сс.124–130, 2004.
6. А.Р. Мкртчян, А.С. Багдасарян, С.Г. Хлопузян, В.Р. Кочарян. //Нелинейный мир, т. 13, № 4, сс. 47-52, 2015.

7. A.R. Mkrтчyan, A.H. Mkrтчyan, V.R. Kocharyan, A.E. Movsisyan, S.B. Dabagov, A.P. Potylicyn. //Journal of Contemporary Physics (Armenian Academy of Sciences), Vol. 48, No. 3, pp. 141–143, 2013.
8. А.Р. Мкртчян, Л.А. Кочарян, М.А. Навасардян и др. Изв. АН Армянской ССР, Физика, т.21, вып. 5, сс. 287–289, 1986.
9. А.Р. Мкртчян, Р.Г. Габриелян, О.А. Унанян, А.Г. Бегларян. Изв. АН Армянской ССР, Физика, т.21, вып. 6, сс. 313–316, 1986.
10. С.Н. Нореян, В.К. Мирзоян, В.Р. Кочарян. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, № 1, сс. 18-21, 2004.

Особенности Колебаний Электромагнитного Поля Заряженной Частицы Вращающейся Вокруг Проводящего Шара

А.Г. Мкртчян, Л.Ш. Григорян, Г.Ф. Хачатрян,
М.Л. Григорян, А.В. Саркисян

Институт прикладных проблем физики НАН РА, ул. Гр. Нерсисяна 25, Армения

Исследованы характерные особенности электромагнитного поля релятивистской заряженной частицы равномерно вращающейся вокруг проводящего шара, в его экваториальной плоскости. В основу работы положены соответствующие точные аналитические решения уравнений Максвелла. В численных расчетах используется обобщенная формула Друде-Лоренца-Зоммерфельда для диэлектрической функции проводящего шара. Показано, что при определенной (резонансной) частоте вращения частицы и её небольшом удалении от поверхности шара, на заданной гармонике внутри шара могут генерироваться локализованные колебания электромагнитного поля большой амплитуды. При этом на больших расстояниях от траектории частицы эти локализованные колебания сопровождаются интенсивным излучением на той же гармонике, которое многократно интенсивнее, чем аналогичное излучение в случае, когда шар отсутствует. Обсуждается возможность практического приложения этого явления.

Результаты предварительных исследований были приведены в [1].

1. Введение

Вещество может оказывать сильное воздействие на изучение заряженной частицы, что нашло важные практические приложения.

Например, при наличии плоских границ раздела между средами релятивистская заряженная частица генерирует Переходное Излучение (ПИ). Возможности воздействия вещества на излучение заряженной частицы расширяются при переходе от плоских к цилиндрически симметричным, либо сферически симметричным границам раздела сред.

Немаловажным является и то, что 1) на границе раздела сред могут генерироваться локализованные - Поверхностные Волны (ПВ), если источник поля движется недалеко от этой границы) и что 2) фазовая скорость ПВ может быть во много раз меньше фазовой скорости объемных волн. Это обстоятельство может иметь важные практические приложения. Данная работа посвящена этой теме. В ней исследовано электромагнитное поле заряженной частицы, вращающейся вокруг проводящего шара с

учетом того обстоятельства, что внутри шара могут генерироваться поверхностные плазменные колебания.

Электромагнитное поле заряженной частицы вращающейся вокруг металлического шара было исследовано в [2]. Однако в [2] не была исследована возможность генерации ПВ внутри проводящего шара.

2. Постановка задачи

Рассмотрим частицу с зарядом q , которая в вакууме под воздействием постоянного магнитного поля равномерно со скоростью $v_q = const$ вращается вокруг проводящего шара, в его экваториальной плоскости (см. Рис.1). Мы полагаем, что торможение частицы, обусловленное ее излучением, компенсируется внешней (напр., электрической) силой вынуждающей частицу равномерно вращаться по окружности вокруг шара.

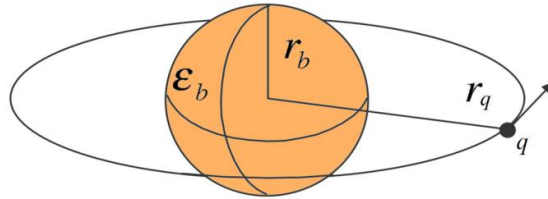


Рис.1

В рассматриваемом нами случае диэлектрическая проницаемость среды является ступенчатой функцией

$$\varepsilon(r) = \varepsilon_b + (1 - \varepsilon_b)\Theta(r - r_b), \quad (1)$$

где r_b - радиус шара, а $\varepsilon_b = \varepsilon'_b + i\varepsilon''_b$ - диэлектрическая проницаемость вещества проводящего шара (комплексная величина), $\Theta(x)$ - ступенчатая функция Хевисайда.

Магнитную восприимчивость вещества шара считаем равной единице.

Равномерно вращающаяся частица генерирует излучение на дискретных частотах $\omega_k = k\omega_q$ - гармониках с $k = 1; 2; 3; \dots$, ω_q - циклическая частота вращающейся частицы.

Исследуем энергию

$$w_k = \hbar\omega_k n_k \quad (2)$$

излучаемую заряженной частицей на k -ой гармонике за один период ее вращения. Значение безразмерного параметра n_k указывает на то, какая часть энергии кванта электромагнитного поля $\hbar\omega_k$ генерируется частицей за один период ее вращения. Далее

n_k условно будем называть “числом квантов электромагнитного поля генерируемых частицей за один период ее вращения вокруг проводящего шара”.

Зависимость n_k от параметров задачи $(k, \omega_q, r_q, r_b, \varepsilon_b)$ должна определяться путем решения уравнений Максвелла для случая, когда заряд вращается вокруг проводящего шара. Аналогичная задача для заряда, вращающегося вокруг диэлектрического шара была решена в [3] (см. также [4]). При этом результаты аналитических расчетов [3,4] применимы без ограничений на значения ε_b и на зависимость этой величины от частоты ω . Поэтому выведенные в этих работах формулы применимы и для случая вращения заряда вокруг проводящего шара.

В [3,4] определены все функции за исключением $\varepsilon_b(\omega)$ (закон дисперсии для вещества шара). Простая аналитическая функция $\varepsilon_b(\omega)$ часто используется для описания закон дисперсии проводящего вещества имеет вид

$$\varepsilon_b(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \quad (5)$$

(обобщенная формула Друде-Лоренца-Зоммерфельда). Приведенное выражение удовлетворительно описывает диэлектрическую функцию благородных металлов. Напр., для золота [5]

$$\varepsilon_0^{Au} = 9.84, \quad \hbar\omega_p^{Au} = 9.01eV, \quad \hbar\gamma^{Au} = 0.072eV. \quad (6)$$

Эффективный параметр $\varepsilon_0 > 1$ описывает вклад связанных электронов в реальном проводнике, ω_p – является эффективной объемной плазменной частотой, которая связана с эффективной концентрацией свободных электронов, γ – феноменологическая константа затухания движения электронов.

Мы будем рассматривать электромагнитные колебания в диапазоне частот, для которых

$$\varepsilon'_b(\omega) < 0 \quad (6a)$$

В этом случае генерируемые электромагнитные колебания внутри шара должны быть локализованы (см. раздел 4).

3. Результаты численных расчетов в диапазоне гигагерцовых частот

Мы предполагали, что (а) шар сделан из диэлектрика с мизерной примесью золота, так что плазменная частота свободных носителей заряда

$$\omega_p = 3 \cdot 10^{10} \text{ Hz} \quad (7)$$

($\omega_p^{Au} = 1.4 \cdot 10^{16} \text{ Hz}$). При этом (б) диэлектрик должен обладать слабой дисперсией и должен слабо поглощать излучение в диапазоне гигагерцовых частот. Таковым может служить плавненный кварц с [6]

$$\varepsilon_{SiO_2} = 3.78(1 + 0.0001i) \quad (8)$$

в упомянутом диапазоне. Параметр ε_0 в (5) мы отождествляли с ε_{SiO_2} из за малой концентрации золота в веществе шара. В численных расчетах были использованы три оценочных значения параметра $\gamma / \omega_p = 1/50; 1/125; 1/1000$, где $1/125 \approx \gamma^{Au} / \omega_p^{Au}$ (шар целиком сделан из золота).

Таким образом, диэлектрическую функцию $\varepsilon_b(\omega)$ мы рассчитывали по формуле (5) со следующими значениями параметров

$$\varepsilon_0 \approx \varepsilon_{SiO_2}, \quad \omega_p = 3 \cdot 10^{10} \text{ Hz}, \quad \gamma / \omega_p = 1/50; 1/125; 1/1000 \quad (9)$$

На Рис. 2-4 приведены результаты численных расчетов.

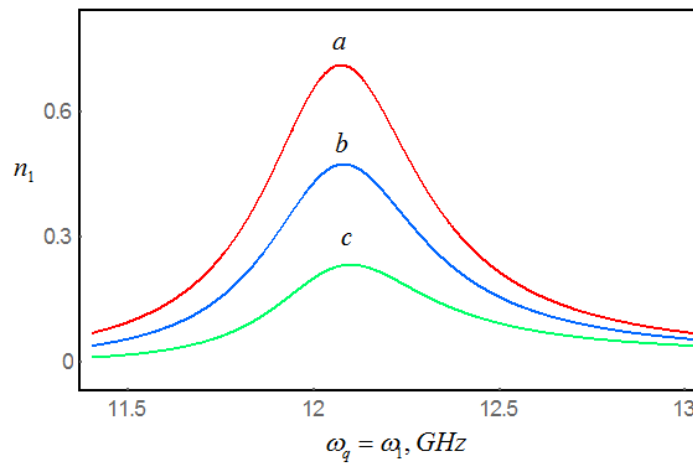


Рис.2. Число квантов электромагнитного поля n_1 , излучаемых электроном на первой гармонике за один период его вращения вокруг шара, в зависимости от циклической частоты вращения электрона ω_q . При этом частота излучаемых электромагнитных волн $\omega = \omega_1 = \omega_q$. Радиус орбиты электрона $r_q = 1$ (кривая а), 1.1 (кривая б) и 1.3см. (кривая с). Радиус шара $r_b = 0.99$ см; $\gamma / \omega_p = 1/125$. Максимумы на кривых а, б и с соответствуют

интенсивному (резонансному) излучению электрона с $n_1 \gg e^2 / c\hbar$.

Сопоставляя ход кривых а, б и с на Рис.2, приходим к следующим выводам:

- 1) Электрон генерирует очень интенсивное излучение ($n_1 \gg e^2 / c\hbar$), если вращается вокруг проводящего шара на определенной (резонансной) частоте $\omega_q^{res} \approx 12.1$ ГГц.

2) Значения резонансной частоты ω_q^{res} слабо зависят от радиуса его орбиты r_q .

и что

3) Максимумы на кривых $n_1(\omega_q)$ быстро уменьшаются с удалением орбиты электрона от поверхности шара.

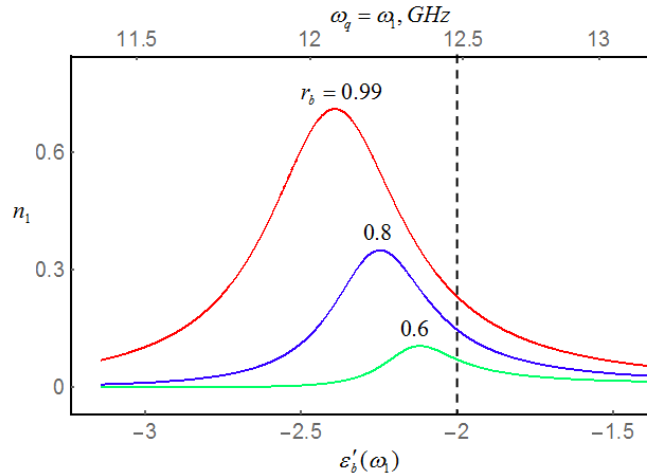


Рис.3. Число квантов электромагнитного поля n_1 , излучаемых электроном на первой гармонике в течение его одного оборота вокруг проводящего шара. Вдоль оси абсцисс отложены (а) значения $\omega_q = \omega_1$ (верхняя часть рисунка) и (б) значения реальной части ϵ_b диэлектрической проницаемости шара (нижняя часть рисунка) при $\omega_q = \omega_1$. Радиус орбиты электрона $r_q = 1$ см; $\gamma / \omega_p = 1/125$. Рядом с кривыми указаны значения радиуса шара.

Сопоставляя ход кривых с $r_b = 0.99, 0.8$ и 0.6 см. на Рис.3, приходим к следующим выводам:

4) Резонансное значение частоты ω_q^{res} , с которой электрон вращается вокруг проводящего шара, зависит от радиуса этого шара r_b .

И что

5) С уменьшением радиуса проводящего шара r_b (а) максимум функции n_1 быстро уменьшается и что (б) значение реальной части диэлектрической функции шара ϵ'_b , соответствующее этому максимуму, стремится к значению -2 .

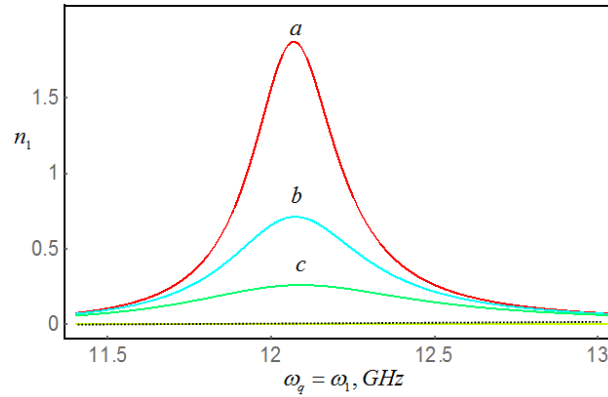


Рис.4. Число квантов электромагнитного поля n_1 , излучаемых электроном на первой гармонике за один период его вращения вокруг шара, в зависимости от циклической частоты вращения электрона ω_q . При этом частота излучаемых электромагнитных волн $\omega = \omega_1 = \omega_q$. Радиус орбиты электрона $r_q = 1$ см., радиус шара $r_b = 0.99$ см. $\gamma / \omega_p = 1/1000$ (кривая а), $1/125$ (кривая b) и $1/50$ (кривая с).

Пунктирная кривая описывает излучение электрона, при отсутствие шара.

Сопоставляя ход кривых а, b и с на Рис.4, приходим к следующим выводам:

- б) число квантов электромагнитного поля $n_1(\omega_q)$, излучаемых электроном при вращении на резонансной частоте $\omega = \omega_q^{res}$, значительно увеличивается с уменьшением диэлектрических потерь энергии в веществе проводящего шара (в данном случае, с уменьшением значения параметра γ).

Проведенные нами численные расчеты указывают и на то, что:

- 7) длину волны электромагнитных волн излучаемых заряженной частицей можно менять в широком диапазоне частот подходящим выбором радиуса и вещества проводящего шара.

4. Наглядное объяснение численных результатов

В сплошном, бесконечном и прозрачном веществе могут распространяться не локализованные плоские электромагнитные волны $\sim \exp[i \cdot (k_x x + k_y y + k_z z - \omega t)]$. Они описываются дисперсионным уравнением

$$\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \quad (10)$$

Согласно этому уравнению в области частот с

$$\varepsilon(\omega) < 0$$

в веществе могут возбуждаться только локализованные электромагнитные колебания, напр.,

$$\sim \exp[i \cdot (k_x x + k_y y - \omega t)] \exp(-k_* z) \quad \text{где} \quad k_* = -i \cdot k_z \quad (11)$$

Электромагнитные колебания, описываемые выражением (11) вдоль оси z экспоненциально убывают в одну сторону и экспоненциально возрастают в обратном направлении. Подобные (локализованные) электромагнитные колебания могут генерироваться в веществе при наличии границ раздела (напр., с вакуумом).

В случае шара поверхность раздела вещества с вакуумом конечная и замкнутая. В этом случае на большинстве значений частоты вращения электрона происходит деструктивное наложение локализованных электромагнитных колебаний друг на друга, в результате чего их амплитуда уменьшается. Однако при вращении на некоторых частотах (собственные частоты шара) происходит конструктивное наложение электромагнитных колебаний, в результате чего их амплитуда значительно увеличивается.

Таким образом,

1. Наличие границы раздела вещества с вакуумом важно, так как благодаря этому обстоятельству вращающаяся частица внутри вещества генерирует локализованные (поверхностные) электромагнитные колебания.
2. Форма поверхности раздела вещества с вакуумом также имеет важное значение. При вращении частицы на собственных частотах шара происходит конструктивное наложение генерируемых поверхностных электромагнитных колебаний (резонанс).
3. Заряженная частица, вращающаяся вокруг шара на резонансной частоте генерирует на его поверхности локализованные электромагнитные колебания на собственных частотах шара. На больших расстояниях от шара эти электромагнитные колебания проявляются в виде интенсивного резонансного излучения.

5. Выводы

В работе исследовано электромагнитное поле заряженной частицы равномерно вращающейся вокруг проводящего шара, в его экваториальной плоскости. Учитывается дисперсия электромагнитных волн внутри проводящего шара. В основу работы положены соответствующие точные аналитические решения [3] уравнений Максвелла. В численных расчетах использована модель Друде-Лоренц-Зоммерфельда-а для диэлектрической функции проводящего шара. Рассчитано число квантов электромагнитного поля n_1 , излучаемых электроном на первой $\omega_1 = \omega_q$ гармонике в течение его одного оборота вокруг проводящего шара при разных значениях частоты вращения заряда ω_q .

Показано, что

1. При малых диэлектрических потерях энергии в веществе шара возможно существование выделенного (резонансного) значения $\omega_q = \omega_q^{res}$ частоты вращения частицы, при котором $n_1(\omega_q)$ достигает своего максимального значения. Это значение может быть в десятки раз больше чем значение той же величины $n_1(\omega_q)$ в случае вращения заряда в пустом пространстве.
2. Подобное интенсивное (резонансное) излучение обусловлено наличием проводящего шара и определяется его диэлектрической функцией $\varepsilon_b(\omega)$ и радиусом r_b .
3. Частота излучаемых электромагнитных волн $\omega = \omega_1 = \omega_q$ определяется радиусом шара r_b и слабо зависит от радиуса орбиты заряда r_q . Она порядка плазменной частоты колебаний свободных носителей заряда внутри шара $\omega \sim \omega_{pl}$.
4. Плазменные электромагнитные колебания, генерируемые зарядом (внутри проводящего шара) на резонансной частоте ω_q^{res} локализованы, поскольку $\varepsilon_b'(\omega_q^{res}) < 0$.
5. Заряженная частица генерирует в шаре локализованные - поверхностные волны на собственных частотах этого шара. Эти 2-мерные (локализованные) волны проявляются в виде интенсивного резонансного излучения на большом расстоянии от шара. С уменьшением диэлектрических потерь энергии в веществе проводящего шара резонансное излучение усиливается.
6. Резонансное излучение можно использовать для разработки источников квазимонохроматического электромагнитного излучения в диапазоне от Гига- до Терагерцовых частот, при наличии проводящего вещества с параметрами тех же порядков, которые приведены в (9).

Литература

1. L.Sh. Grigoryan, H.F. Khachatryan, M.L. Grigoryan, the 6th Int. Conf. Channeling 2014, October 5-10, 2014, Capri, Italy, Book of Abstracts, p.128.
2. M.R. Magomedov, Izv. Akad. Nauk Arm. SSR, Fiz. **4** (1969) 271 (in Russian).
3. S.R. Arzumanyan, L.Sh. Grigoryan, A.A. Saharian and Kh.V. Kotanjian, Izv. Nats. Akad. Nauk Arm., Fiz. (Engl. Transl.: J. Contemp. Phys.) **30** (1995) 106.
4. L.Sh. Grigoryan, H.F. Khachatryan, S.R. Arzumanyan and M.L. Grigoryan, Nucl. Instr. and Meth. B **252** (2006) 50.
5. K. Kolwas, A. Derkachova, J. Quant. Spectrosc. & Radiat. Transfer., 114 (2013) 45.
6. E.M. Voronkova, B.N. Grechushnkiov, G.I. Distler, I.P. Petrov, Optical Materials for Infrared Technology, Nauka, Moscow, 1965 (in Russian).

Особенности электромагнитных колебаний, генерируемых заряженной частицей, пересекающей плоскую границу проводящей среды с вакуумом

Л.Ш. Григорян, А.Г. Мкртчян, Г.Ф. Хачатрян,
М.Л. Григорян, А.В. Саркисян, П.О. Мосоян

Институт прикладных проблем физики НАН РА, ул. Гр. Нерсисяна 25, Ереван, Армения

Исследованы особенности электромагнитных колебаний возбуждаемых заряженной частицей, которая, перемещаясь прямолинейно и равномерно, пересекает плоскую границу раздела проводящей полубесконечной среды с вакуумом по нормали к этой границе. Исследования основаны на соответствующих точных решениях уравнений Максвелла [1,2]. В численных расчетах использовалась обобщенная формула Друде-Лоренца-Зоммерфельда для диэлектрической функции проводящей среды [3].

Показано, что заряженная частица может генерировать колебания напряженности электрического поля большой амплитуды на частотах, для которых существенно явление дисперсии, а реальная часть диэлектрической функции проводящего вещества меньше нуля. При этом эти колебания локализованы на плоской границе раздела проводящей среды с вакуумом.

Обсуждаются возможности использования этого явления для генерации электромагнитного излучения на больших расстояниях от поверхности проводящего вещества конечных размеров.

1. Введение

Воздействие вещества на электромагнитные процессы охватывает широкий круг явлений, которые нашли ряд важных практических приложений (см. напр. [1-6]). Среди них выделяется большая группа явлений связанная с воздействием вещества на изучение заряженных частиц, например, переходное излучение [1,2], излучение при каналировании частиц в монокристалле [3], черенковское излучение [4]. Данная работа посвящена этой тематике.

В ней исследованы особенности колебаний электромагнитного поля генерируемых заряженной частицей, пересекающей плоскую границу проводящей полубесконечной среды с вакуумом. Новизна работы в том, что в ней рассматриваются частоты, для которых существенно явление дисперсии, а реальная часть диэлектрической функции полубесконечной сред меньше нуля.

Результаты предварительных исследований представлены в [7].

2. Постановка задачи

Рассмотрим заряженную частицу, которая перемещаясь прямолинейно и равномерно пересекает плоскую границу проводящей полубесконечной среды с вакуумом по нормали к этой границе (см. Рис.1, $\varepsilon_1 = \mu_1 = 1$).

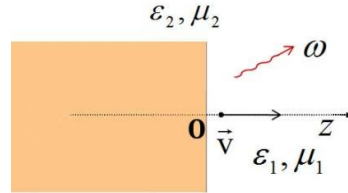


Рис.1

Электромагнитное поле, генерируемое заряженной частицей, пересекающей плоскую границу проводящей полубесконечной среды с вакуумом, исследовано во многих работах (см., напр., [1,2] и приведенные там ссылки). Мы не приводим формулы, определяющие спектральное распределение энергии излучаемой заряженной частицей вперед и назад по направлению ее движения, для краткости изложения (см., напр., [1]).

В данной работе новым является то, что диэлектрическую функцию вещества полубесконечной среды мы будем описывать обобщенной формулой Друде-Лоренца-Зоммерфельда:

$$\varepsilon_2(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} = \varepsilon'_2(\omega) + i \cdot \varepsilon''_2(\omega) \quad (1)$$

Это выражение удовлетворительно описывает диэлектрическую функцию благородных металлов. Например, для золота [8]

$$\varepsilon_0^{Au} = 9.84, \quad \hbar\omega_p^{Au} = 9.01eV, \quad \hbar\gamma^{Au} = 0.072eV \quad (2)$$

В (1) параметр $\varepsilon_0 > 1$ описывает вклад связанных электронов реального проводника, ω_p - плазменная частота, связанная с эффективной концентрацией свободных электронов, а γ - феноменологический параметр демпфирования описывающий затухание движения электронов (константа затухания).

Магнитную проницаемость вещества полубесконечной среды μ_2 мы будем считать постоянной (в численных расчетах $\mu_2 = 1$).

Существенно и то, что мы будем рассматривать электромагнитные колебания в диапазоне частот, для которых

$$\varepsilon'_2(\omega) < 0 \quad (3)$$

В этом случае генерируемые электромагнитные колебания внутри полубесконечной среды должны быть локализованы.

Нас будет интересовать проекция напряженности генерируемого электрического поля \vec{E} , по направлению движения заряженной частицы:

$$(\vec{v} \cdot \vec{E}) / v \equiv E \quad (4)$$

Перейдем к ее Фурье образу по времени и двум декартовым координатам x, y параллельным плоскости границы полубесконечной среды с вакуумом:

$$E(\vec{r}, t) = \iiint E(\omega, \vec{\chi}; z) \text{Exp}(\vec{\chi}\vec{\rho} - \omega t) d\omega d\vec{\chi}$$

$$\vec{\chi} = (\chi_1, \chi_2) \quad \vec{\rho} = (x, y) \quad (5)$$

Следуя [1,2] этот Фурье образ представим в виде

$$E(\omega, \vec{\chi}; z) = E_q(\omega, \vec{\chi}; z) + E_{mb}(\omega, \vec{\chi}; z) \quad (6)$$

где первое слагаемое описывает собственное поле заряда, а второе - воздействие границы полубесконечной среды на электрическое поле заряженной частицы¹.

В области перед полубесконечной средой можно написать

$$E_{mb}(\omega, \vec{\chi}; z) = \frac{iq}{2\pi^2\omega} a_1 \exp(i\omega\tau_1(z)/c) \quad z > 0 \quad (7)$$

и соответственно внутри полубесконечной среды

$$E_{mb}(\omega, \vec{\chi}; z) = \frac{iq}{2\pi^2\omega} a_2 \exp(-i\omega\tau_1 z/c) \quad z < 0 \quad (8)$$

где безразмерный множитель a_1 определяется следующим выражением [2]

$$a_1 = -\frac{v}{c} \frac{\chi^2 c^2}{\omega^2} \frac{1}{\varepsilon_1 \tau_2 + \varepsilon_2 \tau_1} \times \left(\frac{1 - \frac{v}{c} \tau_2}{1 - \frac{v^2}{c^2} \varepsilon_2 \mu_2 + \frac{\chi^2 v^2}{\omega^2}} - \frac{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} - \frac{v}{c} \tau_2}{1 - \frac{v^2}{c^2} \varepsilon_1 \mu_1 + \frac{\chi^2 v^2}{\omega^2}} \right) \quad (9)$$

При этом $\tau_1 = \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1 - \chi^2 c^2 / \omega^2}$, $\tau_2 = \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2 - \chi^2 c^2 / \omega^2}$. Выражение для a_2 (8) мы не приводим для краткости изложения (см. [2]).

В случае $\chi c / \omega < 1$ (7) описывает электромагнитную волну, которая удаляется от поверхности полубесконечной среды вдоль положительного направления оси z , а при $\chi c / \omega > 1$ - электромагнитное поле локализованное у поверхности полубесконечной среды.

Далее мы подробнее исследуем явление локализации $E_{mb}(\omega, \vec{\chi}; z)$ у поверхности полубесконечной среды $z = 0$.

¹ mb означает medium boundary.

3. Численные расчеты

Численные расчеты проводились для полубесконечной среды из золота. Энергия заряженной частицы (электрон) считалась равной 2 МэВ.

На Рис.2 приведена зависимость функции $|a_1(\chi, \omega, z=0)|^2$ от частоты ω и волнового числа χ двумерных гармонических колебаний $Exp(\vec{\chi}\vec{\rho} - \omega t)$ фигурирующих в Фурье разложении (5), на поверхности полубесконечной среды ($z = 0$).

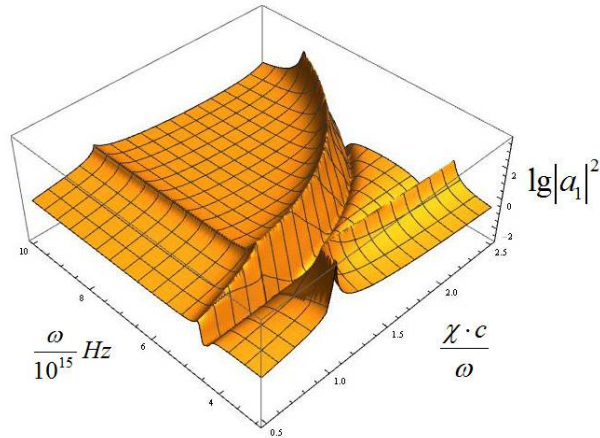


Рис.2. Зависимость функции $|a_1(\chi, \omega, z=0)|^2$ от частоты ω и волнового числа χ двумерных гармонических колебаний $Exp(\vec{\chi}\vec{\rho} - \omega t)$ фигурирующих в Фурье разложении (5), на поверхности полубесконечной среды ($z = 0$) генерируемых 2МеV-ным электроном пересекающим плоскую границу раздела золотой полубесконечной среды с вакуумом.

Из данных приведенных на Рис.2 следует, что на поверхности, описываемой значениями двумерной функции $|a_1(\chi, \omega, z=0)|^2$, имеется ветвь максимумов, на которой $|a_1(\chi, \omega, 0)|^2 \gg 1$. Эти максимумы расположены в области $\chi c / \omega > 1$ и поэтому в разложении (5) им соответствуют колебания $E(\omega, \vec{\chi}; z)Exp(\vec{\chi}\vec{\rho} - \omega t)$ большой амплитуды $|E(\omega, \vec{\chi}; z)|$ (см. (7)), локализованные у поверхности среды $z = 0$.

* * *

Примечательно то обстоятельство, что упомянутая большая амплитуда локализованных колебаний в Фурье разложении напряженности электрического поля, не представлена соответствующим максимумом в спектральном распределении энергии излучаемой частицей на больших расстояниях от проводящей среды (см. пунктирную кривую на Рис.4).

Как мы полагаем, это обстоятельство связано с тем, что упомянутые колебания большой амплитуды локализованы на плоской неограниченной поверхности проводящей полубесконечной среды.

Возможны ли случаи, когда большие амплитуды колебаний напряженности электрического поля определенных частот, локализованных у поверхности проводящего вещества какой-то иной формы, сопровождаются пиком в спектральном распределении энергии излучаемой частицей на больших расстояниях от этого проводящего вещества?

Такое представляется возможным, когда поверхность проводящего вещества характеризуется конечной кривизной порядка длины волны генерируемого излучения. Например, когда заряженная частица, пересекает проводящий диск в пустом пространстве либо внутри цилиндрического волновода (см. Рис. 3а).

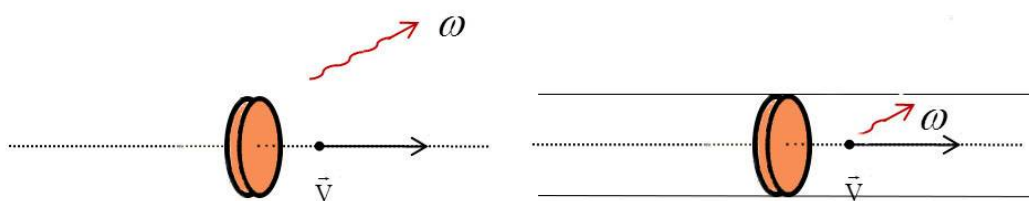


Рис. 3а

Для подтверждения этого в [9] было исследовано излучение прямолинейно и равномерно движущейся заряженной частицы, пролетающую через центр проводящего шара.

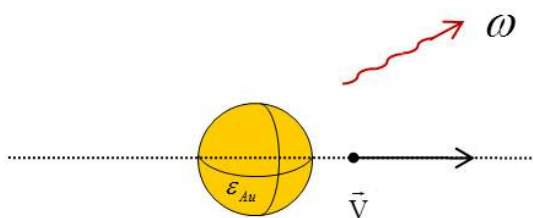


Рис.3б

Как показана в [9] в спектре излучения электрона имеются пики в окрестностях определенных т.н. “резонансных частот” (с длиной волны порядка радиуса шара). Значение спектральной плотности энергии излучения на этих частотах может многократно превышать значения этой величины на близлежащих соседних частотах (см.

сплошную кривую на Рис.4). Пик в спектре излучения частицы исчезает, если шар заменяется полубесконечной средой, из того же проводника (см. Рис.4).

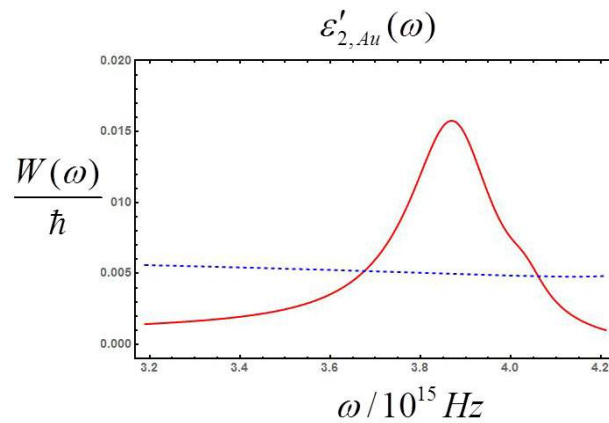


Рис. 4.

Спектральное распределение излучения электрона

- пролетающего сквозь золотой шарик с радиусом 100 нм (сплошная кривая).
- пересекающего плоскую границу раздела проводящей (золотой) полубесконечной среды с вакуумом по нормали к этой границе (пунктирная кривая).

Энергия электрона принята равной 2МэВ.

Сплошная кривая на Рис.4 описывает спектральное распределение излучения электрона пролетающего сквозь золотой шарик с радиусом 100 нм. Пунктирная кривая описывает излучение того же электрона пересекающего плоскую границу раздела проводящей (золотой) полубесконечной среды с вакуумом по нормали к этой границе.

Объем шарика намного меньше объема полубесконечной среды и поэтому естественно было ожидать, что излучение в случае шарика должно быть намного слабее, чем в случае полубесконечной среды.

Ход кривых на рис.4 подтверждает это обстоятельство за исключением узкой области частот вблизи резонансной частоты порядка $4 \cdot 10^{15}$ Гц. Возникает вопрос: почему вблизи резонансной частоты порядка $4 \cdot 10^{15}$ Гц спектральная плотность энергии излучения в случае шарика больше чем в полубесконечной среде?

Ключ к ответу на этот вопрос приведено в верхней части Рис.4. Здесь на оси абсцисс приведены значения $\epsilon'_{2,Au}$. Как уже было отмечено (см. (3)) и видно из приведенных данных действительная часть диэлектрической проницаемости проводящего шара на резонансной частоте принимает отрицательные значения $\epsilon'_{2,Au} = -2.4 < 0$.

В такой ситуации дисперсионное уравнение запрещает распространение электромагнитных волн в веществе шара по крайней мере вдоль одного из трех независимых направлений в пространстве, но при этом возможно распространение электромагнитных колебаний локализованных у поверхности раздела вещества с вакуумом (поверхностные волны). Понятно, что поверхностные волны генерируются как в случае шара, так и в случае полубесконечной среды, но с одной важной разницей. В случае полубесконечной среды поверхность раздела с вакуумом бесконечно, а в случае шара она конечна и замкнутая. Во втором случае на большинстве частотах происходит деструктивное наложение электромагнитных колебаний друг на друга в результате чего их амплитуда уменьшается. Однако на некоторых частотах (собственные частоты шара) происходит конструктивное наложение электромагнитных колебаний друг на друга, в результате чего их амплитуда значительно увеличивается.

Эти поверхностные электромагнитные колебания на большом удалении от шара проявляются в виде резонансного излучения.

4. Выводы

В работе исследованы особенности электромагнитных колебаний возбуждаемых заряженной частицей, которая, перемещаясь прямолинейно и равномерно, пересекает плоскую границу проводящей среды с вакуумом по нормали к поверхности среды. Исследования основаны на соответствующих точных решениях уравнений Максвелла [1,2]. В численных расчетах использовалась обобщенная формула Друде-Лоренца-Зоммерфельда для диэлектрической функции проводящей среды.

Численные расчеты проводились для электрона с энергией 2МэВ пересекающего плоскую границу золотой проводящей среды с вакуумом. Рассматривались колебания электромагнитного поля (а) с частотой меньше частоты плазменных колебаний свободных носителей заряда в веществе полубесконечной среды (см. (3)), для которого (б) учитывается явление дисперсии и (в) действительная часть диэлектрической функции полубесконечной среды отрицательна.

Показано, что на поверхности полубесконечной среды релятивистская заряженная частица генерирует электромагнитные колебания большой амплитуды в разложении Фурье (5). В то же время при удалении от поверхности среды амплитуда этих колебаний экспоненциально уменьшается.

Таким образом, релятивистская заряженная частица, которая пересекает плоскую границу раздела проводящей полубесконечной среды с вакуумом по нормали к этой

границе, порождает плазменные колебания электромагнитного поля большой амплитуды на поверхности этой среды.

Это явление можно использовать для генерации резонансного излучения, релятивистской заряженной частицей, пролетающей через проводящее вещество конечных размеров (см. Рис. 3а, 3б, 4).

Литература

1. G.M. Garibian, C. Yang, X-Ray Transition Radiation (Yerevan: AN Arm. SSR Press) 1983 (in Russian).
2. V.L. Ginzburg, V.N. Tsytovich, Transition Radiation and Transition Scattering (Bristol: Adam Hilger), 1990.
3. M.A. Kumakhov, Radiation of Channeled Particles in Crystals, Energoatomizdat, Moscow, 1986 (in Russian).
4. V.P. Zrelov, Vavilov-Cherenkov Radiation (and its Applications in High Energy Physics), Atomizdat, Moscow, 1968 (in Russian).
5. P. Rullhusen, X. Artru and P. Dhez, Novel Radiation Sources Using Relativistic Electrons (Singapore: World Scientific), 1998.
6. A.P. Potylitsin, Electromagnetic Radiation of Electrons in Periodic Structures (Berlin: Springer), 2011.
7. L.Sh. Grigoryan, H.F. Khachatryan, M.L. Grigoryan, Int. Conf. on “Electron, Positron, Neutron and X-Ray Scattering under External Influences”, Armenia, Sept., 14–20, 2015, Book of abstracts, p.49.
8. K. Kolwas, A. Derkachova, J. Quant. Spectrosc. & Radiat. Transfer., 114 (2013) 45.
9. L.Sh. Grigoryan, A.H. Mkrtychyan, H.F. Khachatryan, proceedings of the Int. Conf. on “Electron, Positron, Neutron and X-Ray Scattering under External Influences”, Armenia, Sept., 14–20, 2015, Yerevan 2016, 47-52.

Особенности Длинноволнового Электромагнитного Поля на Разных Расстояниях от Вращающейся Заряженной Частицы

А.Г. Мкртчян, Л.Ш. Григорян, А.А. Арамян,
Г.Ф. Хачатрян, П.О. Мосоян, А.В. Саркисян

Институт прикладных проблем физики НАН РА, ул. Гр. Нерсисяна 25, Ереван, Армения

Исследовано электромагнитное поле заряженной частицы равномерно вращающейся (а) в однородной и изотропной среде, либо (б) вокруг шара находящегося в такой среде с учетом диэлектрических потерь энергии и явления дисперсии волн в веществе шара и среды. Из-за поглощения излучение отсутствует на больших расстояниях от вращающейся частицы.

Описан метод расчета Фурье образов по времени напряженностей электромагнитного поля, генерируемого вращающейся частицей, на произвольном расстоянии от ее траектории. Определено среднее по периоду вращения частицы значение потока энергии электромагнитного поля через сферическую поверхность произвольного радиуса, охватывающую траекторию вращающейся частицы. Приводятся результаты численных расчетов.

1. Введение

Наличие вещества существенно влияет на электромагнитные процессы даже при прямолинейном и равномерном движении заряженной частицы. Известными примерами являются черенковское излучение [1,2] и переходное излучение [3,4]. Новые проявления воздействия вещества на электромагнитные процессы появляются при ускоренном движении заряженной частицы. В этой известной и важной для практических приложений задаче ранее [1,2,5] было исследовано излучение на больших расстояниях от системы (волновая зона). При этом электромагнитное поле на конечном расстоянии от системы оставалось не достаточно исследованным. При том, что «до-волновая» область представляет особый интерес для приложений.

Данная работа посвящена этой теме. В ней исследовано пространственное распределение электромагнитного поля на конечном расстоянии от заряженной частицы ускоренно движущейся в однородной и изотропной среде. Рассмотрены два случая, когда частица равномерно вращается (а) в однородной и изотропной среде, либо (б) вокруг шара находящегося в однородной и изотропной среде.

Ранее было исследовано излучение заряженной частицы, которая в вакууме равномерно вращается вокруг проводящего шара, либо вокруг диэлектрического шара (см., напр., [6-12]). Были выявлены характерные особенности этого излучения и дано их

наглядное объяснение (см., напр., [12]). Однако в этих работах не были исследованы особенности пространственного распределения генерируемого электромагнитного поля за пределами траектории заряженной частицы. Данная работа посвящена этой теме в более общем случае, когда за пределами шара не вакуум, а однородная и изотропная среда.

2. Постановка задачи

Рассмотрим заряженную частицу (напр., электрон), которая в магнитном поле равномерно вращается вокруг диэлектрического шара, в его экваториальной плоскости (см. Рис.1). Мы полагаем, что торможение электрона, обусловленное его излучением, компенсируется внешней (напр., электрической) силой вынуждающей частицу равномерно вращаться по окружности вокруг шара.

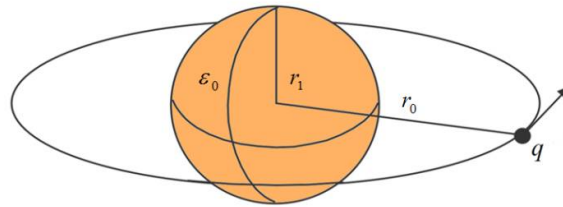


Рис.1

Вращение заряженной частицы сопровождается генерацией переменного электромагнитного поля на дискретных частотах (гармониках)

$$\omega = k\omega_0 \quad (1)$$

с $k = 1; 2; 3; \dots$ (ω_0 - циклическая частота вращения частицы вокруг шара).

Цель данной работы – исследование особенностей (среднего по периоду вращения частицы) потока энергии электромагнитного поля через сферическую поверхность произвольного радиуса, охватывающую траекторию частицы. При этом должны учитываться диэлектрические потери энергии и явление дисперсии волн в веществе шара и среды.

3. Метод расчета, конечные формулы

Итак, рассмотрим шар с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = \epsilon_0$, окруженный однородной средой с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = \epsilon_1$ (магнитную проницаемость считаем равной 1).

В сферической системе координат r, θ, φ с началом в центре шара

$$\epsilon(r) = \epsilon_0 + (\epsilon_1 - \epsilon_0)\theta(r - r_1) \quad (2)$$

где $\theta(x)$ - ступенчатая функция, а r_1 - радиус шара.

Удобно перейти от напряженностей \vec{E} и \vec{H} , векторного потенциала \vec{A} и других величин, характеризующих электромагнитное поле генерируемое заряженной частицей, к их Фурье образам по времени. При этом $\varepsilon_0(\omega)$ и $\varepsilon_1(\omega)$ - комплексные величины: $\varepsilon_l = \varepsilon_l'(\omega) + i\varepsilon_l''(\omega)$, учитывающие одновременно диэлектрические потери энергии и дисперсию электромагнитных волн внутри шара и в среде. Удобно также воспользоваться тем обстоятельством, что произвольное векторное поле $\vec{F} = \vec{E}, \vec{H}, \vec{A} \dots$ можно разложить в ряд по шаровым векторам:

$$\vec{F}(\vec{r}) = \sum_{\mu=1}^3 \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l F_{\mu}^{lm}(r) \vec{X}_{lm}^{(\mu)}(\Omega) \quad (3)$$

где

$$F_{\mu}^{lm}(r) = \int \vec{X}_{lm}^{(\mu)*}(\Omega) \cdot \vec{F}(\vec{r}) d\Omega \quad (4)$$

а $\vec{X}_{lm}^{(\mu)}$ - шаровые векторы продольного ($\mu = 1$), электрического ($\mu = 2$) и магнитного ($\mu = 3$) типов [13]. Преимущество такого подхода в том, что определение векторного поля $\vec{F}(\vec{r})$ сводится к определению его компонент $F_{\mu}^{lm}(r)$ не зависящих от телесного угла $\Omega(\theta, \varphi)$.

Имея функцию Грина (ФГ) рассматриваемой задачи, можно определить электромагнитное поле заряженной частицы, движущейся произвольным образом.

Согласно [8] для вычисления ФГ $\widehat{G}_l^{(1)}(r, r')$ нужно сначала определить вспомогательную функцию $g_l(r, r')$, задаваемую уравнением (1.23)², и только после этого однократным применением рекуррентной формулы (1.32) вычислить $\widehat{G}_l^{(1)}(r, r')$. Детали расчетов $g_l(r, r')$ приведены в [7] для случая произвольного числа вложенных друг в друга сферически-симметрических слоев с общим центром и разными диэлектрическими проницаемостями.

В данной работе мы имеем дело с шаром, окруженным однородной средой (одна граница), что значительно упрощает расчеты. Окончательное аналитическое выражение для вычисления $\widehat{G}_l^{(1)}(r, r')$ приведено в (II.2)³.

Используя (I.2), по формулам (I.31) и (1.32) можно вычислить $\widehat{G}_l^{(1)}(r, r')$ (см. (II.6)), а затем и компоненты A_{μ}^{lm} векторного потенциала электромагнитного поля по формуле (1.12). Имея $A_{\mu}^{lm}(r)$, по формулам (1.36), (1.37) можно определить

² Здесь и далее римская цифра I указывает на соответствующую формулу работу [8].

³ Здесь и далее римская цифра II указывает на соответствующую формулу работу [9].

напряженности электромагнитного поля \vec{E}, \vec{H} , а следовательно и вектор Пойтинга в любой точке пространства.

Используя эти выражения можно рассчитать, например, поток энергии электромагнитного поля заряженной частицы через сферическую поверхность конечного радиуса r с центром в начале координат. После усреднения по периоду вращения заряженной частицы этот поток определяется следующим равенством:

$$\bar{I}_k = \frac{c \cdot r^2}{2\pi} \sum_{lm} \text{Re}[E_2^{lm*}(r)H_3^{lm}(r) - E_3^{lm*}(r)H_2^{lm}(r)] \quad r > r_0 \quad (5)$$

Ниже приведены явные выражения величин, фигурирующих в (5), в том случае, когда частица вращается в однородной и изотропной среде (случай (а))⁴:

$$\begin{aligned} E_3^{lm}(r) &= \frac{i\omega}{c} A_3^{lm}(r) & E_2^{lm}(r) &= \frac{ic}{\omega\varepsilon} \left[\frac{\omega^2 \varepsilon_1}{c^2} A_2^{lm}(r) + \frac{\sqrt{l(l+1)}}{r} B^{lm}(r) \right] \\ H_2^{lm}(r) &= -\partial(rA_3^{lm}(r))/\partial r, & H_3^{lm}(r) &= -\sqrt{l(l+1)}A_1^{lm}(r)/r + \partial(rA_2^{lm}(r))/\partial r \\ A_1^{lm}(r) &= 4\pi\delta_{km} \frac{qv\beta_{k2}^l}{c(2l+1)} [P_{l-1}(r) - P_{l+1}(r)] \\ A_2^{lm}(r) &= 4\pi\delta_{km} \frac{qv\beta_{k2}^l}{c(2l+1)} [\sqrt{l(l+1)}/l P_{l-1}(r) + \sqrt{l/(l+1)} P_{l+1}(r)] \\ A_3^{lm}(r) &= 4\pi\delta_{km} \frac{qv\beta_{k3}^l}{c\sqrt{l(l+1)}} P_l(r) \\ B^{lm}(r) &= 2A_1^{lm}(r)/r + \partial A_1^{lm}(r)/\partial r - \sqrt{l(l+1)}A_2^{lm}(r)/r \end{aligned} \quad (6)$$

$$P_l(r) = i\lambda h_l^{(1)}(\lambda r) j_l(\lambda r_0) \quad \beta_{k2}^l = -ikY_{lk}(\pi/2, 0) \quad \beta_{k3}^l = \left. \frac{d}{dx} Y_{lk}(x, 0) \right|_{x=\pi/2}$$

В этих выражениях, q - заряд частицы, v - скорость его вращения, $\lambda = \omega\sqrt{\varepsilon_1}/c = k\omega_0\sqrt{\varepsilon_1}/c$, ε_1 - диэлектрическая проницаемость среды (комплексная величина, учитывающая диэлектрические потери энергии), $j_l(x)$ и $h_l^{(1)}(x)$ - сферические функции Бесселя и Ханкеля I рода соответственно и, наконец, $Y_{lk}(\theta, \varphi)$ - шаровая функция.

4. Результаты численных расчетов

На Рис. 2 приведены результаты численных расчетов по формулам (5) и (6) для электрона, вращающегося в однородной и изотропной среде.

⁴ Аналогичные выражения для случая, когда частица вращается вокруг шара окруженного средой (случай (б)), не приводятся для краткости изложения.

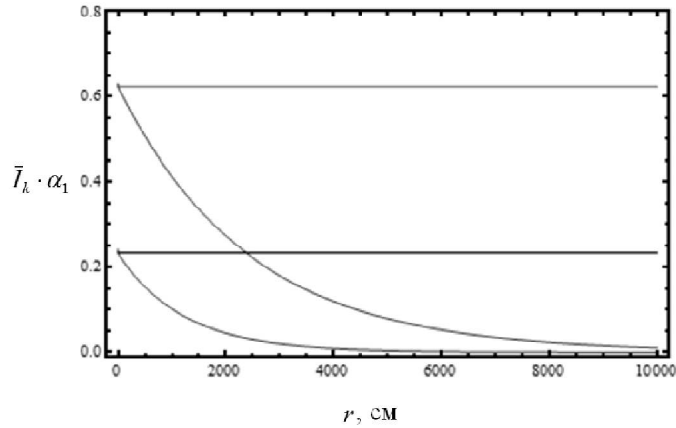


Рис.2 Среднее значение \bar{I}_k потока энергии электромагнитного поля электрона через сферическую поверхность с центром в начале координат, в зависимости от радиуса r этой поверхности. Пояснения приведены в тексте.

Предполагается, что электрон вращается в однородной и изотропной среде с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_1 = 1.005 \cdot (1 + 0.001 \cdot i)$ (магнитная проницаемость $\mu_1 = 1$). Энергия электрона $E_q = 50 \text{ KeV}$; $\alpha_1^{-1} = e^2 v^4 / c^3 r_0^2$, $v = \omega_0 r_0$ и $r_0 = 1 \text{ см}$ - скорость вращения и радиус орбиты электрона ($\omega_0 = 1.2 \cdot 10^{10}$ Гц). Рядом с кривыми приведены значения k (номер гармоники). Из-за поглощения \bar{I}_k экспоненциально убывает при больших значениях r .

Прямые линии соответствуют случаю вращения электрона в однородной, изотропной и прозрачной среде [1,4] (см. также [5]) с $\varepsilon_1 = 1.005$.

5. Выводы

В работе исследовано электромагнитное поле заряженной частицы равномерно вращающейся (а) в однородной и изотропной среде, либо (б) вокруг шара находящегося в однородной и изотропной среде.

Описан метод расчета Фурье образов по времени напряженностей \vec{E}, \vec{H} электромагнитного поля, генерируемого вращающейся частицей, на произвольном расстоянии от этой частицы с учетом диэлектрических потерь энергии и явления дисперсии волн внутри шара и в среде. При этом из-за поглощения излучение отсутствует на больших расстояниях от вращающейся частицы. Определен средний по периоду вращения частицы поток энергии электромагнитного поля через сферическую поверхность произвольного радиуса r , охватывающую траекторию частицы (равенством (5)). Приведены результаты численных расчетов для случая (а) (Рис. 2).

Полученные результаты могут быть использованы при анализе спектра микроволновых импульсов генерируемых в атмосфере во время гроз и распространении ударных волн.

Благодарность

Работа выполнена в рамках исследовательского проекта No.15Т-2К296 Гос. Комитета по Науке Министерства Образования и Науки РА.

Литература

1. V.N. Tsytovich, MSU Vestnik, Physics 11 (1951) 27 (in Russian).
2. V.P. Zrellov (1968): Vavilov-Cherenkov Radiation (and its Applications in High Energy Physics), Atomizdat, Moscow (in Russian).
3. G.M. Garibian and C. Yang (1983): X-Ray Transition Radiation (Yerevan: AN Arm. SSR Press) (in Russian).
4. V.L. Ginzburg and V.N. Tsytovich (1990) Transition Radiation and Transition Scattering (Bristol: Adam Hilger).
5. A.A. Sokolov, I.M. Ternov (1986): Radiation from Relativistic Electrons, New York: American Institute of Physics Translation Series. Edited by C. W. Kilmister.
6. M.R. Magomedov, Izv. Akad. Nauk Arm. SSR, Fiz. 4 (1969) 271 (in Russian).
7. A.R. Mkrtchyan, L.Sh. Grigoryan, A.A. Saharian, S.R. Arzumanyan, Radiation of charged particles in stratified spherically-symmetric medium, Yerevan, Preprint IAPP, 1991, 2-91-76.
8. S.R. Arzumanyan, L.Sh. Grigoryan, A.A. Saharian, Izv. Nats. Akad. Nauk Arm., Fiz. (Engl. Transl.: J. Contemp. Phys.) 30 (1995) 99.
9. S.R. Arzumanyan, L.Sh. Grigoryan, A.A. Saharian, Kh.V. Kotanjian, Izv. Nats. Akad. Nauk Arm., Fiz. (Engl. Transl.: J. Contemp. Phys.) 30 (1995) 106.
10. L.Sh. Grigoryan, H.F. Khachatryan, S.R. Arzumanyan, Izv. Nats. Akad. Nauk Arm., Fiz. (Engl. Transl.: J. Contemp. Phys.) 33 (1998) 267 (Preprint cond-mat/0001322).
11. L.Sh. Grigoryan, H.F. Khachatryan, S.R. Arzumanyan, Izv. Nats. Akad. Nauk Arm., Fiz. (Engl. Transl.: J. Contemp. Phys.) 37 (2002) 327.
12. L.Sh. Grigoryan, H.F. Khachatryan, S.R. Arzumanyan and M.L. Grigoryan, Nucl. Instr. and Meth. B 252 (2006) 50.
13. V.B. Berestetskii, E.M. Lifshitz, L.P. Pitaevskii (1982): Quantum Electrodynamics (Butterworth-Heinemann).

Мегагерцовое излучение атмосферы индуцированное сильной ударной волной

А.Г. Мкртчян^а, Л.Ш. Григорян^а, Г.Ф. Хачатрян^а,
С.Г. Билен^б, М. Паррот^с, А.В. Саркисян^а, А.Р. Арамян^а

^а *Институт прикладных проблем физики НАН РА, Ереван, Армения*

^б *The Pennsylvania State University*

^с *LPC2E/INSU/CNRS*

В работе выдвигается гипотеза о том, что распространение направленной сильной ударной волны в воздухе должно сопровождаться излучением электромагнитных волн радиочастот в диапазоне 1-2 МГц. В основу гипотезы положены наглядные рассуждения и простые модельные расчеты. Обсуждается возможность детектирования этого излучения.

1. Введение

Ударные волны [1-3] имеют важные практические приложения. Они используются, например, для разгона грозовых облаков. Воздействие ударных волн необходимо учитывать при проектировании гиперзвуковых летательных аппаратов [4].

Проявления Сильной Ударной Волны (СУВ) определяются большим числом факторов. СУВ - многоплановое явление [1-3].

Наземные наблюдения [5-7] показали, что распространение направленной СУВ в атмосфере сопровождается генерированием как электромагнитного излучения очень низкой частоты (2-5 кГц) [6,7], так и звукового сигнала более низкой частоты (1-2 кГц) [5-7]. В [7] (см. также [6]) дано объяснение этим явлениям.

В данной работе выдвигается гипотеза о том, что распространение направленной СУВ в атмосфере должно сопровождаться электромагнитным излучением не только очень низкой частоты (2-5 кГц), но и более высокой частоты (1-2 МГц).

2. Данные наблюдений и их интерпретация

В [6,7] (см. также [5]) приведены результаты наземных наблюдений за реакцией атмосферы на распространение в ней СУВ (см. Рис. 1). Реакция проявляется в виде электромагнитного излучения очень низкой частоты (VLF)

$$2 - 5 \text{ kHz} \approx \nu_{EMW} \quad (1)$$

с длительностью 3-7с [6,7]. Оно генерируется поскольку (а) ударная волна ионизирует нейтральные частицы воздуха (общая теория ионизирующих ударных волн изложена в [1-3]) и (б) эти заряженные и нейтральные частицы, достигая хвостовой части СУВ, вовлекаются в вихревое движение (вихревой поток). Этот вихревой поток генерирует циклотронно-подобное излучение на частоте

$$\nu_{EMW} \approx \nu_{vort} \quad (2)$$

где ν_{vort} - частота вращения частиц в вихре.

Согласно [7] вихревой поток генерирует также акустические волны на частоте ν_s значительно (в 3-4 раза) меньшей чем частота электромагнитных волн ν_{EMW} . Согласно [7] это обстоятельство объясняется доплеровским сдвигом (уменьшением) частоты акустических волн генерируемых удаляющимся источником (СУВ). Как известно, регистрируемая частота определяется равенством

$$\nu_s = \nu_s^{(0)} / (1 + u \cdot \cos \theta / u_s) \quad (3)$$

где $\nu_s^{(0)}$ - частота акустических колебаний в системе отсчета связанной с источником звука (СУВ), u_s - скорость звука, u - скорость поступательного перемещения источника (СУВ), а θ - угол составленный вектором u и вектором направленным от детектора к источнику звука (см. Рис.1).

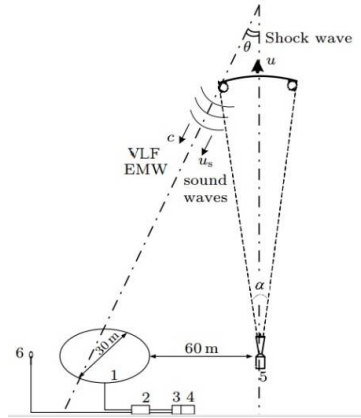


Рис. 1 Схема экспериментальной установки. u - скорость источника (ударная волна), u_s - скорость звука, θ - угол, образованный вектором скорости источника u и вектором направленным от детектора к источнику. 1) Антенна для приема VLF электромагнитных волн; 2) усилитель звуковой частоты; 3) ADC устройство, 4) ноутбук, 5) акустическая пушка, 6) микрофон, $\alpha = 26^\circ$.

Согласно основной гипотезе выдвинутой в [7] звуковой сигнал и электромагнитные волны генерируются вихревым потоком, и поэтому

$$v_s^{(0)} \approx v_{EMW} \quad (4)$$

В течение периода наблюдений $\theta \approx 0$, и поэтому

$$v_s = v_s^{(0)} / (1 + M) \approx v_{EMW} / 4 \quad (5)$$

где $M = u/u_s \approx 3$ - число Маха. Равенство (5) подтверждается данными наблюдений приведенными в [7].

Приведенные значения параметров СУВ будут использованы в следующем разделе для численных оценок.

3. Излучение, индуцированное магнитным полем Земли

В [2,3] изложены результаты теоретических и экспериментальных исследований физики поперечных ударных волн, т.е. таких ударных волн, для которых напряженность внешнего магнитного поля параллельна плоскости фронта волны. Рассмотрены два случая: а) поперечные ионизирующие ударные волны и б) поперечные ударные волны в полностью ионизованной плазме. Обсуждается роль различных физических процессов в формировании структуры фронта ударной волны.

Ниже, на примере СУВ, описанной в Разделе 2, мы рассмотрим несколько иной вопрос физики сильной поперечной ударной волны, а именно – излучение индуцированное воздействием магнитного поля Земли H_{\oplus} .

Как уже отмечалось в Разделе 2, СУВ, распространяясь в атмосфере, ионизирует структурные единицы воздуха: атомы, молекулы и другие частицы [1-3,6,7]. В результате, образуются заряженные структурные частицы (A^+ , A^-) и свободные электроны⁵⁾.

Направленно перемещаясь потоком СУВ, заряженные частицы $\alpha = A^+, A^-, e$ испытывают воздействие магнитного поля Земли. Соответствующее ускорение

$$w_{\alpha} = \pm \frac{e}{m_{\alpha} c} \mathbf{v}_{\alpha} \times \mathbf{H}_{\oplus} \quad (6)$$

где $v_{\alpha} \sim u$ - скорость направленного перемещения частицы. Это ускорение обратно пропорционально массе частицы m_{α} , и поэтому мощность излучения, индуцированная заряженной частицей, (после интегрирования по всем телесным углам) $P_{\alpha} = 2e^2 w_{\alpha}^2 / 3c^3 \sim 1/m_{\alpha}^2$ [9]. По этой причине мощность излучения ионов A^+, A^- должна быть в

$$(m_e / m_{A^{\pm}})^2 \approx 1 / (1800 m_{A^{\pm}} / m_n)^2 \quad (7)$$

⁵⁾ Подобная ионизация происходит также в окрестности гиперзвуковых летательных аппаратов [4] (см. также [8]).

раза меньше мощности излучения свободных электронов. Поэтому наблюдаемым следует ожидать только излучение свободных электронов.

В дипольном приближении и на больших расстояниях от системы (волновая зона) полная излучаемая мощность свободных электронов определяется равенством [9]

$$P_e^{tot} = \frac{2e^2 \mathbf{w}^2}{3c^3} \quad \mathbf{w} = \sum_{k=1}^{N_e} (\mathbf{w}_{ek} + \mathbf{w}_{ek}^{sc}) \quad (8)$$

где $N_e \gg 1$ - число свободных электронов, \mathbf{w}_{ek} - ускорение (6) описывающее воздействие магнитного поля Земли на направленное перемещение k -го свободного электрона в СУВ, а \mathbf{w}_{ek}^{sc} - ускорение обусловленное хаотическим рассеянием этого электрона на структурной единице воздуха (атом, молекула и т.д.). Усредняя P_e^{tot} по хаотическим процессам рассеяния и, учитывая $\langle \mathbf{w}_{ek}^{sc} \rangle = 0$, приходим к равенству

$$\langle P_e^{tot} \rangle = P_e + P_e^{sc} \quad (9)$$

где

$$P_e = \frac{2e^2}{3c^3} \left(\sum_{k=1}^{N_e} \mathbf{w}_{ek} \right)^2 \quad (10)$$

- полная излучаемая мощность, определяемая воздействием H_{\oplus} на направленное движение свободных электронов, а второе слагаемое

$$P_e^{sc} = \frac{2e^2}{3c^3} \langle \left(\sum_{k=1}^{N_e} \mathbf{w}_{ek}^{sc} \right)^2 \rangle \quad (11)$$

- среднее значение той части полной мощности излучения свободных электронов, которая обусловлена случайными процессами их рассеяния на структурных частицах воздуха. Далее нас будет интересовать первое слагаемое P_e , и поэтому второе слагаемое P_e^{sc} (фоновое излучение) мы не будем учитывать.

Излучение, генерируемое воздействием H_{\oplus} , должно быть сосредоточено в окрестности ларморовской частоты

$$\nu_e \equiv \frac{eH_{\oplus}}{2\pi m_e c} \approx 1.5 \text{ MHz} \quad (12)$$

в том случае, если торможение электронов в воздухе пренебрежимо мало. Далее мы будем полагать, что это условие удовлетворяется, по крайней мере, в зоне разрежения за фронтом ударной волны (см. [1-3]).

Специфика излучения генерируемого в окрестности ларморовской частоты в том, что мощность излучения отдельно взятого электрона настолько мала, что результирующее излучение всех свободных электронов естественно считать практически не наблюдаемым. Оно может быть наблюдаемо только в том случае, если процесс его генерации будет

когерентным (см., напр., [10-12]). Такое возможно сразу после формирования СУВ (момент времени t_0) в течение небольшого промежутка времени τ , когда характерный размер фронта направленной СУВ меньше длины волны излучаемых электромагнитных волн:

$$2u \cdot (t_0 + \tau) \sin(\alpha/2) < c/v_e \approx 200m \quad (13)$$

(см. Рис. 1). Согласно данным приведенным в [7]

$$\tau \sim 0.2 s \quad (14)$$

Введем в рассмотрение v - среднее значение скорости, с которой (в системе координат сопутствующей СУВ) свободные электроны вращаются в магнитном поле Земли, по следующей формуле

$$\mathbf{w}_{ek} = w_{ek} \mathbf{n}_{wk} \approx v \omega_e \mathbf{n}_{wk} \quad v \sim u \quad (15)$$

а $\omega_e = 2\pi\nu_e$ - циклическая частота вращения электронов. В этом приближении излучаемая мощность приведенная в (10), после усреднения по “быстрым осцилляциям” с частотой ν_e , запишется в виде

$$P_e(N_e) = \frac{2e^2 v^2 \omega_e^2}{3c^3} F(N_e) \quad (16)$$

где $F(N_e)$ - структурный фактор [10-12] излучающей системы (СУВ, распространяющаяся в атмосфере и в магнитном поле Земли). Он определяется распределением свободных электронов по начальным значениям фазы $0 \leq \varphi_k(0) \leq 2\pi$, с которыми они вращаются в магнитном поле Земли, $k = 1, 2, \dots, N_e$. При “идеально согласованном” синфазном вращении: $\varphi_k(0) = const$, получается $F = N_e^2$. При идеально равномерном распределении

$$\varphi_k(0) = 2\pi \cdot k / N_e \quad (17)$$

получаем $F = 0$. Интересен промежуточный случай:

$$\varphi_k(0) = \chi \cdot k / N_e \quad \text{где} \quad 0 \leq \chi < 2\pi \quad (18)$$

В рамках такой упрощенной модели можно убедиться в том, что

$$F \approx 2N_e^2 (1 - \cos\chi) / \chi^2 \quad N_e \gg 1 \quad (19)$$

Рассмотрим два случая: (а) $\chi - 2\pi = -0.1$ (незначительное отклонение от равномерного распределения) и (б) $\chi = \pi$. Для оценок будем полагать $N_e = 10^{17}$ ⁶⁾ и $v = u = 3u_s$ (см. Раздел 2). В результате из (16), (19) получим, что

²⁾ Анализ данных переведенных в [7] указывает на то, что $N_e \geq 10^{16}$.

$$P_e(N_e) \approx \begin{cases} 1.2 \text{ mW} & \text{for } \chi - 2\pi = -0.1 \quad (\text{a}) \\ 1.9 \text{ W} & \text{for } \chi = \pi \quad (\text{b}) \end{cases} \quad (20)$$

Относительно большие значения $P_e(N_e)$ (по сравнению с мощностью излучения отдельно взятого электрона) обусловлены тем, что $F \gg N_e$. Добавим также, что мощность излучения $P_e(N_e) \approx 190 \text{ W}$ уже при $N_e = 10^{18}$ и $\chi = \pi$. Приведенные оценочные значения указывают на то, что мощность излучения (16) может оказаться достаточной для детектирования этого излучения на экспериментальной установке.

Добавим также, что в рассматриваемом нами случае распределение электронов по начальным значениям их фаз вращения $\varphi_k(0)$ может значительно отклоняться от равномерного распределения по двум причинам:

1. имеется важное выделенное направление (направление распространения СУВ), и
2. рассматривается короткий промежуток времени τ сразу после формирования СУВ (см. (14)).

4. Выводы

В [6,7] (см. также [5]) приведены результаты наземных наблюдений за распространением направленных сильных ударных волн в воздухе. Показано, что распространение Сильной Ударной Волны (СУВ) сопровождается электромагнитным излучением очень низкой частоты (2-5 кГц) и звуковым сигналом более низкой частоты (≈ 1 кГц) [6,7]. В [7] (см. также [6]) дано наглядное объяснение этим явлениям.

В данной работе предложена гипотеза о том, что распространение направленной СУВ в воздухе должно сопровождаться излучением электромагнитных волн также радиочастот в диапазоне 1-2 МГц. В основу гипотезы положены наглядные рассуждения и простые модельные расчеты (Раздел 3). Обсуждается возможность детектирования этого излучения в течение небольшого промежутка времени ~ 0.2 с (см. (14)) сразу после формирования СУВ. Мы планируем зарегистрировать это излучение в последующем.

Благодарность

Работа выполнена в рамках исследовательского проекта No.15Т-2К296 Гос. Комитета по Науке Министерства Образования и Науки РА.

Литература

1. Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Наука, 1966.
2. А.Л. Великович, М.А. Либерман. УФН, **129**, №11, 377 (1979).
3. A.L. Velikovich, M.A. Liberman. Physics Reports, **84**, №1, 1 (1982).
4. Дж. Мартин. Вход в атмосферу. Введение в теорию и практику. М., Мир, 1969.
5. A.R. Aramyan, G.R. Aramyan, K.P. Haroyan, G.A. Galechyan, A.A. Vardanyan, G.A. Danielyan, H.B. Nersisyan, S.G. Bilén. Acoustical Physics, **57**, №3, 432 (2011).
6. A.R. Aramyan, S.A. Aramyan, S.G. Bilén. 31st ICPIG, July 14-19, 2013, Granada, Spain, Contribution PS1-045, http://www.icpig2013.net/papers/494_1.pdf.
7. A.R. Aramyan, S.A. Aramyan, S.G. Bilén, L.Sh. Grigoryan, H.F. Khachatryan. Chin. Phys. Lett., **32**, №3, 034101 (2015).
8. В.А. Федоров. ЖТФ, **61**, №5, 786, (2016).
9. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория поля. М., Наука, 1973.
10. М.Л. Тер-Микаеляню. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, АН Арм. ССР, 1969.
11. Г.М. Гарибян, Ян Ши. Рентгеновское переходное излучение. Ереван, АН Арм. ССР, 1983.
12. М.М. Никитин, В.Я. Эпп. Ондulatoryное излучение. М., Энергоатомиздат, 1988.

Переходное излучение в акустических сверхрешетках

А. Р. Мкртчян, В. В. Паразян, А. А. Саарян

Институт прикладных проблем в физике НАН РА, ул. Нерсисян 25, Ереван, Армения

Исследуем переходное излучение для заряда, пересекающего диэлектрическую пластину в присутствии сверхрешетки, генерируемой двумя акустическими волнами. Представлена формула в рамках квазиклассического приближения для спектрально-угловой плотности интенсивности излучения в прямом направлении. Показано, что наличие сверхрешетки приводит к появлению новых пиков в спектрально-угловом распределении излучения. Расположение и высоту пиков можно контролировать, настраивая параметры акустической сверхрешетки, такие как длины волн, амплитуды и фазовый сдвиг. Численное исследование интенсивности излучения представлено для пластины из плавленого кварца.

1. Введение

Переходное излучение относится к числу наиболее интересных типов электромагнитного излучения, излучаемого релятивистской заряженной частицей, взаимодействующей с неоднородной средой (для обзоров см. [1] - [4]). Из-за своих замечательных свойства, переходное излучение нашло ряд важных приложений. В частности, для измерения поперечного размера, расходимости и энергии электронного и протонного пучков использовалось оптическое и экстремальное ультрафиолетовое обратное переходное излучение (см. [5, 6] и ссылки в нем). Хорошо известно, что интерференционные эффекты в периодических структурах значительно увеличивают интенсивность переходного излучения. В работе [7] было предложено использовать ультразвуковые волны для генерации периодической структуры в радиаторе рентгеновского переходного излучения. Оптическое переходное излучение на пластине, в присутствии акустических волн, исследовано в [8] и [9] для случаев нормального и наклонного падения излучающей частицы. Переходное излучение на динамическом периодической границе раздела двух диэлектрических сред, недавно обсуждалось в работе [10].

В настоящей работе мы рассматриваем переходное излучение на пластине возбужденного двумя акустическими волнами. Как будет показано, наличие второй волны предоставляет дополнительные средства для контроля спектральных и угловых характеристик излучения.

2. Векторный потенциал для поля излучения

Рассмотрим пластину с толщиной l , погруженной в однородной среде с диэлектрической проницаемостью ε_1 . Ось z будет направлена по нормали к границам пластины, расположенной в точке $z = -l$ и $z = 0$. Предполагается наличие акустического поля внутри пластины, генерируемого двумя акустическими волнами с длинами волн λ_{s1} и λ_{s2} распространяющимися вдоль оси z . Акустические волны приводят к модуляции диэлектрической проницаемости пластины в виде

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_0 + \sum_{j=1,2} \varepsilon_j \cos(k_{sj}z + \omega_{sj}t + \psi_j) \quad (2.1)$$

где $-l < z < 0$, ε_0 - диэлектрическая проницаемость в отсутствие акустического поля, $k_{sj} = 2\pi/\lambda_{sj}$, ω_{s1} и ω_{s2} - циклические частоты акустических волн.

В настоящей работе нас интересует переходное излучение заряда e (электрона), движущегося вдоль оси z с постоянной скоростью $\vec{v} = v\vec{n}_z$. Переходное излучение формируется на границах пластины и на одномерной сверхрешётке, описываемой (2.1). Точное решение задачи является сложным, и мы сделаем упрощающие предположения.

Прежде всего, считая $\omega_{sj}l/(2\pi v) \ll 1$, что динамический характер диэлектрической проницаемости можно пренебречь, и проблему можно аппроксимировать к задаче для статической супер решетки. Для релятивистских электронов и толщины пластины $l < 1$ см это условие выполняется в относительно широких пределах для частот акустических волн, $\omega_{sj} \ll 10^{12}$ Hz. Далее, мы предполагаем, что амплитуды относительно малы.

Обозначим через ω частоту излучения. При условии $\omega \ll k_{sj}c$, что с частотой излучения ω мы можем использовать квазиклассическое приближение для оценки поля излучения в направлении вперед.

В калибровке Лоренца, для векторного потенциала электромагнитного поля имеем $\vec{A} = (\vec{r}, t)\vec{n}_z$. Это определяет поляризацию излучения: магнитное поле перпендикулярно к плоскости, содержащей волновой вектор фотона и вектор \vec{n}_z . В обсуждении ниже расчеты будут представлены для Фурье-компоненты

$$A(k_{\perp}, \omega, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_{-\infty}^{+\infty} dy \int_{-\infty}^{+\infty} dt A(\vec{r}, t) e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} \quad (2.2)$$

с $k_{\perp} = (k_1, k_2)$. В квазиклассическом приближении, Фурье-компонента в области $z > 0$ определяется выражением

$$A(k_{\perp}, \omega, z) = \frac{iev}{4\pi^2 c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{k_3^{(1)}}} \int_{-\infty}^{+\infty} dt \left[k_3(z(t)) \varepsilon(z(t)) \right]^{-1/2} \exp \left[i\omega t + i \int_{z(t)}^z k_3(z') dz' \right] \quad (2.3)$$

где $z(t) = -l + v(t - t_0)$ является z -координатой заряда, $k_3^{(n)} = \sqrt{\frac{\omega^2 \varepsilon_n}{c^2} - k_{\perp}^2}$, $n = 0, 1$. Функция

$\varepsilon(z)$ определяется как $\varepsilon(z) = \varepsilon_1$ в областях $z < -l$, $z > 0$ так и $\varepsilon(z) = \varepsilon_0 + \sum_{j=1,2} \square \varepsilon_j \cos(k_{sj} z + \omega_{sj} t + \varphi_j)$ внутри пластины, $-l < z < 0$, где $\varphi_j = \omega_{sj} t_0 + \psi_j$.

Функция $k_3(z)$ задается $k_3(z) = k_3^{(1)}$ для $z < -l$, $z > 0$, и

$$k_3(z) = k_3^{(0)} + \sum a_j k_{sj} \cos(k_{sj} z + \varphi_j) \quad (2.4)$$

для $-l < z < 0$, с обозначением $a_j = \frac{\omega^2 \square \varepsilon_j}{2c^2 k_{sj} k_3^{(0)}}$.

Вычисление векторного потенциала по формуле (2.3) аналогична вычислению для случая одной акустической волны, и мы опустим детали. В регионе $z > 0$ получаем

$$A(\vec{k}_{\perp}, \omega, z) = \frac{ie^2}{2\pi^2 c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{k_3^{(1)}}} e^{i\omega(t_0 + l/v) + ik_3^{(1)} z} \left\{ \frac{e^{i(a_1 \sin \varphi_1 + a_2 \sin \varphi_2)}}{\sqrt{k_3^{(0)} \varepsilon_0}} \sum_{m_1, m_2 = -\infty}^{+\infty} J_{m_1}(a_1) J_{m_2}(a_2) \right. \\ \left. e^{-\frac{1}{2}l\left(\frac{\omega}{v} - k_{m_1, m_2}\right) - i(m_1 \varphi_1 + m_2 \varphi_2)} \frac{\sin\left(l\left(\frac{\omega}{v} - k_{m_1, m_2}\right)/2\right)}{\frac{\omega}{v} - k_{m_1, m_2}} + \frac{e^{i\phi - il\left(\frac{\omega}{v} - k_3^{(1)}\right)}}{2i\sqrt{k_3^{(1)} \varepsilon_1} \left(\frac{\omega}{v} - k_3^{(1)}\right)} \right\} \quad (2.5)$$

Здесь мы ввели обозначение $k_{m_1, m_2} = k_3^{(0)} + \sum_{j=1,2} m_j k_{sj}$ и ϕ определяется соотношением

$$\phi = \left(k_3^{(0)} - k_3^{(1)}\right) l + 2 \sum_{j=1,2} m_j k_{sj} \quad (2.6)$$

В частном случае $\square \varepsilon_1 = \square \varepsilon_2$, $k_{s1} = k_{s2}$, $\varphi_1 = \varphi_2$, имеем $a_1 = a_2$ и вместо m_2 введем в (2.5) новую переменную суммирования $m = m_1 + m_2$. Для заданного m , суммирование по m_1 выполняется с использованием формулы $J_m(2a_1) = \sum_{m'=-\infty}^{+\infty} J_{m+m'}(a_1) J_{m'}(a_1)$ и из (2.5) получаем соответствующий результат для одной акустической волны с амплитудой колебаний $2\square \varepsilon_1$, обсуждавшийся в [8].

3. Спектрально-угловое распределение интенсивности излучения

Введем угол θ между импульсом излучаемого фотона и осью z . Имея преобразование Фурье для векторного потенциала, $A(\vec{k}_{\perp}, \omega, z)$, мы можем вычислять энергию, излучаемую в направлении вперед в течение времени прохождения электрона в

диапазоне частот $d\omega$ и углов $d\theta$, обозначенный здесь $I(\omega, \theta)d\omega d\theta$. Для соответствующей плотности энергии в области $z \ll l$ имеем [1]

$$I(\omega, \theta) = (2\pi)^3 \varepsilon_1^{3/2} c^{-3} \omega^4 \sin^3 \theta \cos^2 \theta \left| A(\vec{k}_\perp, \omega, z) \right|^2 \quad (3.1)$$

В соответствии с определением угла θ имеем $|\vec{k}_\perp| = k_\perp = (\omega \sqrt{\varepsilon_1} / c) \sin \theta$. Для пучка релятивистских электронов, выражение $I(\omega, \theta)$, с векторным потенциалом, взятым из (2.5), следует усреднить по фазам φ_1 и φ_2 .

Сначала рассмотрим случай, когда фазы для отдельных волн не коррелированы, а процедура усреднения выполняется отдельно для φ_1 и φ_2 . После усреднения спектрально-угловая плотность излучаемой энергии в угловой области $\sin \theta < \sqrt{\varepsilon_0 / \varepsilon_1}$ представлена как

$$I(\omega, \theta) = \frac{2e^2 \beta_1^2}{\pi c \sqrt{\varepsilon_1}} \sin^3 \theta \left\{ \sum_{m_1, m_2 = -\infty}^{+\infty} J_{m_1}^2(a_1) J_{m_2}^2(a_2) \frac{\sin^2(g_{m_1, m_2}(\theta)) l \omega / 2v}{g_{m_1, m_2}^2(\theta)} \right. \\ \left. \times \left[\sqrt{\frac{\varepsilon_1 \cos \theta}{\varepsilon_0 \sqrt{\varepsilon_0 / \varepsilon_1} - \sin^2 \theta}} - \frac{g_{m_1, m_2}(\theta)}{1 - \beta_1 \cos \theta} \right]^2 \right\} \quad (3.2)$$

где и в дальнейшем $\beta_j = v \sqrt{\varepsilon_j} / c$, $j = 0, 1$. В этом выражении мы ввели обозначение

$$g_{m_1, m_2}(\theta) = 1 - \beta_1 \sqrt{\varepsilon_0 / \varepsilon_1 - \sin^2 \theta} - \sum_{j=1,2} m_j k_{sj} v / \omega \quad (3.3)$$

Для аргументов функций Бесселя имеет место выражение

$$a_j = \omega \varepsilon_j / \left[2ck_{sj} \sqrt{\varepsilon_0 - \varepsilon_1 \sin^2 \theta} \right] \quad (3.4)$$

для $j = 1, 2$. В этом выражении, $\omega / (ck_{sj}) = \lambda_{sj} / (\lambda \sqrt{\varepsilon_1})$, где $\lambda = 2\pi c / (\omega \sqrt{\varepsilon_1})$ - длина волны излучения в среде с диэлектрической проницаемостью ε_1 . Хотя $|\varepsilon_j|$ мало, аргументы a_j , в общем, не малы. Для $\varepsilon_2 = 0$, в (3.2) выживает только член с $m_2 = 0$, и соответствующая формула сводится к задаче с одной акустической волной.

Для фиксированной длины волны излучения в (3.2) имеются угловые пики $\theta = \theta_{m_1, m_2}(\lambda)$, соответствующие нулям функции $g_{m_1, m_2}(\theta)$. Эти пики присутствуют в условиях

$$\frac{1}{\beta_1} - \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1}} \leq \lambda \sum_{j=1,2} \frac{m_j}{\lambda_{sj}} \leq \frac{1}{\beta_1} \quad (3.5)$$

и соответствующие угловые местоположения определяются из

$$\sin^2 \theta_{m_1, m_2}(\lambda) = \varepsilon_0 / \varepsilon_1 - (1/\beta_1 - m_1 \lambda / \lambda_{s1} - m_2 \lambda / \lambda_{s2})^2 \quad (3.6)$$

Для излучения внутри пластины местоположения угловых пиков даются формулой

$$\theta = \theta_{m_1, m_2}^{(0)}(\lambda_0) = \arccos(1/\beta_0 + m_1 \lambda_0 / \lambda_{s1} + m_2 \lambda_0 / \lambda_{s2}) \quad (3.7)$$

где $\lambda_0 = 2\pi c / (\omega \sqrt{\varepsilon_0})$ - длина волны излучения в среде с диэлектрической проницаемостью ε_0 . После преломления на границе при $z=0$, соответствующий угол вылета для излучения в области $z > 0$ определяется соотношением $\sin \theta = \sqrt{\varepsilon_0 / \varepsilon_1} \sin \left[\theta_{m_1, m_2}^{(0)}(\lambda_0) \right]$, которое совпадает с $\theta_{m_1, m_2}(\lambda)$.

На рисунке 1. для энергии электронов 2 МэВ и для некоррелированных фаз для акустических волн мы построили частотную и угловую зависимость величины $I(\omega, \theta) / \hbar$ (даваемой формулой (3.2)) для пластины из плавленного кварца толщиной $l = 1$ см. Для соответствующей диэлектрической проницаемости используется формула дисперсии Зельмейера (Sellmeier). Частоты для отдельных акустических волн принимаются как $\nu_{s1} = 10$ МГц и $\nu_{s2} = 20$ МГц. Для амплитуд плотности электронов, индуцированных акустическими волнами, мы взяли $\square n_1 / n_0 = 0.05$ и $\square n_1 / n_0 = 0.025$, где n_0 - плотность числа электронов в отсутствие акустических волн. Наличие акустических волн приводит к появлению новых пиков как в угловом, так и в спектральном распределении интенсивности излучения. На левой панели на рисунке 1 представлена угловая зависимость для фиксированной частоты излучения, соответствующей $\omega = 4 \times 10^{14}$ Гц. На правой панели мы построили спектральную зависимость $I(\omega, \theta) / \hbar$ для фиксированного $\theta = 1.075$. Это значение угла излучения соответствует пику на левой панели. Расположение пиков и их высот можно контролировать, настраивая параметры акустического поля. Заметим, что в приближении, которое мы использовали, места расположения угловых пиков не зависят от амплитуд акустических волн.

Теперь рассмотрим случай, когда фазовый сдвиг между двумя акустическими волнами фиксирован, $\varphi_2 = \varphi_1 + \varphi$. Усредняя по φ_1 для данной φ , спектрально-угловая плотность излучаемой энергии представлена в виде

$$I(\omega, \theta) = \frac{2e^2 \beta_1^2}{\pi c \sqrt{\varepsilon_1}} \sin^3 \theta \left\{ \frac{\varepsilon_1 \cos \theta}{\varepsilon_0 \sqrt{\varepsilon_0 / \varepsilon_1 - \sin^2 \theta}} \sum_{m_1, m_2 = -\infty}^{+\infty} J_{m_1}(a_1) J_{m_1+m_2}(a_1) J_{m_2}(a_2) J_{m_2-m_1}(a_2) \right. \\ \times \cos \left[m(l \square k_s / 2 + \varphi) \right] \frac{\sin \left[g_{m_1, m_2}(\theta) l \omega / 2v \right]}{g_{m_1, m_2}(\theta)} \frac{\sin \left[(g_{m_1, m_2}(\theta) - m v \square k_s / \omega) l \omega / 2v \right]}{g_{m_1, m_2}(\theta) - m v \square k_s / \omega} \\ \left. \times \left(1 - 2 \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \sqrt{\varepsilon_0 / \varepsilon_1 - \sin^2 \theta}}{\varepsilon_1 \cos \theta}} \frac{g_{m_1, m_2}(\theta) - m v \square k_s / \omega}{1 - \beta_1 \cos \theta} \right) + \frac{1 - \cos \left[g_{0,0}(\theta) l \omega / v \right] J_0(2w)}{2(1 - \beta_1 \cos \theta)^2} \right\} \quad (3.8)$$

где $\Delta k_s = k_{s1} - k_{s2}$, аргументы функций Бесселя определены в (3.4) и

$$w^2 = \sum_{j=1,2} a_j^2 \sin^2(k_j l / 2) + 2a_1 a_2 \sin(k_{s1} l / 2) \sin(k_{s2} l / 2) \cos(\varphi + \Delta k_s l / 2) \quad (3.9)$$

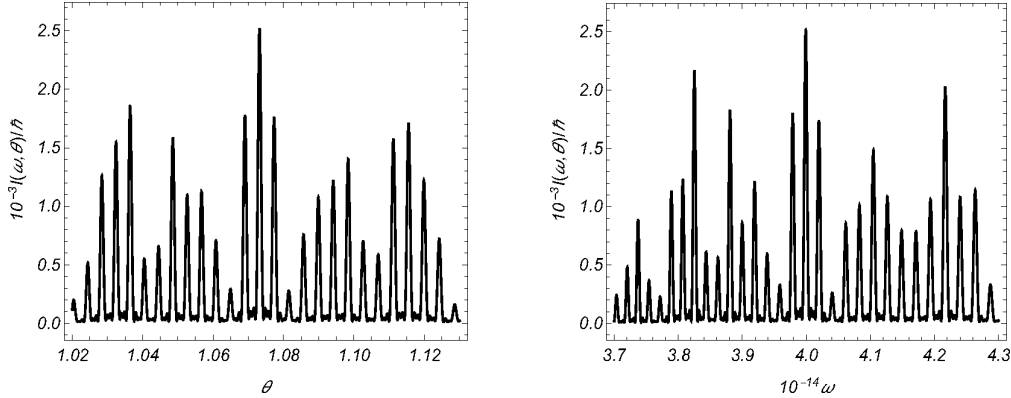


Рисунок 1. Угловая (левая панель) и спектральная (правая панель) зависимость интенсивности переходного излучения на пластине из сплавленного кварца, возбуждаемой двумя акустическими волнами с некоррелированными фазами.

В специальном случае $\Delta \varepsilon_2 = 0$ имеем a_2 и единственный ненулевой вклад приходит от условий $m = m_2 = 0$. В этом случае, (3.8) сводится к соответствующей спектральной угловой плотности для одной акустической волны, обсуждавшийся в [8]. По сравнению с проблемой с одной акустической волной присутствия второй волны индуцируют новые пики.

На рисунке 2., частотная и угловая зависимость интенсивности излучения отображаются в случае двух акустических волн с фиксированным фазовым сдвигом $\varphi = 0$ (вычисленный по формуле (3.8)). Левая панель изображена для $\omega = 4 \times 10^{14}$ Гц и правая панель изображена для $\theta = 1.073$. Последний соответствует угловому пику на левой панели. Для других параметров мы взяли те же значения, что и на рисунке 1.

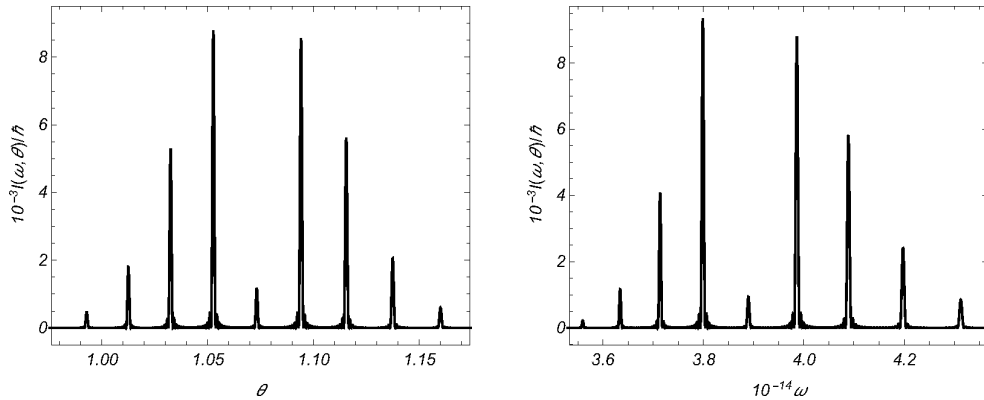


Рис.2. То же, что на рис. 1. для двух акустических волн с фиксированным фазовым сдвигом.

4. Заключение

Мы изучали переходное излучение на диэлектрической пластине, возбуждаемого двумя акустическими волнами. Предполагая справедливость квазиклассического приближения, вычисляется векторный потенциал поля излучения в направлении вперед. Спектрально-угловая плотность интенсивности излучения исследуется для двух отдельных случаев. Для первого, фазы для отдельных волн не коррелированы, а усредненная по этим фазам интенсивность определяется выражением (3.2). Во втором случае фазовый сдвиг между волнами фиксирован, а выражение для усредненной интенсивности представлено в виде (3.8). Наличие акустических волн приводит к появлению новых пиков как в угловом, так и в спектральном распределении интенсивности переходного излучения. Расположение пиков, их высоты и ширины можно контролировать, настраивая параметры, характеризующие акустические поля.

Литература:

1. M.L. Ter-Mikaelian, High Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media. Wiley Interscience, New York, 1972.
2. G.M. Gharibian, S. Yan, Rentgenovskoye Perekhodnoye Izluchenie. Izd. AN Arm. SSR, Yerevan, 1983, in Russian.
3. V.L. Ginzburg, V.N. Tsytovich, Transition Radiation and Transition Scattering. Adam Hilger, Bristol, 1990.
4. A.P. Potylitsin, Electromagnetic Radiation of Electrons in Periodic Structures. Springer, Berlin, 2011.
5. A.H. Lumpkin, R.J. Dejus, N.S. Sereno, Phys. Rev. ST Accel. Beams 12 (2009) 040704.
6. L.G. Sukhikh, G. Kube, S. Bajt, W. Lauth, Yu.A. Popov, A.P. Potylitsyn, Backward Transition Radiation in the Extreme Ultraviolet Region as a Tool for the Transverse Beam Profile Diagnostic, Phys. Rev. ST Accel. Beams 17 (2014) 112805.
7. L.Sh. Grigoryan, A.H. Mkrtchyan, A.A. Saharian, Transition Radiation in an Ultrasonic Superlattice, Nucl. Instrum. Methods B 145 (1998) 197.
8. A.R. Mkrtchyan, V.V. Parazian, A.A. Saharian, Optical Transition in Presence of Acoustic Waves, Mod. Phys. Lett. B 24 (2010) 2693.
9. A.R. Mkrtchyan, V.V. Parazian, A.A. Saharian, Optical Transition in Presence of Acoustic Waves for an Oblique Incidence, Int. J. Mod. Phys. B 26 (2012) 1250036.
10. A.R. Mkrtchyan, A.P. Potylitsyn, V.R. Kocharyan, A.A. Saharian, Transition Radiation on a Dynamic Periodic Interface, Phys. Rev. E 93 (2016) 022117.

Излучение поверхностных волн зарядом, вращающегося вокруг диэлектрического цилиндра

А.С. Котанджян¹, А.Р. Мкртчян^{2,3,4}, А.А. Саарян^{1,2}, В.Х. Котанджян²

¹Ереванский государственный университет, ул. Алека Манукяна 1, Ереван, Армения

²Институт прикладных проблем в физике НАН РА, ул. Нерсисяна 25, Ереван, Армения

³Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, Россия

⁴Белгородский национальный исследовательский университет, Белгород, Россия

Исследовано излучение электромагнитных поверхностных волн точечным зарядом, вращающегося вокруг диэлектрического цилиндра, погруженного в однородную среду. Выведены формулы для соответствующих электрических и магнитных полей, а также для интенсивности излучения. Показано, что поверхностные волны излучаются на собственных модах цилиндрического волновода.

1. Introduction

The interfaces between two media serve as useful tool to control the electromagnetic fields, including the radiation ones. In addition, the presence of separating boundaries gives rise to new types of phenomena in classical electrodynamics. One of the interesting effects is the generation of surface electromagnetic waves propagating along interfaces (for a review see [1]). These waves play an important role in a large number of physical problems and have important applications, in particular, in diagnostics of interfaces, in measurements of various characteristics of materials (for example, the absorption coefficients), in wireless energy transfer.

The problem of the generation of surface electromagnetic waves is exactly solvable for highly symmetric interfaces only. Here we consider the problem of the radiation of surface waves by a point charge rotating around a dielectric cylinder along a circular trajectory. The radiation intensity at large distances from the cylinder is discussed in [2, 3]. In the absence of the cylinder the corresponding results are reduced to those for the synchrotron radiation in a homogeneous medium. The presence of the medium may essentially influence the spectral-angular distribution of the radiation intensity (see, for instance, [4–6] and references therein). It has been shown that, under the Cherenkov condition for the material of the cylinder and the charge velocity, in the corresponding angular distribution strong narrow peaks may appear. The angular density of the radiation intensity at those peaks exceeds the corresponding value in a homogeneous medium by several orders of magnitude. Similar features for a helical motion

around a cylindrical waveguide are studied in [7]. In addition to the radiation at large distances from the cylinder, the radiation can be present confined inside the dielectric cylinder. The corresponding energy flux through the cross section of the cylinder has been studied in [8]. Similar investigations for a charge rotating inside a dielectric cylindrical waveguide are presented in [9]-[12]. In the present paper we consider the third type of radiation corresponding to surface waves propagating along the cylinder surface. As it will be shown below, this type of waves are emitted on the eigenmodes of the dielectric cylinder and exponentially decrease outside the cylinder.

The organization of the paper is as follows. In the next section we consider the electromagnetic fields outside a cylindrical dielectric waveguide. The electromagnetic fields for the surface waves and the corresponding radiation intensity are discussed in section 3. The main results are summarized in section 4.

2. Electromagnetic fields outside a cylinder

Consider a dielectric cylindrical waveguide of radius r_c having dielectric permittivity ε_0 and a point charge q rotating around the waveguide along the circle with radius r_q , $r_q > r_c$. For generality, we assume that the system is immersed in a homogeneous medium with permittivity ε_1 . In a cylindrical coordinate system (r, ϕ, z) with the z -axis along the waveguide axis, the charge coordinates are given by $(r = r_q, \phi = \omega_0 t, z = 0)$, where ω_0 is the angular velocity of the charge rotation. For the charge velocity one has $v = \omega_0 r_q$. In accordance with the problem symmetry the strengths for the electric and magnetic fields, $E(r, t)$ and $H(r, t)$, are expanded as

$$\vec{F}(r, t) = 2\text{Re} \left[\sum_{n=0}^{\infty} ' e^{in(\phi - \omega_0 t)} \int_{-\infty}^{\infty} dk_z e^{ik_z z} \vec{F}_n(k_z, r) \right] \quad (1)$$

where $F = E, H$, and the prime means that the term $n=0$ should be taken with the weight $1/2$. The Fourier components for the fields in the region $r > r_c$ can be decomposed into two contributions

$$\vec{F}_n(k_z, r) = \vec{F}_n^{(0)}(k_z, r) + \vec{F}_n^{(c)}(k_z, r) \quad (2)$$

where $\vec{F}_n^{(0)}(k_z, r)$ are the fields in a homogeneous medium with permittivity ε_1 in the absence of the waveguide and the part $\vec{F}_n^{(c)}(k_z, r)$ is induced by the waveguide. In cylindrical coordinate system the components for the magnetic field are given by (for simplicity, in what follows we will omit the arguments for the Fourier components)

$$H_{nl}^{(0)} = \frac{qv k_z i^{2-\sigma_l}}{2\pi c} \sum_{p=\pm 1} p^{\sigma_l-1} J_{n+p}(\lambda_1 r_z) H_{n+p}(\lambda_1 r_z), \quad l = r, \phi, \quad (3)$$

and $H_{nz}^{(0)} = 0$ with $\sigma_r = 1$, $\sigma_\phi = 2$, and

$$\lambda_j^2 = \frac{\omega_n^2}{c^2} \varepsilon_j - k_z^2$$

with $\omega_n = n\omega_0$, $j=0,1$. In (3), $J_\nu(x)$ is the Bessel function and $H_\nu(x) \equiv H_\nu^{(1)}(x)$ is the Hankel function of the first kind, $r_z = \min(r_q, r)$, $r > \max(r_q, r)$.

By using the electromagnetic field Green tensor from [2], for the part induced by the waveguide in the region $r > r_c$ one gets (see [7] for a helical motion)

$$H_{nl}^{(c)} = \frac{qv k_z i^{2-\sigma_l}}{2\pi c} \sum_{p=\pm 1} p^{\sigma_l-1} B_n^{(p)} H_{n+p}(\lambda_1 r), \quad H_{nz}^{(c)} = -\frac{qv \lambda_1}{2\pi c} \sum_{p=\pm 1} p B_n^{(p)} H_n(\lambda_1 r)$$

Here we have introduced the notations

$$\alpha_n(k_z) = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1 - \varepsilon_0} - \frac{\lambda_0}{2} J_n(\lambda_0 r_c) \sum_{l=\pm 1} l \frac{H_{n+l}(\lambda_1 r_c)}{V_{n+l}^H}, \quad (4)$$

and

$$V_n^F = \lambda_1 J_n(\lambda_0 r_c) F'_n(\lambda_1 r_c) - \lambda_0 F_n(\lambda_1 r_c) J'_n(\lambda_0 r_c),$$

with $F = J, H$. The Fourier components for the electric field are found by using the equation $\vec{E} = ic\vec{\nabla} \times \vec{H} / (\omega\varepsilon_0)$.

3. Radiation fields and the intensity for surface waves

The formulae given above describe two types of the radiation. The first one corresponds to the radiation propagating at large distances from the waveguide. For this radiation the quantity λ_1 is real and the corresponding spectral-angular distribution has been investigated in [3, 7]. Here we are interested in the second type of the radiation in the region $r > r_c$ that corresponds to purely imaginary values of λ_1 . The corresponding fields exponentially decay in the surrounding medium.

In order to find the parts in the fields corresponding to the radiation with imaginary λ_1 , let us consider the limit $z \rightarrow \infty$ in the Fourier expansion (1) for a fixed value of the radial

coordinate r . The phase of the exponent in the integrand has no stationary points. For regular functions $F_n(k_z, r)$ the corresponding integral will decay exponentially for large z . From here it follows that the radiation will be conditioned by the possible singular points of the integrand. The parts $F_n^{(0)}(k_z, r)$ in the fields are regular and they do not contribute to the radiation in the region under consideration. The singularities in the waveguide-induced fields $F_n^{(c)}(k_z, r)$ correspond to the zeros of the function $\alpha_n(k_z)$ in (4). These singularities are simple poles and correspond to the eigenmodes of the cylindrical waveguide (see, for instance, [13]).

For the further consideration it is convenient to write the function $\alpha_n(k_z)$ in the form

$$\alpha_n(k_z) = \frac{U_n(k_z)}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)(V_n^2 - n^2 u^2)}, \quad (5)$$

with the notations

$$V_n = |\lambda_1| r_c \frac{J'_n}{J_n} + \lambda_0 r_c \frac{K'_n}{K_n}, \quad u = \frac{\lambda_0}{|\lambda_1|} + \frac{|\lambda_1|}{\lambda_0}, \quad (6)$$

and

$$U_n = V_n (\varepsilon_0 |\lambda_1| r_c \frac{J'_n}{J_n} + \varepsilon_1 \lambda_0 r_c \frac{K'_n}{K_n}) - n^2 \frac{\lambda_0^2 + |\lambda_1|^2}{\lambda_0^2 |\lambda_1|^2} (\varepsilon_1 \lambda_0^2 + \varepsilon_0 |\lambda_1|^2), \quad (7)$$

where $J_n = J_n(\lambda_0 r_c)$, $K_n = K_n(|\lambda_1| r_c)$, the prime means the differentiation with respect to the argument of the function and $K_\nu(x)$ is the Macdonald function. The equation $U_n = 0$ determines the eigenmodes of the dielectric waveguide. Let $k_{n,s}$, $k_{n,s} > 0$, $s = 1, 2, \dots$, be the solutions of this equation with respect to k_z for $n \neq 0$. The corresponding modes $k_{n,s}^{(\pm)}$ are related to these solutions by the formula

$$k_{n,s}^{(\pm)} = \pm \frac{n\omega_0 \sqrt{\varepsilon_0}}{c} \sqrt{1 - \frac{c^2 \lambda_{n,s}^2}{n^2 \omega_0^2 r_c^2 \varepsilon_0}}$$

For these solutions we will introduce the notations

$$\lambda_0 r_c = \lambda_{n,s} \equiv r_c \sqrt{\frac{\omega_n^2 \varepsilon_0}{c^2} - k_{n,s}^2}, \quad |\lambda_1| r_c = \lambda_{n,s}^{(1)} \equiv r_c \sqrt{k_{n,s}^2 - \varepsilon_1 \frac{\omega_n^2}{c^2}}.$$

For the allowed values of $k_{n,s}$ one has $\omega_n \sqrt{\varepsilon_1} / c \leq k_{n,s} \leq \omega_n \sqrt{\varepsilon_0} / c$. As a necessary condition for the existence of the eigenmodes we have $\varepsilon_0 > \varepsilon_1$. In the notations (6), in (7) one has

$$J_n = J_n(\lambda_{n,s}), \quad K_n = K_n(\lambda_{n,s}^{(1)}).$$

For the evaluation of the radiation parts in the fields we need to specify the contour for the integral over k_z in (1). This is done by taking into account that in physically realistic situations the dielectric permittivity ε_0 is a complex quantity, $\varepsilon_0 = \varepsilon_0' + i\varepsilon_0''$, with $\varepsilon_0''(n\omega_0) > 0$ for $n > 0$. On the base of this it can be seen that (for details see, for example, [12]) in the integral over k_z the contour avoids the poles $k_z = k_{n,s}$ ($k_z = -k_{n,s}$) from below (above). The condition for $\lambda_{n,s}$ to be real defines the maximum value for s , that will be denoted by s_n . It is determined from the condition

$$\lambda_{n,s_n} < \omega_n r_c \sqrt{\varepsilon_0} / c < \lambda_{n,s_n+1}.$$

With the contour of the integration specified above, the radiation fields are obtained with the help of the residue theorem:

$$\vec{F}^{(r)}(r, t) = 4\pi \operatorname{Re} \left\{ i \sum_{n=1}^{\infty} e^{in(\phi - \omega_0 t)} \sum_{s=1}^{s_n} \operatorname{Res}[e^{ik_z z} \vec{F}_n(k_z, r)] \right\}. \quad (8)$$

where superscript (r) stands for the radiation parts of the fields. Evaluating the residue, the radiation fields are presented in the form

$$\vec{F}^{(r)}(r, t) = \frac{qv}{c} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{s=1}^{s_n} \frac{\vec{F}_{n,s}^{(r)}}{\alpha'_n(k_{n,s})} R[n(\phi - \omega_0 t) + k_{n,s} z] \quad (9)$$

where $R(x) = \sin x$ for the components $E_r^{(r)}$, $E_z^{(r)}$, $H_\phi^{(r)}$, and $R(x) = \cos x$ for the components $E_\phi^{(r)}$, $H_r^{(r)}$, $H_z^{(r)}$. For the magnetic field, the components of the vector in the right-hand side of (9) are given by the expressions

$$\begin{aligned} H_{n,s}^l(r) &= -k_{n,s} \sum_{p=\pm 1} p^{2-\sigma_l} B_{n,s}^{(p)} K_{n+p}(\lambda_{n,s}^{(1)} r / r_c), \\ H_{n,s}^z(r) &= \frac{\lambda_{n,s}^{(1)}}{r_c} \sum_{p=\pm 1} B_{n,s}^{(p)} K_n(\lambda_{n,s}^{(1)} r / r_c), \quad l = r, \phi, \end{aligned} \quad (10)$$

with

$$B_{n,s}^{(p)} = \frac{\lambda_{n,s} J_{n+p} / J_n}{(V_n - pnu) K_n^2} \sum_{l=\pm 1} \frac{l K_{n+l}(\lambda_{n,s}^{(1)} r_q / r_c)}{V_n - lnu}.$$

For the electric field we get

$$\begin{aligned} E_{n,s}^l(r) &= -\frac{(-1)^{\sigma_l} c}{2\varepsilon_1 \omega_n} \sum_{p=\pm 1} p^{\sigma_l} \sum_{j=\pm 1} \left(\frac{\omega_n^2 \varepsilon_1}{c^2} + jk_z^2 \right) B_{n,s}^{(jp)} K_{n+p}(\lambda_{n,s}^{(1)} r / r_c), \\ E_{n,s}^z(r) &= -\frac{c \lambda_{n,s}^{(1)} k_{n,s}}{\varepsilon_1 \omega_n r_c} \sum_{p=\pm 1} p B_{n,s}^{(p)} K_n(\lambda_{n,s}^{(1)} r / r_c). \end{aligned} \quad (11)$$

Note that in (9) one can write $\alpha'_n(k_{n,s}) = U'_n(k_{n,s}) / [(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)(V_n^2 - n^2u^2)]$. The term with a given n describes the radiation with the frequency ω_n . The corresponding fields are suppressed by the factor $\exp[-\lambda_{n,s}^{(1)} r / r_c]$ at distances $r \gg r_c / \lambda_{n,s}^{(1)}$. This allows us to interpret the waves under consideration as surface electromagnetic waves in the exterior region. In addition there is radiation propagating inside the waveguide. The latter is investigated in [14].

Having the radiation fields we can evaluate the radiation intensity for the surface waves. The corresponding energy flux through the plane $z = \text{const}$ perpendicular to the axis of the cylinder is given by the expression

$$I^{(s)} = \frac{c}{4\pi} \int_{r_c}^{\infty} dr \int_0^{2\pi} d\phi r (E_r^{(r)} H_\phi^{(r)} - E_\phi^{(r)} H_r^{(r)}) \quad (12)$$

Substituting the components of the electric and magnetic fields from (9), for the radiation fields we get $I^{(s)} = \sum_{n=1}^{\infty} I_n^{(s)}$, where the radiation intensity on a fixed harmonic n is given by

$$I_n^{(s)} = \frac{q^2 v^2}{8\varepsilon_1} \sum_{s=1}^{s_n} \frac{k_{n,s} \lambda_{n,s}^2 K_n^{-4}}{\omega_n \alpha_n'^2(k_{n,s}) J_n^2} \left(\sum_{l=\pm 1} l K_{n+l} \left(\lambda_{n,s}^{(1)} r_q / r_c \right) \right)^2 \sum_{p=\pm 1} \frac{J_{n+p}}{V_n - pnu} \times \left[\left(\frac{\omega_n^2}{c^2} \varepsilon_1 + k_{n,s}^2 \right) \frac{r_c^2 J_{n+p}}{V_n - pnu} - \frac{\lambda_{n,s}^{(1)2} J_{n-p}}{V_n + pnu} \right] \left[K_{n+p}^2 - \left(1 + \frac{(n+p)^2}{\lambda_{n,s}^{(1)2}} \right) K_{n+p}^2 \right] \quad (13)$$

Note that for a given angular velocity of the charge, ω_0 , the orbit radius appears in the argument of the function $K_{n+l}(\lambda_{n,s}^{(1)} r_q / r_c)$ and in the coefficient through v^2 . For large values of $r_q, \lambda_{n,s}^{(1)} r_q / r_c \gg 1$, the intensity of surface waves is suppressed by the factor $\exp[-2\lambda_{n,s}^{(1)} r_q / r_c]$.

For the number of the radiated quanta at a given harmonic n , per period of the charge rotation, one has $N_n^{(s)} = T I_n^{(s)} / (\hbar \omega_n)$, where $T = 2\pi / \omega_0$. In figure 1, we display the dependence of $N_n^{(s)}$ as a function of the harmonic for the electron energy $E_e = 2\text{MeV}$ and for the values of the parameters $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_0 = 3.74$ (dielectric permittivity for quartz), $r_c / r_0 = 0.99$. For these values of the parameters one has $s_n = 1$ for $1 \leq n \leq 7$, $s_n = 2$ for $8 \leq n \leq 12$, and $s_n = 3$ for $13 \leq n \leq 16$.

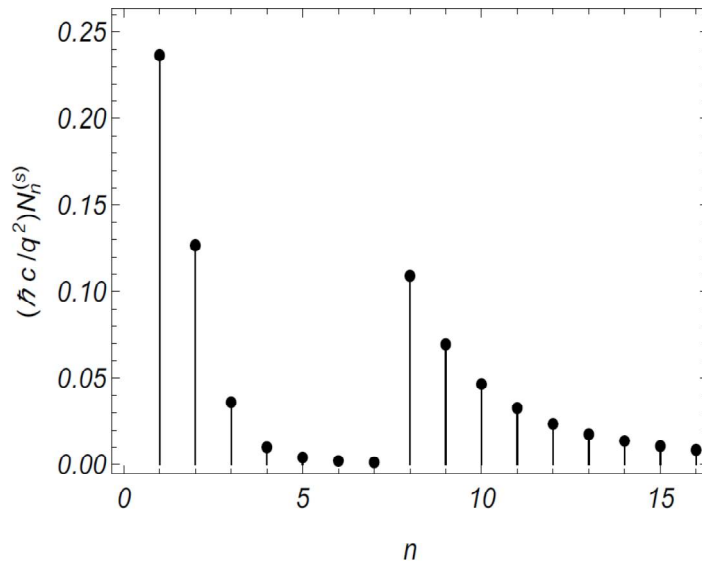


Figure 1. The number of the radiated quanta per period of the rotation for different values of n and for the values of the parameters $E_e = 2\text{MeV}$, $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_0 = 3.74$, $r_c / r_q = 0.99$.

4. Conclusion

We have investigated the electromagnetic fields and radiation intensity for surface waves emitted by a point charge rotating along a circular trajectory around a dielectric cylinder immersed into a homogeneous medium. These waves are radiated on the eigenmodes of the dielectric cylinder and exponentially decrease in the exterior medium. The radiation fields are expanded as (9) where the components of the vector $\vec{F}_{n,s}(r)$ for the magnetic and electric fields are given by the expressions (10) and (11). The energy flux on a given harmonic for the surface waves through the plane perpendicular to the cylinder axis is given by the expression (13). Note that, in the problem under consideration we have also the radiation at large distances from the cylinder and the radiation propagating inside the cylinder. The geometry considered here is of interest from the point of view of generation and transmitting of waves in waveguides, a subject which is of considerable practical importance in microwave engineering and optical fiber communications.

References

1. J. Polo, T. Mackay, A. Lakhtakia, *Electromagnetic Surface Waves*. Elsevier, 2013.
2. L.S. Grigoryan, A.S. Kotanjyan, A.A. Saharian, Green Function of the Electromagnetic Field in Cylindrically Symmetric Inhomogeneous Medium, *Izv. Akad. Nauk Arm. Fiz.* 30 (1995), 239 [*Sov. J. Contemp. Phys.* 30 (1995) 1].

3. A.S. Kotanjyan, H.F. Khachatryan, A.V. Petrosyan, A.A. Saharian, On the Features of Radiation from Charged Particle Rotating Around a Dielectric Cylinder, *Izv. Akad. Nauk Arm. Fiz.* 35 (2000) 115 [*Sov. J. Contemp. Phys.* 35 (2000) 1].
4. J. Schwinger, W.-Y. Tsai, T. Erber, Classical and Quantum Theory of Synergic Synchrotron-Cherenkov Radiation, *Ann. Phys.* 96 (1976) 303.
5. T. Erber, D. White, W.-Y. Tsai, H.G. Latal, Experimental Aspects of Synchrotron-Cherenkov Radiation, *Ann. Phys.* 102 (1976) 405.
6. T.M. Rynne, G.B. Baumgartner, T. Erber, The Angular Distribution of Synchrotron-Cherenkov Radiation, *J. Appl. Phys.* 49 (1978) 2233.
7. A. A. Saharian, A. S. Kotanjyan, Synchrotron Radiation From a Charge Moving Along a Helix Around a Dielectric Cylinder, *J. Phys. A: Math. Theor.* 42 (2009) 135402.
8. A.S. Kotanjyan, A.A. Saharian, Undulator Radiation Inside a Dielectric Waveguide, *Nucl. Instrum. Meth. B* 309 (2013) 177.
9. A.S. Kotanjyan, A.A. Saharian, Radiation From an Electron Rotating Inside a Dielectric Cylinder, *Izv. Akad. Nauk Arm. Fiz.* 37 (2002) 263.
10. A.A. Saharian, A.S. Kotanjyan, Synchrotron Radiation From a Charge Moving Along a Helical Orbit Inside a Dielectric Cylinder, *J. Phys. A: Math. Gen.* 38 (2005) 4275.
11. A.A. Saharian, A.S. Kotanjyan, M.L. Grigoryan, Electromagnetic Field Generated by a Charge Moving Along a Helical Orbit Inside a Dielectric Cylinder, *J. Phys. A: Math. Theor.* 40 (2007) 1405.
12. A.A. Saharian, A.S. Kotanjyan, Synchrotron Radiation Inside a Dielectric Cylinder, *Int. J. Mod. Phys. B* 26 (2012) 1250033.
13. J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons, 1999.
14. A.S. Kotanjyan, A.A. Saharian, Undulator Radiation Inside a Dielectric Waveguide. *Proceedings of ICAP2012, Rostock-Warnemunde, Germany, 2012, p.96.*

Сверхсветовое синхротронное излучение

М.А. Агинян, С.Г. Арутюнян, Э.Г.Лазарева, А.В. Маргарян

Ереванский Физический Институт, ул. Бр. Аликханянов 2, Ереван, Армения, 0036

Исследовано электромагнитное поле заряда, движущегося по окружности со скоростью, превосходящей скорость света. По аналогии с излучением циркулирующего релятивистского заряда мы называем это поле сверхсветовым синхротронным излучением (ССИ). В работе ССИ представлено также системой электрических силовых линий. Указано, что ССИ может возникнуть от «пятна» обычного синхротронного излучения, которое бежит по внешней стенке вакуумной камеры кольцевого ускорителя со сверхсветовой скоростью. Отмечено также, что для реальных пучков в ультрарелятивистских ускорителях структура совокупного электромагнитного поля синхротронного излучения и ССИ в области сгустка тоньше, чем расстояние между частицами. Это означает, что данное явление должно быть включено по крайней мере в рассмотрение динамики частиц пучка.

Синхротронное излучение

Синхротронное излучение (СИ) образуется релятивистскими электронами, вращающимися в магнитном поле B . Спектральное распределение синхротронного излучения, испущенного одним электроном [1, 2] записывается в виде:

$$\frac{d^2W}{d\Omega d\omega} = \frac{3r_0mc}{4\pi^2} \gamma^2 \frac{\omega^2}{\omega_c^2} (1 + \gamma^2 \psi^2)^2 \left[K_{2/3}^2(x) + \frac{\gamma^2 \psi^2}{1 + \gamma^2 \psi^2} K_{1/3}^2(x) \right] \quad (1)$$

где $d\Omega = d\theta d\psi$ (ψ угол между орбитальной плоскостью и направлением наблюдения излучения, θ угол наблюдения в горизонтальной плоскости), ω угловая частота фотона, γ лоренц-фактор электрона, т.е. энергия электрона, деленная на $m_e c^2$ (m_e масса электрона, c скорость света), $r_0 = e^2 / m_e c^2$ классический радиус электрона, $x = \frac{\omega}{2\omega_c} (1 + \gamma^2 \psi^2)^{3/2}$, $\omega_c = 3\gamma^3 c / 2\rho_0$ критическая частота, определяемая как частота, которая делит испущенную мощность на равные половины, $K_{1/3}, K_{2/3}$ модифицированные функции Бесселя второго рода. Для ультрарелятивистских электронов $\gamma \gg 1$ распределение очень широкое и включает гармоники вплоть до порядка γ^3 частоты вращения заряда $\omega_0 = c / \rho_0$ (ρ_0 радиус траектории заряда). Спектральное распределение СИ для различных энергий накопительного кольца представлено на Рис. 1.

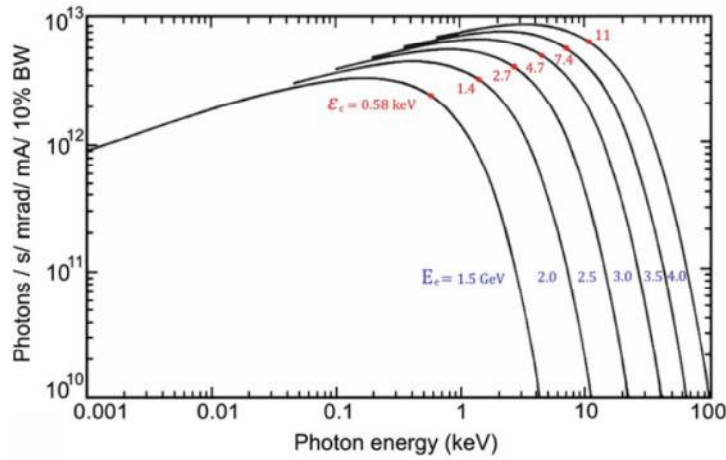


Рис. 1. Спектральное распределение СИ как функция от значения энергии фотона для нескольких энергий накопительного кольца. Критическая энергия $\varepsilon_c = 3\hbar c\gamma^3 / (2\rho_0)$ (\hbar — постоянная Планка, деленная на 2π , ρ_0 — радиус накопительного кольца) [3]

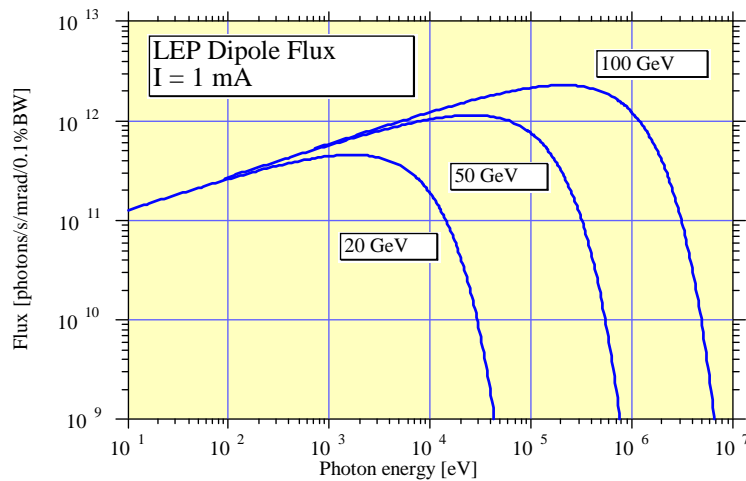


Рис. 2. Накопитель LEP: синхротронное излучение для различных энергий накопительного кольца [4]

На Рис. 2 представлена аналогичная картина распределения синхротронного излучения для накопителя LEP.

Хорошо известно, что широкие разложения Фурье соответствуют узким пространственным структурам. Это соответствует тому, что излучение в основном сосредоточено в конусе с угловым разбросом порядка $\Delta\theta \approx 1/\gamma \approx 1$ и направлено вдоль направления мгновенной скорости заряда. Ширина импульса, измеряемая детектором, имеет длительность $\Delta t \approx 1/\gamma^3 \omega_0$, где $\omega_0 = eB/\gamma m_e$ — орбитальная частота. Таким образом, синхротронное излучение формируется в основном частотными компонентами в области

$\omega = \gamma^3 \omega_0$. Волновой фронт СИ представлен на Рис. 3 (в масштабе орбиты) и более детально на Рис. 4. Ширина импульса СИ представлена на Рис. 5. Величина β есть отношение скорости частицы к скорости света.

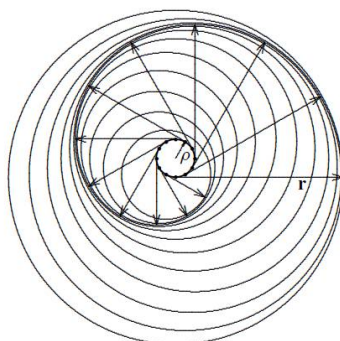


Рис. 3. Волновые фронты синхротронного излучения для $\beta = 0.9$ [5]

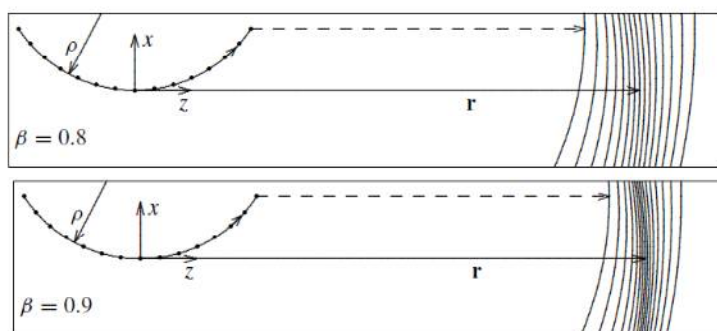


Рис. 4. Распространение синхротронного излучения в направлении скорости заряда (вперед) для $\beta = 0.8$ and 0.9 [5]

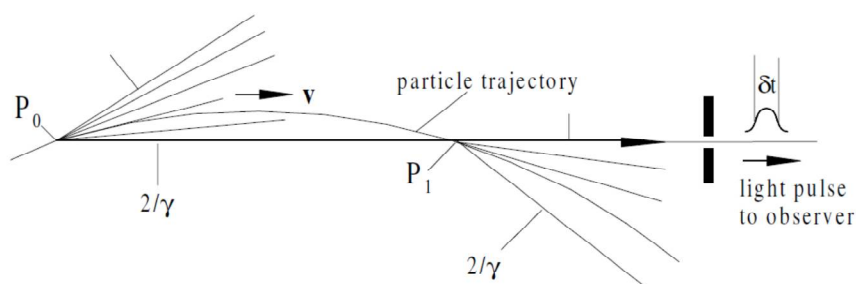


Рис. 5. Импульс синхротронного излучения: $\delta t = 4\rho_0 / 3c\gamma^3$ [1]

Основой теории синхротронного излучения являются потенциалы Лиенара-Вихерта, с помощью которых получают выражения для электромагнитного поля. Рассмотрим циркулирующий с постоянной скоростью электрон в следующей системе координат (см. Рис. 6).

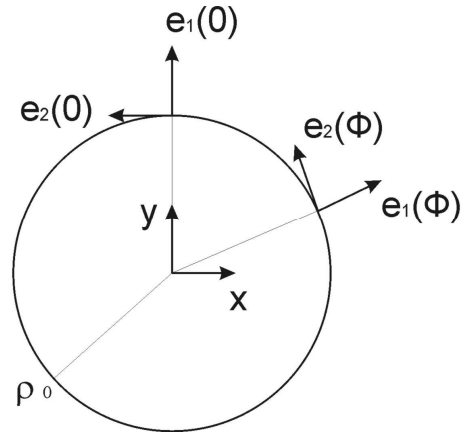


Рис. 6. Используемая система координат

Заряд вращается против часовой стрелки и в момент времени $t = 0$ расположен в верхней части окружности. Используются следующие орты, соответствующие положению частицы на окружности: $\vec{e}_1(\Phi)$ - вдоль радиуса, $\vec{e}_2(\Phi)$ - вдоль скорости частицы. Угол Φ отсчитывается в направлении против часовой стрелки, $\Phi = 0$ соответствует направлению \vec{y} или $\vec{e}_1(0)$.

$$\vec{r}_0(t) = \rho_0 \vec{e}_1(\Phi) \quad (2)$$

где $\Phi = \beta c t / \rho_0$.

Электрическое и магнитное поля циркулирующего заряда определяются [6] формулами:

$$\vec{E}(t) = e \left\{ \frac{\gamma^{-2}(\vec{n} - \vec{\beta})}{\rho_0^2(1 - n\beta)^3} + \frac{[\vec{n} \times [(\vec{n} - \vec{\beta}) \times d\vec{\beta} / dt]]}{c\rho_0(1 - n\beta)^3} \right\} \quad (3)$$

$$\vec{H}(t) = [\vec{n} \times \vec{E}] \quad (4)$$

где все значения в правой части взяты в запаздывающий момент t' , связанный с временем t уравнением запаздывания:

$$c(t - t') = |\vec{r} - \vec{r}_0(t')| \quad (5)$$

С 1979 [7] нами применялся подход, состоящий в непосредственном исследовании полей Лиенара-Вихерта с помощью решения уравнения запаздывания вблизи от заряда, но на расстояниях больших кулоновской области.

Для определения поля в области концентрации синхротронного излучения, мы следуем [8]. Радиус-вектор в точку наблюдения описывается как

$$\vec{r} = \rho_0(1+\delta)\vec{e}_1(\Phi) + \rho_0\zeta\vec{e}_3 \quad (6)$$

где $\vec{e}_3 = [\vec{e}_1(\Phi) \times \vec{e}_2(\Phi)]$, Φ , δ и ζ угловой, радиальный и вертикальный сдвиги в единицах радиуса от положения заряда в момент наблюдения. Для параметра $\chi = (\Phi + \beta c(t-t') / \rho_0) / 2$ разложением по малым величинам $\gamma^{-2}, \Phi, \delta, \zeta, c(t-t') / \rho_0$ находится соответствующее уравнение запаздывания:

$$\chi^4 + 3\chi^2(\gamma^{-2} - \delta) - 3\chi\Phi + 3(\Phi^2 - \delta^2 - \zeta^2) / 4 = 0 \quad (7)$$

Синхротронное излучение сконцентрировано в области, определяемой одновременным положением световых сигналов, испущенных в запаздывающие времена в направлении вдоль скорости частицы. Световые сигналы, испущенные точно в направлении вдоль скорости в запаздывающих точках, формируют некую линию \vec{r}_γ . Можно видеть, что вблизи заряда эта линия описывается уравнением:

$$\vec{r}_\gamma(\Phi) = \rho_0(1 + (3\Phi)^{2/3} / 2)\vec{e}_1(\Phi) \quad (8)$$

Точки наблюдения около линии \vec{r}_γ мы можем описать угловым смещением φ , нормализованным на типичное значение угловой ширины γ^{-3} области синхротронного излучения следующим выражением

$$\varphi = (\Phi - (2\delta)^{3/2} / 3)\gamma^3 \quad (9)$$

Подставляя это значение в уравнение запаздывания (7), мы находим решение для параметра χ :

$$\chi = \sqrt{\delta / 2} + \eta \quad (10)$$

где $\eta = \left(\sqrt{9\varphi^2 + 1} + 3\varphi\right)^{1/3} - \left(\sqrt{9\varphi^2 + 1} - 3\varphi\right)^{1/3}$

Это решение дает соответствующие выражения для электрического и магнитного полей в области синхротронного излучения:

$$\frac{\rho_0^2}{e} \vec{E} = \frac{2\sqrt{2}\gamma^4(1-\eta^2)}{(1+\eta^2)^3} \left\{ \frac{\vec{e}_1(\phi)}{\delta^{1/2}} - \sqrt{2}\vec{e}_2(\Phi) \right\} \quad (11)$$

$$\frac{\rho_0^2}{e} \vec{H} = -\frac{2\sqrt{2}\gamma^4(1-\eta^2)\vec{e}_3}{(1+\eta^2)^3} \quad (12)$$

Основной множитель $2\sqrt{2}(1-\eta^2)/(1+\eta^2)^3$, как функция от углового (продольного) смещения φ точки наблюдения относительно линии \vec{r}_γ , представлен на Рис. 7.

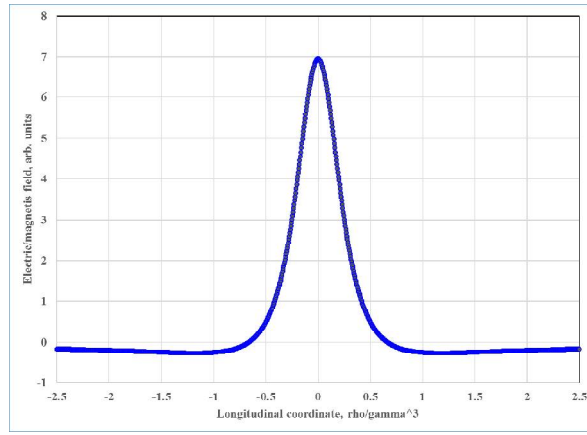


Рис. 7. Электромагнитное поле в области концентрации синхротронного излучения

Для иллюстрации синхротронного излучения ниже используются линии электрического поля. Впервые полные выражения этих линий были получены в [9, 10]. Кроме решения уравнения запаздывания вводится следующая расположенная в плоскости траектории заряда параметрическая линия:

$$\vec{L}(t) = \rho_0 \vec{e}_1 \left(\frac{\beta c}{\rho_0} t' \right) + c(t-t') \left(n_1 \vec{e}_1 \left(\frac{\beta c}{\rho_0} t' \right) + n_2 \vec{e}_2 \left(\frac{\beta c}{\rho_0} t' \right) + n_3 \vec{e}_3 \right) \quad (13)$$

Для упрощения записи мы ввели безразмерные времена: $\tau = ct / \rho_0$, $\sigma = ct' / \rho_0$ так что (2) и (13) переписываются в виде:

$$\vec{r}_0(\tau) / \rho_0 = \vec{e}_1(\beta\tau) \quad (14)$$

$$\vec{L}(\tau) / \rho_0 = \vec{e}_1(\beta\sigma) + (\tau - \sigma) \left(n_1 \vec{e}_1(\beta\sigma) + n_2 \vec{e}_2(\beta\sigma) + n_3 \vec{e}_3 \right) \quad (15)$$

где n_1 , n_2 и n_3 являются компонентами единичного вектора \vec{n} вдоль $\vec{e}_1(\beta\sigma)$, $\vec{e}_2(\beta\sigma)$ и \vec{e}_3 соответственно.

Для электрической силовой линии находятся следующие выражения для n_1 , n_2 и n_3 :

$$n_1 = - \frac{\sqrt{1-c_2^2} \sin(\beta\gamma(\tau - \sigma) + c_1)}{\gamma(1 + \beta\sqrt{1-c_2^2} \cos(\beta\gamma(\tau - \sigma) + c_1))} \quad (16)$$

$$n_2 = \frac{\beta + \sqrt{1-c_2^2} \sin(\beta\gamma(\tau - \sigma) + c_1)}{1 + \beta\sqrt{1-c_2^2} \cos(\beta\gamma(\tau - \sigma) + c_1)} \quad (17)$$

$$n_3 = \frac{c_2}{\gamma(1 + \beta\sqrt{1-c_2^2} \cos(\beta\gamma(\tau - \sigma) + c_1))} \quad (18)$$

где c_1 , c_2 являются постоянными интегрирования.

Для представления результатов в лабораторных координатах x, y используются преобразования:

$$\vec{e}_1(\beta\sigma) = -\sin(\beta\sigma)\hat{x} + \cos(\beta\sigma)\hat{y} \quad (19)$$

$$\vec{e}_2(\beta\sigma) = -\cos(\beta\sigma)\hat{x} - \sin(\beta\sigma)\hat{y} \quad (20)$$

Несколько иллюстраций линий электрического поля СИ для плоской орбиты представлены на Рис. 8, 9.

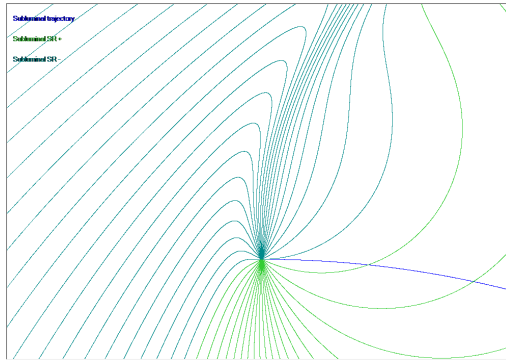


Рис. 8. Линии электрического поля синхротронного излучения для $\gamma = 3$

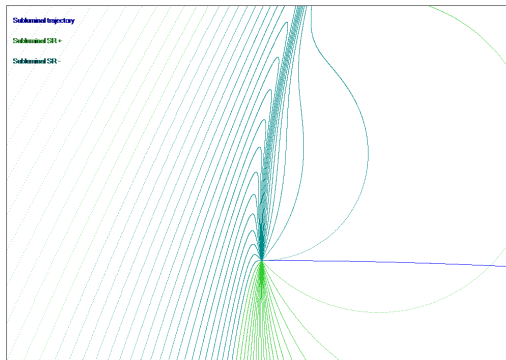


Рис. 9. Линии электрического поля синхротронного излучения для $\gamma = 7$. Выделяется область концентрации синхротронного излучения

Для выделения области концентрации синхротронного излучения мы вводим понятие γ -область как области, расположенной между линиями сигналов, испущенных под углами $\pm\gamma^{-1}$ относительно к скорости частицы. На Рис. 10 представлены электрические линии синхротронного излучения вместе с γ -областью.

Кроме траектории частицы интересно изобразить окружность, на которой пятно γ -области движется с линейной скоростью, равной скорости света, а также окружность, по которой это пятно движется со скоростью большей скорости света (см. Рис. 11).

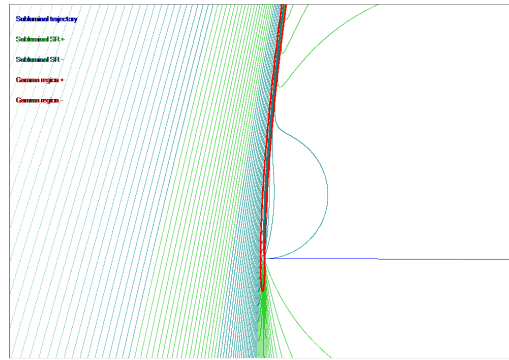


Рис. 10. Линии электрического поля синхротронного излучения для $\gamma=20$. Представлена также γ -область



Рис. 11. Представлена γ -область для $\gamma=50$. Снизу вверх представлены также: траектория испускающей синхротронное излучение частицы («досветовая» траектория), «световая» траектория, соответствующая окружности, по которой пятно СИ движется с линейной скоростью, равной скорости света и «сверхсветовая» траектория (стенка вакуумной камеры), по которой это пятно движется со скоростью, большей скорости света.

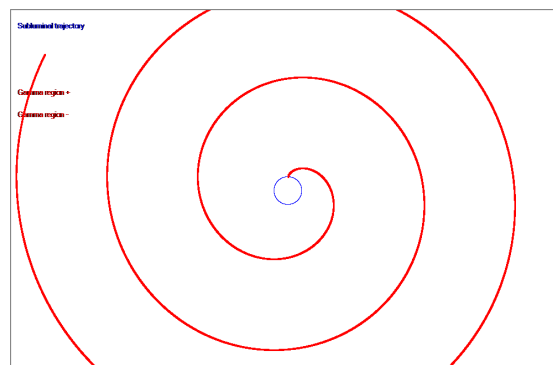


Рис. 12. Представлена γ -область для $\gamma=7$ в масштабе траектории частицы. Пространство вблизи γ -области в семидесятые годы двадцатого века в Ереванском Физическом Институте называли «волосом Нагорского»

На Рис. 12 γ -область для $\gamma=7$ представлена в масштабе орбиты.

На внешней стенке вакуумной камеры пятно синхротронного излучения движется с угловой скоростью $\omega_0 = \beta c / \rho_0$. Если расстояние от траектории заряда до внешней стенки вакуумной камеры $\delta\rho_0$, то линейная скорость «пятна» равна $\beta c(1+\delta)$. Для типичных значений источников синхротронного света величина $\beta c(1+\delta)$ больше единицы при очень малых значениях δ . Так для проекта CANDLE [11] $E=3$ GeV ($\gamma = 5.87E+03$) и радиусом траектории в дипольном магните $\rho_0 = 7.4$ м (соответствует магнитному полю $B=1.35$ Т) расстояние $\delta\rho_0$, на котором скорость «пятна» превосходит скорость света, составляет всего 0.5 μm . Таким образом очевидно, что в основном «пятна» синхротронного излучения от частиц пучка движутся по внешней стенке вакуумной камеры со скоростями, большими скорости света.

Размеры «пятна» $S = (\rho_0 / \gamma^3) \times (\rho_0 \sqrt{\delta} / \gamma)$. Электрическое поле в этой области направлено практически вдоль радиуса, т.е. перпендикулярно к поверхности стенки. Это означает, что мы можем использовать выражения (10-12) для вычисления полей. Для стенки с идеальной проводимостью можно получить значение индуцированного заряда:

$$q = -\sigma_e S \quad (21)$$

где σ_e поверхностная плотность заряда, равная величине электрического поля в случае идеально проводящей стенки. Используя (11), находим

$$q \approx -\frac{e}{\rho_0^2} \frac{\gamma^4}{\sqrt{\delta}} \times \frac{\rho_0}{\gamma^3} \times \frac{\rho_0 \sqrt{\delta}}{\gamma} = -e \quad (22)$$

Ограниченность проводимости стенки вакуумной камеры конечно же уменьшает это значение. Используем простые оценки [12]. Под действием электрического поля E заряд смещается из равновесия на величину Δx :

$$\Delta x \approx (eE / m)\delta t^2 \quad (23)$$

где $\delta t = \rho_0 / c\gamma^3$ время действия синхротронного излучения. Используя (10), получим

$$\Delta x \approx r_0 \frac{\gamma^{-2}}{\sqrt{\delta}} \quad (24)$$

Индукцированное этим смещением всех электронов среды с плотностью n_e электрическое поле можно записать как

$$E_m \approx en_e \times \Delta x = \frac{en_e r_0}{\sqrt{\delta}} \gamma^{-2} \quad (25)$$

которое порядка $n_e r_0 \rho_0^2 \gamma^{-6}$ величины поля синхротронного излучения. Мы можем интерпретировать данное явление как соответствующее уменьшение проводимости стенки. Для проекта CANDLE это значение порядка (для меди $n_e = 8.5 \times 10^{28} \text{ м}^{-3}$) 3.2×10^{-7} . Это означает, что индуцированный в пятне синхротронного излучения заряд для одного излучающего электрона порядка $3.2 \times 10^{-7} e$.

Сверхсветовое синхротронное излучение

Ниже представим некоторые оценки для сверхсветового «точечного» заряда, движущегося с угловой скоростью ω_0 по окружности радиуса ρ .

Предполагаем, что этот «точечный» заряд индуцирован соответствующим зарядом, движущимся по концентрической окружности с радиусом $\rho_0 = 1$. Таким образом, для траектории $\vec{r}^*(\tau)$ и линии $\vec{L}^*(\tau)$, соответствующей этой траектории в плоскости орбиты мы имеем:

$$\vec{r}^*(\tau) = \rho \vec{e}_1 \left(\frac{B\tau}{\rho} \right) \quad (26)$$

$$\vec{L}^*(\tau) = \rho \vec{e}_1 \left(\frac{B\sigma}{\rho} + \Phi^* \right) + (\tau - \sigma) (n_1 \vec{e}_1 \left(\frac{B\sigma}{\rho} + \Phi^* \right) + n_2 \vec{e}_2 \left(\frac{B\sigma}{\rho} + \Phi^* \right)) \quad (27)$$

где $B = \rho\beta = \rho\sqrt{1-\gamma^{-2}} > 1$.

Соответствующий сверхсветовому движению лоренц-фактор можно определить, как

$$G = 1 / \sqrt{B^2 - 1} = 1 / \sqrt{\rho^2 (1 - \gamma^{-2}) - 1} \quad (28)$$

Интересно найти такой радиус, при котором $G = \gamma$:

$$\rho = \sqrt{(\gamma^2 + 1) / (\gamma^2 - 1)} \quad (29)$$

В дальнейшем мы используем в качестве радиуса именно это значение.

Для сверхсветовых траекторий можно ввести аналогичный формализм линий электрического поля:

$$n_1 = \mp \frac{\sinh(BG(\tau - \sigma) + c_1)}{G(1 \pm B \cosh(BG(\tau - \sigma) + c_1))} \quad (30)$$

$$n_2 = \frac{B \pm \sinh(BG(\tau - \sigma) + c_1)}{1 \pm B \cosh(BG(\tau - \sigma) + c_1)} \quad (31)$$

Здесь мы имеем два разных решения («плюс» и «минус»).

Для сверхсветового движения интересно также выделить так называемую поверхность Маха, определяемую условием:

$$\vec{n}\vec{B} = 1 \quad (32)$$

Поле на поверхности Маха стремится к бесконечности.

Ниже представлено несколько рисунков электрических линий с использованием (27, 30, 31) (см. Рис. 13, 14).

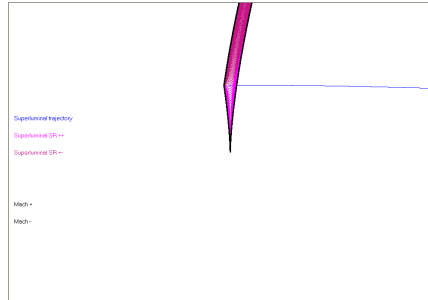


Рис. 13. Сверхсветовая траектория, $\gamma = 7$. Представлены система линий «плюс» для всех c_1 и поверхность Маха. Представленная система линий полностью расположена внутри области, ограниченной поверхностью Маха ($\gamma = G = 7$)

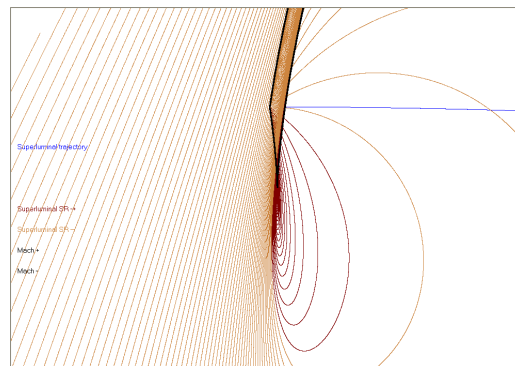


Рис. 14. Сверхсветовая траектория, $\gamma = 7$. Система линий «минус» для всех c_1 и поверхность Маха. Интересно отметить, что «клюв» ветки «плюс» поверхности Маха лежит на световой траектории (скорость линейного распространения по которой равна скорости света). Вблизи этой точки поле достигает своих максимальных значений.

Выводы

Основной целью представленного исследования является изучение тонкой пространственной структуры синхротронного излучения. В присутствии проводящих стенок вакуумной камеры, особенно расположенных наружу по радиусу ускорителя в собственное поле пучка, кроме собственного синхротронного излучения, дают вклад поля от «пятен» СИ, движущихся со скоростями, большими скорости света (сверхсветовое синхротронное излучение). При этом структура совокупного электромагнитного поля

реального пучка оказывается тоньше расстояний между частицами пучка. Это значит, что изучение влияния такой структуры должно быть учтено по крайней мере при расчетах динамики частиц ускорителя. Изученное явление может быть интересным также в исследованиях когерентного синхротронного излучения [13, 14]. Мы также надеемся, что новое поколение физиков, специалистов по ускорителям, продолжит исследования в этой интересной области физики.

Благодарности: Работа посвящена 80-летию Гарри Нагорского и памяти Андрея Амагуни.

Литература:

1. H. Wiedemann, Particle Accelerator Physics, Third Ed., Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007
2. http://xdb.lbl.gov/Section2/Sec_2-1.html
3. Synchrotron Radiation Basics, Methods and Applications, S. Mobilio, F. Boscherini, C. Meneghini Ed., Springer, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2015
4. L. Rivkin, Electron dynamics with Synchrotron Radiation, SRBasicsCAS16_LRivkin.pptx
5. Hofmann, The physics of synchrotron radiation, Cambridge University Press, 2004
6. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля, Москва, 1972
7. С.Г. Арутюнян, препринт ЕФИ-387(45)-79, Ереван, 1979
8. С.Г. Арутюнян, Г.А. Нагорский, Когерентное сложение полей релятивистских заряженных частиц, движущихся по криволинейным траекториям, ЖТФ, 55, 8, 1494-1499, 1985
9. М.А. Aginian, S.G. Arutunian, Force lines of electric and magnetic fields of arbitrary moving charge, Preprint YerPhI 684(74)-83, Yerevan, 1983
10. С.Г. Арутюнян, Линии электромагнитного поля произвольно движущейся в вакууме точечной заряженной частицы, Усп. физ. наук, 1986, 150, 3, 445-452.
11. CANDLE Design Report, July 2002
12. J.D. Jackson, Classical Electrodynamics, Third Ed., Wiley, 1999 /Models for the Molecular Polarizability
13. Novokhatski, Modeling of coherent synchrotron radiation using a direct numerical solution of maxwell's equationS, Proc. of ICAP2012, Rostock-Warnemünde, Germany, pp. 107-111.
14. Novokhatski, Coherent synchrotron radiation: theory and simulations, SLAC-PUB-14893, 2012.

Слоистая структура на основе пленок поликластерного алмаза и нитрида алюминия для устройств на поверхностных акустических волнах

С.А. Багдасарян^{1,2}, А.С. Багдасарян^{1,2,3}, А.Ф. Белянин^{1,2*}, А.Р. Мкртчян^{4,5,6}

¹Центральный научно-исследовательский технологический институт "Техномаш",
Москва

²Научно-производственное предприятие "Технологии радиочастотной идентификации и связи", Москва

³Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва

⁴Институт прикладных проблем физики НАН РА, Ереван

⁵Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, Россия

⁶Белгородский национальный исследовательский университет, Белгород, Россия

При изготовлении микросхем более эффективно можно использовать не однородные материалы, а слоистые структуры. Например, алмазы значительных размеров могут быть получены только в пленочном виде. Для создания устройств электронной техники перспективны поликластерные пленки алмаза (ППА), которые формируются объединением нанокластеров рентгеноаморфного алмазоподобного углерода глобулярного строения с последующим образованием кристаллической фазы алмаза с упорядоченным строением. ППА характеризуются идентичными алмазу рентгенограммами и имеют близкие с алмазом физико-химические характеристики.

Поликластерные пленки алмаза (ППА) формировались на подложках из Si и W из газовой фазы водорода и метана, активированной дуговым или СВЧ-разрядами, а также термически (метод "нагретой нити"). Пленки AlN выращивались при низких температурах (370–570 К) на ППА высокочастотным магнетронным реактивным распылением алюминия. Методами электронной микроскопии, рентгеновской дифрактометрии и спектроскопии комбинационного рассеяния света исследованы состав и строение ППА и пленок AlN. Представлены устройства на поверхностных акустических волнах на основе слоистых структур, содержащих ППА и пьезоэлектрические пленки AlN

Введение.

При создании устройств электронной техники перспективно использование пленок AlN, интерес к которым обусловлен, в основном, их пьезоэлектрическими и полупроводниковыми свойствами, а также высокими твердостью, химической

* E-mail: belyanin@cnititm.ru

инертностью и теплопроводностью [1–3]. В качестве теплоотводящего и защитного покрытия пленки AlN применяются при изготовлении устройств микро- и оптоэлектроники [3–5]. Нанесенные на автоэмиссионные катоды пленки AlN уменьшают порог автоэмиссии, стабилизируют параметры катодов и предотвращают их старение [6–8]. На основе слоистых структур алмаз/AlN, где AlN, легированный соответствующей примесью, является широкозонным полупроводником *n*-типа проводимости, трудно реализуемой у алмаза, возможно изготовление температурно- и радиационноустойчивых транзисторов и интегральных схем [9]. Легированный редкоземельными элементами или Mn, AlN проявляет люминесцентные свойства и может быть использован при создании электро- и катодолюминесцентных экранов. Эмиссионные свойства AlN проявляются при длинах волн от 215 нм и распространяются в голубую область видимой части спектра.

Наибольшие перспективы применения пленок AlN связывают с их пьезоэлектрическими свойствами – высокой скоростью распространения поверхностных акустических волн (ПАВ) (скорость ПАВ рэлеевского типа $V_R = 5,67$ км/с) и сильным пьезоэлектрическим эффектом (коэффициент электромеханической связи $k^2 \approx 0,8\%$). Звукопровод устройств на ПАВ на слоистых средах представляет непьезоэлектрический материал с нанесенной пьезоэлектрической пленкой. Применение слоистых структур подложка/AlN, где подложка – материал с высокой скоростью ПАВ (например, сапфир, Al₂O₃), а AlN – слой пьезоэлектрика, позволяет повысить верхнюю границу частотного диапазона устройств на ПАВ [4, 10]. В настоящее время с применением пьезоэлектрических пленок AlN изготовлены устройства на ПАВ, работающие на частоте > 3 ГГц [11, 12]. Важность создания слоистых структур на основе AlN связана с тем, что AlN в природе не существует, а монокристаллы AlN значительных размеров получить не удастся.

Для проявления пьезоэлектрических свойств пленка AlN должна иметь упорядоченное строение. Вырастить пленку с упорядоченным строением при низких температурах (< 600 К), а также на неориентирующих подложках из поликристаллических или рентгеноаморфных материалов позволяют методы ионно-плазменного распыления [4, 13, 14]. Для методов распыления характерны неравновесные условия кристаллизации, при которых преимущественное направление роста пленок определяется атомным строением ростовой поверхности выращиваемого материала [4, 13]. Текстурирование выращиваемых методами распыления пленок AlN (пространственная группа $R\bar{3}m$) может происходить по кристаллографическим направлениям <0001> (винтовые оси симметрии 6_3) или <11 $\bar{2}$ 0> (2_1) [4, 13]. В отличие от эпитаксиальных методов, требующих высоких температур (> 1300 К) и определенным образом ориентированной монокристаллической подложки,

при выращивании пленок методами распыления нет ограничений по температуре и материалу подложки.

В настоящей работе представлены результаты исследования строения пленок AlN, полученных методом ВЧ-магнетронного реактивного распыления, и характеристик устройств на ПАВ на основе этих пленок.

Методика эксперимента

Пленки AlN получали ВЧ-магнетронным реактивным распылением мишени из Al в азотсодержащей плазме. Использовали модернизированные вакуумные установки, оснащенные специально разработанными планарными магнетронами [4, 13, 15]. Пленки AlN выращивали на подложках из Si ориентации (100) (Si(100)); сапфира ($Al_2O_3(0001)$ и $Al_2O_3(01\bar{1}2)$); галлий-гадолиниевого граната ($Gd_3Ga_5O_{12}(111)$); поликристаллического корунда (поликора, Al_2O_3); плавленого кварца С-5; стекла К-8 и ситалла СТ-38 и СТ-50, при следующих условиях: состав газовой смеси – Ar + (40–60)%N₂ (по объему); давление газа 0,6–0,9 Па; напряжение ВЧ-разряда (13,56 МГц) 200–350 В; мощность ВЧ-разряда 0,5–3 кВт; расстояние между мишенью и подложкой 60–90 мм; величина электрического смещения па подложке 20–30 В; температура подложки 370–570 К. Со скоростью 1–3 мкм/ч выращены пленки AlN толщиной до 10 мкм.

Строение пленок AlN исследовали с использованием просвечивающего электронного микроскопа (ПЭМ) JEM 200С и растрового электронного микроскопа (РЭМ) Carl Zeiss Supra 40-30-87. Пленки методом ПЭМ исследовали в режиме просвечивания образцов, полученных растворением подложки из плавленого кварца в водном растворе 40% HF. Фазовый состав пленок определяли с использованием рентгеновского дифрактометра ARL X'tra (Thermo Fisher Scientific) (Cu ka -излучение, вращение образца, величина шага 0,02°, непрерывный режим (1 град/мин)). Размер кристаллитов (областей когерентного рассеяния рентгеновского излучения, L_{OKP}) определяли по дифрактограммам, а степень кристалличности (концентрацию поликристаллической фазы в объеме пленки, J), наклон оси текстуры относительно нормали к поверхности подложки (α) и разориентацию кристаллитов относительно оси текстуры (σ) – по дифрактограммам качания. Состав и строение пленок контролировали также спектроскопией комбинационного рассеяния (КР) света с использованием лазерного спектрометра LabRAM HR 800 (HORIBA Jobin-Yvon) (линия 632,8 нм He-Ne лазера; мощность лазера < 300 мВт; площадь пятна луча ~4 мкм², глубина анализируемого слоя ~3 мкм).

Возбуждающие и принимающие акустическую волну эквидистантные встречно-штыревые преобразователи (ВШП) устройств на ПАВ формировали фотолитографией методом контактной печати из пленок Al толщиной 0,2 мкм. Пленки Al получали методом ВЧ-магнетронного распыления на поверхности AlN слоистой структуры подложка/AlN. Для увеличения адгезии, перед осаждением Al, методом термического испарения наносили пленку V толщиной ~0,05 мкм.

Строение пленок AlN

Рентгеновские дифрактограммы выращенных пленок AlN показывают, что кристаллиты AlN аксиально текстурированы по направлению $\langle 0001 \rangle$ независимо от материала и кристаллографической ориентации подложки (рис. 1 и рис. 2). Сформированные пленки AlN имели волокнистое (столбчатое) строение с ориентированием волокон по направлению $\langle 0001 \rangle$, соответствующему ориентации оси текстуры (рис. 3,а). Пленки AlN, представляющие композит, состояли из когерентных кристаллической (игольчатые волокна с поперечным размером 50–400 нм) и рентгеноаморфной фаз, при этом рентгеноаморфная фаза заполняет промежуток между волокнами. До толщины ~20 нм пленки образованы нанокристаллитами конической формы в виде пирамидок, основания которых имеют псевдогексагональную форму (рис. 3,б). Волокнистая (столбчатая) текстура совершенствуется по мере увеличения толщины пленки AlN. Методы распыления основаны на создании неравновесных условий кристаллизации, при которых преобладает нетангенциальный рост (так называемый нормальный рост – рост перпендикулярно (нормально) к поверхности подложки). Образование упорядоченных пленок на неориентирующих подложках в неравновесных условиях при использовании методов распыления может быть охарактеризовано как формирование в условиях потери морфологической устойчивости [16]. Так как AlN сильный пьезоэлектрик, происходит взаимодействие заряда пленки с электронным лучом ПЭМ, поэтому не удастся использовать большие увеличения микроскопа и получены только изображения решетки (рис. 3,в).

Интенсивность (I) дифракционных максимумов AlN на рентгенограммах пропорциональна степени кристалличности пленок. Степень кристалличности изменялась в зависимости от условий выращивания в пределах $J = 0–95$ об.%, при этом кристаллическая фаза имела строение от разупорядоченной до ограниченной текстуры с разориентацией кристаллитов относительно оси $\langle 0001 \rangle$ текстуры $< 0,5^\circ$. Размер кристаллитов пленок AlN составлял $L_{\text{ОКР}} \approx 35–65$ нм. Наклон оси текстуры относительно нормали к поверхности подложки изменялся в пределах $\alpha \approx 0–12^\circ$, в зависимости от

направления потока пленкообразующих частиц, формируемого магнетронной распылительной системой [4, 13].

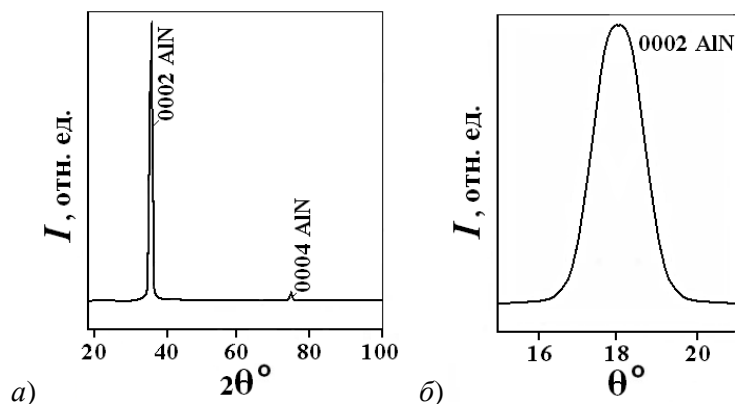


Рис. 1. Рентгенограммы пленки AlN толщиной ~1,5 мкм, выращенной на подложке из плавленного кварца: а) дифрактограмма; б) дифрактограмма качания максимума 0002

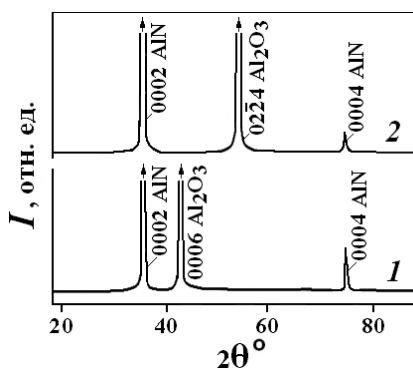


Рис. 2. Рентгеновские дифрактограммы пленок AlN толщиной ~1,5 мкм, выращенных при температуре 400 К на подложках из Al₂O₃(0001) (1) и Al₂O₃(01 $\bar{1}$ 2) (2)

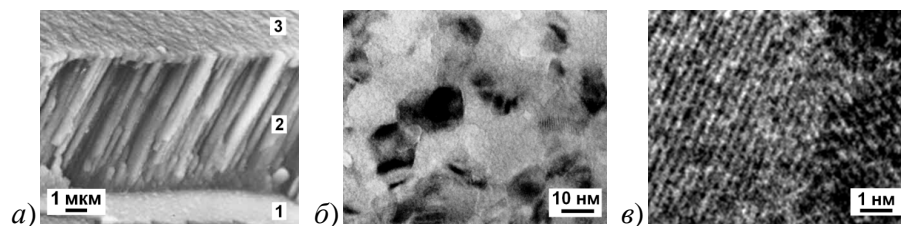


Рис. 3. Структура пленок AlN, выращенных на подложках из плавленного кварца: а) РЭМ-изображение поверхности подложки (1), поперечного скола (2) и ростовой поверхности пленки толщиной 5 мкм (3); б, в) ПЭМ-изображение (толщина пленки 30 нм).

При использовании подложек из $\text{Al}_2\text{O}_3(01\bar{1}2)$ при некоторых условиях в области температур $\sim 470\text{--}870\text{ K}$ наблюдался рост пленок AlN одновременно по нетангенциальному (формирование ориентационного соотношения $\text{Al}_2\text{O}_3(01\bar{1}2)/\text{AlN}(0001)$) и эпитаксиальному ($\text{Al}_2\text{O}_3(01\bar{1}2)/\text{AlN}(11\bar{2}0)$) механизмам [4]. На рентгеновских дифрактограммах, в зависимости от условий проведения процесса, изменялись интенсивности дифракционных максимумов 0002 и $11\bar{2}0$ (I_{hkl}) (рис. 4). По оси ординат на рис. 4 представлены значения интенсивности дифракционных максимумов 0002 и $11\bar{2}0$, приведенные к толщине пленок (h). Таким образом, на подложках любого материала можно получать пленки AlN достаточно структурно совершенные и ориентированные по $\langle 0001 \rangle$, но при разных условиях выращивания.

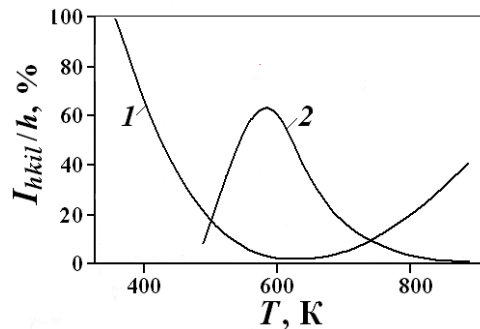


Рис. 4. Зависимости интенсивности дифракционных максимумов 0002 (1) и $11\bar{2}0$ (2) на рентгеновских дифрактограммах пленок AlN от температуры подложки из $\text{Al}_2\text{O}_3(01\bar{1}2)$

Рентгеновская дифрактометрия не чувствительна к кристаллитам размером $< 1\text{ нм}$, поэтому для изучения строения пленок дополнительно применяли спектроскопию КР. На спектрах КР пленок AlN толщиной $\sim 0,05\text{ мкм}$ наблюдали размытые полосы при сдвиге КР $\Delta\nu$ равном 238, 310 и 553 см^{-1} (рис. 5,а, кривая 1). На спектре КР пленки AlN толщиной $\sim 1,5\text{ мкм}$, обладающей большой концентрацией поликристаллической, сильно текстурированной по $\langle 0001 \rangle$ фазы, наблюдаются полосы при $\Delta\nu$ 249, 312, 491, 563, 609, 653 и 888 см^{-1} (полуширина полос (ширина на половине высоты) $\Delta\nu_{1/2} \approx 20\text{--}50\text{ см}^{-1}$) (рис. 5,а, кривая 2).

Рентгеноаморфное строение приводит к уширению и смещению полос, характерных для кристаллического строения, и появлению дополнительных полос. Положение, форма и интенсивность полос на спектрах КР отличаются для пленок AlN , сформированных различными методами (методы сублимации, вакуумного испарения, ионно-плазменного распыления и других) [14, 17–19]. Спектры КР рентгеноаморфных пленок AlN характеризуются размытыми слабыми полосами при $\Delta\nu$ 636–639; 690–692; 780 и 789–796 см^{-1} (рис. 5,б), положение и интенсивность которых зависят от температуры подложки, определяющей концентрацию и строение кристаллической фазы.

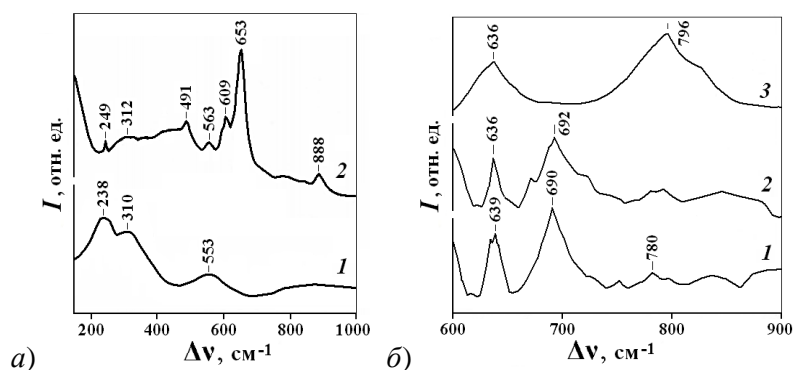


Рис. 5. Спектры КР пленок AlN, сформированных на подложках из: а) плавленого кварца (толщина пленок: $\sim 0,05$ мкм (1) и 1,5 мкм (2); температура подложек 570 К); б) Si (толщина пленок $\sim 0,2$ мкм; температура подложек: 570 К (1); 620 К (2); 720 К (3))

Устройства на ПАВ

Использованные для изготовления устройств на ПАВ пленки AlN имели удельное электрическое сопротивление $> 10^{14}$ Ом·см; коэффициент термического расширения $3,5 \cdot 10^{-6}$ К $^{-1}$; теплопроводность (200–280) Вт/(м·К). Адгезия пленок AlN составляла > 2 кгс/мм 2 , а шероховатость ростовой поверхности (перепад высот рельефа слоя, R_z) – $R_z \approx 0,032$ мкм, что соответствовало шероховатости подложек. Пленки AlN имели толщину $h = 1,3$ – $5,6$ мкм; $J = 34$ – 95% , и были аксиально текстурированы по направлению $\langle 0001 \rangle$. Отклонение оси текстуры $\langle 0001 \rangle$ от нормали к поверхности подложки составляло $< 1^\circ$.

Частота обработки сигнала устройств на ПАВ равна $f = V_R/4d$, где d – ширина электродов ВШП ($d = L/2$, L – суммарная ширина электрода и зазора между электродами). Полоса пропускания уменьшается при увеличении числа пар электродов (M), поэтому одна и та же конструкция может быть и линией задержки (время задержки $\tau = B/V_R$, B – расстояние между группами ВШП) и фильтром.

Характеристики слоистого звукопровода проверялись экспериментально на образцах линий задержки. Были изготовлены линии задержки двух типов: низкочастотная (период ВШП $2L = 40$ мкм; $M = 20$; длина электродов (апертура) $A = 10$ мм; $B = 2,8$ мм) и высокочастотная ($2L = 11,25$ мкм; $M = 20$; $A = 3$ мм; $B = 2,8$ мм). Полученные экспериментальные результаты измерений параметров линий задержки представлены на рис. 6,а и в табл. 1. Коэффициент электромеханической связи при использовании слоистых структур $\text{Al}_2\text{O}_3(01\bar{1}2)[\bar{2}110]/\text{AlN}(0001)$ и $\text{Al}_2\text{O}_3(0001)[10\bar{1}0]/\text{AlN}(0001)$, где $[\bar{2}110]$ и $[10\bar{1}0]$ – направления распространения акустической волны в плоскостях $(01\bar{1}2)$ и

(0001) подложки из Al_2O_3 , составлял 0,12% и 0,10%, соответственно. Коэффициент электромеханической связи вычислялся по результатам измерений активной составляющей полного сопротивления ВШП на резонансной частоте, вносимого затухания и статической емкости [20]. Измеренная экспериментально скорость ПАВ незначительно (<3%) отличается от теоретической (расчетной) (рис. 6,б), что свидетельствует о близости значений упругих постоянных пленок, полученных магнетронным распылением и выращенных эпитаксиально, значения которых были взяты за исходные при проведении расчета скорости ПАВ. Расхождение экспериментальной и теоретической зависимостей при малых толщинах пленки AlN объясняется высокой концентрацией рентгеноаморфной фазы в начале роста пленки.

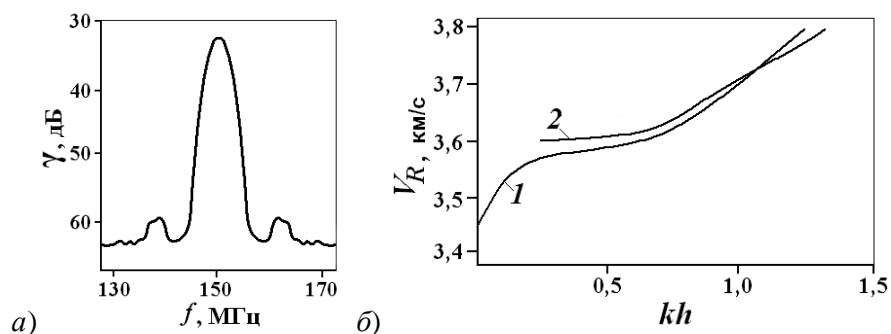


Рис. 6. а) Амплитудно-частотная характеристика линии задержки на ПАВ на слоистой структуре $\text{Al}_2\text{O}_3(01\bar{1}2)[\bar{2}110]/\text{AlN}(0001)$. б) Теоретическая (1) и экспериментальная (2) кривые зависимости скорости ПАВ от толщины пленки AlN слоистой структуры плавленый кварц/AlN

Таблица 1. Параметры линий задержки в зависимости от ориентационных соотношений слоистой структуры

Параметры	Слоистая структура	
	$\text{Al}_2\text{O}_3(01\bar{1}2)[\bar{2}110]/\text{AlN}(0001)$	$\text{Al}_2\text{O}_3(0001)[10\bar{1}0]/\text{AlN}(0001)$
Рабочая частота, f , МГц	149,9	504,8
Толщина пленки AlN, h , мкм	5,6	3,2
Приведенная толщина, kh	0,88	1,67
Скорость ПАВ, V_R , м/с	5996	5680
Время задержки, τ , мкс	0,465	0,493
Вносимые потери (несогла-сованный режим), γ , дБ	33	42

Было проведено сравнение приведенных в табл. 1 результатов измерений параметров устройств на слоистой структуре $\text{Al}_2\text{O}_3(01\bar{1}2)/\text{AlN}(0001)$, полученной методом

магнетронного распыления, с результатами аналогичных исследований на слоистой структуре $\text{Al}_2\text{O}_3(01\bar{1}2)/\text{AlN}(11\bar{2}0)$, полученной эпитаксиально [10]. Сравнение показало, что на пленках AlN, выращенных методом ВЧ-магнетронного реактивного распыления (структура $\text{Al}_2\text{O}_3(01\bar{1}2)/\text{AlN}(0001)$), параметры лучше. Вносимые потери устройства с пленкой AlN, выращенной эпитаксиально (структура $\text{Al}_2\text{O}_3(01\bar{1}2)/\text{AlN}(11\bar{2}0)$), с периодом ВШП равным 36 мкм (близко к значению периода слоистой структуры $\text{Al}_2\text{O}_3(01\bar{1}2)/\text{AlN}(0001)$) превышают величину 55 дБ, что на 22 дБ больше, чем у слоистой структуры $\text{Al}_2\text{O}_3(01\bar{1}2)/\text{AlN}(0001)$. Измеренное значение k^2 слоистой структуры $\text{Al}_2\text{O}_3(01\bar{1}2)/\text{AlN}(0001)$, равное 0,12% при значениях приведенной толщины пленок AlN $kh = 0,88$, где k – волновое число, h – толщина пленки AlN ($k = 2\pi/\lambda$, где $\pi = 3,14$, λ – длина ПАВ), также несколько превосходит значение k^2 , приводимое для эпитаксиальных структур для такой же толщины пленки AlN.

Для сравнительной оценки влияния изменений толщины пленки AlN и значений упругих постоянных выполнен расчет зависимости V_R от толщины пьезоэлектрической пленки kh при изменении значений упругих постоянных пленки для ориентационного соотношения $\text{Al}_2\text{O}_3(0001)[10\bar{1}0]/\text{AlN}(0001)$. Рассчитанная зависимость $V_R(kh)$ для случая нулевых изменений упругих постоянных C_{22} и C_{33} , а также при их изменения на $\pm 7\%$, показали, что изменение значений упругих постоянных пьезоэлектрической пленки AlN значительно сильнее влияет на скорость ПАВ, чем изменение ее толщины. Было исследовано влияние строения пленок AlN, выращенных на подложках из различных материалов, на рабочую частоту и вносимые потери линий задержки (табл. 2). С увеличением степени кристалличности и размера кристаллитов, а также уменьшением разориентации кристаллитов пленок AlN вносимые потери устройств на ПАВ могут быть уменьшены до 20%.

Таблица 2. Влияние строения пленок AlN, выращенных ВЧ-магнетронным распылением на различных подложках, на рабочую частоту и вносимые потери линий задержки

Слоистый звукопровод	Строение пленки AlN			Параметры ЛЗ	
	J , %	$L_{\text{ОКР}}$, нм	σ , град	f , МГц	γ , дБ
Поликор/AlN(0001)	34	38	2,6	72,3	45
Стекло/AlN(0001)	59	63	2,2	40,5	35
Ситалл/AlN(0001)	51	44	2,4	54,4	36
$\text{Al}_2\text{O}_3(0001)/\text{AlN}(0001)$	95	58	0,9	71,0	33
Si(100)/AlN(0001)	40	44	3,2	63,8	–
$\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}(111)/\text{AlN}(0001)$	35	51	3,4	41,6	40

Заключение.

Пленки AlN выращивали ВЧ-магнетронным реактивным распылением мишени из Al в азотсодержащей плазме при низких температурах (370–570 К). Выращенные пленки AlN, представляющие композит, состояли из кристаллической (игольчатые волокна с поперечным размером 50–400 нм) и когерентной с ней рентгеноаморфной фаз, при этом рентгеноаморфная фаза заполняла промежутки между волокнами. Рентгеновские дифрактограммы выращенных пленок AlN ($P6_3mc$) показывают, что кристаллиты AlN ориентированы по направлению $\langle 0001 \rangle$ независимо от материала и кристаллографической ориентации подложки. Эпитаксиальный рост на подложках из $Al_2O_3(01\bar{1}2)$ проявлялся только при температурах $\sim 470\text{--}870$ К, при которых пленки AlN растут одновременно по нетангенциальному и эпитаксиальному механизмам. Независимо от природы материала и кристаллографического ориентирования подложки из монокристаллического материала образование кристаллитов пленки происходит по плоскостям нормальным к винтовым осям симметрии. Степень кристалличности пленок AlN изменялась в зависимости от условий выращивания в пределах $J = 0\text{--}95$ об.%, при этом кристаллическая фаза имела строение от разупорядоченной до текстуры с разориентацией кристаллитов относительно оси текстуры $\langle 0001 \rangle$ $\sigma < 0,5^\circ$. Размер кристаллитов пленок AlN составлял $L_{OKP} \approx 35\text{--}65$ нм. Преимущественное направление роста пленок, выращиваемых в неравновесных условиях методами распыления, определяется атомным строением выращиваемого материала, а ориентирование пленок относительно подложек – направлением потока пленкообразующих частиц.

Характеристики слоистого звукопровода с использованием в качестве пьезоэлектрика пленки AlN проверялись экспериментально на образцах линий задержки на ПАВ. Коэффициент электромеханической связи при использовании слоистых структур $Al_2O_3(01\bar{1}2)[\bar{2}110]/AlN(0001)$ и $Al_2O_3(0001)[10\bar{1}0]/AlN(0001)$ составлял 0,12% и 0,10%, соответственно. Было изучено влияние полученных пленок AlN со степенью кристалличности 34–95 об.%, размером кристаллитов 38–63 нм и разориентацией кристаллитов $0,9\text{--}3,4^\circ$ на рабочую частоту и вносимые потери линий задержки на ПАВ. С увеличением степени кристалличности и размера кристаллитов, а также уменьшением разориентации кристаллитов пленок AlN вносимые потери устройств на ПАВ могут быть существенно уменьшены. Показана возможность использования слоистой структуры подложка/AlN (подложка – Al_2O_3 , $Gd_3Ga_5O_{12}$, Si, поликор, стекло, ситалл) при изготовлении устройств на ПАВ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 16-07-00464 А и № 15-07-01528 А).

Литературы:

1. Bo L., Xiao C., Hualin C., Ali Mohammad M., Xiangguang T., Luqi T., Yi Y., Tianling R. Surface acoustic wave devices for sensor applications // *Journal of Semiconductors*. 2016. V. 37. № 2. 021001-1-9.
2. Самойлович М.И., Беянин А.Ф. Наноструктурированные пленки AlN: получение, строение и применение в электронной технике // *Инженерная физика*. 2006. № 5. С. 51–56.
3. Belyanin A.F., Bouilov L.L., Zhirnov V.V., Kamenev A.I., Kovalskij K.A., Spitsyn B.V. Application of aluminum nitride films for electronic devices // *Diamond and Related Materials*. 1999. V. 8. P. 369–372.
4. Беянин А.Ф. Диссертация на соискание ученой степени доктора технических наук. Москва, 2002.
5. Wang C.C., Chiu M.C., Shiao M.H., Shieua F.S. Characterization of AlN thin films prepared by unbalanced magnetron sputtering // *Journal of The Electrochemical Society*. 2004. V. 151 № 10. P. 252–256.
6. Беянин А.Ф., Борисов В.В., Тимофеев М.А., Ламский А.Н. Ненакаливаемые катоды на основе углеродных наноструктурированных слоистых структур // *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*. 2013. № 4. С. 31–36.
7. Беянин А.Ф., Самойлович М.И., Житковский В.Д., Пашенко П.В., Тимофеев М.А., Ковальский К.А., Клещева С.М., Борисов В.В., Петухов К.Ю. Слоистые ненакаливаемые катоды // *Нано- и микросистемная техника*. 2005. № 8. С. 39–47.
8. Беянин А.Ф., Ламский А.Н., Пашенко П.В. Ненакаливаемые катоды на основе наноструктурированных слоистых структур // *Системы и средства связи, телевидения и радиовещания*. 2012. № 1,2. С. 89–95.
9. Teremetskaya I.G., Varnin V.P., Polyakov V.I., Khomich A.V., Perov P.I., Rossukanyi N.M., Rukovishnikov A.I., Belyanin A.F., Popovici G. Characterisation of diamond films grown on AlN/silicon substrates and heterostructures with such films // *Applications of Diamond Films and Related Materials. Third International Conference*. Ed.: A.Feldman, Y.Tzeng,

- W.A.Yarbrough, M.Yoshikawa, M.Murakawa. Gaithersburg. USA. 1995. P. 469–472.
10. Shiosaki T., Yamamoto T., Oda T., Harada K., Kawabata A. Low temperature growth of piezoelectric AlN films for surface and bulk wave transducers by RF planar magnetron sputtering // *Pros. IEEE. 1980. Ultrasonic Symposium.* P. 451–454.
 11. Xu J., Thakur J.S., Hu G., Wang Q., Danylyuk Y., Ying H., Auner G.W. Angular dependence of surface acoustic wave characteristics in AlN thin films on a-plane sapphire substrates // *Applied Physics A.* 2006. V. 83. P. 411–415.
 12. Kaletta U.C., Santos P.V., Wolansky D., Scheit A., Fraschke M., Wipf C., Zaumseil P., Wenger C. Monolithic integrated SAW filter based on AlN for high-frequency applications // *Semiconductor Science and Technology, IOP Publishing.* 2013. V. 28. № 6. doi.org/10.1088/0268-1242/28/6/065013.
 13. Белянин А.Ф., Бульенков Н.А., Корсун Г.И., Тер-Маркарян А.А. // *Техника средств связи.* 1987. Серия: ТПО. Выпуск 1. С. 35–44.
 14. Jagannadham K., Sharma A.K., Wei Q., Kalyanraman R., Narayan J. Structural characteristics of AlN films deposited by pulsed laser deposition and reactive magnetron sputtering: a comparative study // *Journal of Vacuum Science & Technology A.* 1998. V. 16, № 5. P. 2804–2815.
 15. Багдасарян С.А., Борисов В.В., Сушенцов Н.И., Степанов С.А. // *Приволжский научный вестник.* 2017. № 2. С. 22–28.
 16. Чернов А.А. Теория устойчивости гранных форм роста кристаллов // *Кристаллография.* 1971. Т. 16. Вып. 4. С. 842–863.
 17. Oliveira C., Otani C., Maciel H.S., Massi M., Noda L.K., Temperini M.L.A. Raman active E2 modes in aluminum nitride films // *Journal of Materials Science: Materials in Electronics.* 2001. V. 12. P. 259–262.
 18. Liu L., Liu B., Edgara J.H., Rajasingam S., Kuball M. Raman characterization and stress analysis of AlN grown on SiC by sublimation // *Journal of Applied Physics.* 2002. V. 92. № 9. P. 5183–5188.
 19. Самойлович М.И., Белянин А.Ф. Формирование наноструктурированных пленок алмазоподобных материалов. Часть 1,2 // *Нано- и микросистемная техника.* 2006. № 7. С. 21–34. № 8. С. 14–25.
 20. Tsubouchi K., Sugai K., Mikoshiba N. High-frequency and low-dispersion SAW devices on AlN/Al₂O₃ and AlN/Si for signal processing // *Proc. IEEE 1980 Ultrasonics Symposium.* P. 446–450.

Фундаментальные основы создания перспективной элементной базы систем мониторинга критически важных объектов: беспроводные датчики на поверхностных акустических волнах

А.С. Багдасарян^{1,2,3*}, Мкртчян А.Р.^{4,5,6}, С.А. Багдасарян^{1,2}, В.В. Коробкин⁷

¹*ФГУП НИИ Радио, Москва*

²*Научно-производственное предприятие “Технологии радиочастотной идентификации и связи”, Москва*

³*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва*

⁴*Институт прикладных проблем физики НАН РА, Ереван*

⁵*Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, Россия*

⁶*Белгородский национальный исследовательский университет, Белгород, Россия*

⁷*Научно-исследовательский институт многопроцессорных вычислительных систем им. академика А.В. Каляева, Таганрог*

В представленной статье обсуждается приоритетная проблема обеспечения безопасности на основе фундаментальных современных исследований в области акустоэлектронных технологий за счет использования техники пассивных и/или полуактивных (использующих энергию опросного сигнала) датчиков физических величин.

Введение.

Датчики как самостоятельные, конструктивно автономные средства измерений, размещаемые в месте отбора информации, исполняющие функцию преобразования измеряемой величины в электрическую или электромагнитную величину, стали важными элементами информационно-измерительных систем, систем автоматического управления технологическими процессами и аналитических измерений. Потребность в датчиках стремительно растет в связи с быстрым развитием автоматизированных систем контроля и управления, внедрением новых технологических процессов, переходом к гибким высокопроизводительным автоматизированным производствам. Поиск новых типов средств измерительной техники в развитых странах осуществляется постоянно, при этом расширяется круг используемых материалов и технологий. Зарубежными учеными также ведутся работы по созданию датчиков, отвечающих современным требованиям (например, фирма Siemens). Предпочтение отдается акустоэлектронным датчикам, обеспечивающим

* E-mail: bas@niir.ru

высокую температурную и радиационную стойкость и позволяющим осуществлять энергонезависимый дистанционный съём информации. Из всех типов акустоэлектронных устройств с точки зрения практических применений наибольший интерес вызывают приборы на поверхностных акустических волнах (ПАВ), распространяющихся вдоль поверхности твердых тел в относительно тонком приповерхностном слое. Этот интерес обусловлен, возможностью создания приборов с разнообразными характеристиками, возможностью доступа к поверхности материала на пути распространения волны, а также технологией изготовления приборов на ПАВ по стандартной планарной технологии интегральных схем. Пассивные дистанционные датчики могут быть реализованы на базе хорошо изученных и широко используемых линий задержек на ПАВ, в которых чувствительность самой пьезоэлектрической подложки к воздействию измеряемой величины положена в основу работы прибора. Линия задержки является не только первичным чувствительным элементом к измеряемой величине, но и позволяет задержать информационный сигнал на достаточную величину для исключения мешающих отражений от окружающих предметов. Однако принцип работы таких датчиков предполагает непосредственное взаимодействие измеряемой среды со звукопроводом (в датчиках давления, газовых сенсорах), что сопровождается воздействием внешних неблагоприятных факторов, таких как влага, механические загрязнения, что влечет за собой изменение граничных условий и, как следствие, потере информационного сигнала. Хрупкость пьезоэлектрической подложки, например, в датчике давления ограничивает диапазон измеряемых параметров и кроме того, требует принятия дополнительных мер по обеспечению передачи изгибных деформаций к устройству. Такие датчики позволяют проводить только непрерывные измерения физических величин в реальном масштабе времени и не обеспечивают возможность регистрации пороговых значений физических величин, а также одновременного измерения нескольких физических величин.

Пассивные дистанционные ПАВ-датчики.

В ряде работ авторов статьи, было предложено модулирование параметров отраженной поверхностной акустической волны внешними чувствительными элементами, подключаемыми к линиям задержки на ПАВ (рис. 1) [1-6].

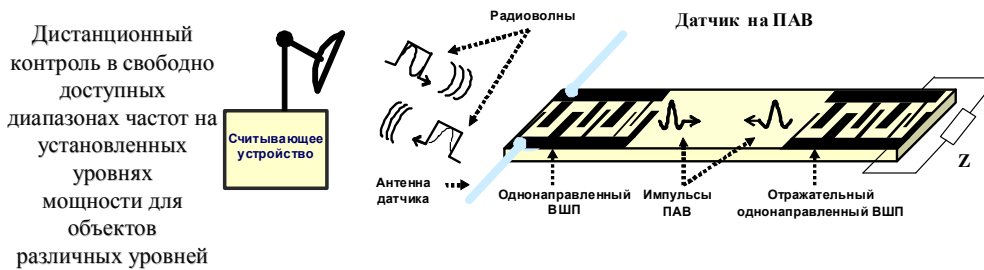


Рис. 1

На рис. 1 приведен простейший вариант пассивного ПАВ-датчика, работающего по принципу радиолокатора с пассивной целью. Датчик представляет собой линию задержки (ЛЗ) на ПАВ, содержащую два ВШП. Первый преобразователь соединен с приемно-передающей антенной, второй представляет собой отражательный ВШП, нагруженный на чувствительный элемент.

Принцип работы: от считывателя на приемно-передающий ВШП подается считывающий радиоимпульс с частотой заполнения, равной частоте акустического синхронизма преобразователя и вследствие обратного пьезоэффекта преобразуется в ПАВ, которые достигая второго преобразователя, нагруженного на импеданс Z чувствительного элемента, отражаются от него. Коэффициент отражения ПАВ зависит от величины нагрузки. При изменении величины нагрузки под действием измеряемой физической величины меняется коэффициент отражения ПАВ от отражательного ВШП. Таким образом, линия задержки на ПАВ является информационным проводником, преобразующим информацию об измеряемой физической величине, которая определяется величиной импеданса Z чувствительного элемента, в амплитуду электромагнитного СВЧ импульса. И решение поставленной здесь проблемы напрямую связано с разработкой научных основ расчета и проектирования сенсоров новых поколений беспроводных пассивных твердотельных сенсорных устройств, опрос которых по радиоканалу основан на принципе пассивной локации для единой интеллектуальной системы мониторинга технического состояния, инфраструктуры и состава КВО в режиме реального времени.

Авторами статьи впервые предложен ряд конструкций датчиков дистанционного контроля физической величины на ПАВ [7-9]. Такой подход является новым и перспективным для создания энергонезависимых дистанционных датчиков различных физических величин. В этом случае линия задержки является преобразователем состояния внешних чувствительных элементов в информационный сигнал и может быть герметизирована для исключения влияния внешних дестабилизирующих факторов на подложку. Кроме того, датчики с внешними чувствительными элементами позволят

проводить одновременные измерения нескольких физических величин и измерения в труднодоступных местах. В связи с тем, что чувствительные элементы могут иметь индуктивный, резистивный и емкостной характер, возникает задача исследования влияния величин и способов их подключения на параметры отраженной ПАВ и амплитуду информационного сигнала.

Повысить точность измерений можно путем получения от датчика не одного, а двух отраженных импульсов, причем амплитуда одного импульса (опорного) должна быть неизменной, а амплитуда другого - зависеть от величины нагрузки. Это достигается введением в устройство еще одного отражательного опорного ВШП (или ВШС- встречно-штыревой структуры). Поэтому в дальнейшем всегда имеется в виду, что имеется опорный ВШП, который может располагаться либо в одном акустическом канале с отражательным ВШП, либо в другом канале, причем центральная частота в этом канале может отличаться от центральной частоты в канале, где расположен отражательный ВШП, нагруженный на измерительный импеданс.

Повысить точность измерений можно также с использованием управляемых отражателей в ПАВ - датчиках с функциями радиочастотной идентификации (РЧИ). Возможность управления коэффициентом отражения ПАВ от встречно-штыревой структуры (ВШС) с помощью внешней электрической нагрузки (с проводимостью Y_0) была впервые обоснована еще в 1969 г. [10]. Если брэгговские отражения ПАВ от электродов - несущественны, то коэффициент отражения ПАВ от такой структуры связан с электрической регенерацией ПАВ в поле падающей волны. В общем же случае полный коэффициент отражения ПАВ от ВШС обусловлен суперпозицией двух механизмов отражения:

- электрической регенерации и
- локальных (брэгговских) отражений от электродов как поверхностных неоднородностей (электрических, возникающих вследствие “закорачивания” тангенциальной составляющей напряженности электрического поля под металлическими полосками на поверхности пьезоэлектрика), так и упругих, возникающих из-за конечной массы электродов.

Если добротность электрической нагрузки достаточно высока, то - из-за изменения фазовых соотношений между комплексными величинами, амплитуда полного коэффициента отражения может быть, как заметно увеличена, так и существенно уменьшена (вплоть до практически полного устранения отражений ПАВ от ВШС даже при довольно сильных брэгговских отражениях от закороченной многоэлектродной структуры). Этот эффект был доказан и теоретически и экспериментально [11].

Позже было обращено внимание на то, что при использовании в качестве управляемого акустического “зеркала” однонаправленного преобразователя, то изменением высокочастотной электрической нагрузки (при) можно эффективно изменять фазу коэффициента отражения ВШС без существенного изменения его амплитуды [4, 12, 13] . Аналогичного эффекта можно добиться и с помощью отражателей ОАВ, о чем подробно рассказано в монографии [14].

Последнее обстоятельство может быть использовано для создания комбинированных устройств, совмещающих функции датчиков различных физических параметров внешней среды и радиочастотных меток (РЧМ). Для этого нужно, чтобы электрические нагрузки образующих кодовую последовательность отражателей, выполненных в виде однонаправленных ВШС, содержали элементы, электрические свойства которых зависели от подлежащего измерению внешнего фактора (температуры, давления, концентрации опасных веществ и т.п.).

В этой связи в ближайшее время следует ожидать достижения результатов мирового уровня. Будет проведен ряд комплексных теоретических и экспериментальных исследований датчиков давления, перемещений, напряженного состояния, вибраций, температуры для высокоточного дистанционного измерения физических параметров и разработаны базовые принципы считывания информации с пассивных датчиков. Будут исследованы возможности использования разрабатываемых датчиков в качестве элементов терминалов инфокоммуникационных систем и/или сетей и определение их предельно достижимых требований к количественным характеристикам. Разработка концепции использования мобильных и стационарных терминалов инфокоммуникационных систем и/или сетей, взаимодействующих в ближней зоне по радиоканалу с датчиками физических величин существенно расширит возможности обеспечения безопасности и противодействия терроризму.

Важным аспектом настоящего фундаментального исследования являются отражения ПАВ от ВШП, связанного с элементом, чувствительным к акустическому полю и влияющему на общую величину импеданса ВШП (и тем самым на коэффициент отражения ПАВ от ВШП) [15]. При изменении импеданса ВШП изменяется фаза и коэффициент отражения ПАВ. Одним из наиболее точных методов расчета устройств на ПАВ является метод связанных мод (СОМ-метод). Этот метод учитывает, в частности, при расчете устройств на ПАВ как толщину, так и ширину металлических электродов ВШП, нанесенных на поверхность пьезокристаллической подложки.

Однако в рамках такой теории затруднен учет таких факторов как изменение периода ВШП, его аподизации и т.д. Чтобы учесть переотражения между электродами

ВШП, можно описать каждую волновую секцию ВШП как одномерный преобразователь. В этом случае секции в пределах ВШП будут соединены электрически параллельно. Каждая секция будет описываться четырьмя линейными уравнениями, которые будут связаны между собой неизвестными, характеризующими падающие и отраженные волны от каждой секции. Токи всех секций будут суммироваться, так как они соединены в пределах ВШП параллельно, и суммарный ток будет входить в уравнение непрерывности тока, которое связывает токи на ВШП с приложенным к нему напряжением.

Новизна предлагаемой нами постановки и решения заявленной проблемы состоит в проведении теоретических и экспериментальных исследований отражений ПАВ от одиночных электродов, определяющих уникальную кодовую последовательность (для выполнения функции радиочастотной идентификации датчика), электродов встречно-штыревых преобразователей (ВШП) и встречно-штыревых секций (ВШС) с приложением в области разработки беспроводных пассивных датчиков на ПАВ с внешним импедансом, зависящим от внешних воздействий.

Методологический подход к обработке экспериментальных результатов идентичен во всех случаях и основывается на методе полиномиальной регрессии (приближения) второй степени. На основании обработки полученных экспериментальных результатов методом полиномиальной регрессии второй степени легко получить математические выражения, определяющие зависимость основных СОМ-параметров от типа и геометрии электродной структуры и типа используемого пьезоэлектрика.

Базовым компонентом пассивного датчика на ПАВ является чувствительный элемент на ПАВ, принцип действия которого основан на том, что время распространения ПАВ между двумя ВШП зависит от изменений некоторых физических величин. На основе этих чувствительных элементов разрабатываются надежные и сравнительно недорогие пассивные датчики для различных областей применения. Уникальной особенностью акустических датчиков является прямая зависимость их выходных характеристик от изменения ряда физических и химических параметров, таких как температура, масса, напряжение, деформация, для жидкостей: плотность, вязкость, проводимость и диэлектрическая проницаемость. При разработке пассивных датчиков важным является выбор устройства для преобразования ПАВ, в которых заключена информация об изменениях измеряемых физических параметров в выходной электрический сигнал. Любое малое возмущение, появляющееся в акустических волнах, должно вызывать значительный отклик в преобразованном выходном электромагнитном сигнале. Возможность реализации этого заключена в огромной разности скоростей распространения акустической и электромагнитной волн (порядка 10^5).

Интеллектуальные ПАВ - датчики. Объединение датчиков (сенсоров) с микропроцессорами приводит в последнее время к появлению интеллектуальных датчиков (ИД) различных физических величин – ИДД (давления), ИДТ (температуры), ИДП (перемещения), ИДС (состава) и др. ИД (сенсор +микропроцессор) обеспечивают: возможность двустороннего обмена цифровой информации при настройке и эксплуатации; диагностику датчика и электроники; измерение диапазона измерений в широких пределах; стабильный результат измерений при изменяющихся режимах работы; обеспечения высокой точности измерений (до 0,1%).

В соответствии с таким подходом ИД предлагается рассматривать, как совокупность реализуемых в нем математических методов, алгоритмов, программных и аппаратных решений (рис. 2).

Интеллектуальный мониторинг

ИД (сенсор +микропроцессор)обеспечивают:

- Возможность двустороннего обмена цифровой информации при настройке и эксплуатации;
- Диагностика датчика и электроники;
- Измерение диапазона измерений в широких пределах;
- Стабильный результат измерений при изменяющихся режимах работы;
- Обеспечения высокой точности измерений (до 0,1%)

В соответствии с таким подходом ИД предлагается рассматривать, как совокупность реализуемых в нем математических методов, алгоритмов, программных и аппаратных решений.



Рис. 2

Поэтому конкурентоспособные ИД могут быть созданы только в рамках системного подхода, содержание которого отражает четырехуровневая пирамида, представленная на рис. 2. В соответствии с таким подходом ИД можно рассматривать, как совокупность реализуемых в нем математических методов, алгоритмов, программных и аппаратных решений. На вершине пирамиды находятся математические методы обработки и преобразований измеряемых переменных, которые могут включать, например, методы первичной обработки сигналов, методы аппроксимации, используемые для построения градуировочных характеристик, методы расчетов текущих и

программируемых значений и оценок состояний давления, температуры и др. физических параметров системы мониторинга. Выбор математических методов оказывает непосредственное влияние на технические характеристики ИД. При этом, технические возможности современной микро- и нано-элементной базы, особенно, на наш взгляд, акустоэлектронных сенсоров – датчиков на ПАВ, открывают раннее не реализованные применения в ИД богатого багажа различных численных методов их модификаций и результатов новых разработок.

Для реализации выбранных математических методов и формул синтезируются микропроцессорные алгоритмы (следующий более низкий уровень пирамиды на рис. 2), отражающие особенности микропроцессорной обработки информации в проектируемом ИД. В состав алгоритмического обеспечения, кроме вычислительных микропроцессорных алгоритмов, входят логические алгоритмы управления функционированием системы в различных режимах работы с различными сенсорами, прежде всего в режиме «on-line», а также алгоритмы идентификации этих сенсоров и режимов работы.

Объединение датчиков (сенсоров) с микропроцессорами приводит в последнее время к появлению интеллектуальных датчиков (ИД) различных физических величин – ИДД (давления), ИДТ (температуры), ИДП (перемещения), ИДС (состава) и др. ИД (сенсор + микропроцессор) обеспечивают: возможность двустороннего обмена цифровой информации при настройке и эксплуатации; верификацию, диагностику датчика и электроники [16]; измерение диапазона измерений в широких пределах; стабильный результат измерений при изменяющихся режимах работы; обеспечения высокой точности измерений (до 0,1%).

Для мониторинга и контроля состояния износа различных частей КВО в режиме реального времени предлагается схема организации передачи и обработки информации, в составе сенсорной сети. Для увеличения дальности действия сенсорной сети будет использована архитектура, состоящая из пассивных (ПАВ-датчики) и активных узлов, чтобы расширить диапазон и охватывать большую зону [17]. С целью высокоточного определения значения физических параметров разработана оригинальная двухступенчатая процедура обнаружения откликов от сенсоров, распознающая существующие датчики в каждом секторе и удаляющая мешающий сигнал-отклик от других датчиков из искомого отклика датчика.

Рассмотрим данную оригинальную процедуру обнаружения сигналов от датчиков на ПАВ. Хотя число датчиков в системе может быть значительно увеличено использованием направленных антенн, сложность получения информации от них определяется наличием помех, особенно среди ответных сигналов датчиков, попадающих

в главный лепесток действия антенны. При влиянии мешающих откликов более двух датчиков на отклик искомого датчик, пики, скрытые в шуме и распознающиеся процедурами, основанными на традиционных пиковых поисковых методах, являются ошибочными.

В этой связи предлагается идея интеллектуального удаления нежелательных помех от ответного сигнала для улучшения производительности системы по сравнению с используемым в настоящее время слепым методом автокорреляции. Для этого для любого сектора применяется двухэтапная процедура опроса.

1-й этап. Фаза инициализации

В этой фазе пытаются распознаться конфигурация системы. Для этого устанавливается поисковая таблица K для каждого сектора, которая содержит все возможные коды. Затем опрашиваются датчики в этом секторе со всеми возможными кодами. Для любого кода общим сигналом ответа является импульс - сигнал с двумя пиками в середине, отмечается существование датчика с этим определенным кодом в таблице поиска. Расстояние между пиками дает грубую оценку температуры, обнаруженной этим датчиком. В конце шага инициализации таблица поиска включает все коды, соответствующие существующим датчикам в секторе. Так как фаза инициализации работает только один раз или менее часто, то это время не является чувствительным, возможно проделать этот этап с намного более узким образцом излучения основной ширины лепестка, чтобы достигнуть более высокой уверенности в конфигурации системы.

2-й этап. Фаза опроса.

Фаза опроса выполняется повторным способом. В этой фазе каждый датчик индивидуально опрошен сигналом с соответствующей кодовой комбинацией. Сигнал ответа получен опрашивающим устройством и сохранен, чтобы быть проанализированным. Ответный сигнал $y_i(t)$ включает ответ от целевого датчика, перепутанного с нежелательными сигналами ответа от других датчиков в секторе, а также с шумами. Сигнал ответа представляется как:

$$y_i(s_i, t) = x_i(t) * \sum_{k \in K} [a_k h_k(s_k, t) + n_k(t)] + n(t) \quad (1)$$

где $x_i(t)$ является сигналом опрашивающего устройства с кодом реверсирования времени, a_k - эквивалентный коэффициент пути между опрашивающим устройством и k -м датчиком, рассматривая оба направления, $h_k(s, t)$ импульсная характеристика k -го датчика с распознающимся параметром, k (температура, T_k в нашем случае), $n_k(t)$ является шумовой составляющей k -го датчика, и шум в устройстве считывания.

Конфигурационная информация, извлеченная в фазе инициализации, может использоваться, чтобы более точно локализовать пики в сигнале следующим образом. Во-первых, мы оцениваем ответ от любого из существующих нежелательных датчиков со значительным уровнем помех. Для этого мы вычисляем ожидаемый сигнал ответа для каждого из вмешивающихся датчиков. Затем мы оцениваем усиление пути для каждого датчика, коррелируя сигнал ответа с ожидаемым сигналом. Корреляция должна быть максимизирована, проверяя сигналы ответа, соответствующие различным значениям параметров обнаружения. Затем этот сигнал уменьшается от принимаемого сигнала, чтобы удалить помехи сигнала этого датчика. Эта процедура выполняется для всех датчиков в секторе. Затем получающийся сигнал является интерференционным свободным или пониженным для интерференции сигналом и включает требуемый сигнал со случайными помехами. Теперь мы можем найти максимальные пиковые расположения, который идентифицирует температуру (или другой физический параметр, например давление), обнаруженную этим определенным датчиком. Разработана структурная схема приемника с предлагаемой процедурой.

Подробно оригинальная двухступенчатая процедура обнаружения откликов от сенсоров, распознающая датчики в каждом секторе и удаляющая мешающий сигнал-отклик от других датчиков из искомого отклика датчика, описана в работе [18].

Кроме этого возможно применение многослойной технологии монтажа кристаллов датчиков на ПАВ в керамике LTCC (Low Temperature Cofire Ceramic), расширяющей и дополняющей возможности единой системы интеллектуального мониторинга в части снижения массогабаритных характеристик, повышения чувствительности и помехозащищенности [19,20].

Применение керамики LTCC для монтажа кристаллов датчиков на ПАВ обеспечивает высокие электрические характеристики, надежность, высокую степень миниатюризации и возможность применения методов поверхностного монтажа [21, 22].

Литература:

1. Багдасарян С., Днепровский В., Карапетьян Г., Нефедова Н., Синецына Т. Пав-Датчики Дистанционного Контроля Физических Величин Электроника: Наука, технология, бизнес. 2008. № 1. С. 46-51.
2. Катаев В.Ф., Багдасарян А.С., Карапетьян Г.Я., Днепровский В.Г. Датчики На Поверхностных Акустических Волнах Для Дистанционного Контроля Температуры Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 2008. № 5 (77). С. 31-32.

3. Багдасарян С.А., Бутенко Е.В., Карапетьян Г.Я., Нефедова Н.А., Ханапова М.Т., Хлынова М.А., Шварова Е.В. Датчики На Поверхностных Акустических Волнах Для Беспроводного Мониторинга Безопасности Автоматизированных Систем Информации и безопасность. 2009. Т. 12. № 4. С. 487-496.
4. Bagdasarian A.S., Bagdasaryan S.A., Dneprovski V.G., Karapetyan G.Y. To Issue On Development Of Piezoelectric Devices On Surface Acoustic Waves В книге: Piezoelectrics and Related Materials: Investigations and Applications 2012. С. 189-238.
5. Карапетьян Г.Я., Днепровский В.Г., Багдасарян С.А., Багдасарян А.С., Николаев А.Л., Кайдашев Е.М. Пассивный Беспроводный Датчик На Поверхностных Акустических Волнах Для Измерения Параметров Газовых И Жидких Сред Инженерный вестник Дона. 2012. Т. 20. № 2. С. 186-190.
6. Багдасарян А., Багдасарян С. Датчики Для Системы Мониторинга Искусственных Сооружений Электроника: Наука, технология, бизнес. 2015. № 2 (142). С. 96-105.
7. Багдасарян А.С., Багдасарян С.А., Гуляев Ю.В., Карапетьян Г.Я. Датчик Дистанционного Контроля Физической Величины На Поверхностных Акустических Волнах патент на изобретение RUS 2296950 03.09.2004
8. Багдасарян С.А., Бутенко Е.В., Назаренко М.А., Нефедова Н.А., Сарьян А.В. Датчик Перемещения На Поверхностных Акустических Волнах С Температурной Компенсацией патент на изобретение RUS 2344371 16.11.2006
9. Багдасарян А.С., Багдасарян С.А., Карапетьян Г.Я., Днепровский В.Г. датчик Физической Величины На Поверхностных Акустических Волнах патент на изобретение RUS 2387051 01.12.2008
10. W. Smith et al., Analysis of interdigital surface wave transducers by use of an equivalent circuit model, IEEE Trans. On MTT, Vol. MTT-17, pp. 856-864, 1969
11. М.С. Сандлер, Б.В. Свешников, Радиотехника и электроника, т. 26, № 9, с. 1819-1827, 1981
12. Б.В. Свешников, В.С. Филинов, “Управляемые отражатели-фазовращатели на основе однонаправленных ВШП”, ПЖТФ, т.14, №16, с. 1513-1518, 1988
13. Багдасарян Н.А., Багдасарян С.А., Карапетьян Г.Я. Однонаправленный Преобразователь Поверхностных Акустических Волн патент на изобретение RUS 2195069 08.04.2002
14. B.V. Sveshnikov, S.A. Nikitov, S.G. Suchkov, “On Universal Modeling of the Bulk Acoustic Wave Devices”, CHAPTER 10 in the Book “Modeling and Measurement Methods

- for Acoustic Waves and for Acoustic Microdevices” (ISBN 978-953-51-1189-4), edited by Prof. Marco G. Beghi, INTECH, 2013, pp. 213-240
15. Багдасарян А.С., Сеницына Т.В. Селективные Акустоэлектронные Приборы На Основе Однонаправленных Структур Поверхностных Акустических Волн. Москва, 2004
 16. Мельник Э.В., Клименко А.Б., Коробкин В.В. Технологии когнитивного моделирования для оптимизации генерации тестовых последовательностей при функциональной верификации Сбис. - Технологии Когнитивного Моделирования Для Оптимизации Генерации Тестовых Последовательностей При Функциональной Верификации Сбис / В сборнике: Оптико-электронные приборы и устройства в системах распознавания образов, обработки изображений и символьной информации. Распознавание - 2017 сборник материалов XIII Международной научно-технической конференции. 2017. С. 245-247.
 17. Бутенко В.В., Багдасарян С.А., Семенов Р.В., Николаева С.О. Принципы построения приемопередатчика системы радиочастотной идентификации на основе ПАВ-технологий с повышенной дальностью действия. – Труды Научно-исследовательского института радио, 2013, № 1, с. 10–15
 18. Багдасарян А.С., Багдасарян С.А., Голицын В.Ю., Карапетьян Г.Я., Кашенко А.Г., Кашенко Г.А., Николаев В.И., Николаева С.О., Сеницына Т.В. Физические основы создания сенсоров для единой интеллектуальной системы мониторинга технического состояния инфраструктуры и подвижного состава в режиме реального времени. Грант РФФИ 12–07–13124 офи_м_РЖД http://grant.rfbr.ru/project_info.asp
 19. Бутенко В.В., Багдасарян С.А., Семенов Р.В., Николаева С.О. Принципы построения системы радиочастотной идентификации на основе ПАВ технологий с повышенной дальностью действия. – Радиотехника, 2013, № 3, с. 037–041.
 20. Багдасарян С.А., Николаева С.О., Подшивалова Г.В., Семенов Р.В. Оценка Дальности Действия Систем Радиочастотной Идентификации В Условиях Природных И Техногенных Катастроф Теория и техника радиосвязи. 2012. № 4. С. 11-16.
 21. Багдасарян А.С., Багдасарян С.А., Бутенко В.В., Карапетьян Г.Я. Радиочастотные метки на ПАВ. Особенности конструкции и технологии. – Электроника: НТБ, 2012, № 7 (121), с. 076–082.
 22. Бутенко В.В., Багдасарян А.С., Багдасарян С.А., Карапетьян Г.Я., Николаева С.О. Акустоэлектронные идентификационные метки в керамике LTCC. – Труды Научно-исследовательского института радио, 2013, № 1, с. 16–23.

Телекоммуникационная среда в эпоху информационного общества

А.С. Багдасарян^{1,2,3}, С.А. Багдасарян^{1,2}, В.В. Бутенко¹, Ю.В. Гуляев³,
А.Р. Мкртчян^{4,5,6}

¹ФГУП «Научно-исследовательский институт Радио», Москва

²Научно-производственное предприятие «Технологии радиочастотной идентификации и связи», Москва

³Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва

⁴Институт прикладных проблем физики НАН РА, Ереван, Армения

⁵Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, Россия

⁶Белгородский национальный исследовательский университет, Белгород, Россия

Получение радикально новых возможностей перспективных технологий связи предполагает решение целого ряда фундаментальных и прикладных задач по поиску новых физических принципов генерации, передачи, приёма и обработки информации с использованием современных микро- и нанотехнологий.

Введение. Эволюция роли и значения информации неизбежно повлекла и эволюцию телекоммуникаций как совокупности физической среды и способов передачи, приёма и обработки информации. При этом по мере развития общества развитие телекоммуникационных технологий стало происходить в темпе, опережающем реальные возможности общества по генерации и использованию информации. Период смены поколений телекоммуникационных технологий существенно уменьшился. В этом смысле телекоммуникации не только следуют в кильватере информационных потребностей общества, но уже в значительной мере определяют траекторию вектора развития цивилизации. Что в свою очередь определяется уровнем развития ИКТ-индустрии, в том числе ПАВ технологии. Во многих исследовательских центрах мира ведутся такие исследования в сфере функциональной электроники. В настоящем докладе речь пойдёт о технологии поверхностных акустических волн (ПАВ). Известные во всем мире с 60-х годов прошлого столетия основоположники этой науки [1-3] знают и нас научили понимать, что преобразование электрической энергии в звук даёт ранее недоступные возможности по точности и скорости измерений и обработки информации. И сегодня

спустя более полувека это учение продолжает интенсивно развиваться в прикладных сферах [4]. Основными приложениями функциональной акустоэлектроники, которые в настоящее время исследуются и адаптируются к потребностям перспективных телекоммуникаций, являются: - радиочастотная идентификация [5-13]; - мониторинг физических параметров [14-17]; - фильтрация сигналов [18-21], в том числе во входных каскадах с высоким уровнем мощности [22-24]; - синтеза новых материалов [25-28].

Система мониторинга работает по принципу радиолокатора с пассивной целью, Датчик работает в разрешённых для устройств малого радиуса действия SRD диапазонах (например, ~433 МГц) в режиме линии задержки в разрешённых полосах частот (например, ~1 МГц). Приёмник этого диапазона имеет чувствительность $P_0=3 \cdot 10^{-15}$ Вт=150 дБ/Вт при отношении сигнала к шуму 10 дБ в рабочей полосе частот и расстоянии до 10 м. При использовании шумоподобных сигналов (ШПС) длины более миллиона, дальность надёжной работы дистанционного скрытого пассивного датчика увеличивается до 50 м. В этом случае один приёмник может обеспечить нормальную работу нескольких десятков кодированных сенсоров и обеспечить, например, надёжное обнаружение взрывчатых веществ в пунктах большой пропускной способности людей и спасти им жизнь.

Датчик представляет собой пассивную структуру на ПАВ, подложка которой содержит встречно-штыревой преобразователь (ВШП) и множество отражающих полосок. Преобразователь подключён к антенне, согласованной в рабочем диапазоне частот. Акустические колебания возбуждаются преобразователем после облучения антенны электромагнитным сигналом в заданном диапазоне частот. В зависимости от внешнего воздействия (давления, температуры, радиационного излучения, изменение газового состава) среды, в которой находится сенсор, существенно изменяются физические характеристики ПАВ-структуры, приводящие к изменению скорости и условий распространения поверхностных акустических волн. В результате, через 5-20 мкс в антенне появляется отражённый сигнал, который излучается в пространство и может быть успешно обнаружен приёмным мультипроцессорным устройством. Приёмное устройство принимает отражённый сигнал, проводит измерения его параметров и принимает решение о наличии или отсутствии в газовой среде искомым веществ. Каждый сенсор имеет индивидуальные характеристики отражения сигнала. Отличительными особенностями датчиков на ПАВ являются их устойчивость к радиации, невосприимчивость к электромагнитным помехам, отсутствие возможности клонирования, подделки, широкий

температурный режим работы, невозможность обнаружения иными средствами, помимо средств, входящих в состав системы мониторинга с одновременной радиочастотной идентификацией. Дальность считывания пассивных акустоэлектронных датчиков может достигать десятков метров.

Датчик может быть исполнен также в качестве линии задержки (ЛЗ) на ПАВ, содержащей два ВШП. Первый преобразователь соединён с приёмо-передающей антенной, второй представляет собой отражательный ВШП, нагруженный на чувствительный элемент. Величина нагрузки Z , очевидно, зависит от измеряемого параметра (давления, влажности, температуры, интенсивности излучения и т.п.). При изменении величины нагрузки под действием измеряемой физической величины меняется коэффициент отражения ПАВ от отражательного ВШП.

Системы радиочастотной идентификации (РЧИ) хорошо интегрируются в современную телекоммуникационную среду, включая интернет-ориентированные технологии, системы широкополосного доступа (ШПД) и связи, конвергентные системы связи. Использование в системах радиочастотной идентификации полупроводниковой элементной базы и радиокомпонентов на поверхностных акустических волнах позволяют, в принципе, в режиме реального времени получать информацию, необходимую для выбора наилучшего решения логистических задач управления в различных сферах деятельности с учётом совокупности разнородных показателей качества. Российский приоритет в этой актуальнейшей области полупроводниковой элементной базы и устройств на ПАВ принадлежит соответственно коллективам, возглавляемым академиками Красниковым Г.Я. и Гуляевым Ю.В. Эти системы РЧИ, как и описанная выше система мониторинга, работают по принципу радиолокатора с пассивной целью. Обе технологии РЧИ не противоречат, а, напротив, дополняют и расширяют возможности друг друга. Проводимые нами фундаментальные и прикладные исследования в части РЧИ направлены на возможность создания, не имеющих аналогов, конструктивно-технологических решений РЧИ-меток с невзаимными СВЧ устройствами, которые могут в значительной степени, решить проблему повышения эффективности систем РЧИ и существенно расширить их функциональность и области применения. В настоящее время получены патенты конструктивно-технологические решения РЧИ-меток с невзаимными СВЧ устройствами с наноструктурированными плёнками, разработаны топологии интегральных микросхем кристаллов радиочастотных меток различной разрядности с топологическими размерами до 0,2 мкм. Результаты, полученные в последнее время:

1. Разработаны технологические основы получения магнитных нанокompозитов на основе решетчатых упаковок микросфер кремнезема для создания метасред, пригодных для использования в СВЧ-технике (невзаимные устройства: аттенюаторы, циркуляторы).
2. Исследована возможность применения магнитных нанокompозитов на основе опаловых матриц с наночастицами, внедрёнными в межсферические полости магнитоупорядоченных материалов, в циркуляторах для проектируемых радиочастотных меток.
3. Проведены высокоточное моделирование и синтез радиочастотных меток нового поколения с предельными характеристиками
4. Дано сравнение возможных подходов к проектированию РЧИ-меток и РЧИ-систем на их основе, определены перспективы их разработки. В качестве примера можно привести другие специальные вопросы, например, «свой-чужой» во время боевых действий, дозаправку беспилотных летательных аппаратов, а также противодействие беспилотным воздушным дирижаблям и шарам.

В качестве примера приведем использование РЧИ для услуг почтовой связи [29]. Представленная модель РЧИ обеспечивает следующие преимущества использования радиометок для услуг почтовой связи: борьба с хищениями и подменой почтовых ёмкостей; автоматизация оформления документов; создание автоматической системы управления почтовыми потоками; снижение вероятности возникновения ошибок при работе с почтовыми ёмкостями; контроль и сбор статистической информации с целью повышения эффективности работы почты; сокращение расходов, оптимизация бизнес процессов и расширение предоставляемых сервисов; повышение безопасности; контроль в пути и на пересылочных пунктах; надёжное закрепление радиометки на почтовой ёмкости.

Технология LTCC [10].

Создание новой радиоэлектронной аппаратуры и решение задач модернизации существующих систем автоматической идентификации невозможно без развития технологии монтажа кристаллов РЧИ-меток на ПАВ. Разработанная нами технология монтажа кристаллов ПАВ-меток в керамике LTCC позволила создать базовые конструкции микроминиатюрных модулей РЧИ-меток на ПАВ различной разрядности, расширяющих функциональные возможности систем идентификации и управления, снизить их массогабаритные показатели и решить проблему импортозамещения ПАВ-

устройств. Особенность новой технологии LTCC в том, что в LTCC-корпусе формируется и согласующая индуктивность, которая компенсирует статическую ёмкость приёмопередающего встречно-штыревого преобразователя акустоэлектронных меток. При этом обеспечиваются все преимущества LTCC-технологии для устройств на ПАВ, включая уменьшение вносимых потерь и электростатическую защиту радиочастотных меток на ПАВ. Корпус акустоэлектронной метки различной разрядности состоит из шести слоёв керамики и имеет толщину $\sim 0,2$ мм в обожжённом виде. Согласующая индуктивность выполняется в виде меандра в многослойной плате корпуса LTCC. Формирование слоёв LTCC-корпуса и заполнение отверстий, а также печать в автоматическом режиме проводились с помощью графического редактора. Таким образом, разработаны, как принципы проектирования, а именно, методика расчёта характеристик кристаллов акустоэлектронных меток различной разрядности на основе Р-матричного метода, так и базовые технологии изготовления кристаллов акустоэлектронных меток на ПАВ и их монтажа в керамике LTCC.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 16-07-00464 А и № 15-07-01528 А).

Литературы:

1. Гуляев Ю.В. Усиление поверхностных волн в полупроводнике / Гуляев Ю.В. , Пустовойт В.И. // Письма в ЖЭТФ. 1964. Т. 47. С. 2251-2253.
2. Гуляев Ю.В. Электроакустические поверхностные волны в твердых телах / Гуляев Ю.В. // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 63. № 9. С. 37-39.
3. Bleustein J.L. A new surface wave in piezoelectric materials / Bleustein J.L. // Applied Physics Letters. 1968. Vol. 13. № 12. P. 412–413.
4. Акустоэлектронные устройства обработки и генерации сигналов. Принцип работы, расчета и проектирования / под ред. Ю.В. Гуляева. М.: Радиотехника, 2012. 567 С.
5. Гуляев Ю.В. Радиочастотная идентификация с использованием ПАВ / Гуляев Ю.В., Багдасарян С.А. // Наука и технологии в промышленности. 2005. № 1. С. 54.
6. Багдасарян С.А. Акустоэлектронные технологии в радиочастотной идентификации / Багдасарян С.А., Гуляев Ю.В. // Известия высших учебных заведений России. Радиотехника. 2005. №4. С.24.

7. Bagdasarian A.S. To Issue on Development of Piezoelectric Devices on Surface Acoustic Waves / Bagdasarian A.S., Bagdasarian S.A., Dneprovski V.G., Karapetyan G.Y. // В книге: Piezoelectric and Related Materials: Investigations and Applications. 2012. С. 129-238.
8. Багдасарян А.С. Оценка дальности действия систем радиочастотной идентификации в условиях природных и техногенных катастроф / Багдасарян С.А., Николаева С.О., Подшивалова Г.В., Семенов Р.В. // Теория и техника связи. Воронеж: ОАО «Концерн «Созвездие». 2012. № 4. С. 11–16.
9. Бутенко В.В. Принципы построения системы радиочастотной идентификации на основе ПАВ–технологии с повышенной дальностью действия / Бутенко В.В., Багдасарян С.А., Семенов Р.В., Николаева С.О. // Радиотехника. М., 2013. Вып. 3. С. 37–41.
10. Бутенко В.В. Акустоэлектронные идентификационные метки в керамике LTCC / Бутенко В.В., Багдасарян А.С., Багдасарян С.А., Карапетыан Г.Я., Николаева С.О. // Труды НИИ Радио. 2013. № 1. С. 16–23.
11. Багдасарян А.С. Системный подход к построению системы автоматической радиочастотной идентификации и управления транспортировкой грузов на железнодорожном транспорте / Багдасарян А.С., Багдасарян С.А., Кащенко А.Г., Кащенко Г.А., Семенов Р.В., Николаева С.О. // Радиотехника. 2013. № 3. С. 18–25.
12. Багдасарян А.С. Оптимизация энергопотенциала в радиоканале систем радиочастотной идентификации на ПАВ / Багдасарян А.С., Репников Д.В., Николаева С.О. // Радиотехника. 2014. № 3. С. 37–41.
13. Нечаев Ю.Б. Антенны для UHF RFID меток / Нечаев Ю.Б., Багдасарян А.С., Бутенко В.В., Борисов Д.Н., Винокурова Н.Н., Николаева С.О. // Труды НИИР, 2015. № 2. С. 9-19.
14. Багдасарян С.А. Проблемы повышения безопасности в условиях современной техногенной среды / Багдасарян С.А., Бутенко Е.В., Нефедова Н.А., Хананова М.Т., Хлынова М.А., Шварова Е.В. // Системы и средства связи, телевидения и радиовещания. 2010. № 1-2. С. 165-170.
15. Багдасарян С.А. Многофункциональный электронный модуль для мониторинга объектов и состояния техногенной среды / Багдасарян С.А., Луканов А.В., Николаева С.О. // Теория и техника радиосвязи. 2014. № 3. С. 91-98.

16. Карапетьян Г.Я. Пассивный беспроводной датчик на поверхностных акустических волнах для измерения параметров газовых и жидких сред / Карапетьян Г.Я., Днепровский В.Г., Багдасарян С.А., Багдасарян А.С., Николаев А.Л., Кайдашев Е.М. // Инженерный вестник Дона. 2012. Т.20. № 2. С. 186-190.
17. Багдасарян С. ПАВ-датчики дистанционного контроля физических величин / Багдасарян С., Днепровский В., Карапетьян Г.Я., Нефедова Н., Сеницына Т. // Электроника: Наука, технология, бизнес. 2008. № 1. С. 46-51.
18. Багдасарян А. Импедансные ПАВ-фильтры для телекоммуникационных систем. Российский приоритет. Багдасарян А., Багдасарян С., Карапетьян Г., Машинин О., Сеницына Т. // Электроника: Наука, технология, бизнес. 2014. № 7 (139). С. 48-65.
19. Машинин О. Модульные канальные эквалайзеры на ПАВ-фильтрах / Машинин О., Багдасарян А., Львов В., Прапорщиков В., Сеницына Т., Багдасарян С. // Электроника: Наука, технология, бизнес. 2008. № 2. С. 74-80.
20. Багдасарян С. Конструктивно-технологические особенности создания пассивных акустоэлектронных приборов приемо-передающих устройств. кандидатская диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. Москва. 2005.
21. Bagdasaryan A.S. Narrowband Surface-Acoustic-Wave Filters in RF Identification System / Bagdasaryan A.S., Gulyaev Y.V., Nikitov S.A., Bagdasaryan S.A., Sinityna T.V., Butenko V.V., Mashinin O.V., Praporshchikov V.V. // Journal of Communications Technology and Electronics. 2008. Т. 53. № 7. С. 842-850.
22. Никитов С.А., Фильтры на поверхностных акустических волнах с высокой входной мощностью для систем связи, радиолокационной и телекоммуникационной аппаратуры на номинальную частоту 2170 МГц / Никитов С.А., Багдасарян А.С., Кондратьев С.Н., Сеницына Т.В., Машинин О.В., Груздев А.С. // Радиотехника и электроника. 2016. Т. 61. № 4. С. 389-394.
23. Багдасарян А.С. Фильтры на ПАВ, выдерживающие входную мощность сигнала 1-2 Вт, для телекоммуникационной аппаратуры / Багдасарян А.С., Сеницына Т.В. // Техника радиосвязи. 2016. № 3 (30). С. 80-89.
24. Сеницына Т.В. СВЧ фильтры на ПАВ с высокой входной мощностью для систем и аппаратуры передачи и обработки информации / Сеницына Т.В.,

- Багдасарян А.С, Машинин О.В., Егоров Р.В. // Труды Научно-исследовательского института радио. 2016. № 1. С. 26-31.
25. Белянин А.Ф. Слоистые структуры алмазоподобный углерод/AlN(ZnO) в устройствах на поверхностных акустических волнах / Белянин А.Ф., Самойлович М.И., Пашенко П.В., Багдасарян С.А. // Системы и средства связи, телевидения и радиовещания. 2004. № 1, 2. С. 58–63.
26. Bagdasaryan A. Technology of synthesis of opal matrix metamaterials / Bagdasaryan A., Samoylovich M., Mkrtychyan Al., Rinkevich A., Belyanin A., Bagdasaryan S., Mkrtychyan Ar. Afanasieva // Advanced Materials Research. 2015. T. 1084. С. 58-60.
27. Bagdasaryan A. UHF-properties of nanocomposites: magnetic resonance / Bagdasaryan A., Samoylovich M., Mkrtychyan Al., Rinkevich A., Belyanin A., Bagdasaryan S., Mkrtychyan Ar., Vasilevskaya N. // Advanced Materials Research. 2015. T. 1084. С. 66-71.
28. Багдасарян А.С. Перспективные пьезокристаллы для высокостабильных устройств на ПАВ / Багдасарян А.С., Сеницына Т.В., Дорофеева С.С. // В сборнике: Оптические технологии, материалы и системы. Сборник научных трудов Всесоюзной научно-технической конференции. Московский технологический университет. Физико- технологический институт. 2016. С. 112-115.
29. Бутенко В.В. Радиометки в системе контроля качества услуг почтовой связи / Бутенко В.В., Багдасарян А.С. // Труды научно-исследовательского института радио. 2011. № 1. С. 5-11.

Среды, обладающие свойствами правых и левых Веществ одновременно

А.Р. Мкртчян¹, О.С. Ерицян^{1,2}

¹Институт Прикладных Проблем Физики НАН РА,

²Ереванский Государственный Университет.

Рассмотрено распространение электромагнитной волны в однородных анизотропных средах и в средах со спиральной периодической структурой. Показана возможность проявления такими средами свойств как правых веществ, так и левых.

1. Однородные анизотропные среды

Рассмотрим распространение электромагнитной волны вдоль оси Z в среде, анизотропной в плоскости XY . Пусть главные направления коммутирующих тензоров $\varepsilon_{ij}, \mu_{ij}$ совпадают с направлениями осей X, Y, Z , причем компоненты $\varepsilon_{xx}, \mu_{yy}$ – положительны, а компоненты $\varepsilon_{yy}, \mu_{xx}$ отрицательны.

Для волн, распространяющихся в положительном направлении оси Z , получаем следующие выражения Z -компонент волновых векторов:

$$k_{z1} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_{xx}\mu_{yy}} \quad (1a)$$

$$k_{z2} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_{yy}\mu_{xx}} \quad (1б)$$

Обе величины- k_{z1} и k_{z2} действительны в силу совпадения знаков сомножителей $\varepsilon_{ij}, \mu_{ij}$. Величина k_{z1} соответствует волне с электрическим полем, направленным вдоль оси X , а k_{z2} -вдоль оси Y .

Для векторов Пойнтинга получаем:

$$S_{1z} = \frac{c}{4\pi} \cdot \frac{\varepsilon_{xx}E_x^2}{\sqrt{\varepsilon_{xx}\mu_{yy}}} \quad (2a)$$

$$S_{2z} = \frac{c}{4\pi} \cdot \frac{\varepsilon_{yy}E_y^2}{\sqrt{\varepsilon_{yy}\mu_{xx}}} \quad (2б)$$

где E_x напряженность электрического поля в волне z -компонентой K_{z1} волнового вектора, E_y напряженность электрического поля в волне z -компонентой K_{z2} волнового вектора.

Так как $\varepsilon_{xx} > 0$, $\varepsilon_{yy} < 0$, то, согласно (2a), (2б) для одной поляризации ($E_x \neq 0$) получаем $S_{1z} > 0$, а для другой - $S_{2z} < 0$. Согласно /1a/, /1б/, /2a/, /2б/ имеем следующую картину ориентации волновых векторов и векторов Пойнтинга:

$$\vec{S} \uparrow \vec{k} \text{ для волны с } \vec{E} = \vec{E}(E_x, 0, 0),$$

$$\vec{S} \downarrow \vec{k} \text{ для волны с } \vec{E} = \vec{E}(0, E_y, 0).$$

Таким образом, для одной плоской поляризации среда-правая, а для другой плоской поляризации – левая, по определению [1].

2. Среда со спиральной структурой.

В немагнитных средах со спиральной структурой, какими являются холестерические жидкие кристаллы, имеет место дифракционное отражение волны с правизной поляризации, совпадающей с правизной закрученности среды [2]. Дифракционное отражение имеет место на частотах

$$\frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_1} = a, \quad \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_2} = a \quad (3)$$

где ε_1 и ε_2 главные значения тензора ε_{ij} в плоскости, перпендикулярной к оси закручивания [2].

При учёте магнитных свойств имеем следующие соотношения частоты дифракционного отражения [3]:

$$\frac{\omega_1}{c} \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1} = a, \quad \frac{\omega_2}{c} \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2} = a \quad (4)$$

где $a = \frac{2\pi}{\sigma}$, σ – шаг спирали.

Если $\varepsilon_1, \mu_1 > 0$, $\varepsilon_2, \mu_2 < 0$, то дифракционное отражение на частоте ω_1 имеет место для одной круговой поляризации падающей волны, а на частоте ω_2 – для обратной круговой поляризации. Это заключение проверено нами с помощью численных расчётов [4].

Таким образом, среда при $\varepsilon_1, \mu_1 > 0$, $\varepsilon_2, \mu_2 < 0$ проявляет:

свойства правых веществ на частоте $\omega_1 = \frac{ac}{\sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}}$,

свойства левых веществ на частоте $\omega_2 = \frac{ac}{\sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}}$,

безотносительно к изменению модулей $\varepsilon_1, \mu_1, \varepsilon_2, \mu_2$ с изменением частоты, при сохранении знаков этих величин неизменным.

3. Неселективность дифракционного отражения к поляризации: полное отражение волны любой поляризации.

Если $\varepsilon_1 \mu_1 = \varepsilon_2 \mu_2$, то, согласно сказанному выше, полное отражение на частоте $\omega = \omega_1 = \omega_2$ испытывает волна как с левой круговой поляризацией, так и правой. Это означает, что среда полностью отражает падающую на себя волну

любой поляризации , в силу того , что любую поляризацию можно разложить на две круговые с разными амплитудами и противоположными направлениями обхода.

Это свойство находится в полном соответствии с тем, что при отрицательных значениях всех параметров $\varepsilon_1, \mu_1, \varepsilon_2, \mu_2$ спиральная среда, становясь левой, полностью отражает волну с правизной поляризации, обратной правизне закрученности среды, а не совпадающей с правизной закрученности среды[4,5,6]

Литература.

1. 1.Веселаго В.Г. УФН , 1967, т.92, с. 517-526
2. 2.Беляков В.А.,Сонин А.С.Оптика холестерических кристаллов, М.,Наука,1982
3. 3.Ерицян О.С.Изв. АН Арм ССР , физика ,1978 т-13 , с 83-86.
4. 4.Ерицян О.С, Изв НАН РА , физика(в печати).

Построение 3-D характеристик акустоплазменных процессов

Р.Ю.Чилингарян

Институт прикладных проблем в физике НАН РА, ул. Нерсисян 25, Ереван, Армения

Большинство физических процессов являются многомерными. Например, из-за самосогласованности все процессы в плазме являются многопараметрическими, т.е. для адекватного отражения происходящих явлений целесообразно строить многомерные графики. Первым шагом на пути к адекватному описанию многомерных процессов является переход от 2D-сечений многомерных процессов к 3D-сечениям, т.е. построение 3-мерных графиков. Особенно сложны в построении 3D-графики циклических процессов, содержащие скачки параметров.

В данной работе представляется методика обработки экспериментальных данных, где два параметра меняются плавно, а третий- скачкообразно. Методика заключается в следующем [1]:

1. На экране двухлучевого осциллографа получают две синхронизированные развертки во времени двух исследуемых циклических процессов при фиксированном значении третьего процесса (вообще говоря, может быть развертка не по времени, а по какому-либо процессу, однако для простоты рассмотрим развертку по времени). Таким образом, набирается блок осциллограмм для разных значений третьего процесса;

2. Затем производится оцифровка осциллограмм с сохранением их первоначальной фазировки, полученной в эксперименте. Шаг квантования выбирается достаточно малым. Например, чтобы целиком уместилось первые 6 гармоник Фурье-преобразования каждый период циклического сигнала квантуется на 120 частей (при БФП, если гармоники умещаются не целиком, то возможны большие ошибки во время вычислений);

3. Затем создаются двумерные графики циклических процессов для каждого из фиксированных значений третьего процесса;

4. Эти двумерные графики циклических процессов располагаются по оси третьего процесса, для соответствующих его значений;

5. Все точки с одинаковыми фазами соединяются отрезками прямых линий. Получается каркас 3D-процесса. Можно провести заливку каркаса соответствующей поверхностью. (пункт 5 можно выполнить с помощью программы “Mathematika”);

Все точки фазовых переходов становятся хорошо видимыми.

Методика может быть использована в разных областях науки и техники.

Обработка осциллограмм, полученных на измерительном комплексе в процессе эксперимента, заключалась в следующем. При регистрации Web-камерой изображение осциллограмм непосредственно записывалось в компьютер, при регистрации видеокамерами записывалось на видеомагнитофон и далее с видеомагнитофона - в компьютер.

На рис.1 представлены в режиме стоп-кадра осциллограммы тока и напряжения на разрядной трубке

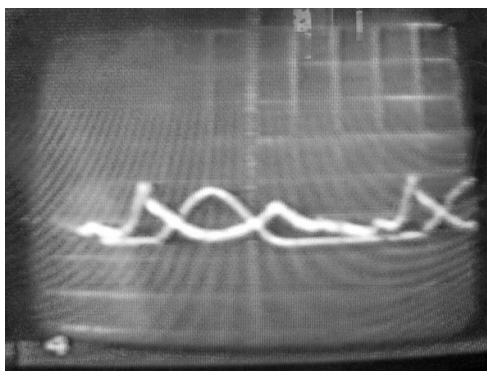


Рис.1.Экран осциллографа на мониторе.

После компьютерной обработки соответствующие этим осциллограммам временные зависимости тока и напряжения за 3 периода модуляции тока разряда приведены на рис. 2. По оси абсцисс отложено время в секундах, а по оси ординат мгновенные значения тока разряда (в mA) (рис.2.a) и мгновенные значения напряжения на разрядной трубке (в kV) (рис.2.b).

Полученные в эксперименте кривые тока, напряжения и остальных параметров, описывающих плазму, аппроксимируются многочленами при помощи соответствующего компьютерного обеспечения.

На рис.3 приведены аппроксимации временной зависимости кривых тока и напряжения (изображенных на рис.2) при помощи многочленов. Экспериментальные результаты – точки, теоретические кривые – сплошные линии. Рис.3a - аппроксимация одного периода кривой тока многочленом 5 степени, рис.3b – аппроксимация одного периода кривой тока многочленом 20 степени, рис.3c – аппроксимация одного периода кривой напряжения многочленом 5 степени, рис. 3d – аппроксимация одного периода кривой напряжения многочленом 20 степени. Общее число отсчетов равно 120 на один период модуляции. Такое число отсчетов на один период модуляции позволяет при быстром Фурье-преобразовании получить максимальную точность для первых 10 гармоник.

Дальнейшие исследования показали, что для большинства случаев для качественного описания поведения параметров акустоплазмы достаточно аппроксимация многочленом 5 степени.

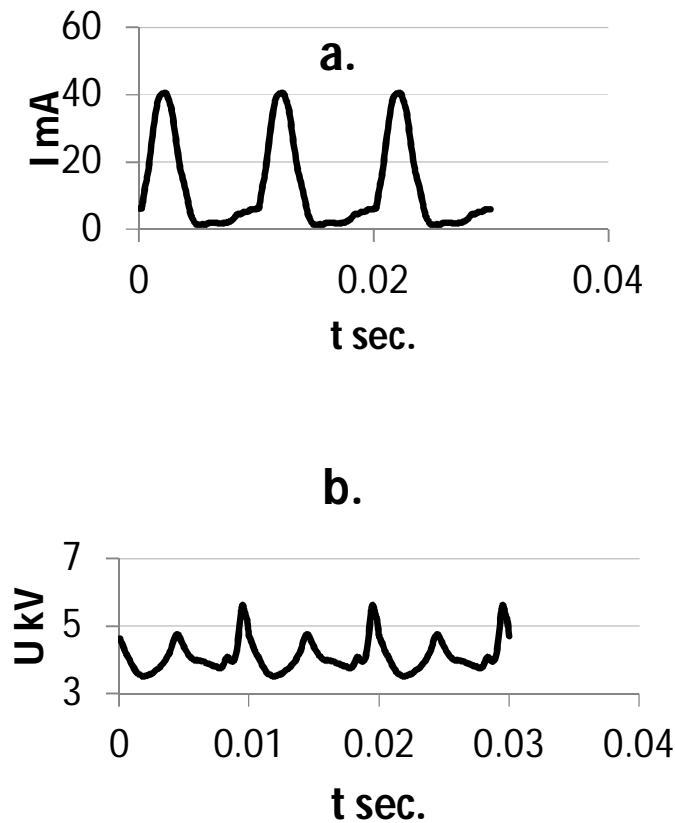


Рис.2. Временные зависимости тока (а) и напряжения (b) после компьютерной обработки.

Если время между соседними отсчетами намного меньше времен релаксации, то имеют место динамические характеристики. Динамическую характеристику можно получить либо рассматривая совместно параметрические уравнения, например $\{I(t) \text{ и } U(t)\}$ или $U(I)$, где t - время, I - текущее значение (в течении периода модуляции) тока разряда, U - текущее значение напряжения на разрядной трубке. Такие же динамические характеристики можно получить и для других параметров плазмы, например для светового потока из разряда в направлении световода S ($\{I(t) \text{ и } S(t)\}$, или $S(I)$).

По оси абсцисс отложен ток в мА, а по оси ординат напряжение в кВ.

На рис.4 приведены динамические Вольт-амперные характеристики разряда в акустоплазменном режиме для нескольких частот модуляции.

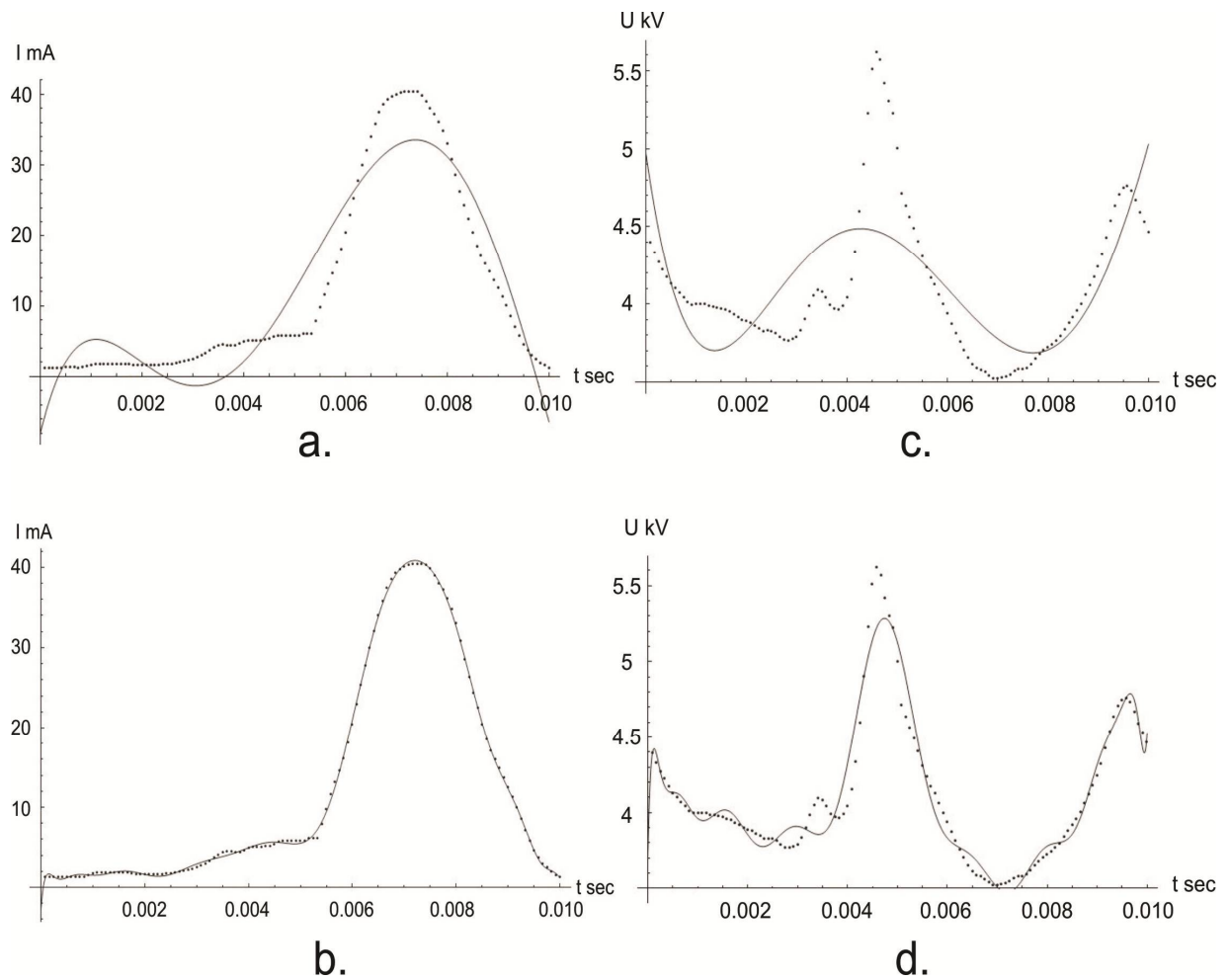


Рис.3. а - аппроксимация одного периода кривой тока многочленом 5 степени, б – аппроксимация одного периода кривой тока многочленом 20 степени, с – аппроксимация одного периода кривой напряжения многочленом 5 степени, d – аппроксимация одного периода кривой напряжения многочленом 20 степени.

Для обычных характеристик можно построить 3-D поверхности сравнительно легко, например в Excel, как представлено на рис.5.

Для динамической вольт-амперной характеристики получаем замкнутую кривую, типа представленной на рис.6. Такую кривую можно представить как сечение трехмерной поверхности при фиксированном третьем параметре.

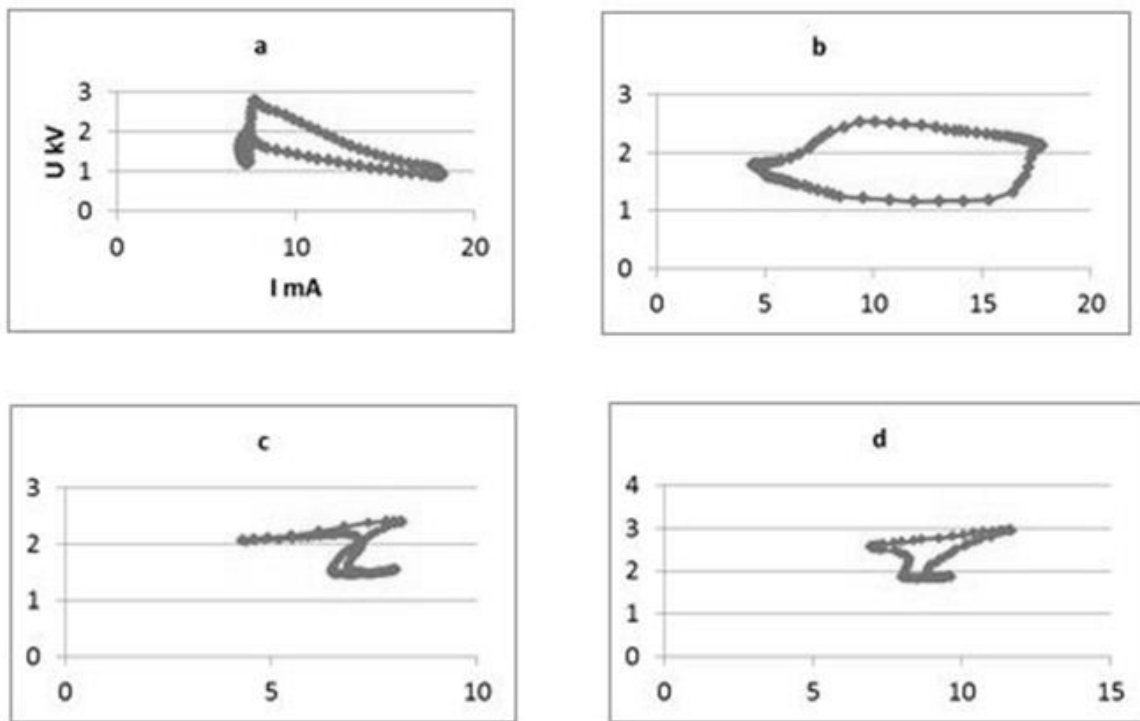


Рис.4. Динамические ВАХ для нескольких частот модуляции тока разряда. а) 0,1 кГц б) 1 кГц, с) 10кГц д) 15 кГц.

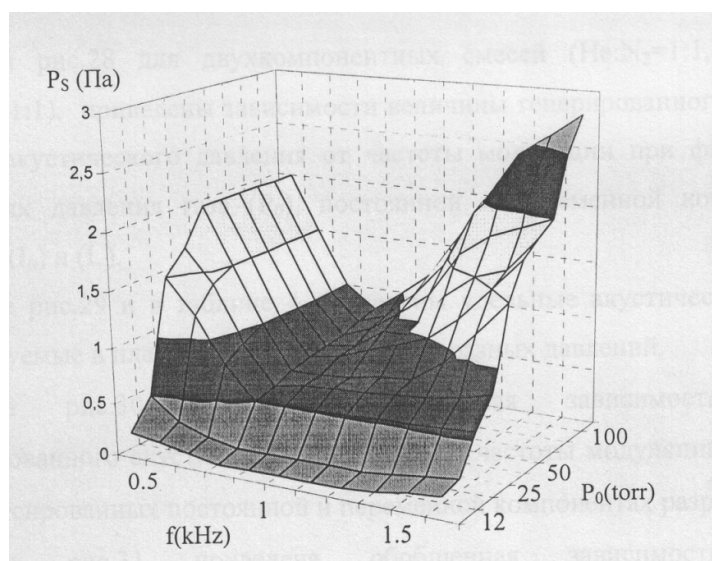


Рис.5. Зависимость величины генерированного акустического давления от частоты модуляции и давления газа.

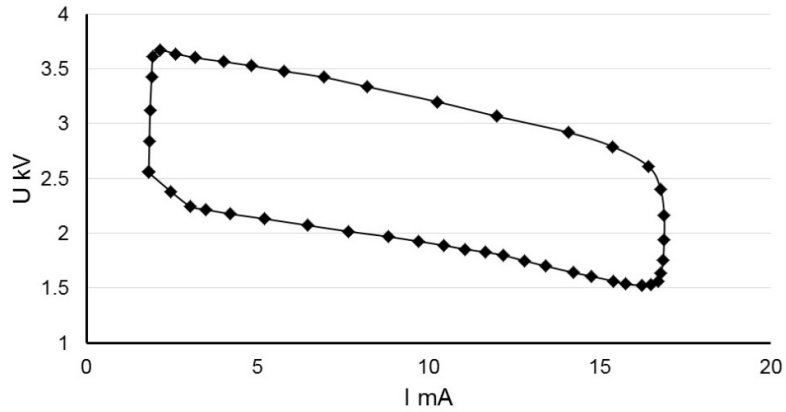


Рис.6. Динамическая ВАХ.

Например, можно рассмотреть динамические ВАХ при фиксированных частотах модуляции в качестве третьего параметра. Используем пакет программ [2].

Зафиксируем начальную фазу, одинаковую для всех сечений, например, для тока. Затем все значения соответствующей фазы напряжений при разных частотах соединяем отрезками прямых. Получается картина изображенная на рис.7.

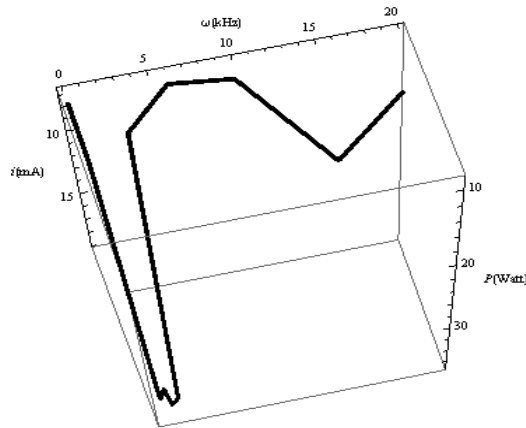


Рис.7. Ломанная линия соединяет одну и ту же фазу в разных сечениях, соответствующих разным частотам.

На рис.8 показан каркас, полученный из таких ломанных для разных фаз, в течение всего периода модуляции.

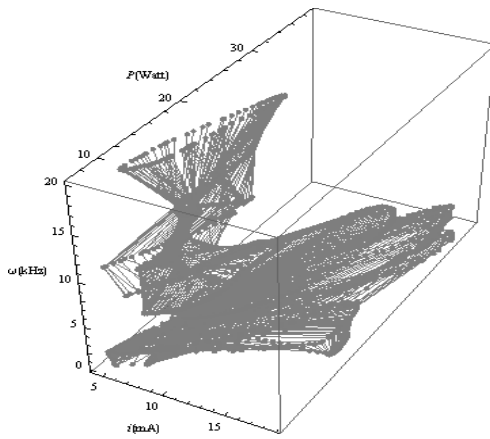


Рис.8. Каркас из ломанных приведенных на рис.7 для разных фаз в течение периода модуляции.

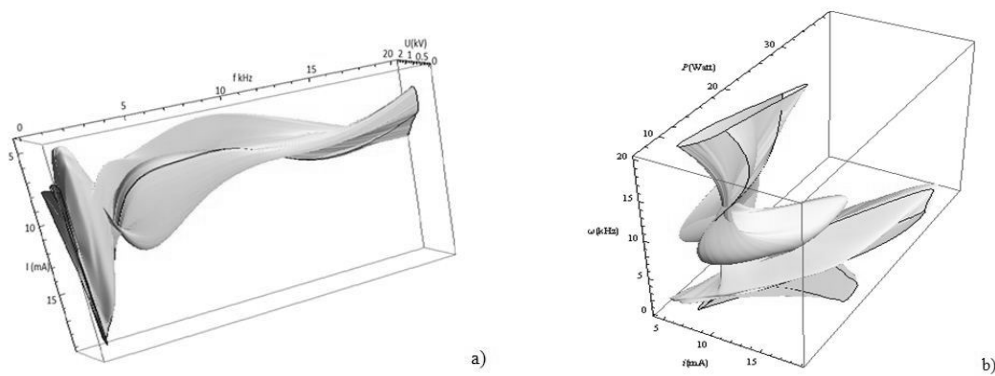


Рис.9. Поверхности ВАХ.

Если бы фазы и амплитуды не менялись в разных сечениях, то поверхности ВАХ представляли бы собой цилиндрические поверхности.

На рис.9 хорошо видны точки фазовых переходов, где скручиваются поверхности.

Таким образом можно построить трехмерные характеристики циклических процессов.

Литература:

1. Abrahamyan A.S., Chilingaryan R.Yu., Sahakyan Q.G. Catastrophe theory and phase transitions study in acoustoplasma. VII Int.Conf.Plasma Phys.and Plasma Technology, PPPT-7, Minsk, Belarus, Sept.17-21, 2012, Proc. V.1, pp.197-199.
2. Wolfram. Mathematica 7.

Очистка и напыление при использовании цилиндрического планарного акустоплазменного магнетрона.

А.С. Абрамян, А.Г. Мкртчян, Г.Т. Оганасян, Р.Ю. Чилингарян, А.С. Акопян, В.В. Налбандян, П.О. Мосоян

Институт прикладных проблем в физике НАН РА, ул. Нерсисян 25, Ереван, Армения

Приводятся экспериментально полученные результаты для цилиндрического планарного акустоплазменного магнетрона. Малый радиус анодной петли позволяет фокусировать и дополнительно ускорять ионную компоненту напыляемого материала.

Предложен новый простой способ оценки толщины напыляемого слоя. Сравниваются характеристики магнетрона при питании постоянным током (DC) и в акустоплазменном режиме (AP) (при питании модулированным током, содержащем постоянную и переменную компоненты). Скорость напыления в AP режиме возрастает, меняется диаграмма направленности распыления. Для медного катода, давления газа $< 1 \text{ Pa}$ и плотности тока порядка 100 mA/cm^2 с увеличением расстояния от анода до напыляемой подложки с 2 до 4 см при питании постоянным током скорость напыления падает в 3,3 раза (с 17 до 5 nm/s), в акустоплазменном режиме – в 2 раза (с 13 до 6,4 nm/s).

Для расстояния анод-подложка 4 см выигрыш в скорости напыления в AP режиме, по сравнению с DC при плотности тока 130 mA/cm^2 составляет 1,2 раза; при плотности 100 mA/cm^2 – 1,3 раза; при плотности 80 mA/cm^2 – 1,5 раза (4 nm/s против 2,6 nm/s).

Были измерены зависимости ионного и электронного токов на подложку от тока разряда, расстояния анод-подложка, давления газа (Ar), задерживающего потенциала на сетчатых электродах, расположенных за анодом и нагрева медного катода. Использовалась схема с двумя потенциальными сетками, в этом случае подложка может находиться как под фиксированным, так и под плавающим потенциалами.

Показана возможность формирования кольцевого пароплазменного потока быстрых частиц.

1. Введение.

В данной работе приводятся экспериментально полученные результаты для разработанного цилиндрического планарного акустоплазменного магнетрона [1,2].

Сравнение магнетронного разряда с другими разрядами и их особенности при питании постоянным током детально рассмотрены в [3].

Сравниваются характеристики магнетрона при питании постоянным током (DC) и в акустоплазменном режиме (AP). AP режим работы магнетрона получается при питании магнетрона модулированным током, содержащем постоянную и синусоидальную переменную компоненты [4, 5].

2. Экспериментальная установка.

На рис.1 представлен планарный цилиндрический магнетрон [3]. Использовался кольцевой постоянный феррит-бариевый магнит, вместо центрального магнита использовался цилиндрический стальной керн. Кольцевой магнит имел размеры $D_{внеш} = 45 \text{ mm}$, $D_{внутр} = 18 \text{ mm}$, высота кольца $h = 10 \text{ mm}$, магнитная индукция $\sim 0,3-0,5 \text{ Tl}$. Диаметр керна $d = 7 \text{ mm}$, высота $h = 12 \text{ mm}$. Магнитопровод и керн (заштрихованная область) замыкали магнитную цепь. В результате плазменный тор (рис.1) представлял собой кольцо внешним диаметром 26 mm и внутренним диаметром 12 mm .

Область локализации сильного магнитного поля, в нашем случае на расстоянии $3-5 \text{ mm}$ от катода, магнитное поле ослабевало настолько, что разряд (при смещении катода на это расстояние) становился неустойчивым - это показывало, что напряженности магнитного поля становится недостаточно для удержания электронов и начинается пульсация пространственного отрицательного заряда.

Анод представлял собой кольцо диаметром 50 mm из медного прута диаметром 6 mm . Расстояние от анода до катода можно было менять от нескольких mm до нескольких cm .

Блок-схема питания разработанного магнетрона в DC и AP-режимах приведена на рис.2. Источник питания, включающий элементы (1, 2, 3) детально описан в [6]. При подаче модулирующего синусоидального сигнала (6) на вход ШИМ-преобразователя (2) меняется длительность выходных импульсов (при постоянной тактовой частоте 50 kHz). Это ШИМ-модулированное напряжение подается на первичную обмотку высоковольтного (ВВ) трансформатора, ко вторичной обмотке которого подключен диодный умножитель напряжения. Конденсаторы умножителя подобраны таким образом, что выходное высоковольтное напряжение после умножителя содержит постоянную и переменную компоненты, но устраняет частоту модуляции 50 kHz . Переменная компонента повторяет частоту и вид огибающей модулирующего сигнала. Величина постоянной компоненты определяется первоначальной установкой ШИМ-модулятора. ВВ напряжение, содержащее постоянную и переменную компоненты, подается через балластное сопротивление (4) на магнетрон (5).

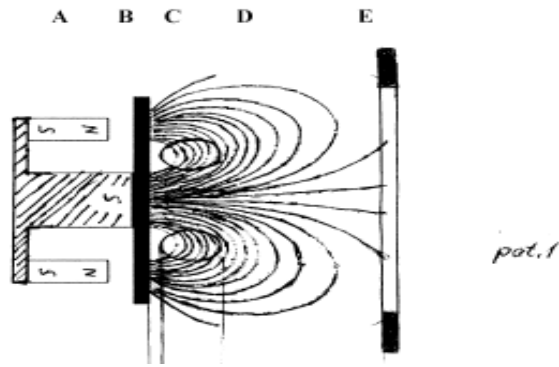


Рис.1. Схема магнетронного разряда (pat.1). А - магнитная система, В - катод, С - область “электронной ловушки” – “тор”, D - область генерации ионов в буферном газе, Е - анодное кольцо.

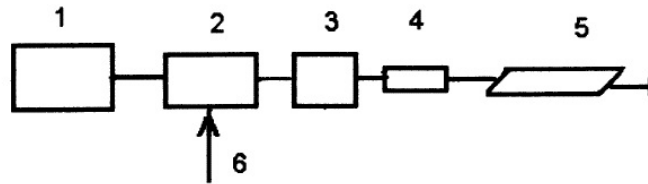


Рис.2. Блок-схема эксперимента. 1 - сетевой источник питания; 2 - ШИМ-преобразователь напряжения и усилитель мощности; 3 - высоковольтный трансформатор и умножитель напряжения; 4 - резистивный балласт; 5 - магнетрон; 6 - модулирующий сигнал.

3. Результаты эксперимента и обсуждения

На рис.3а представлена приведенная в [7, 8] диаграмма направленности при энергиях ионов (1) – 5 keV, (2) 300 eV, (3) 100 eV. На рис.3б приведена диаграмма направленности изготовленного магнетрона. Прямые линии показывают направление в угловых градусах относительно нормали к поверхности катода. (1) – расстояние катод-подложка для напыления 2 см (расстояние анод-катод 1 см), режим DC, плотность тока $i = 120 \text{ mA/cm}^2$. (2) – расстояние анод-катод 4 см, режим AP (акустоплазменный), плотность постоянной компоненты тока $i_0 = 120 \text{ mA/cm}^2$, плотность переменной компоненты тока $i_{\sim} = 60 \text{ mA/cm}^2$, частота модуляции тока $f = 1.2 \text{ kHz}$. (3) – расстояние анод-катод 4 см, режим DC, плотность тока $i = 120 \text{ mA/cm}^2$. Мощности разряда в обоих случаях $\sim 80 \text{ W}$. Катод – медь. Давление газа $\sim 0,5 \text{ Pa}$ (аргон). Напряжение в прикатодной области $\sim 300\text{-}400 \text{ V}$. Т.е., энергия ионов $> 300 \text{ eV}$.

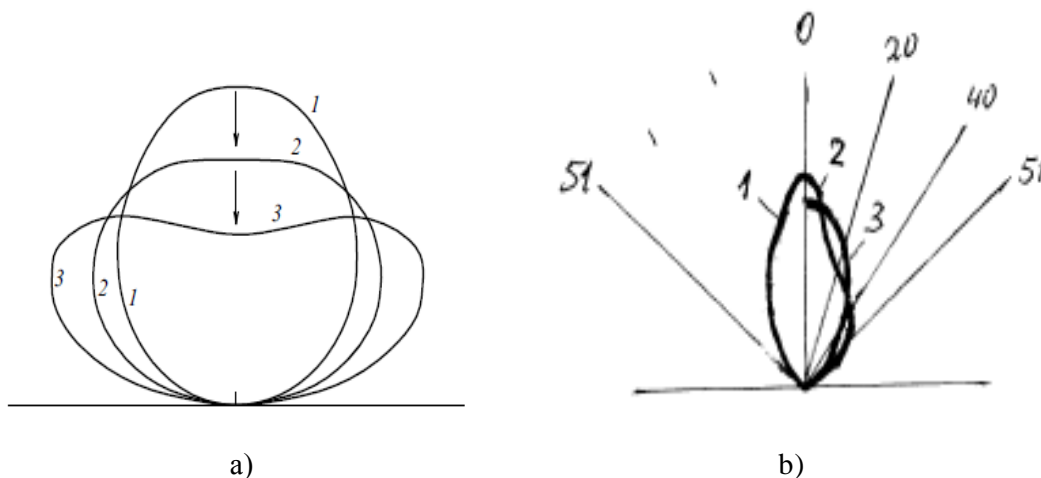


Рис.3. Угловое распределение (диаграмма направленности) образующихся при распылении катода атомов. а) При энергиях ионов (1) - 5 keV, (2) - 300 eV, (3) - 100 eV [7]; б) Для изготовленного магнетрона. (1) – DC 2 см, (2) – акустоплазменный режим (АР) 4 см, (3) – DC 4 см.

На рис.3а энергии 300 eV соответствует кривая 2 (угол по уровню 0,5 ~90-100°). Из рис.3б следует, что в изготовленном магнетроне из-за фокусирующего действия анода с малым радиусом (50 mm) диаграмма направленности значительно сужается (~ 40° по уровню 0,5 в акустоплазменном режиме и 50° при питании разряда постоянным током). Анодная петля малого диаметра играет роль электростатической линзы и ее фокусирующее действие приводило к aberrациям изображения катода. Для расстояния анод - подложка 4 см выигрыш в скорости напыления в АР режиме, по сравнению с DC при плотности тока 80 mA/cm² составляет 1,5 раза (4 nm/s против 2,6 nm/s).

В заанодной области происходит дополнительное ускорение положительных ионов в поле анодного потенциала и торможение электронов. Это приводит к выравниванию скоростей электронов и ионов не только путем термализации и характеристики изготовленного магнетрона могут отличаться от приводимых в литературных источниках.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) магнетронных разрядов приведены на рис.4. Давление буферного газа Ar 0,5 Pa. Кривая U соответствует ВАХ, взятой из [7]. Кривая (DC) соответствует ВАХ при питании постоянным током для изготовленного магнетрона. По оси x - отложен ток разряда в амперах (для случая АР-режима – постоянная компонента разрядного тока), по оси y - напряжение, приложенное к промежутку катод-анод в вольтах. Для АР-режима частота модуляции $f = 1,2 \text{ kHz}$, глубина модуляции $M = 0,25$ ($M = I_0/I_{\sim}$ где I_0 - постоянная компонента разрядного тока, I_{\sim} - амплитуда переменной компоненты тока).

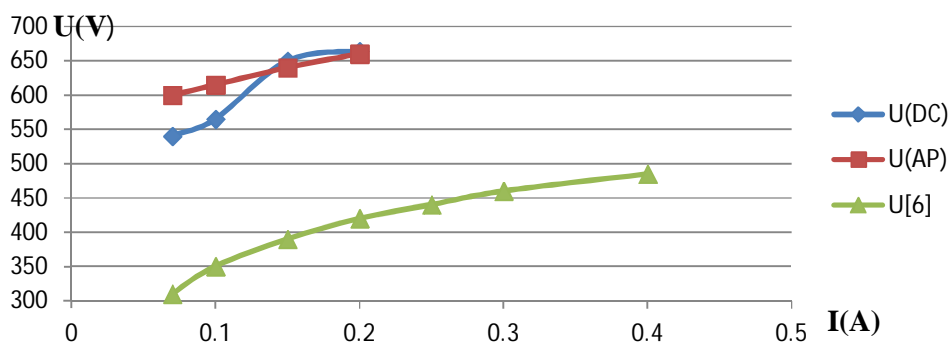


Рис.4. Вольт-амперные характеристики магнетронных разрядов. Давление буферного газа 0,5 Pa, $U(\text{DC})$ – для изготовленного магнетрона на постоянном токе, $U(\text{AP})$ – для изготовленного магнетрона в акустоплазменном режиме, U - вольт-амперная характеристика из работы [7].

Напряжение для изготовленного магнетрона выше, чем для описанного в [7] для AP-режима выше, чем в DC.

Получено, что, даже при расстоянии 12 см концентрация ионов еще достаточно высока и почти сравнима с концентрацией нейтральных атомов.

Для определения толщины тонких напыленных слоев обычно используют рентгеновскую рефлектометрию, рентгеновскую дифрактометрию и атомносиловую микроскопию [7, 8]. В наших экспериментах использовался метод интерференции видимого опического излучения в тонких пленках. Известен метод окрашивания поверхности меди в различные цвета [9]. В результате дозированного окисления поверхностного слоя меди получают различные цвета. В наших экспериментах к буферному газу – аргону примешивалось малое количество кислорода, в результате на поверхности подложки осаждался слой окисла меди, который в зависимости от толщины напыления имел различный цвет. В качестве подложки при исследовании скорости и толщины напыления использовалась алюминиевая фольга толщиной 0,4 мм. При напылении на такую фольгу видимый свет отражается от поверхности алюминия и повторно проходит через напыленный слой. В результате толщина напыленной пленки дает четкую цветную картину – от синего (при оптической толщине пленки ~ 200 nm) до красного (при оптической толщине ~ 350-400 nm). Такой метод определения является приблизительным (точность ~ 10-15%), но прост и удобен для экспресс-анализа, поскольку не требует сложной аппаратуры.

Предлагается удобная экспериментальная характеристика для приближенной оценки магнетронов для напыления – экспозиционный коэффициент - (η) с размерностью [толщина × (плотность мощности разряда × время)⁻¹]. Получается размерность [$L^3 J^{-1}$], где L-размерность длины, J- размерность энергии, т.е. обратная

плотности энергии. Но для применения удобнее использовать $[nm \times \{(W/cm^2) \times s\}^{-1}]$. Таким образом, для определения толщины напыленного слоя (в nm) необходимо коэффициент η умножить на плотность мощности на катоде (W/cm^2) и на время напыления (в секундах). Для изготовленного магнетрона было экспериментально получено для давления буферного газа $0,5 Pa$ для медного катода $\eta(Cu) = 0,12(nm \times cm^2)/(W \times s)$ для расстояния катод-подложка $d = 2 cm$ и для $d = 4 cm$ $\eta(Cu) = 0,04(nm \times cm^2)/(W \times s)$. Толщина напыленного слоя определялась по центру картины. Например, при расстоянии катод-подложка $2 cm$, времени напыления $50 s$, давлении буферного газа $0,5 Pa$ и разрядном токе $140 mA$ получим толщину напыленного слоя $\{0,12(nm \times cm^2)/(W \times s)\} \times \{75 W/cm^2\} \times \{50 s\} = 450 nm$. Используя ВАХ (рис.4) определяем, что току $140 mA$ соответствует напряжение $640 V$, площадь катодного кольца эрозии $1,2 cm^2$ и плотность мощности будет $75 W/cm^2$. Проверка показала хорошее совпадение оценок при использовании η с экспериментом.

Из рис.5 видно, что при плотности мощности на катоде $95 W/cm^2$ при изменении расстояния до подложки с 2 до $4 cm$ в DC-режиме скорость напыления уменьшается в $3,4$ раза, а в AP-режиме – в $2,3$ раза. При плотности мощности $75 W/cm^2$ соответственно в $3,3$ и 2 раза. При плотности мощности $55 W/cm^2$ соответственно в $3,8$ и $2,5$ раза. При плотности мощности $40 W/cm^2$ соответственно в $4,7$ и $12,5$ раз. Таким образом, с увеличением расстояния и уменьшением плотности мощности (т.е. разрядного тока) AP-режим становится все более выгодным.

В процессах напыления и легирования и настройках этих процессов необходим контроль ионного тока. В наших экспериментах измерялись ионный ток на подложку I_i , электронный ток I_e , и скорость напыления V_{depos} (nm/s).

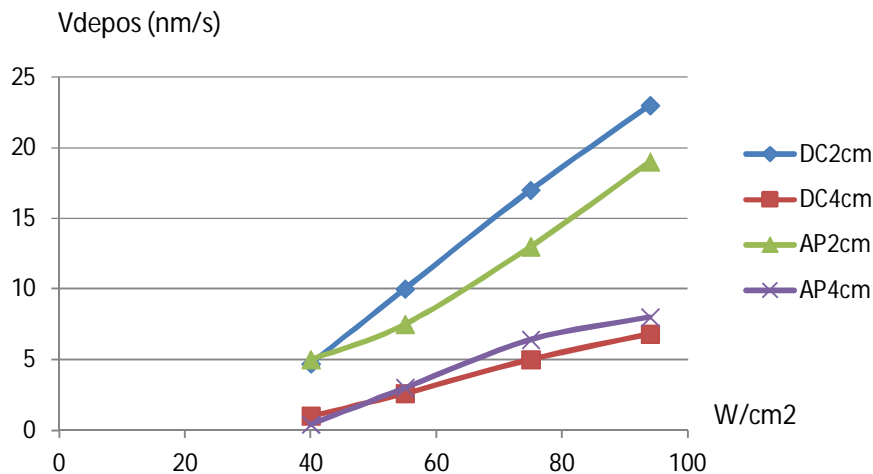


Рис.5. Зависимость скорости напыления в nm/s (V_{depos}) от плотности мощности на катоде и расстояния катод-подложка для DC и AP-режимов.

Обычно устройства для измерения силы ионного тока построены следующим образом [8], рис.6а: Силу ионного тока регистрируют с помощью коллекторов-цилиндров Фарадея, который предотвращает уход вторичных электронов из материала коллектора. Перед цилиндром Фарадея размещают запирающий электрод под отрицательным потенциалом, который заворачивает вторичные электроны обратно на коллектор.

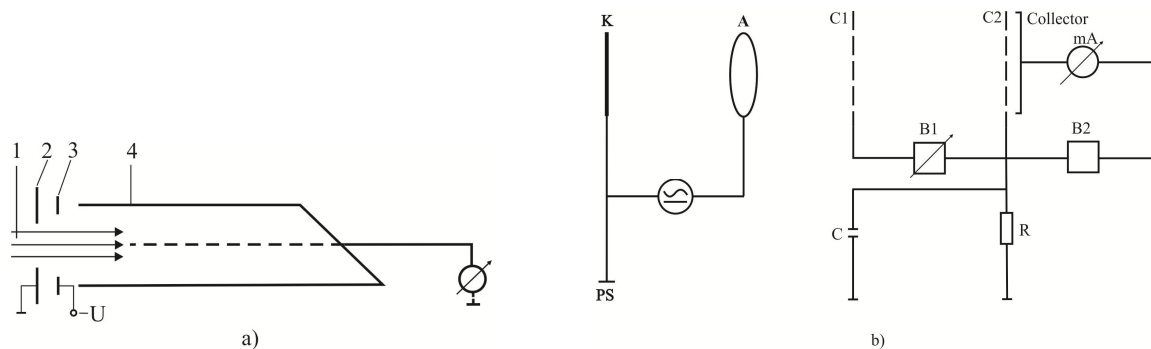


Рис.6. а) Схема устройства для измерения силы ионного тока [8]. 1 - ионный пучок, 2 - диафрагма, 3 - запирающий электрод, 4 - цилиндр Фарадея; б) Схема измерения силы ионного и электронного токов в экспериментах с акустоплазменным магнетроном. К- распыляемый катод, А - анод, С1 - первая сетка, С2 - вторая сетка, Collector - коллектор, mA - микроамперметр, В1 - батарея 1, В2 - батарея 2, PS - источник питания разряда, R,С - сопротивление и конденсатор утечки.

При использовании AP-режима питания разряда модулируется не только напряжение анод-катод, но и анод-диафрагма (2) (рис.6). Это может привести к значительному искажению измерений токов. Поэтому схема измерений при использовании AP-режима питания была изменена. Кроме того, в наших экспериментах магнетрон работал в режиме напыления, без селекции ионного потока, следовательно на коллектор (Кол) могли попадать и ионы и электроны и нейтральные атомы. Применяемая в экспериментах с акустоплазменным магнетром схема измерения токов представлена на рис.7.

На анод А относительно катода К подавалось напряжение от источника питания разряда PS, содержащее постоянную и переменную компоненты. Режим работы магнетрона и цепочка RC сопротивления утечки выбирались такими, чтобы за время измерения потенциал сетки С1 оставался постоянным, т.е., не изменялся из-за оседающих на сетку ионов и электронов. Между сетками С1 и С2 при помощи источника питания В1 создавался задерживающий, или ускоряющий потенциал. Потенциал, задерживающий ионы ускорял электроны и наоборот. Батарея В2 создавала запирающий потенциал, предотвращающий ток вторичных электронов. Для этого было достаточно напряжения В2

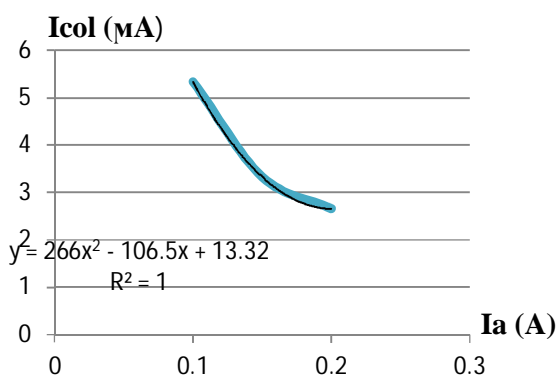
порядка 1,5-3 V. Напряжения батареи В1 могло изменяться и менять задерживающий потенциал для оценки распределения частиц по скоростям. Микроамперметр mA измерял на коллекторе разность составляющих ионного и электронного токов. Использовались вольфрамовые сетки с ячейкой 300 μm и шириной перемычек 50 μm . Потери частиц на обеих сетках вместе составляли около 40%.

Такая схема более сложна и в изготовлении и в использовании, по сравнению с изображенной на рис.6а, но позволяет практически устранить влияние изменения напряжения на аноде и позволяет измерять не только ионный ток, но дополнительно и электронный ток, а также получать экспериментальные распределения ионов и электронов по энергиям и величину потока нейтральных частиц.

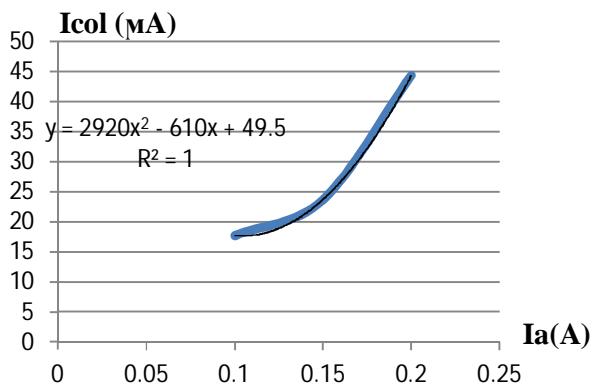
В экспериментах расстояние анод-катод $d(a-cat) = 1 \text{ cm}$, расстояние анод-сетка1 варьировалось $d(a-s1) = 1-10 \text{ cm}$, расстояние сетка1-сетка2 $d(s1-s2) = 2 \text{ cm}$, расстояние сетка2-поверхность коллектора, которая являлась подложкой для напыления $d(s2-col) = 0,3 \text{ cm}$. Диаметр входного отверстия диафрагмы С1- 3 см, входной диаметр цилиндра фарадея и диаметр подложки для напыления 0,8-1 см.

К сетке 2 присоединена средняя точка батарей В1 и В2. Таким образом, если на сетке1 потенциал (-), то на сетке 2 потенциал (+) и в поле между сетками 1 и 2 тормозятся ионы и ускоряются электроны. Если на сетке 1 потенциал (+), то на сетке 2 потенциал (-) тормозятся электроны и ускоряются ионы.

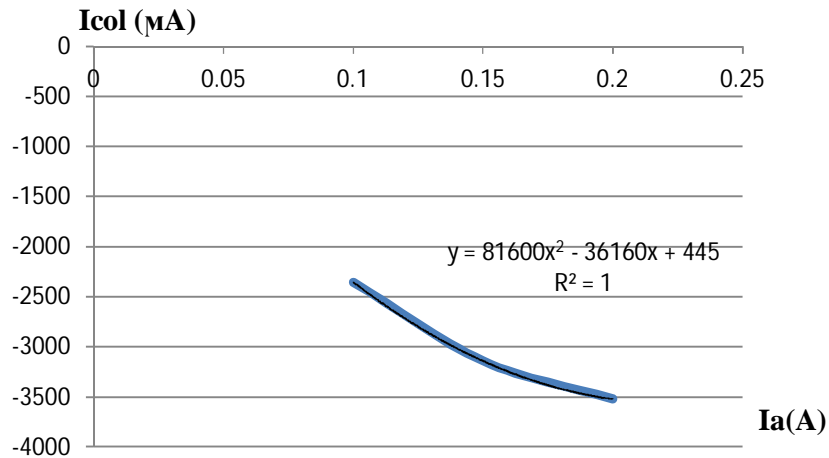
На рис.7 представлены результаты измерений ионного и электронного токов на коллектор. По оси абсцисс отложен ток разряда (анодный ток) в амперах, а по оси ординат – ток на коллектор в mA.



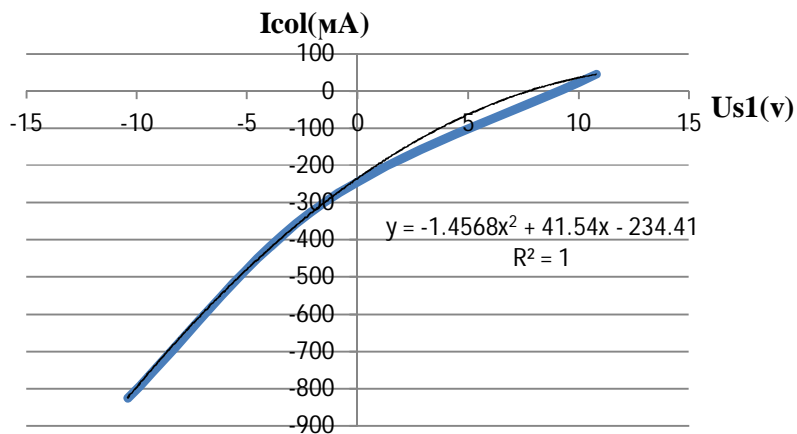
a)



b)



c)



d)

Рис.7. Ионные и электронные токи на коллектор: а) $d = 2 \text{ cm}$, $U_{s1} = 10,8 \text{ V}$, $U_{s2} = -1,5 \text{ V}$, $P_0 = 0,5 \text{ Pa}$; б) $d = 2 \text{ cm}$, $U_{s1} = 10,8 \text{ V}$, $U_{s2} = 1,5 \text{ V}$; в) $d = 2 \text{ cm}$, $U_{s1} = -10 \text{ V}$, $U_{s2} = -1,5 \text{ V}$, д) АР, $f = 1,25 \text{ kHz}$, $M = 0,25$, $I_0 = 0,15 \text{ A}$, $U_{s2} = -1,5 \text{ V}$, $U_{s1} = -10,4/+10,8 \text{ V}$.

На рис.7а напряжение на сетке1 положительное, в результате в промежутке между сетками 1 и 2 ионы ускоряются, а электроны задерживаются. Отрицательное напряжение на сетке 2 означает, что выбитые из поверхности коллектора вторичные электроны задерживаются в промежутке между сеткой 2 и поверхностью коллектора. На рис.7б напряжение на сетке 1 положительное, но напряжение на сетке 2 тоже положительное, в результате электроны, выбитые из коллектора не возвращаются на коллектор, а попадают на сетку 2.

Из сравнения рис.17а и 17б видно, что с увеличением разрядного тока электронная компонента потока частиц на подложку увеличивается, а ионная компонента – падает.

На рис.17с при отрицательном напряжении на сетке 1 электроны в промежутке сетка 1 - сетка 2 ускоряются, а ионы задерживаются, в результате, независимо от потенциала на сетке 2, на коллектор идет большой электронный ток и потенциала $-10 V$ на сетке 1 достаточно, чтобы задержать ионы, т.е., ионы имеют среднюю энергию $< 10 eV$.

Рис.17d соответствует AP-режиму разряда. Частота модуляции $f = 1,25 kHz$, глубина модуляции $M = 0,25$, постоянная компонента разрядного тока $I_0 = 0,15 A$, потенциал на сетке 2 $U_{s2} = -1,5 V$, т.е. задерживает вторичные электроны. Напряжение на сетке 1 U_{s1} меняется от $(-10,4 V$ до $(+10,8 V$.

Из рис.17d видно, что при отрицательном потенциале на сетке 1 в AP-режиме, также как и для случая DC на коллектор поступает значительный электронный ток. Если потенциал на сетке 1 положительный, то большая часть электронов (с энергией $< 7 eV$) задерживается и коллекторный ток становится ионным.

4. Заключение

- Разработан цилиндрический планарный акустоплазменный магнетрон.
- Малый радиус анодной петли позволяет фокусировать и дополнительно ускорять ионную компоненту напыляемого материала. Показаны возможности фокусировки и ее аберрации.
- Сравниваются характеристики магнетрона при питании постоянным током (DC) и в акустоплазменном режиме (AP) (при питании модулированным током, содержащем постоянную и переменную компоненты).
- Значительно сужается диаграмма направленности потока частиц от распыляемого катода (угол по уровню 0,5 от максимума в диаграмме направленности в существующих магнетронах составляет $\sim 100^\circ$, а в разработанном магнетроне $\sim 50^\circ$ в DC-режиме и $\sim 40^\circ$ в AP-режиме).
- Вольт-амперная характеристика (ВАХ) для AP-режима при давлении буферного газа $0,5 Pa$ возрастающая, а при давлении буферного газа $10 Pa$ – падающая. Для DC-режима при $0,5 Pa$ – возрастающая, а при давлении $10 Pa$ – параллельная оси тока, т.е. при изменении тока разряда напряжение остается постоянным.
- Предложен новый простой способ оценки толщины напыляемого слоя.
- При плотности мощности на катоде $95 W/cm^2$ при изменении расстояния до подложки с 2 до 4 см в DC-режиме скорость напыления уменьшается в 3,4 раза, а в AP-режиме – в 2,3 раза. При плотности мощности $75 W/cm^2$ соответственно в 3,3 и 2 раза. При плотности мощности $55 W/cm^2$ соответственно в 3,8 и 2,5 раза. При

плотности мощности 40 W/cm^2 соответственно в 4,7 и 12,5 раз. Таким образом, с увеличением расстояния и уменьшением плотности мощности (т.е. разрядного тока) АР-режим становится все более выгодным.

- Предложена новая схема измерения силы ионного и электронного токов в экспериментах с акустоплазменным магнетроном, учитывающая специфику акустоплазменного разряда.

- Приведены графики ионного и электронного токов на подложку.

Литература.

1. Мкртчян А.Г., Мкртчян А.Р., Абраамян А.С., Налбандян В.В. Метод акустоплазменного напыления в вакууме. Патент Армении N3086A, 27.10.2016.
2. Мкртчян А.Р., Абраамян А.С. Создание магнетронов нового поколения на основе акустоплазменных состояний для очистки поверхностей и напыления на подложки. 1-ый Российский кристаллографический конгресс, Москва, ВДНХ, 2016, Ноябрь 21-26, Тезисы, с.177.
3. Абраамян А.С., Чилингарян Р.Ю. Сравнение тлеющего, дугового и магнетронного разрядов постоянного тока. (доклад на данной конференции).
4. Мкртчян А.Р., Багдасарян А.С., Абраамян А.С., Костанян Р.Б., Мкртчян А.Г., Аругюнян С.Г. Прохоровская премия за 2009г “За создание метода управления параметрами холодной плазмы акустическими волнами”.
5. Mkrtchyan A.R., Mkrtchyan A.H., Abrahamyan A.S. Acoustoplasma is a new State of Plasma. VII Int.Conf. Plasma Phys. and Plasma Technology, PPPT-7, Minsk, Belarus, Sept. 17-21, 2012, Proc., v.1, pp.3-5.
6. Абраамян А.С., Акопян К.В., Оганесян Г.Т. Блок питания CO_2 -лазера с учетом модели акустоплазменного разряда. Вестник Государственного Инженерного Университета Армении. Серия “Моделирование, оптимизация, управление”, Ереван, 2011, Вып.14, том 1, с.18-24.
7. Каштанов В.П., Смирнов Б.М., Хипплер Р. Магнетронная плазма и нанотехнология. УФН, 2007, т.177, N5, с.573-610.
8. Попов В.Ф., Горин Ю.Н. Процессы и установки электронно-ионной технологии: Учеб. пособие для вузов, М., Высш. шк., 1988, 256с.
9. Шкержик Я. Рецептурный справочник для электротехника. М., Энергия, 1978, 160с. (Jan Skerik. Receptar pro elektrotechnika. Praha, SNTL, 1974).

Управление при помощи акустических полей выходной мощностью CO₂ лазера

А.С.Абрамян, Р.Ю.Чилингарян

Институт прикладных проблем в физике НАН РА, ул. Нерсисяна 25, Ереван, Армения

Исследовалась оптимизация работы CO₂-лазера в акустоплазменном режиме – зависимость мощности лазерного излучения от состава рабочей смеси, давления, величины постоянной компоненты разрядного тока, частоты и глубины его модуляции.

Для нормированного КПД преобразования подводимой к разрядной трубке электрической мощности в мощность лазерного излучения экспериментально получена 3D-зависимость от частоты и глубины модуляции разрядного тока. Нормированный КПД т.е. отношение КПД в акустоплазменном режиме к КПД при питании разряда постоянным током.

Максимальный выигрыш при переходе в акустоплазменный режим превышает 2,5 раза. При частоте модуляции тока разряда >2 kHz акустоплазменный режим не дает выигрыша в КПД для лазерной мощности, по сравнению с постоянным током. Оптимальная глубина модуляции разрядного тока 0,5-0,7.

Измерена модуляция мощности лазерного излучения из-за модуляции тока разряда. Глубина модуляции – отношение амплитуды переменной компоненты к величине постоянной компоненты. При частотах модуляции тока >1 kHz модуляции лазерной мощности нет. При частотах модуляции тока $<0,5$ kHz глубина модуляции мощности лазерного излучения нелинейно зависит от глубины модуляции разрядного тока и имеет пороговый характер. При глубине модуляции разрядного тока $\sim 0,7-0,9$ глубина модуляции мощности лазерного излучения максимальна и достигает значения 0,6.

Глубина модуляции мощности лазерного излучения связана, в первую очередь, с созданием акустоплазмы, а не просто с модуляцией тока разряда.

1. Введение.

Впервые о наблюдении генерации в лазере на молекулах CO₂ было сообщено Пателом [1].

Заселенность верхнего лазерного уровня в отсутствие генерации будет

$$N_{001} = \langle jE \rangle \eta \frac{\tau_{CO_2}}{\varepsilon_{001}} \quad (1)$$

где $\langle jE \rangle$ средняя плотность мощности, выделяемая в положительном столбе разряда, j - плотность тока, E - напряженность поля, ε_{001} – энергия верхнего уровня $00^0 1$.

При наличии азота в смеси время релаксации энергии, запасенной верхним уровнем τ_E увеличивается и становится равным

$$\tau_E = \tau_{CO_2} \frac{P_{CO_2} + P_{N_2}}{P_{CO_2}} > \tau_{CO_2} \quad (2)$$

где P_{CO_2} , P_{N_2} - парциальные давления CO_2 и N_2 . Т.е. с увеличением парциального давления азота время релаксации верхнего уровня молекулы CO_2

Оптимизация этой смеси должна проводиться для каждой отдельной ситуации в разряде. В том числе при взаимодействии плазмы с акустическим полем.

Режимы горения разряда можно условно разделить на три вида: стационарный (в т.ч. на постоянном токе), динамический (импульсно-периодический или на повышенной частоте) и квазистационарный (на сравнительно низкой частоте). В стационарном разряде при изменении тока все параметры разряда успевают принять свои новые стационарные значения. В динамическом разряде при быстром изменении тока большая часть параметров разряда не успевает принять стационарные значения. В квазистационарном разряде часть параметров не успевает принять стационарные значения. При динамическом и квазистационарном разряде появляется возможность управления характеристиками плазмы путем изменения параметров модуляции разрядного тока.

Рассмотрим подробнее квазидинамический режим, когда при питании модулированным разрядным током, содержащим постоянную и переменную компоненты, последняя создает в разряде акустические колебания, для которых разрядная трубка является акустическим резонатором. Возникает акустическая неустойчивость, обусловленная взаимодействием акустических волн с низкотемпературной плазмой, в результате чего возникает новое плазменное состояние – акустоплазма. Акустоплазменное состояние по своим параметрам существенно отличается от плазмы без акустического возмущения [3-6].

Конечной целью всего цикла работ – это создание нового CO_2 лазера с улучшенными характеристиками, в частности повышенным КПД и мощностью излучения.

В данной работе исследовано влияние акустоплазменного режима на параметры CO_2 -лазера.

2. Экспериментальная установка.

По своему функциональному назначению экспериментальная установка состоит из: вакуумного поста, разрядных трубок, высоковольтного источника питания и измерительного комплекса.

Вакуумный пост имел общепринятую конструкцию, отличие состояло в том, что исследуемая разрядная трубка присоединялась к балластному объему вакуумного поста через тонкий капилляр (внутренним диаметром $<1mm$).

Разрядные трубки имели разные конструкции. Использовалась разрядная трубка ГЛ-502 от серийного CO₂-лазера ЛГ-23 [7] и специально изготовленные разрядные трубки. Серийная трубка ГЛ-502 использовалась, чтобы не возникал вопрос о влиянии конструкции трубки на полученные результаты по оптимизации параметров при сравнении акустоплазменного режима и режима питания постоянным током (стандартный режим). К серийной трубке ГЛ-502 был припаян стеклянный штуцер, чтобы можно было заполнять ее разными газами при разных давлениях.

Конструкция трубки ГЛ-502 приведена на рис.2. Длина разрядного промежутка – 500mm, диаметр разрядного канала – 12 mm. Лазер ЛГ-23 имел мощность излучения несколько W в непрерывном одномодовом режиме, длина волны излучения – 10,6 mm.

Из рис.1 видно, что трубка состоит из нескольких связанных акустических резонаторов.

В области 0,01-1 kHz она имеет 11 резонансных частот [8]. Из-за брюстеровского окна с повышением частоты акустические моды сильно ослабляются и на резонансных частотах >1 kHz добротность акустического резонатора имеет малую величину.

Конструкция изготовленных в лаборатории разрядных трубок приведена в [6]. Внутренний диаметр разрядного канала был равен 5mm.

Параметры разряда и изготовленных разрядных трубок выбирались такими, чтобы выполнялись соотношения подобия [9] с разрядной трубкой ГЛ-502.

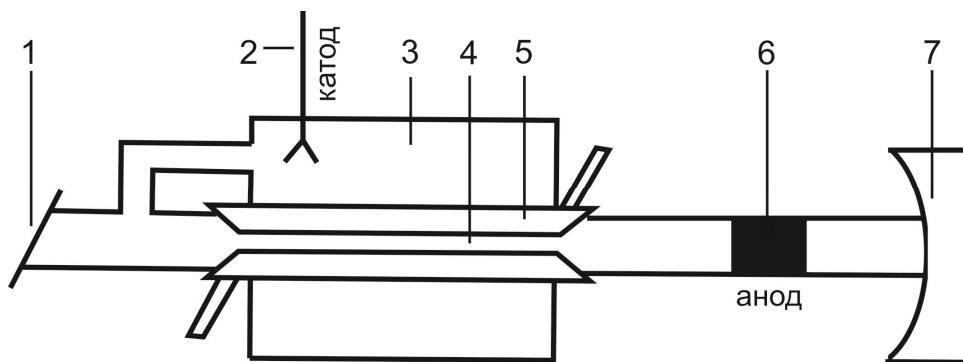


Рис.1. Конструкция разрядной трубки ГЛ-502 лазера ЛГ-23. 1 - брюстеровское окно из GaAs, 2 - катод, 3 - балластный объем, 4 - разрядный канал, 5 - водяная рубашка, 6 - анод, 7 - глухое зеркало резонатора.

Источник питания позволял изменять постоянный ток разряда 1-50 mA и напряжение 0-25 kV, частоту модуляции 0-20 kHz, глубину модуляции 0-1.

Экспериментальная установка описана в [6].

Многоканальный измерительный комплекс описан в [10].

Средняя мощность лазерного излучения измерялась при помощи ИМО-2Н, переменная компонента мощности лазерного излучения измерялась при помощи болометра БКМ-5. Ввиду того, что постоянная времени болометра БКМ-5 порядка 1 мс , измерение переменной компоненты мощности лазерного излучения проводились при низкой частоте модуляции разрядного тока $30 - 200 \text{ Hz}$.

В качестве основной рабочей смеси, при которой можно было бы оценивать все результаты была выбрана стандартная рабочая смесь $\text{CO}_2\text{-лазера } \text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:1:8$. Исследовались также лазерные смеси других составов.

3. Результаты эксперимента и обсуждение.

Исследовалась зависимость мощности излучения лазера в ИК диапазоне ($10,6 \text{ м}$) от частоты модуляции разрядного тока; глубины модуляции M ($M = I_{\sim} / I_0$, I_{\sim} - амплитуда переменной компоненты разрядного тока, I_0 - величина постоянной компоненты); от давления и состава рабочей смеси.

На рис.2 приведена зависимость мощности лазерного излучения от давления рабочей смеси в разрядной трубке для разных смесей $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$ при работе на постоянном токе $I_0 = 5 \text{ mA}$.

Надо отметить, что смеси составов, которые не приведены на рис.5 имели очень малую мощность лазерного излучения как при питании разряда постоянным током, так и в акустоплазменном режиме и поэтому в работе не приводятся.

По горизонтальной оси отложено давление рабочей смеси в *торрах*, а по вертикальной оси - мощность лазерного излучения в *Ваттах*.

Из рис.2 следует, что при работе на постоянном токе (при малых значениях тока) наиболее оптимальными являются рабочие смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 3:1:8$ и $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 2:2:8$. Они позволяют получить наибольший КПД лазерной генерации. Рабочая смесь $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:1:8$ уступает им по максимальной мощности генерации, однако, мощность лазерного излучения рабочей смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:1:8$ почти не зависит от давления, в то время как остальные смеси имеют характерные максимумы, зависящие от давления.

На рис.6 при питании постоянным током для разных смесей приведена зависимость мощности лазерного излучения от величины постоянного тока. Давление рабочей смеси всегда оставалось равным 10 torr .

Из рис.3 видно, что мощность лазерного излучения для рабочей смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:1:8$ слабо зависит от величины постоянного тока. Для остальных рабочих смесей мощность лазерного излучения резко падает при увеличении тока. Особенно узкий пик разрядного тока имеет смесь $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 3:1:8$.

При акустоплазменном режиме разрядный ток в течение периода модуляции изменяется вокруг своего среднего значения. Если необходима максимальная модуляция мощности, то целесообразно выбрать рабочую смесь $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 3:1:8$. Если требуется стабилизация мощности излучения, то целесообразно выбрать рабочую смесь $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:1:8$, поскольку она менее других зависит от величины разрядного тока и значит, наиболее четко покажет зависимость от акустоплазменных явлений.

Из рис.3 следует, что для лазерной смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:1:8$ оптимальная величина постоянной компоненты разрядного тока $10 - 15 \text{ mA}$.

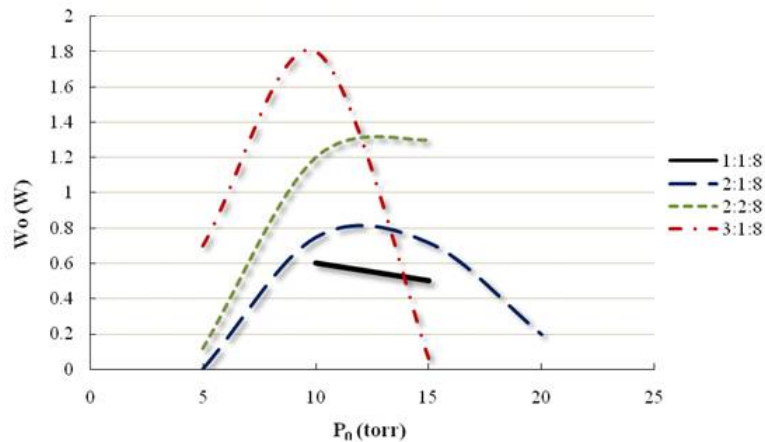


Рис.2. Зависимость мощности лазерного излучения от давления газа для разных рабочих смесей при работе на постоянном токе $I_0 = 5 \text{ mA}$. Синяя кривая - $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:1:8$; голубая кривая - $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 2:1:8$; зеленая кривая - $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 2:2:8$; красная кривая - $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 3:1:8$

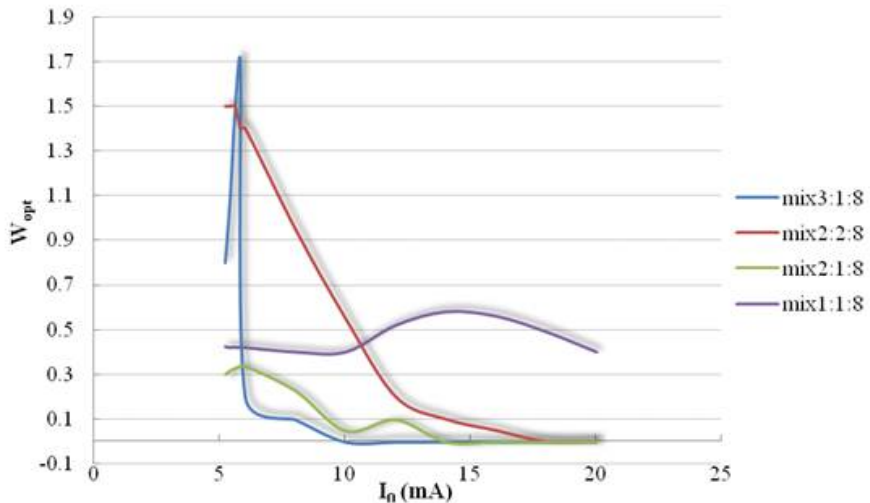
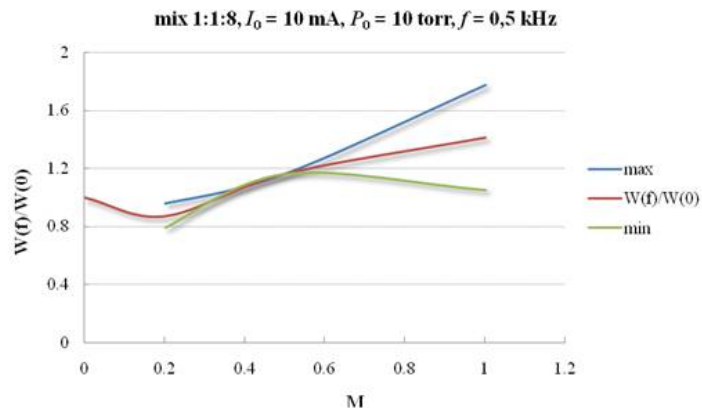
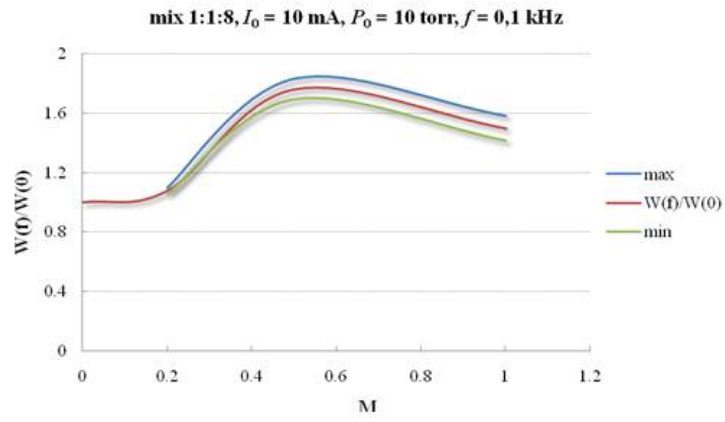
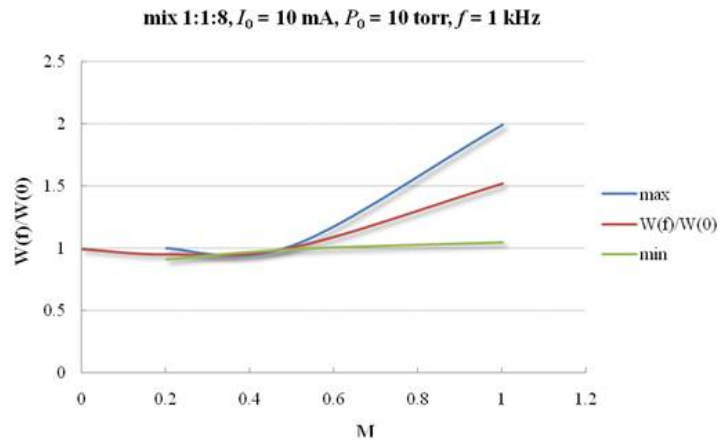


Рис.6. Оптимизация постоянной компоненты разрядного тока для разных рабочих смесей

На рис.4 приведены зависимости нормированной мощности лазерного излучения в акустоплазменном режиме от глубины и частоты модуляции разрядного тока.



3



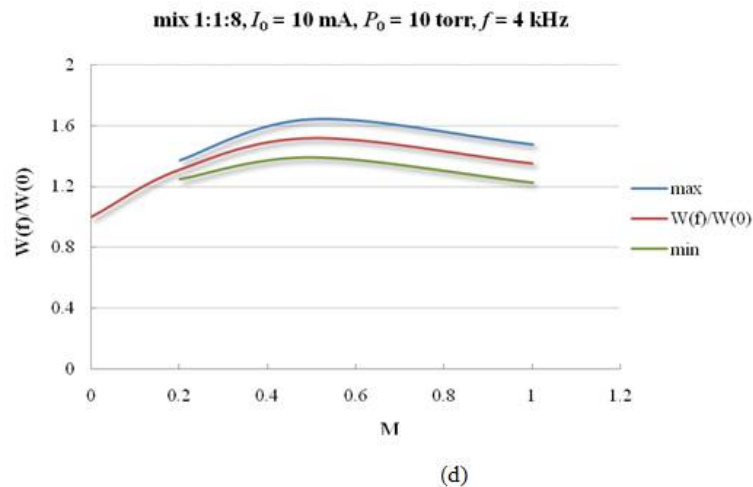


Рис.4. Зависимость нормированной мощности лазерного излучения в акустоплазменном режиме от глубины модуляции разрядного тока M для разных частот модуляции, рабочая смесь $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:1:8$, давление рабочей смеси $P_0 = 10 \text{ torr}$, $I_0 = 10 \text{ mA}$. а) $f = 0,1 \text{ kHz}$; б) $f = 0,5 \text{ kHz}$; в) $f = 1 \text{ kHz}$; д) $f = 4 \text{ kHz}$.

По горизонтальной оси отложена глубина модуляции разрядного тока $M = I(\sim)/I_0$, где $I(\sim)$ - амплитуда переменной компоненты разрядного тока, I_0 - величина постоянной компоненты разрядного тока. По вертикальной оси отложена нормированная мощность лазерного излучения в акустоплазменном режиме $W(f)/W(0)$, где $W(f)$ – средняя мощность лазерного излучения в акустоплазменном режиме работы при модуляции разрядного тока частотой f , $W(0)$ - мощность лазерного излучения при питании разряда постоянным током. Для обоих случаев постоянная компонента разрядного тока была одна и та же $I_0 = 10 \text{ mA}$. Красные линии соответствуют средним значениям. Тонкие синияя и зеленая линии соответствуют максимальным и минимальным значениям, полученным в экспериментальных сериях. Среднеквадратичные отклонения, как правило, значительно меньше, очень часто порядка толщины красной линии. Увеличение отклонения минимальных и максимальных значений от средних при большой глубине модуляции связано с тем, что акустоплазменный режим становится неустойчивым и возможны фазовые переходы как между разными акустоплазменными состояниями, так и между акустоплазменным состоянием и состоянием плазмы без акустического возмущения [11].

Максимально достижимая в экспериментах глубина модуляции составляла $M = 1,2$, однако, после $M = 1$ разрядный ток становится не синусоидальным, а импульсным и говорить о синусоидальной модуляции разряда нельзя.

Из рис.4 видно, что для всех частот модуляции наиболее оптимальной является глубина модуляции $M \approx 0,5$.

Для частоты модуляции 0,1 *kHz* до глубины модуляции 0,2 нормированная мощность равна 1, т.е. преимущества акустоплазменного режима нет. При увеличении глубины модуляции от 0,2 до 0,5 средняя мощность лазерного излучения в акустоплазменном режиме возрастает в 1,7 раз, по сравнению с мощностью лазерного излучения при питании разряда постоянным током. В районе глубин модуляции 0,5 - 0,6 имеется насыщение возрастания, затем при увеличении глубины модуляции от 0,6 до 1 это возрастание уменьшается до 1,5 раз.

Для частоты модуляции 0,5 *kHz* до глубины модуляции 0,2 средняя мощность лазерного излучения в акустоплазменном режиме уменьшается в 1,1 раза, по сравнению с работой на постоянном токе. При дальнейшем увеличении глубины модуляции от 0,2 до 1 мощность в акустоплазменном режиме возрастает до 1,5 раз по сравнению с питанием постоянным током.

Для частоты модуляции 1 *kHz* до глубины модуляции 0,5 преимущества акустоплазменного режима нет. При увеличении глубины модуляции от 0,5 до 1 средняя мощность лазерного излучения в акустоплазменном режиме возрастает линейно в 1,5 раза по сравнению с питанием постоянным током.

Для частоты модуляции 4 *kHz* при возрастании глубины модуляции от 0 до 0,5 нормированная мощность лазерного излучения увеличивается в 1,5 раза, при дальнейшем увеличении глубины модуляции нормированная мощность становится равной 1,4.

Таким образом, при глубине модуляции $M = 1$ средняя мощность лазерного излучения в акустоплазменном режиме в 1,5 раза больше чем при питании постоянным током. При глубине модуляции от 0 до 0,5 поведение нормированной мощности зависит от частоты.

На рис.5 представлен трехмерный график – поверхность нормированной мощности в зависимости от частоты модуляции и постоянной компоненты разрядного тока для глубины модуляции $M = 0,5$. Рабочая смесь $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:1:8$, постоянная компонента разрядного тока $I_0 = 10 \text{ mA}$.

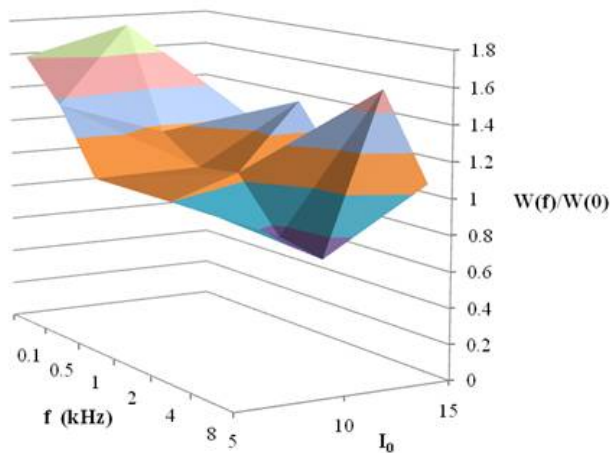


Рис.5. 3-D поверхность нормированной мощности в зависимости от частоты модуляции и постоянной компоненты разрядного тока для глубины модуляции $M = 0,5$.

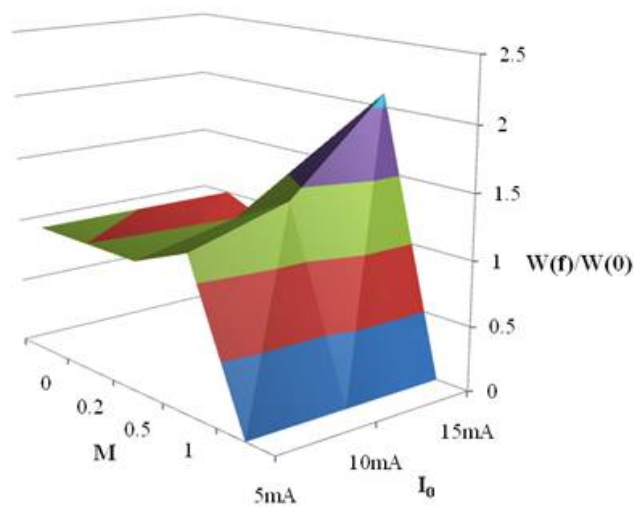


Рис.6. 3-D поверхность нормированной мощности в зависимости от глубины модуляции и величины постоянной компоненты разрядного тока для частоты $f = 0,5 \text{ kHz}$.

Из рис.5 видно, что при глубине модуляции $M = 0,5$ наиболее оптимальными режимами работы, обеспечивающими наибольший выигрыш в акустоплазменном режиме являются низкая частота модуляции $f = 100 \text{ Hz}$ и постоянная компонента разрядного тока $I_0 = 10 \text{ mA}$, выигрыш в 1,7 раза. Для частот $f = 1 \text{ kHz}$ и $f = 4 \text{ kHz}$ оптимальна постоянная компонента разрядного тока $I_0 = 15 \text{ mA}$, в этом случае выигрыш составляет 1,4 - 1,5 раз.

При токе $I_0 = 15 \text{ mA}$ хорошо видны пики и провалы нормированной мощности, в зависимости от частоты модуляции. Это связано с акустическими резонансными явлениями в разрядной трубке, для которой частота первой продольной акустической моды равна $f_1 \approx 0,5 \text{ kHz}$. На частоте $f = 1 \text{ kHz}$ уместятся две стоячие полуволны, или одна волна модулирующей частоты. Данные для расчетов резонансных частот взяты из [12].

На рис.6 представлена поверхность нормированной мощности в зависимости от глубины модуляции и величины постоянной компоненты разрядного тока для частоты $f = 0,5 kHz$, рабочая смесь $CO_2:N_2:He = 1:1:8$.

Из рис.6 видно, что глубина модуляции $M < 0,5$ не оптимальна. Глубина модуляции $M \approx 0,5$ оптимальна для любого значения постоянной компоненты разрядного тока.

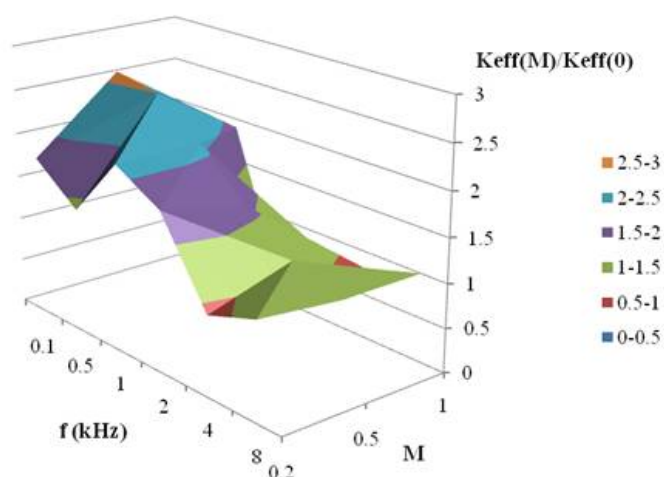


Рис.7. 3D график зависимости нормированного КПД преобразования электрической мощности в мощность оптического излучения от частоты и глубины модуляции для разрядного тока $I_0 = 10 mA$ и давления рабочей смеси $CO_2:N_2:He = 1:1:8$ $P_0 = 10 torr$.

На рис.7 приведен 3-мерный график зависимости нормированного КПД преобразования средней за период электрической мощности в среднюю мощность лазерного излучения от частоты и глубины модуляции.

Нормированный КПД равен отношению КПД в акустоплазменном режиме работы к КПД при питании постоянным током. Если учесть, что в акустоплазменном режиме напряженность постоянной компоненты электрического поля меньше, чем при питании постоянным током [12] и считать, что j , τ_{CO_2} и ϵ_{001} сохраняют свое значение независимо от того акустоплазменный режим, или питание постоянным током, то согласно (3) населенность верхнего лазерного уровня в акустоплазменном режиме должна увеличиться даже больше, чем КПД.

Из рис.7 видно, что после частоты модуляции $f = 0,5 kHz$ нормированный КПД падает и для частот $> 4 kHz$ преимущества акустоплазменного режима по сравнению с питанием постоянным током нет. Для частот модуляции в област $0,1 - 0,5 kHz$ выигрыш составляет 2,5 раза.

Таким образом, для измерений в акустоплазменном режиме оптических характеристик оптимальны следующие параметры: рабочая смесь - $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:1:8$; давление в разрядной трубке $P_0 = 10 \text{ torr}$; величина постоянной компоненты разрядного тока $I_0 = 10 \text{ mA}$; частота модуляции $f = 0,1 - 0,5 \text{ kHz}$; глубина модуляции $M = 0,5 - 1$.

Выше рассматривались средние мощности лазерного излучения в акустоплазменном режиме. Однако, интерес представляет также и мгновенное изменение мощности лазерного излучения в акустоплазменном режиме, связанное с модуляцией разрядного тока, т.е., переменная компонента мощности лазерного излучения.

На рис.8 постоянная компонента разрядного тока $I_0 = \langle I \rangle = 10,9 \text{ mA}$, $\langle I \rangle$ - среднее значение тока за период модуляции. Глубина модуляции разрядного тока $M_I = 0,8$. Средняя за период мощность лазерного излучения $\langle W \rangle = 0,86 \text{ W}$, глубина модуляции лазерного излучения составляет $M_W = 0,6$.

Из рис.9 видно, что глубина модуляции мощности лазерного излучения максимальна при глубине модуляции тока порядка $M_I \sim 0,7 - 0,9$. При глубине модуляции тока $M_I = 1,2$ (максимально достижимая глубина модуляции $M_I = 1,3$ [13]) глубина модуляции мощности лазерного излучения $M_W = 0,11$, при глубине модуляции тока 0,6 и ниже глубина модуляции мощности лазерного излучения также $M_W < 0,1$. Для частоты модуляции разрядного тока $f = 1 \text{ kHz}$ и выше (при глубине модуляции $M_I < 0,6$) модуляция лазерного излучения практически не заметна.

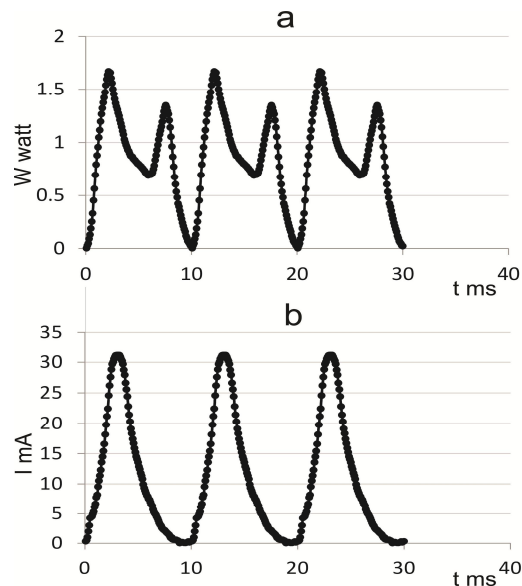


Рис.8. Изменение во времени в течение трех периодов модуляции разрядного тока, частота модуляции $f = 100 \text{ Hz}$, глубина модуляции $M_I = 0,8$. а) мгновенного значения мощности лазерного излучения; б) мгновенного значения разрядного тока, измеренного со стороны анода.

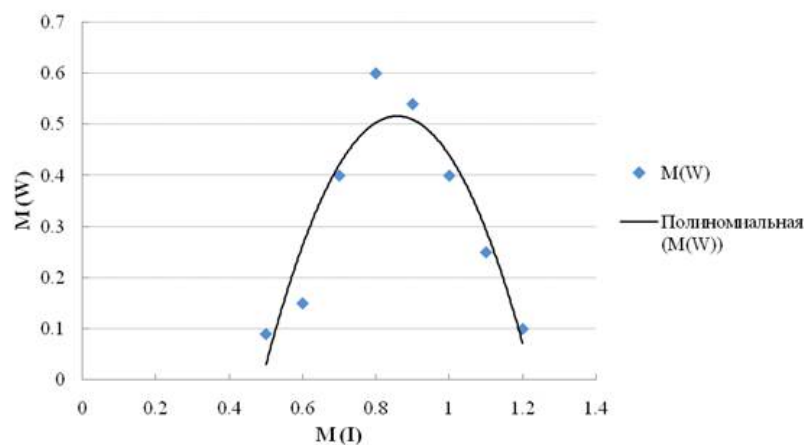
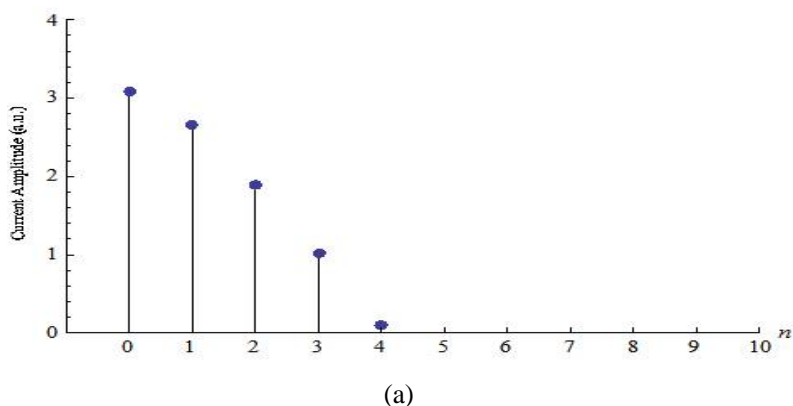


Рис.9. Зависимость глубины модуляции мощности излучения лазера от глубины модуляции тока разряда. Точки - экспериментальные данные, черная линия - аппроксимация параболой $M_w = -2,28 + 6,51M_I - 3,95 M_I^2$.

Аппроксимация параболой показывает, что модуляция мощности излучения должна снижаться до нуля при уменьшении глубины модуляции тока до 0,5. В экспериментах модуляция мощности излучения становилась незаметной при глубине модуляции тока $M_I < 0,3$.

На рис10 для параметров, приведенных на рис.9 представлены Фурье-спектры модуляции разрядного тока (а) и модуляции мощности лазерного излучения (б). По горизонтальной оси отложен номер гармоники, по вертикальной оси – логарифм амплитуды тока в относительных единицах для (а), логарифм мощности лазерного излучения, также в относительных единицах.



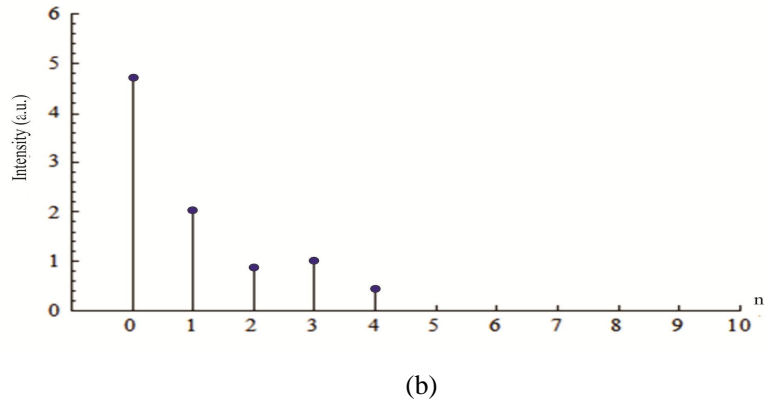


Рис.10. Фурье-компоненты амплитуд тока разряда (а) и мощности лазерного излучения (b) для первых 10 гармоник основной частоты модуляции $f = 100 \text{ Hz}$.

Анализируя совокупность рис.5-10 можно сказать следующее:

1. Время жизни верхнего лазерного уровня, относительно спонтанных переходов в рабочей смеси, согласно (2), составляет $\sim 400 \text{ ms}$. Период наименьшей частоты модуляции $= 10 \text{ ms}$ ($f = 100 \text{ Hz}$). Поэтому модуляция разрядного тока, независимо от частоты и глубины модуляции, непосредственно не может привести к эффектам, приведенным на рис.5-10. Эти эффекты связаны с созданием акустоплазменного состояния.
2. Из рис.7-10 следует, что при модуляции тока разряда на частоте $f = 100 \text{ Hz}$ происходит модуляция мощности излучения лазера, т.е. время жизни верхнего лазерного уровня при индуцированном переходе меньше периода модуляции (10 ms). Увеличение амплитуд 3-ей и 4-ой гармоник Фурье-спектра лазерной мощности и отсутствие 5-ой гармоники говорит о том, что время жизни верхнего лазерного уровня при индуцированном переходе больше 2 ms . Частота первого продольного акустического резонанса резонатора, образованного разрядной трубкой, также порядка $400 - 500 \text{ Hz}$, поэтому, из рис.10 следует, что вклад 4-ой гармоники в общую мощность лазерного излучения намного (почти в 3 раза) больше, чем вклад 4-ой гармоники в ток разряда. Для тока вклад для 4-ой гармоники $\{I(4)/I(1-4)\} = 0,046$, для разряда электрическая мощность пропорциональна первой степени тока, а не второй, как для конденсированных сред. Для лазерной мощности $\{W_{opt}(4)/W_{opt}(1-4)\} = 0,12$. Где $I(4)$ - амплитуда тока 4-ой гармоники, $I(1-4)$ - сумма амплитуд токов гармоник с 1-ой по 4-ую, $W_1(4)$ - амплитуда лазерной мощности на 4-ой гармонике, $W_1(1-4)$ - сумма амплитуд лазерной мощности на гармониках с 1-ой по 4-ую. Из дополнительных

измерений, проведенных ранее (1999г.), получено, что при частоте модуляции тока порядка $f = 1 \text{ kHz}$ и выше модуляции лазерного излучения нет.

3. Глубина модуляции мощности излучения лазера нелинейно зависит от глубины модуляции тока разряда и имеет пороговый характер. При глубине модуляции тока меньше 0,3 модуляции мощности излучения нет; при глубине модуляции тока $M_I = 0,6$ глубина модуляции мощности излучения составляет $M_W = 0,11$; при $M_I = 0,8$ - $M_W = 0,6$; при $M_I = 1,2$ - глубина модуляции мощности излучения снова становится $M_W = 0,11$.
4. Аппроксимация экспериментальных значений мощности излучения лазера в области глубины модуляции тока 0,6 - 1,2 имеет параболический вид. Уменьшение модуляции мощности излучения при малой глубине модуляции тока объясняется тем, что акустоплазменные явления имеют пороговый характер и при малой глубине модуляции тока акустоплазма не возникает [14]. При глубине модуляции тока больше единицы идет разрушение акустоплазменного состояния (из-за возникновения гармоник существует сразу несколько частот) и поэтому глубина модуляции мощности излучения снова падает. При увеличении глубины модуляции тока от 0,6 до 0,8 происходит резкое нарастание акустоплазменного состояния и модуляция мощности излучения также резко растет, при дальнейшем увеличении глубины модуляции от 0,8 до 1,2 начинается разрушение акустоплазмы и глубина модуляции излучения падает.
5. Таким образом, глубина модуляции излучения связана, в первую очередь, с созданием акустоплазмы, а не просто с изменением тока модуляции.
6. Из рис.2 и 3 видно, что акустоплазменное взаимодействие и мощность лазерного излучения сильно зависят от состава рабочей смеси.

4. Заключение.

1. Рассмотрена оптимизация работы CO_2 -лазера в акустоплазменном режиме – зависимость мощности лазерного излучения от рабочей смеси, давления, постоянного тока, частоты и глубины модуляции. Выигрыш в мощности излучения при переходе в акустоплазменный режим, по сравнению с питанием постоянным током (при сохранении неизменными остальных параметров), составляет 1,5 раза. Максимальный выигрыш – более 2,5 раз.
2. Получен 3D-график зависимости КПД преобразования электрической мощности в мощность лазерного оптического излучения от частоты и

глубины модуляции разрядного тока. Оптимальная глубина модуляции тока $M = 0,5$.

3. Измерена модуляция мощности CO_2 -лазера, обусловленная модуляцией разрядного тока. Глубина модуляции мощности излучения лазера зависит от частоты модуляции. При частотах $> 1 \text{ kHz}$ модуляции нет. При частотах порядка нескольких сот Hz глубина модуляции мощности лазерного излучения нелинейно зависит от глубины модуляции тока разряда и имеет пороговый характер.
4. Аппроксимация экспериментальных значений мощности излучения лазера в области глубины модуляции тока 0,6 - 1,2 имеет параболический вид. Уменьшение модуляции мощности излучения при малой глубине модуляции тока объясняется тем, что акустоплазменные явления имеют пороговый характер и при малой глубине модуляции тока акустоплазма не возникает. При увеличении глубины модуляции тока от 0,6 до 0,8 происходит резкое нарастание акустоплазменного состояния, и модуляция мощности излучения также резко растет, при дальнейшем увеличении глубины модуляции от 0,8 до 1,2 начинается разрушение акустоплазмы и глубина модуляции излучения падает. Таким образом, глубина модуляции излучения связана, в первую очередь, с созданием акустоплазмы, а не просто с изменением тока модуляции.

Литература:

1. Пател К. Мощные лазеры на двуокиси углерода. УФН, 1969, т.97, в.4, с.697-713.
Patel C.K.N. Phys.Rev.Letts., 1964, v.13, N21, pp.617.
2. Герцберг Г. Электронные спектры и строение многоатомных молекул. М., Мир, 1969, 772с.
3. Галечян Г.А., Мкртчян А.Р. Акустоплазма. Ереван, Апага, 2005, 338с.
4. Минск Мкртчян А.Р., Мкртчян А.Н., Abrahamyan A.S. Acoustoplasma is a new State of Plasma. VII Int.Conf. Plasma Phys. and Plasma Technology, PPPT-7, Minsk, Belarus, Sept.17-21, 2012, Proc., v.1, pp.3-5.
5. Abrahamyan A.S., Chilingaryan R.Yu. Measurement of Variable Component of Optical Radiation of Acoustoplasma at low-frequency Discharge Current Modulation. Armenian Journal of Physics, 2014, v.7, issue 3, pp.147-154.

6. Chilingaryan R.Yu. Influence of Parameters of the Acoustoplasma Mode on the Optical Emission Spectrum of the Mixture of Gas Discharge CO₂-Laser. Armenian Journal of Physics, 2014, vol.7, issue 2, pp.93-101.
7. Лазер ЛГ-23. Паспорт, Тех.описание, Инструкция по эксплуатации. 15с.
8. Мкртчян А.Р., Абраамян А.С., Абраамян К.А., Геворгян С.А., Костанян Р.Б. Непрерывный СО₂-лазер с использованием акустоплазменного взаимодействия. Междунар.Конф. Лазерная Физика, LP-2001, 10-12 Окт. 2001, Ашгатак, Армения, Труды, с.59-62.
9. Миленин В.М., Тимофеев Н.А. Плазма газоразрядных источников света низкого давления. Ленинград, Изд.ЛГУ, 1991, 240с.
10. Աբրահամյան Ա.Ս., Հակոբյան Վ.Վ., Միքայելյան Ա.Ս., Սահաքյան Ք.Գ., Չիլինգարյան Ռ.Յու., Բեժանյան Տ.Ժ. Վիրտուալ Լաբորատորիայի Չափման Կոմպլեքս. Երիտասարդ Գիտնականների Հանրապետական Գիտաժողով, 11 Դեկտ. 2010, Վանաձոր, ՀՀ, 2011, էջ 3-8.
11. Abrahamyan A.S., Chilingaryan R.Yu., Sahakyan Q.G. Catastrophe Theory and Phase Transition Study in Acoustoplasma. VII Int.Conf. Plasma Phys. and Plasma Technology, PPPT-7, Minsk, Belarus, Sept.17-21, 2012, Proc., v.1, pp.197-199.
12. Ароян К.П. Генерация и усиление акустических волн в газоразрядной плазме и управление параметрами разряда. Автореферат дисс.к.ф.-м.н., Ереван, 2005.
13. Չիլինգարյան Ա.Ս. Թռիչքների և ոչ գծային երևույթները ակուստապլազմայում. Երիտասարդ Գիտնականների Հանրապետական Գիտաժողով, 11 Դեկտ. 2010, Վանաձոր, ՀՀ, 2011, էջ 29-35.
14. Мкртчян А.Р., Торосян О.С. К теории усиления акустических волн в слабоионизованной плазме. Акуст. Ж., 1999, т.45, N5, с.633-641.

Акустофизическая диагностика злокачественных образований в живых организмах

**Мкртчян А. Г., Налбандян В. В., Акопян А.С., Хачатрян А. В.,
Момджян М. М., Мосоян П.О., Бабаян И.А., Налбандян А.О.,
Акопян М.А.**

Институт прикладных проблем физики НАН РА, Гр. Нерсисяна 25, Ереван, Армения,

Предлагается методика диагностирования злокачественных образований, в частности саркомы типа С-180, в живых организмах (мышях), на основании сканирования модулированными электромагнитными волнами разной частоты. Путем сравнения характеристических частотных спектров просканированных здоровых и больных особей можно определить наличие и уровень распространенности злокачественных образований.

Медицинская диагностика — это набор методов и решений, которые позволяют прийти к заключению о наличии или вероятности наличия в организме того или иного заболевания. В настоящее время открытие новых и совершенствование уже существующих методов диагностики является важным направлением медицинских исследований. Так, одной из сложнейших задач, которую пытаются разрешить в настоящее время, является противодействие онкологическим заболеваниям, путем развития методов диагностики злокачественных образований на ранней стадии, что приводит к развитию революционных методов терапии в онкологии. Однако проблема слишком поздней диагностики болезней до сих пор остается решающей для лечения.

Диагностика заболеваний на ранних стадиях развития является одной из составляющих быстрого и успешного лечения. Вопросам раннего выявления злокачественных опухолей уделяется много внимания. Для диагностики раковых заболеваний используется современная высокоточная аппаратура, разрабатываются новые методики обследования, которые позволяют определить наличие перерожденных клеток на начальных стадиях болезни.

Существующие средства диагностики [1-4], основанные на ультразвуковых и рентгеновских методиках получения изображений, не всегда безопасны и, кроме того, не все области организма могут быть подвергнуты диагностике подобными средствами из-за невозможности проникновения лучей через определенные биоткани или появлению побочных воздействий на организм. В основном эти средства достаточно громоздки,

время разворачивания их велико, поэтому использование их в чрезвычайных ситуациях затруднено. В связи с этим становится актуальным применение более транспортабельных и быстроразвертываемых систем диагностики на основе электромагнитных волн.

В настоящей работе приводятся результаты исследований злокачественных образований с применением метода акустофизической диагностики, основанной на регистрации акустических откликов организма на воздействие пакета модулированных электромагнитных волн.

Использование электромагнитных волн (ЭМВ) для диагностирования заболеваний основано на свойстве их прямолинейного распространения с проникновением внутрь организма и разному отражению от границ различных плотностей как наружных контуров биологических тканей, так и их внутренней структуры. Изменение сечений рассеяния ЭМВ на границах клеточных структур и поглощение тканями, обуславливает вероятность происходящего характерного изменения биомеханических свойств среды. Регистрируемый амплитудно-частотный характеристический (АЧХ) спектр откликов организма дает определенную информацию о внутреннем строении и состоянии структуры тканей. Распространение ЭМВ в организме определяется плотностью, структурой, упругостью и вязкостью его тканей. Любая ткань организма препятствует распространению ЭМВ и чем выше плотность ее, тем больше отражение и меньше поглощение ЭМВ.

Организм представляет собой анизотропный объект с измененными и изменяющимися структурами. В зависимости от степени изотропности тканей (или клеток) появляется та или иная патология. В здоровых тканях преобладает анизотропия, четко происходят реакции диссимметризации [5]. Анизотропия определяет зависимость свойств тканей от направления в организме. Диссимметрия - свойство биологических систем использовать и синтезировать вещество в одной из двух возможных пространственных конфигураций, проявляющиеся на макроскопическом и молекулярном уровнях. В живых организмах самые важные элементы структуры формирующие клетки фосфолипиды и белки, являются полностью диссимметричными, синтезируются только в одной форме, менее важные - в неравном количестве левых и правых форм. При патологии, в той или иной степени, в тканях нарушается анизотропия и диссимметрия. Раковые клетки в отличие от нормальных обладают ярко выраженной анизотропией, поэтому отклики ЭМВ от них значительно отличаются от откликов здоровых тканей. Задача диагностирования, состоит в определении зависимости параметров реакции ЭМВ от состояния биологических тканей, что дает возможность дифференцирования здоровых и раковых тканей путем сравнения степени их анизотропии. Регистрируя изменение

сигналов ЭМВ после прохождения их через ткани или отражения от соответствующих поверхностей, можно судить о структурном и функциональном состоянии тканей и органов и проводить диагностику между злокачественными и доброкачественными образованиями, делать вывод о стадии развития патологии исследуемого органа.

На основе результатов в области исследований акустофизики [10-15], новом направлении физики развитым в ИППФ НАН РА была разработана специальная методика неинвазивной диагностики злокачественных образований в живых организмах [7,8]. С физической точки зрения задача распространения акустических волн в организме аналогична задаче распространения акустических волн в многослойных изотропных средах при наличии анизотропии определенных геометрических конфигураций, которые были успешно решены в ИФПП.

В качестве испытываемых объектов (ИО) использовались лабораторные белые мыши, инфицированные саркомой типа С-180.

ИО помещались в специально изготовленную экранированную камеру, в которой обеспечивалось присутствие акустических стоячих волн. Изменяя несущую частоту модулированных акустических волн проводилось сканирование ИО с регистрацией характерных АЧХ спектров. После оцифровки АЧХ спектров акустических откликов ИО, проводился анализ спектров несущих информацию о биомеханических свойствах структуры образований на молекулярном и межклеточном уровне организма.

Сканирование проводилось в диапазоне частот $1 \div 10^8$ Гц с шагом 100 Гц., а в областях видимых патологических изменений с шагом 1 Гц., что позволяло получить более информативную картину о состоянии организма ИО. По окончании эксперимента спектры больной мыши сравнивались с предварительно полученными спектрами здоровой (Рис.1).

Сравнительный анализ АЧХ спектров полученных откликов здоровых и инфицированных мышей дает четкую информацию о стадии заболевания. С учетом временного фактора можно выявить динамику патологии заболевания.

По отклонениям АЧХ спектров откликов (Рис.2) делалось заключение о наличии и распространенности злокачественных образований.

Был проведен ряд экспериментов на нескольких группах больных мышей на различных стадиях заболевания. Полученные в течение каждого последующего эксперимента на той же группе инфицированных мышей АЧХ спектры отличались от ранее полученных.

На последнем этапе заболевания замечалось резкое видоизменение АЧХ спектра, отмеченное в виде характерного энергетического всплеска на кривой.

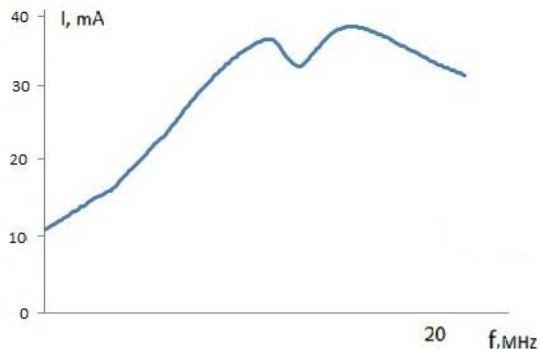


Рис.1 Кривая АЧХ спектра здоровой мыши

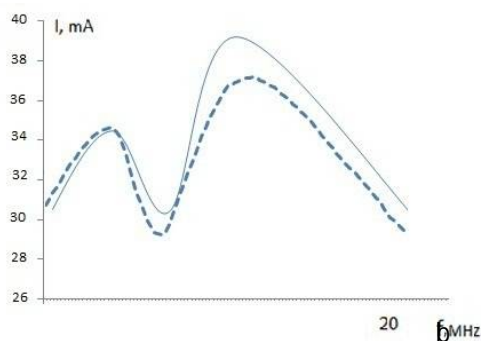


Рис.2 Кривая отклонений АЧХ спектра больной мыши относительно здоровой
 а - кривая АЧХ спектра здоровой мыши, б - кривая АЧХ спектра больной мыши.

Разработанная методика обладает рядом преимуществ по сравнению с имеющимися [6,9]:

- позволяет проводить не только достоверную, но и дифференциальную диагностику опухолевых, деструктивных, дистрофических и т.п. нарушений в тканях с помощью измерения отраженного или прошедшего через организм сигнала и получить детальную информацию о его внутриклеточной структуре;
- проводить многократное безопасное диагностирование злокачественных новообразований
- возможностью повышения точности диагностирования при уменьшении шага сканирования;
- осуществить локальную гипертермию злокачественных новообразований без нагрева тканей, не вызывая при этом цепную реакцию появления новых пораженных клеток.

Использование данной методики дает возможность проводить диагностику злокачественных образований, путем восстановления анизотропии в пораженных тканях, воздействием на выявленные участки электромагнитных волн определенной

конфигурации и мощности, создающими ассоциированное тепловое воздействие на нужную ткань и приводящими к изменению поляризации и структуры поврежденных тканей организма,

Литература:

1. Б.В.Акопян, Ю.А. Ершов. Основы взаимодействия ультразвука с биологическими объектами: Ультразвук в медицине, ветеринарии и экспериментальной биологии. М. Изд. МГТУ им Н.Э.Баумана, 2005, 224
2. М.Р.Бейли, В.А.Хохлова и др. Физические механизмы воздействия терапевтического ультразвука на биологическую ткань (обзор) . Акустический журнал, 2003, том 49, №4,447
3. J.J. Cronan, R.K. Zeman, A.T. Rosenfield Comparison of computer izedtomography, ultrasoundandan giographyin stagingrenalcellcarcinoma .J. Urol. 1982. V. 127. № 2. 712-714.
4. И.Г. Фролова, О.В. Котова, Ю.И. Тюкалов, С.А. Величко, Е.Е. Боберь, Ж.А. Старцева, А.И. Коновалов, А.В. Богоутдинова. Возможности ультразвукового метода в диагностике сарком мягких тканей. Сибирскийонкологический журнал. 2015. № 3. 82–89
5. Ю.А.Корнеев,А.П. Коршунов, В.И. Погадаев. Медицинская и биологическая физика. М. Наука, 2001.
6. М.В.Кутушов. Способ диагностики с помощью ультразвуковых и электромагнитных волн. № 2378989, 2. 2007.
7. А. Г.Мкртчян, А. Р.Мкртчян, В. В.Налбандян, В.Хачикян, Г. Базилян. Метод обнаружения злокачественной опухоли в живом организме. Авторское свидетельство № 2994 А,2015
8. А. Г.Мкртчян, В. В.Налбандян, А.С.Акопян, М.М.Момджян. Исследования акустических откликов биологических объектов при отсутствии и наличии злокачественных образований. Международный научный журнал. Сборник научных трудов,Киев,№6, т.3, 25-27, 2016
9. Г.Т.Синюкова, Л.А. Костякова, В.Н. Шолохов, П.А.Синюков. Ультразвуковая диагностика новообразований мягких тканей. Вестник РОНЦ им. Н. Н. Блохина РАМН,№ 1-2, т. 15, 2004.

10. S.A.Mirakyan. Propagation of acoustic waves through elastic stratified medium with heterogeneity in the form of rectangular reservoir. *Armenian Journal of Physics*, 2014, vol. 7, issue 2, 102-105.
11. А.Г.Мкртчян, А.Р. Мкртчян, Х.В.Котанджян, А.А.Асланян, Э.М.Арутюнян, А.С.Арутюнян, Г.А.Айвазян, О.Р.Мурадян, В.Н.Агабекян, С.А.Миракян. О возможности определения параметров сейсмо-акустических волн методом обратных задач. *Фундаментальные исследования*, № 8, 51-54, 2014.
12. А.Г.Мкртчян, А.Р.Мкртчян, А.С.Багдасарян, В.К.Сарьян, Х.В.Котанджян, А.А.Асланян, Г.А.Айвазян, О.Р.Мурадян, В.Н.Агабекян, С.А.Миракян. Определение параметров акустических колебаний методом обратных задач. *Нелинейный Мир*, № 6, Т.12, 42-47, 2014.
13. А.Г.Мкртчян, А.Р.Мкртчян, А.С.Багдасарян, В.К.Сарьян, Х.В.Котанджян, А.А.Асланян, О.Р.Мурадян, С.А.Миракян. Накопления акустических волн при распространении в слоистых средах. *Нелинейный Мир*, № 8, Т.12, 16-22, 2014.
14. А.Р.Мкртчян, А.Г.Мкртчян, Э.М.Арутюнян, С.А.Миракян. Метод регистрации параметров акустических колебаний. Авторское свидетельство № 2863 А, 2014.

Использование обратных задач и теории катастроф в акустоплазменных исследованиях

А.Р.Мкртчян^{1,2,3}, А.С.Абрамян¹, А.С.Микаелян¹, К.Г.Саакян¹,
Р.Ю.Чилингарян¹

¹Институт прикладных проблем физики НАН РА, Гр. Нерсисяна 25, Ереван, Армения

²Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, Россия

³Белгородский национальный исследовательский университет, Белгород, Россия

Если разрядный ток содержит постоянную и переменную компоненты, в плазме возникают акустические неустойчивости в виде волн, что приводит к образованию акустоплазмы. Неустойчивости в плазме приводят к бистабильности, мультистабильности, явлениям гистерезиса вольт-амперной характеристики и скачкообразным изменениям состояния плазменной среды. Эти изменения можно представить, как фазовые переходы и описать с использованием теории катастроф.

Предложен метод аппроксимации экспериментальных данных уравнениями катастроф, заключающийся в том, что экспериментальные данные нормируются на свои средние значения и превращаются в безразмерные величины. Для приведенного к каноническому виду уравнения катастроф определяются точки возможных фазовых переходов. Затем, координаты точек фазовых переходов, полученные для канонического уравнения обратными преобразованиями переводятся в координаты в среде экспериментальных данных. Т.о. находим точки возможных фазовых переходов в реальном эксперименте. Метод может быть использован в других областях науки и техники.

Предложены метод определения изменения параметров акустоплазменного разряда при помощи некорректно поставленных обратных задач (ОЗ), который основан на решении ОЗ в каждый текущий момент времени для экспериментально измеренных параметров и метод решения ОЗ в окрестности “особых точек” с помощью теории катастроф. Обоснование объединения с ОЗ.

1. Введение.

Плазма, как самосогласованная система, имеет устойчивые и неустойчивые состояния. При внешних воздействиях (в т.ч. модуляции тока) в плазме возникают акустические неустойчивости в виде волн, что приводит к образованию акустоплазмы. Неустойчивости вызывают скачкообразные изменения плазменной среды, гистерезисы, бистабильности и мультистабильности [1].

Эти изменения можно представить, как фазовые переходы и описать с помощью теории катастроф.

По результатам эксперимента можно построить математическую модель акустоплазмы и затем часть параметров, которые не получены непосредственно из

прямых задач можно вычислить при помощи обратных математических задач. Самое сложное- решение некорректно поставленных обратных задач.

Определим функцию полученную из эксперимента как $U(x)$. Результат эксперимента можно записать в виде:

$$u(x) = A[x, z(s)]$$

где x - независимая переменная; A -оператор; $Z(s)$ - зависимая переменная;

Под решением обратной задачи понимают нахождение $Z(s)$ по функции $U(x)$, полученной из эксперимента.

Для решения прямой задачи (известны причины, необходимо найти следствия) достаточно знать одну причинно-следственную связь для решения обратной задачи (известны следствия, нужно найти причины) надо знать многие причинно-следственные связи, т.е. необходимо иметь большую базу экспериментальных данных, поскольку один и тот же эффект может зависеть от разных причин.

Обратные задачи, как правило, нелинейные, т.е. имеют несколько корней, что также затрудняет их решение.

Сравним формулировки теории катастроф (ТК) и некорректно поставленных обратных задач (ОЗ).

Теория катастроф, формулировка катастроф В.И.Арнольдом [2]: Катастрофами называются скачкообразные изменения, возникающие в виде внезапного ответа системы на плавное изменение внешних условий.

Некорректно поставленные обратные задачи [3]: Задача поставлена корректно, если: 1.Решение существует; 2.Решение единственное; 3.Решение устойчиво по отношению к малым возмущениям данных;

При нарушении хотя бы одного из условий задача поставлена некорректно.

Чаще всего нарушаются условия 2 и 3. Нарушение единственности решения связано с нелинейностью обратной задачи. Нарушение устойчивости решения означает, что при малом изменении одного из параметров (мы сами его задаем и поэтому называем независимым, или управляющим) происходит скачок другого параметра (зависимого, или управляемого), который является ответом системы на наше воздействие.

Таким образом, при нарушении условия 3 задача становится некорректно поставленной и совпадает с формулировкой катастроф. И ее можно решать с помощью ТК.

Решение состоит в определении либо коэффициентов уравнений, либо области, в которой действует оператор, либо начальных условий, либо сочетания всех вышеперечисленных условий. Самая сложная задача – определение решения в

окрестности “особых точек”. В самих “особых точках” решение отсутствует. В этих точках происходит скачок параметров исследуемой системы. После скачка система или возвращается в прежнее состояние, или переходит в новое.

Надо отметить, что в акустоплазме из-за скачков параметров и фазовых переходов почти все явления нелинейны, имеют неединственные решения и большая их часть является некорректно поставленными.

Для системы линейных алгебраических уравнений вместо (1) можно записать

$$\mathbf{Az}=\mathbf{U} \quad (2)$$

где \mathbf{z} - искомый вектор, \mathbf{U} - известный вектор, $\mathbf{A}=\{\mathbf{a}_u\}$ – квадратная матрица с элементами \mathbf{a}_u .

Для системы из N уравнений вычисление детерминанта потребует N^3 операций и накопление ошибок при вычислениях измеренных величин делает сами вычисления бессмысленными.

Существуют методы решения таких систем [4].

В данной работе предлагается новый метод решения линейных и нелинейных алгебраических уравнений, основанный на обработке экспериментальных данных с помощью теории катастроф [5-7].

Рассмотрим использование предлагаемого метода решения обратных задач на примере акустоплазменных процессов. При помощи двухлучевого осциллографа получаем осциллограммы тока разряда в разрядной трубке и напряжения на разряде. Ток разряда модулируется с определенной частотой. В результате процессов, происходящих в акустоплазме осциллограммы отличаются от синусоидальных и имеют сдвиг по фазе. В данном случае мы производим модуляцию тока и следовательно, ток является независимым параметром, напряжение на разряде является зависимым параметром.

Производится квантование по времени осциллограмм независимых и зависимых параметров, которые измерялись экспериментально. Если независимых параметров несколько, то квантование каждого из k независимых параметров эксперимента. Квантование во времени на 120 пикселей за период модуляции тока разряда необходимо, чтобы можно было минимизировать ошибки при вычислениях с использованием быстрого Фурье-преобразования для первых 6 гармоник сигналов.

Получаем $120k$ уравнений $Az_{ij}^*=U_{ij}^*$ где $\{i=1-120\}$; $\{j=1-k\}$. Индекс (*) означает приближенные значения.

В результате получаем набор мгновенных значений исследуемых функций U_j^* в течение периода модуляции. По мгновенным значениям с использованием уравнений

теории катастроф строятся аппроксимации для каждой из этих функций. Эти аппроксимации являются искомыми функциями U_j

$$A \left\{ \begin{array}{c} z_{1,1}^* \dots z_{k,1}^* \\ \dots \\ z_{1,120}^* \dots z_{k,120}^* \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{c} u_{1,1}^* \dots u_{k,1}^* \\ \dots \\ u_{1,120}^* \dots u_{k,120}^* \end{array} \right\} \quad (3)$$

В случае одного независимого параметра матрица упрощается и приводится к виду

$$A \left\{ \begin{array}{c} z_1 \\ \dots \\ z_{120} \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{c} u_1 \\ \dots \\ u_{120} \end{array} \right\} \quad (4)$$

Поскольку дискретизация исследуемых точек при эксперименте может пропустить скачок параметров, или скачок параметров может происходить внутри системы таким образом, что внешне он не определяется при измерении конкретного параметра, то аппроксимация уравнениями катастроф позволяет определить имеются ли в области экспериментальных исследований скачки параметров – “особые точки”.

При наличии в исследуемой области “особых точек”, в которых происходят скачки и решение обратных задач невозможно, предлагается использовать следующую процедуру:

1. В области существования параметров эксперимента $\{A-D\}$ определяется совокупность особых точек $\{B,C\}$.

2. Область решения обратных задач разбивается на участки $\{U_A; U_B; U_C\}$, исключающие “особые точки”. Обратные задачи решаются отдельно для каждой из этих областей. Области $\{U_A; U_B; U_C\}$ должны принадлежать одному и тому же уравнению катастроф

$$\int_a^d U dx = \int_a^b U_A dx + \int_b^c U_B dx + \int_c^d U_C dx \quad (5)$$

3. В окрестности особых точек проводится “сшивка” результатов решения обратных задач с применением теории катастроф. Комбинация управляющих параметров, полученных с помощью теории катастроф, подставляется в подынтегральные функции.

4. Скачки параметров в точках сшивки интерпретируются, как фазовые переходы.

Необходимо отметить, что с точки зрения “чистой математики” аппроксимация уравнениями ТК имеет смысл, если исследуемая функция является потенциальной [8]. Однако, для прикладных задач класс функций расширяется. Например, в формулировках [8] потенциал электрического поля является потенциальной функцией, а напряжение-разность потенциалов- не является. В то же время в физике разность потенциалов также является потенциальной функцией и определяет энергию, набираемую заряженной частицей. Кроме того, напряжение соответствует всем требованиям ТК. В [9] рассмотрено применение ТК в областях, например, социологии и других, которые вообще не имеют развитого математического аппарата, но тем не менее, явления могут описываться с помощью теории катастроф.

Несколько слов о ТК.

ТК- математический инструмент, основанный на приближении отрезками ряда Тейлора с учетом Леммы Морса и Теоремы Тома [9].

Лемма Морса: Вблизи невырожденной точки функцию заменой переменных можно свести к простой стандартной форме.

Теорема Тома: При числе независимых параметров ≤ 4 практически любую физически реализуемую функцию путем локальных замен переменных в начале координат можно привести к 7 многочленам, определяющим 7 элементарных катастроф:

$$\text{Катастрофа складки: } V_a(x) = (x^3/3) + ax; \quad (6)$$

$$\text{Катастрофа сборки: } V_{ab}(x) = (x^4/4) + (ax^2/2) + bx; \quad (7)$$

$$\text{Катастрофа ласточкиного хвоста: } V_{abc}(x) = (x^5/5) + (ax^3/3) + (bx^2/2) + cx; \quad (8)$$

$$\text{Катастрофа бабочки: } V_{abcd}(x) = (x^6/6) + (ax^4/4) + (bx^3/3) + (cx^2/2) + dx; \quad (9)$$

$$\text{Эллиптическая омбилика: } V_{abc}(x,y) = (x^3) - (3xy^2) + a(x^2 + y^2) + bx + cy; \quad (10)$$

Катастрофы (6) и (7) можно представить в 3D-пространстве, остальные (8-10)-сечениями при части фиксированных параметров.

Как уже сказано выше, экспериментально полученную кривую разбиваем на 120 точек. Коэффициенты a,b,c,d, обозначим a_i и определяем из решения системы из 120 уравнений. Коэффициенты определяются по методике, изложенной в [10]. Поскольку производится усреднение по 120 значениям, то аппроксимация проводится с высокой точностью. $N=120$ - число уравнений; Аппроксимированная степенным многочленом (в том числе уравнением катастроф) экспериментальная кривая запишется в виде:

$$y(x) = \sum_{k=0}^n a_k x^k \quad (11)$$

где n- степень многочлена (для катастроф (n=3,4,5,6), уравнения(6-10)).

В этом случае согласно [10] коэффициенты определяются по формулам:

$$a_0 N + \sum_{k=1}^{n-1} a_k \sum_{i=1}^N x_i^k = \sum_{i=1}^N y_i \quad (12)$$

$$\sum_{k=1}^n a_{k-1} \sum_{i=1}^N x_i^k = \sum_{k=1}^n \sum_{i=1}^N x_i^k y_i \quad (13)$$

Из рис.1 видно хорошее совпадение экспериментальной кривой (синяя линия) с аппроксимацией полиномом 6-ой степени – катастрофой “бабочка” (9) и коэффициентами уравнения катастрофы, вычисленными согласно (12 и 13) – красная линия.

Рассмотрим как можно определить, есть ли в рассмотренной в эксперименте области фазовые переходы и скачки параметров, при использовании аппроксимации экспериментальной кривой уравнением катастроф. Эти скачки могут быть не замечены при измерениях или, из-за недостаточной дискретизации измерений, или, если скачки осуществляются между какими-то коэффициентами a_k и при этом не проявляются непосредственно в кривой при измерениях.

Для этого в ТК [2,8,9] предложено использовать СЕПАРАТРИСЫ – кривые, которые разделяют области функции, в которых нет скачков.

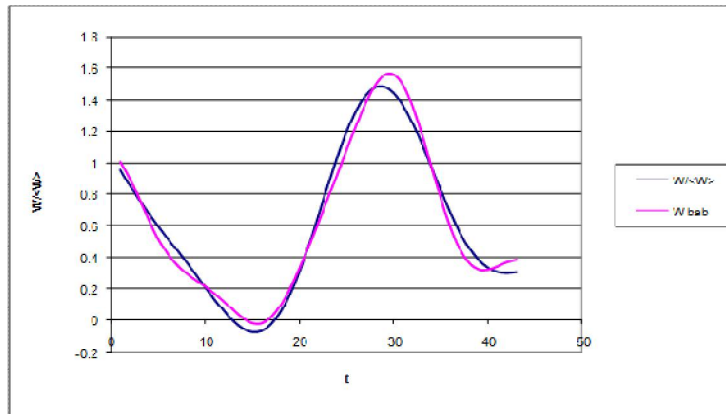


Рис.1. Аппроксимация экспериментальной кривой полиномом 6-ой степени.

При любом пересечении сепаратрисы прямой, соединяющей значения коэффициентов для разных параметров эксперимента, будет скачок какого-либо параметра, или какого-либо коэффициента. Из рис.2 видно, что в разных областях, ограниченных сепаратрисами возможно разное количество точек минимума и максимума кривых, а значит, разное количество неустойчивых состояний, когда возможны скачки. Внутри треугольника 2 максимума, в верхней части рисунка максимумов нет, в остальных областях – по одному максимуму. Число максимумов соответствует числу точек

неустойчивости, где возможны скачки, которые можно интерпретировать, как фазовые переходы в исследуемой системе.

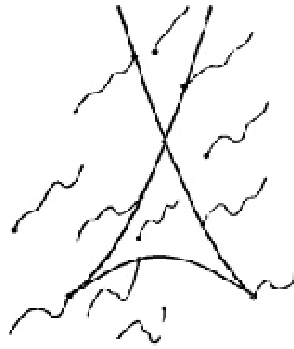


Рис.2. Вид потенциалов в разных областях [9]

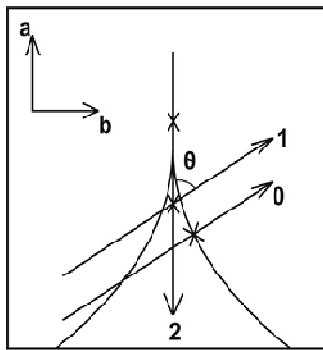


Рис.3. Порядки фазовых переходов [8].

На рис.3 показано, как по методике, описанной в [8] можно определить порядок фазового перехода. Для разных двух разных параметров эксперимента получаем два уравнения катастрофы одного вида (например, “бабочка”), но отличающихся коэффициентами (a, b, c, d). На рис.3 показана ситуация для коэффициентов (a, b). Если прямая линия, соединяющая две точки с координатами исследуемых коэффициентов (a и b) полученных уравнений катастроф пересекает одну сепаратрису, то имеет место фазовый переход 1-го рода; Если координаты параметров для одного из уравнений совпадают с сепаратрисой, то имеет место фазовый переход нулевого рода. Если прямая пересекает одновременно обе сепаратрисы, то имеет место фазовый переход второго рода. Если нам требуется узнать имеются ли в системе в данной области исследования фазовые переходы, или нет, то этих операций достаточно. Если надо определить конкретные точки реальных параметров эксперимента, где возможны фазовые переходы, то необходимо обратными преобразованиями перейти от координат (a, b) к реальным величинам, как в (14).

Рассмотрим как надо использовать методику аппроксимации экспериментальных данных уравнениями катастроф на примере вольт-ваттной динамической характеристики. Динамической называется характеристика, описывающая поведение мгновенного

значения измеряемой величины в течение периода модуляции задающего, как правило, синусоидального сигнала. Мгновенную мощность получаем перемножением мгновенных значений тока и напряжения, измеренных в эксперименте (напомним, что период модуляции разбит на 120 пикселей).

1. Экспериментальные данные нормируются на свои средние значения и превращаются в безразмерные величины. На рис.4 приведена нормированная на средние значения мощности и напряжения динамическая вольт-ваттная характеристика. Из рис.4 неясно, есть или нет в этой вольт-ваттной характеристике скачки и фазовые переходы.

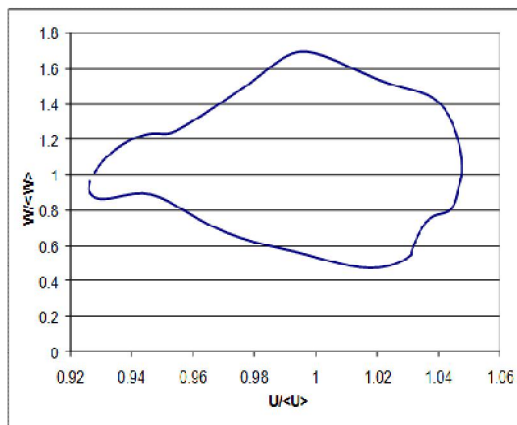


Рис.4. Нормированная вольт- ваттная динамическая характеристика.

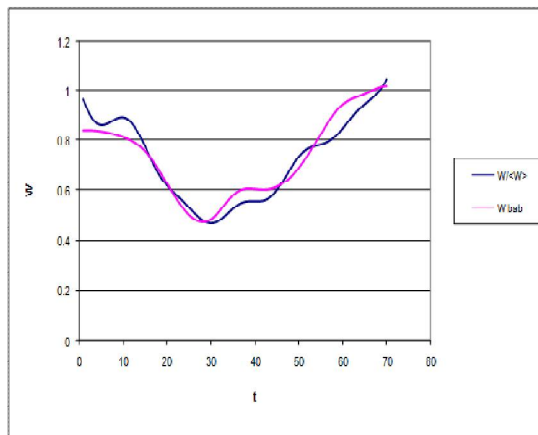


Рис.5. Аппроксимация нижней части рис.4 согласно применяемой методике.

2. Строится аппроксимирующее уравнение катастроф, затем приводим его к каноническому виду. На рис.5 приведена нижняя часть вольт-ваттной характеристики (на участке возрастания напряжения от минимального до максимального значений). По оси ординат отложено не мгновенное значение напряжения в данный момент времени, а соответствующее ему значение времени. Синяя кривая – экспериментальная, красная-

аппроксимация катастрофой “бабочка”. The blue curve is experimental, red is an approximation to the "butterfly" catastrophe.

$$W(t) = AU^6(t) + BU^4(t) + CU^3(t) + DU^2(t) + EU + F =$$

$$= (1711)U^6(t) + (-8044)U^4(t) + (1016)U^3(t) + (19682)U^2(t) + (-20508)U(t) + 6143 \quad (14)$$

Приведем (14) к каноническому виду We reduce (14) to the canonical form

$$W_{\text{canon}} = \frac{1}{6}U^6(t) + \frac{1}{4}dU^4(t) + \frac{1}{3}cU^3(t) + \frac{1}{2}bU^2(t) + aU(t) =$$

$$= \frac{1}{6}U^6 + \frac{1}{4}(-3,13)U^4 + \frac{1}{3}(0,3)U^3 + \frac{1}{2}(3,83)U^2 + (-2)U(t) \quad (15)$$

где $a=-2$; $b=3,83$; $c=0,3$; $d=-3,13$; Надо отметить, что $W_{\text{canon}} \neq (W / \langle W \rangle)$.

3. Для канонического уравнения строятся сепаратрисы.

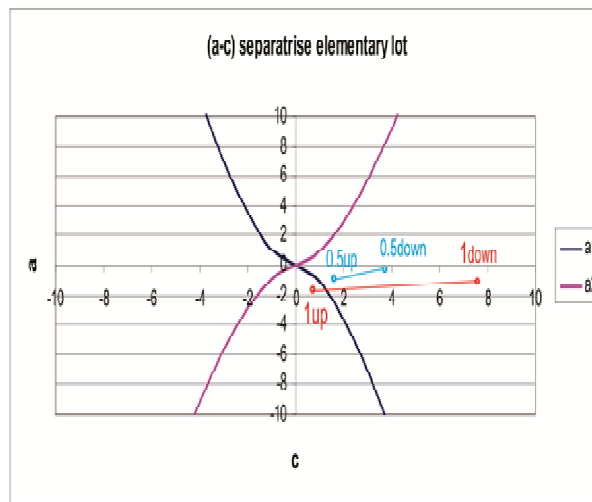


Рис.6. Одна из сепаратрис.

На рис.6 приведена одна из сепаратрис (для параметров a и c).

4. Определяются точки возможных фазовых переходов.

Из рис.6 видно, что для частоты модуляции 0,5kHz при движении от максимального к минимальному значению напряжения фазового перехода между коэффициентами (a и c) нет, поскольку сепаратриса не пересекается, для частоты модуляции 1kHz при тех же условиях наблюдается фазовый переход 1-го рода, поскольку пересекается одна сепаратриса. Таким образом, в течение каждого периода модуляции разрядного тока происходит фазовый переход в системе при частоте модуляции 1kHz, а на частоте 0,5kHz такого фазового перехода нет.

5. Если это необходимо, обратными преобразованиями возвращаемся от нормированных к измеренным величинам.

Заключение.

- Предложен метод аппроксимации экспериментальных данных уравнениями катастроф.
- Для приведенного к каноническому виду уравнения катастроф определяются точки возможных фазовых переходов.
- При необходимости, координаты точек фазовых переходов, полученные для канонического уравнения обратными преобразованиями переводятся в координаты в среде экспериментальных данных. Т.о. находим точки возможных фазовых переходов в реальном эксперименте.
- Метод может быть использован в других областях науки и техники.
- Показано преимущество этого метода при решении некорректно поставленных обратных задач.
- Дан метод решения некорректно поставленных обратных задач в точках скачков параметров.

Литература:

1. Mkrtchyan A.R., Mkrtchyan A.H., Abrahamyan A.S. Acoustoplasma is a new state of plasmas. VII Int.Conf.Plasma Phys.and Plasma Technology, PPPT-7, Minsk, Belarus, Sept.17-21, 2012, Proc.v.1,pp.3-5.
2. Арнольд В.И. Теория катастроф. М. Изд-во МГУ, 1983.
3. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М., Наука, 1986, 287с.
4. Денисов А.М. Введение в теорию обратных задач. М., МГУ, 1997, 207с.
5. Саакян К.Г. Решение некорректно поставленных обратных задач в акустоплазме. Автореферат диссертации к.ф.-м.н., Ереван 2014.
6. Абраамян А.С., Саакян К.Г., Чилингарян Р.Ю. Изменение заряда в акустоплазме в течение периода модуляции разрядного тока. Изв.НАН РА, Физика, 2014, т.49, №9, с.353-359.
7. Саакян К.Г. Решение некорректно поставленных обратных задач в акустоплазме. Ереван, Авторское издание, 2014, 194с.
8. Gilmore R. Catastrophe theory for scientists and engineers. Drexel Univ., Philadelphia, 1981;
9. Постон Т., Стюарт И. Теория катастроф и ее приложения. М., Мир, 1980.
10. Дьяконов В.П. Справочник по расчетам на микрокалькуляторах. Изд.2-е, М., Наука, 1986, 224с.

Сравнение тлеющего, дугового и магнетронного разрядов постоянного тока

А.С.Абрамян, Р.Ю.Чилингарян

Институт прикладных проблем физики НАН РА, Гр. Нерсисяна 25, Ереван, Армения

Сравнивается тлеющий разряд (ТР) в длинной трубке, дуговой разряд без накала катода от внешнего источника (ДР) и магнетронный разряд (МР) в планарном цилиндрическом магнетроне. В основном рассмотрен ДР низкого давления (1-100 Па).

Рассмотрены распределения вдоль оси разряда потенциала, продольного поля, плотностей электронного и ионного токов, а также зарядов (положительного, отрицательного и пространственного).

В каждом из разрядов выделяются характерные области. Детально рассмотрены прикатодные области разрядов. Для ДР и МР размер прикатодной области меньше длины свободного пробега ионов и электронов, для ТР – несколько длин свободного пробега.

Отмечается, что в МР электроны, запертые в прикатодной области непосредственно не участвуют в ионизационных процессах, но возможно “кильвальтерное ускорение” медленных ионов на электронах, которые движутся по ларморовским орбитам. Что дает дополнительную энергию для ионов, движущихся к катоду.

В ТР в прикатодной области средняя энергия выбитых электронов \sim единиц eV , энергия ионов и нейтралов $< 0,1 eV$. В МР в прикатодной области средняя энергия выбитых электронов, ионов и нейтралов – десятки eV .

Дифференциальное сопротивление ТР- отрицательное, ДР – обычно отрицательное, а МР- положительное.

Вольт-амперные характеристики ТР и ДР – слабо падающие, МР – возрастающие (с ростом давления буферного газа стремится к прямой, параллельной оси тока).

Энергия ионов в магнетронной плазме может быть больше, чем энергия электронов, это дает новые возможности акустоплазменного управления магнетронными разрядами и создания соответствующих приборов и устройств.

1. Введение

На сегодняшний день в Институте прикладных проблем физики НАН Армении исследование акустоплазмы тлеющего разряда проведено достаточно детально [1]. Данная работа является результатом как собственных исследований авторов, так и обзором работ, выполненных другими авторами. Она базируется на четырех основных работах [2-5].

Тлеющий разряд.

На рис.1 приведена картина тлеющего разряда в длинной трубке, распределения интенсивности свечения и параметров разряда.

В ТР электроны вылетают из катода с энергией $\sim 1eV$. Этой энергии не хватает для возбуждения атомов. Так появляется **темное астоново пространство** (1). В **астоновом пространстве** существует большой **положительный пространственный заряд (или объемный заряд)** (рис.1, pat.6) и сильное электрическое поле (рис.1, pat.4), которое спадает почти до нуля на границе с областью **отрицательного свечения**(4). Электроны ускоряются в этом поле и их энергия становится достаточной для возбуждения свечения атомов – возникает область **катодного свечения** (2). Толщина слоя **темного астонова пространства** сравнима с длиной свободного пробега электронов, все остальные области

– шире. Дальнейшее ускорение электронов в электрическом поле приводит к тому, что их энергия становится больше энергии возбуждения свечения атомов при электронном ударе, начинается область **темного катодного пространства**(3). В этой области происходит ионизация атомов, размножение электронов и ионов. Ионы имеют малую энергию, движутся намного медленнее электронов и к концу **темного катодного пространства** положительный пространственный заряд немного увеличивается, но электроны с большой энергией приводят к электронной лавине и количество электронов сравнивается с количеством ионов, в итоге пространственный заряд ρ становится равным нулю (рис.1, pat.7).

Поле ослабевает почти до нуля, ускорения электронов нет. В результате столкновений энергия электронов становится меньше максимума функции возбуждения свечения атомов. Возникает область **отрицательного свечения** (4). В этой области плотность электронов больше плотности ионов, т.е. это область отрицательного пространственного заряда (рис.1, pat.7). Из-за столкновений энергия электронов становится меньше энергии возбуждения свечения и возникает область **темного фарадеева пространства** (5). В **темном фарадеевом пространстве** продольное электрическое поле (рис.1, pat.4) нарастает до величины, характерной для **положительного столба** (6). **Положительный столб**, наиболее длинная часть разряда, продолжается вплоть до **анодной области** состоящей из **темного анодного пространства** (7) и у самой поверхности анода – **пленки анодного свечения** (8).

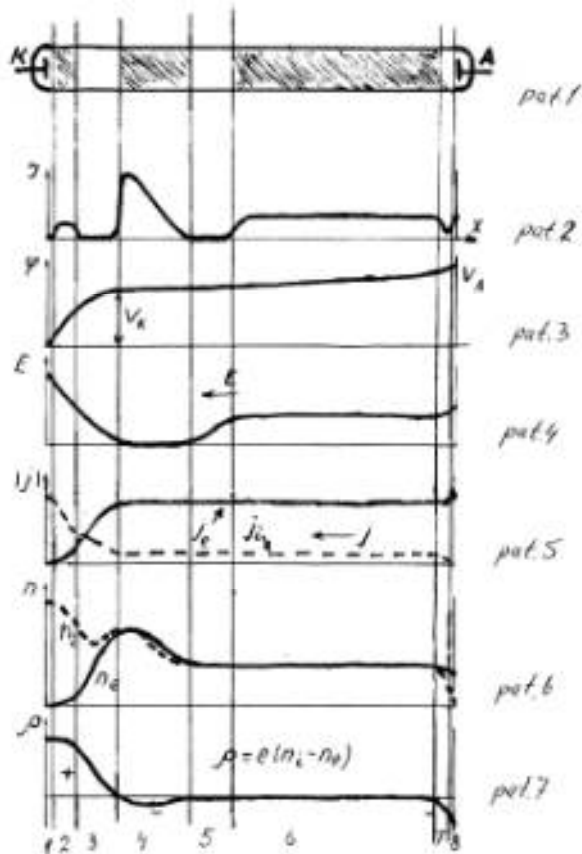


Рис.1. Глеющий разряд в длинной трубке. Внешний вид разряда (pattern 1), области свечения заштрихованы. Распределения интенсивности свечения \mathcal{J} (pat. 2) , потенциала ϕ (pat.3), продольного поля E (pat.4), плотностей электронного и ионного токов $\mathbf{j}_e, \mathbf{j}_i$ (pat.5), зарядов n_e, n_i (pat.6) и пространственного заряда (pat.7) $\rho = e(n_i - n_e)$. Индекс e – относится к электронной компоненте, i – к ионной.

Катодный слой, состоящий из **темного анодова пространства**, **катодного свечения** и **темного катодного пространства**, представляет собой автономную систему, в которой выполняются условия самоподдержания тока. Толщина **катодного слоя** в единицах (pd , где p - давление, d - толщина слоя в направлении оси трубки) при комнатной температуре порядка $30-100 \text{ Pa см}$. Далее **положительный столб** и **анодный слой** замыкают разрядный промежуток. Переходная область между **катодным слоем** и однородным **положительным столбом** состоит из **отрицательного свечения** и **темного фарадеева пространства**. Длина **переходной области** порядка 1000 Pa см .

Тогда при давлении $p \sim 10 \text{ Pa}$ толщина **катодного слоя** $d_{cat} \sim 3-10 \text{ см}$, толщина **переходного слоя** $d_{trans} \sim 100 \text{ см}$. Т.е. при низких давлениях и небольших расстояниях катод-анод преобладает отрицательный пространственный заряд и вместо **положительного столба** мы видим область **отрицательного свечения** (глеющего).

Средняя энергия электронов в *положительном столбе* ТР $\sim 1-2eV$. Этой энергии не хватает для возбуждения свечения атомов в *положительном столбе*, однако, ступенчатое возбуждение и существование небольшого количества быстрых электронов с энергией в несколько сот eV , которые родившись у катода прошли весь катодный слой без столкновений (экспериментаторы называют их пучком) обеспечивает свечение *положительного столба*.

В длинной трубке (рис.1, pat.1) вероятность электрону погибнуть на стенках в положительном столбе 7×10^{-4} на $1cm$ длины, т.е. амбиполярная диффузия не влияет на электронейтральность положительного столба.

Плотность тока можно записать выражением

$$j_k = e_k n_k v_k \quad (1)$$

где индекс k относится к электронам (e) и ионам (i), e_k - заряд частицы, n_k - плотность заряженных частиц в единице объема, v_k - скорость заряженных частиц в направлении оси трубки (дрейф под воздействием внешнего электрического поля). Считаем диффузионные потоки на стенки несущественными. Электронейтральность показывает, что $n_e \approx n_i$. В этом случае из рис.1 (pat.5) следует, что ионная компонента плотности тока имеет в направлении оси трубки скорость меньшую, чем скорость электронов, но все же заметную. По сути дела, нельзя пренебрегать частью тока в плазме, которая обусловлена перезарядкой ионов, а не движением свободных электронов.

В области от поверхности катода и до области *отрицательного свечения* ток в основном переносится ионами. В остальной области ТР ток биполярный.

Таким образом, в ТР распределение приложенной разности потенциалов и распределение плотности заряженных частиц разных знаков неоднородно по длине *катодного и переходного слоев*.

Одно из главных свойств ТР – малая чувствительность к изменению условий горения разряда.

Дуговой разряд.

Представлен на рис.2 и 3. В основном рассмотрим дугу низкого давления $p \sim 1-100 Pa$.

Процесс распыления материала катода характеризуется коэффициентом распыления S (число распыленных частиц на одну падающую на катод частицу).

В ДР с горячим катодом (нагрев от бомбардировки ионами, а не от внешнего источника) термоэлектронная эмиссия дает $S \sim 0,7-0,9$ полного тока, а ионная бомбардировка ($I-S$) $\sim 0,1-0,3$.

От одного иона с катода при его нагреве ионами эмиттируется $S/(I-S) \sim 2-9$ электронов (не непосредственное выбивание ионом, а нагрев катода при ионной бомбардировке)

На рис.2 схематически представлены картина дугового разряда (pat.1 и pat.2), распределения по длине разряда температуры T (pat.3), потенциала φ (pat.4) и напряженности электрического поля E (pat.5).

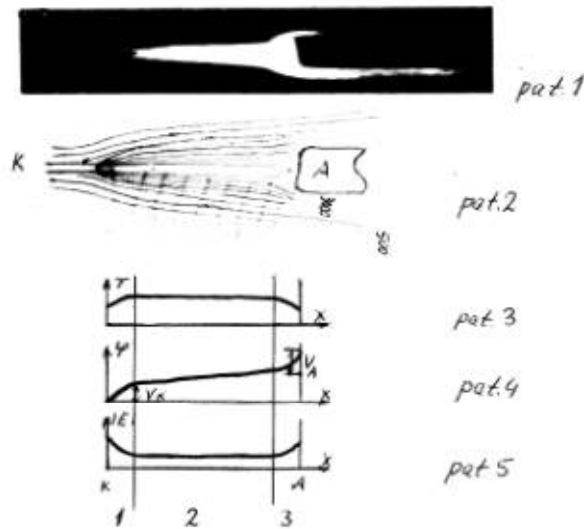


Рис.2. Схема дугового разряда. Картина ДР (pat.1,2), распределение по длине разряда температуры T (pat.3), потенциала φ (pat.4) и напряженности электрического поля E (pat.5). 1- область **катодного падения**, 2- область **положительного столба**, 3- **анодная область**.

Для ДР не нужно даже 1-го поколения. В **катодном слое** дуги рождается много ионов и они несут свою энергию к катоду, нагревая его. Но ионы, в основном, рождаются не из катода, а из области **катодного падения** (1).

В короткой дуге доля ионного тока в электронейтральной плазме **положительного столба** $\sim 1\%$. Т.е. в короткой дуге практически весь ток в **положительном столбе** – электронный. В ДР с длинным **положительным столбом** (например в КЛЛ- компактной люминесцентной лампе) большинство процессов в **положительном столбе** аналогичны процессам в столбе ТР.

Рассмотрим более подробно структуру **катодного слоя** в ДР, которая приведена на рис.3.

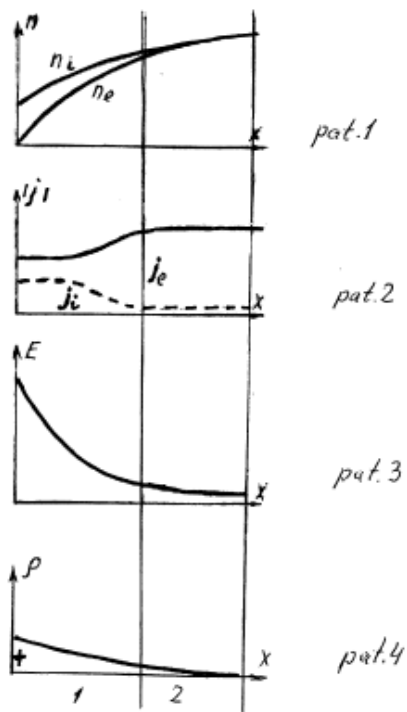


Рис.3. Структура катодного слоя в дуговом разряде. Распределения зарядов n_i и n_e (pat.1), плотности токов j_i , j_e (pat.2), напряженности электрического поля E (pat.3) и пространственного заряда ρ (pat.4). 1- *бесстолкновительный слой*, 2- *квазинейтральный слой*.

Положительный пространственный заряд образует в *прикатодной области* резкое падение поля и потенциала (рис.3, pat.3). Размер этой области $<$ длины свободного пробега ионов и электронов. На этот *бесстолкновительный слой* (1) рис.3 приходится большая часть *катодного падения* потенциала.

Бесстолкновительный слой отделен от положительного столба промежуточным слоем, в котором плазма квазинейтральна – *квазинейтральный слой* (2). В этом слое поле намного слабее, чем у катода, в нем происходит усиленная ионизация атомов электронами, которые были ускорены в *бесстолкновительном слое*. Это основной источник ионов, которые устремляются к катоду. В *бесстолкновительном слое* нет источников зарядов и концентрации ионов и электронов не меняются, но меняется их скорость, т.е. доля электронной компоненты тока возрастает, а ионной – падает. В *квазинейтральном слое* доля электронной компоненты тока возрастает до ~ 1 , а доля ионной компоненты падает до $\ll 1$. Но при этом вследствие интенсивного рождения зарядов плотности $n_e \approx n_i$ возрастают в сторону *положительного столба* (рис.3, pat.1).

В *бесстолкновительном слое* отношение ионного тока к полному току $j_i / (j_i + j_e) \approx 0,2 - 0,4$ (рис.3, pat.2).

Магнетронный разряд.

Схема МР представлена на рис.4 (pat.1). Представлен планарный цилиндрический магнетрон. Два постоянных магнита – центральный цилиндрический и кольцевой создают над катодом магнитное поле. Напряженность магнитного поля выбирается такой, чтобы это поле практически не действовало на ионы, но в области максимальной напряженности захватывало электроны, поскольку их ларморовский радиус мал. Ионы с большой энергией бомбардируют катод и выбивают нейтральные атомы, вторичные ионы и вторичные электроны, которые частично достигают анода и по пути ионизируют атомы буферного газа.

Величина магнитного поля при удалении от катода резко падает и на расстоянии 1-2 *см* становится близкой к нулю. Таким образом, область сильного магнитного поля локализована вблизи катода.

В наших экспериментах на расстоянии 3-5 *мм* от катода магнитное поле ослабевало настолько, что разряд (при смещении катода на это расстояние) становился неустойчивым – это показывало, что напряженности магнитного поля не хватало для удержания электронов и начиналась пульсация пространственного отрицательного заряда.

В МР можно выделить четыре основных области (рис.4), а именно **катодный слой** (1), где ионы ускоряются и бомбардируют катод, область **“электронной ловушки”** или **“тора”** (2), где локализуются захваченные электроны, область **генерации ионов в буферном газе** (3) и **заанодная область** (4), где происходят процессы кластеризации атомов и ионов, выбитых из катода и напыления на подложки.

Поскольку при столкновении электрон может передать атому только часть своей энергии, то энергия, затрачиваемая на ионизацию атома буферного газа электронным ударом, превышает потенциал ионизации атома в несколько раз. Таким образом, напряжение в **области генерации ионов в буферном газе** всего несколько десятков вольт и основную энергию ионы получают в узком **катодном слое**, на который приходится большая часть напряжения.

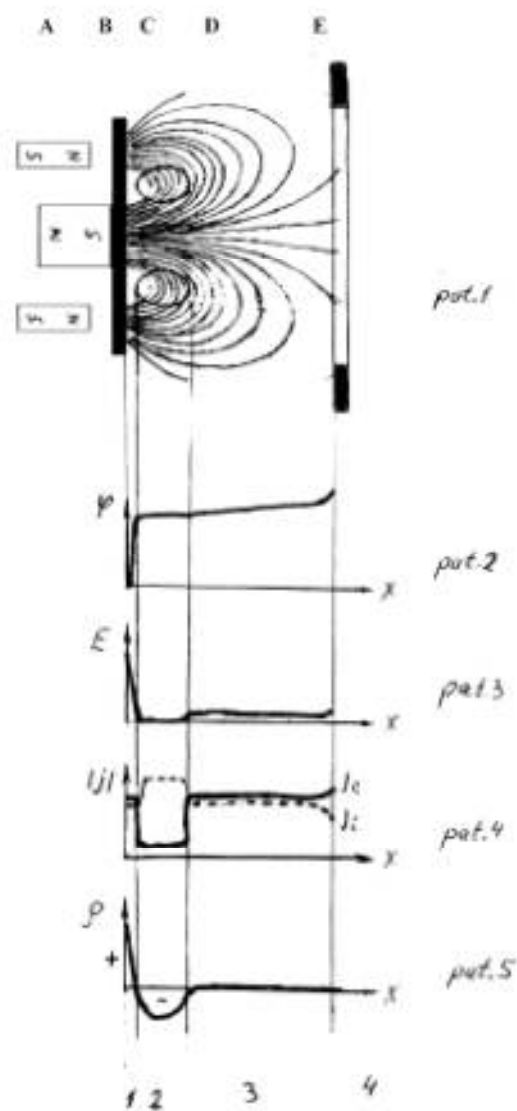


Рис.4. Схема магнетронного разряда (pat.1). Распределения потенциала φ (pat.2), напряженности электрического поля E (pat.3), плотностей электронной и ионной компонент тока \dot{j}_e, \dot{j}_i (pat.4), пространственного заряда ρ (pat.5). 1- *катодный слой*,

2- *область электронной “ловушки”*, 3- *область генерации ионов в буферном газе*, 4- *заанодная область*.

Если разрядный ток соответствует плотности тока насыщения (обычно $\sim 10 \text{ mA/cm}^2$), то толщина *катодного слоя* $\sim 0,1-0,3 \text{ mm}$. Т.е. напряженность электрического поля в *катодном слое* может достигать значений $E \sim 10^3 \text{ V/cm}$ и более, а толщина катодного слоя намного меньше длины свободного пробега ионов в буферном газе (давление которого составляет единицы *Pa*, а длина свободного пробега – несколько *cm*). Если плотность тока разряда больше, чем плотность тока насыщения, то величина

напряжения на *катодном слое* возрастает и не зависит от тока разряда, а толщина *катодного слоя* уменьшается, т.е. напряженность электрического поля в *катодном слое* увеличивается до $E=10^4 \text{ V/cm}$ и более. Но это справедливо, если мы не учитываем положительный пространственный заряд. Из экспериментов [2, 6] ток разряда сильно зависит от напряжения и дается эмпирической зависимостью

$$I = kU^n \quad (2)$$

где U - напряжение, k - коэффициент, I - ток разряда, n - степенной коэффициент, обычно $n > 5$.

Перепишем (2) в более привычном виде ВАХ

$$U = \alpha I^\beta \quad (3)$$

где U - напряжение, α - коэффициент ($\alpha = \{1/k\}^{1/n}$), I - ток разряда, β - степенной коэффициент ($\beta = 1/n$).

В дальнейшем, при использовании теории катастроф для определения параметров разряда [7-9] ВАХ (3) целесообразнее записать в виде

$$U = \alpha I^m + \beta I^{m-2} + \gamma I^{m-3} + \dots + Const \quad (4)$$

где m - целое число > 2 .

Как говорилось выше, в катодном слое сосредоточена основная доля падения напряжения на разряде. В [2] дана эмпирическая зависимость кинетической энергии ионов \mathcal{E}_i от напряжения разряда U .

$$\mathcal{E}_i \approx 0,73U \quad (5)$$

В области "*электронной ловушки*" - области повышенного магнитного поля - электроны захватываются магнитным полем, область представляет собой *тор*. Создается большой отрицательный пространственный заряд, который втягивает медленные тепловые ионы. Что частично компенсирует пространственный заряд электронов. Это область высокой проводимости плазмы из-за большой концентрации заряженных частиц. Поэтому напряженность электрического поля в области "*электронной ловушки*" $E \sim 0,1-0,5 \text{ V/cm}$. Профиль эрозии катода повторяет профиль тора с электронами.

Оценим глубину потенциальной ямы для электронов в области "*электронной ловушки*", эта яма образуется из-за магнитного поля, направленного параллельно катоду. Глубина потенциальной ямы [2]

$$\Delta U = \mu H = eEr/2 \quad (6)$$

где H - напряженность компоненты магнитного поля, параллельной поверхности катода.
 $\mu = JS / c$ - магнитный момент всех захваченных электронов, $J = ev_e / 2\pi r$ - электрический ток отдельно взятого электрона e , v_e - его дрейфовая скорость, r - радиус тора “электронной ловушки”, определяемой геометрией магнитного поля, $S = \pi r^2$ - площадь круга, ограниченного траекториями захваченных электронов.

Из (6) следует, что глубина потенциальной ямы для захваченных электронов зависит не от напряженности магнитного поля, а – от напряженности электрического поля в области “электронной ловушки”. В этом случае модуляция тока разряда, при определенных условиях, приводит к модуляции глубины потенциальной ямы и, следовательно к модуляции величины пространственного отрицательного заряда. Это один из основных эффектов в акустоплазменном магнетроне [10]. Причем модулируется компонента электронов, которая имела энергию близкую к высоте стенок потенциального барьера, т.е. за границей “электронной ловушки” (поз.2 рис.4) в области генерации ионов в буферном газе (поз.3 рис.4) появляется дополнительная составляющая низкоэнергичных электронов, которые затем ускоряются при движении к аноду.

Примем $E \sim 0,1 \text{ V/cm}$, $r \sim 2 \text{ cm}$, тогда $\Delta U \sim 0,1 \text{ eV}$. При модуляции тока глубина “дна” потенциальной ямы может модулироваться от нескольких сотых до нескольких десятых eV . А высота стенок (на границах области “электронного тора”) – от нескольких eV до нескольких десятков eV . Таким образом, глубина потенциальной ямы при постоянном токе разряда (с высотой стенок $\sim 10\text{-}20 \text{ eV}$) значительно больше энергии термализованных электронов ($\sim 1\text{-}2 \text{ eV}$). Поэтому тепловые электроны захватываются в области “электронного тора”.

Ларморовская частота электронов в “торе” (в плоскости, перпендикулярной поверхности катода) $\omega_H = eH / m_e$. Где e - заряд электрона, m_e – масса электрона. При $H \sim 10^{-1} \text{ Tl}$ $\omega_H \sim 10^{10} \text{ Hz}$.

Если пренебречь взаимодействием с окружающими электронами и ионами, то для стационарного случая и квазистационарного (когда частота вращения электрона в торе, в плоскости, параллельной катоду, меньше частоты модуляции электрического поля) дрейфовая скорость электрона в направлении, перпендикулярном E и H

$$v_e = [\vec{E} \times \vec{H}] / H^2 \approx E / H \approx eE / m_e \omega_H \quad (7)$$

Тогда, при $H \sim 10^{-1} \text{ Tl}$, $E \sim 10^{-3} \text{ V/m}$ дрейфовая скорость $v_e \sim 10^4 \text{ V/m}$ при радиусе “тора” $1,5 \text{ cm}$ трековая частота $\omega_T \sim 10^5 \text{ Hz}$.

Таким образом, за время движения вдоль окружности “*тора*” внутри потенциальной ямы электрон испытает $\sim 10^4$ отражений от стенок потенциальной ямы и поэтому движение электронов имеет случайный характер. И не может оказать влияние на быстрые ионы, пролетающие через перпендикулярное к катоду сечение тора. Однако, для медленных ионов случайный характер движения электронов в направлении радиуса тора сохраняется, но в связи с тем, что ларморовская траектория электронов имеет определенное направление, то вдоль окружности *тора* возможно “кильвальтерное ускорение” [11-13] медленных ионов в плоскости, параллельной плоскости катода. (Возможно такой же эффект проявляется в ионосфере при солнечных вспышках).

Вблизи анода формируется область, которую часто определяют, как “похожую на положительный столб”, она тоже электронейтральна, более того, число ионов и электронов, которые прилипают к стенкам будут в этой области одинаковыми. На самом деле поскольку анод обычно расположен близко к катоду положительного столба нет, есть поток быстрых ионов, электронов и нейтральных атомов. И только на расстоянии нескольких сантиметров в *заанодной области* восстанавливается структура классической плазмы с дебаевской экранировкой, т.е. где происходит “термализация” электронов и их энергия в результате столкновений становится сравнимой с тепловой,

В *заанодную область* пролетают электроны, ионы и нейтральные атомы. В *заанодной области* в поле анода электроны тормозятся, а ионы ускоряются, т.е. получается более однородный по скоростям квазинейтральный поток заряженных частиц.

Важной особенностью МР является образование в результате бомбардировки быстрыми ионами (с большой энергией) распыление материала катода. Для энергий ионов $> 200 \text{ eV}$ коэффициент распыления - число распыленных атомов на один падающий ион становится $S \geq 1$. При дальнейшем росте напряжения S и средняя энергия выбитых атомов E_a также возрастают.

Рассеяние распыленных атомов материала катода определяется их упругими столкновениями с атомами буферного газа. Поскольку средняя скорость распыленных атомов катода намного больше тепловой скорости атомов буферного газа, то в результате упругих столкновений их энергия меняется незначительно и для термализации атомов материала катода требуется большое число соударений. В расчетах можно принять, что атомы буферного газа неподвижны.

Поскольку энергия ионов в магнетронной плазме может быть больше, чем энергия электронов, то это дает новые возможности акустоплазменного управления магнетронными разрядами и создания соответствующих приборов и устройств [9].

3. Заключение.

Для тлеющего (ТР), дугового (ДР) и магнетронного (МР) разрядов рассмотрены распределения вдоль оси разряда потенциала, продольного электрического поля, плотностей электронного и ионного токов, а также зарядов (положительного, отрицательного и пространственного). Детально рассмотрены прикатодные области разрядов.

Отмечается, что в МР электроны, запертые в прикатодной области, непосредственно не участвуют в ионизационных процессах, но возможно “кильвальтерное ускорение” медленных ионов на электронах, которые движутся по ларморовским орбитам, что дает дополнительную энергию для ионов, которые движутся к катоду. Такое же “кильвальтерное ускорение” возможно в ионосферной плазме после солнечных вспышек.

Вольт-амперные характеристики тлеющего и дугового разряда – падающие, магнетронного разряда – возрастающие (с ростом давления буферного газа вольт-амперная характеристика стремится к прямой, параллельной оси тока).

Расчеты на основе экспериментальных данных для области низких давлений (1-100 *Pa*) показывают, что в прикатодной области магнетронного разряда средняя энергия выбитых ионов и нейтралов в десятки раз превышает среднюю энергию вторичных электронов в ТР.

Эксперименты показали, что даже в области за анодом энергия ионов $> 10eV$ и сравнима с энергией электронов и нейтралов.

Поскольку энергия ионов в магнетронной плазме может быть, даже, больше, чем энергия электронов, то это дает новые возможности акустоплазменного управления магнетронными разрядами и создания соответствующих приборов и устройств.

Литература:

1. Мкртчян А.Р., Багдасарян А.С., Абраамян А.С., Костанян Р.Б., Мкртчян А.Г., Арутюнян С.Г. Прохоровская премия за 2009г “За создание метода управления параметрами холодной плазмы акустическими волнами”.
2. Каштанов В.П., Смирнов Б.М., Хипплер Р. Магнетронная плазма и нанотехнология. УФН, 2007, т.177, N5, с.573-610.
3. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М., Наука, 1987, 537с.
4. Попов В.Ф., Горин Ю.Н. Процессы и установки электронно-ионной технологии: Учеб. пособие для вузов, М., Выс.шк., 1988, 256с.
5. Chapman В. Glow Discharge Processes: Sputtering and Plasma Etching. N.Y., Willey, 1980.?

6. Rossnagel S.M., Kaufman H.R. J.Vac.Sci.Technol., 1988, A6, p.223
7. Poston T., Stewart I. Catastrophe Theory and its Applications. Surveys and reference Works in Mathematics 21., Pitman, London, 1978, (rus. Постон Т., Стюарт И. Теория катастроф и ее приложения. Мир, М., 617с.).
8. Abrahamyan A.S., Chilingaryan R.Yu., Sahakyan K.G. Cathastrophe Theory and Phase Transition Study in Acoustoplasma. PPPT-7, VII Int.Conf. Plasma Physics and Plasma Technology, Minsk, Belarus, Sept.17-21, 2012, Minsk, Kovcheg, 2012, v.1, p.197-199.
9. Sahakyan Q.G. The Solution of Incorrectly posed Inverse Problems in Acoustoplasma., Erevan, 2014, 194p. (rus.).Саакян К.Г. Решение некорректно поставленных обратных задач в акустоплазме. Ереван, Авторское изд., (ISBN 978-9939-0-1248-3), 2014, 194с.
10. Mkrtchyan A.H., Mkrtchyan A.R., Abrahamyan A.S., Nalbandyan V. Patent Armenia, N3086A, 27.10.2016., Патент РА, N3086A, 27.10.2016., Արտակ Մկրտչյան, Ալաիկ Մկրտչյան, Ալեքսան Արբահախյան, Վաչե Նալբանդյան. Վակուումում ակուստապլազմային փոշենստեցման եղանակ.
11. Аскарьян Г.А. Ускорение частиц краевым полем движущегося плазменного острья, усиливающего электрическое поле. Письма в ЖЭТФ, 1965, т.1, N2, с.44-49.
12. Аскарян Г.А. Ускорение заряженных частиц ультракороткими световыми импульсами, создающими фронт пространственного заряда на оси в канале среды. Письма в ЖЭТФ, 1990, т.52, вып.6, с.943-945.
13. Chandrashecar J., Katsouleas T. Plasma Accelerators in the Energy Frontier and on Tabletops. Phys.Today, 2003, v.56, N6, pp.47-57.

Переброска модулированных рентгеновских пучков при наличии температурного градиента

В.Р. Кочарян, Т.Р. Мурадян*, А.Е. Мовсисян, Э.Г. Багдасарян, А.Л. Маргарян

Институт прикладных проблем физики НАН РА, Гр. Нерсисяна 25, Ереван, Армения,

Экспериментально рассмотрена двухкристальная дифракция рентгеновского излучения от отражающих атомных плоскостей ($10\bar{1}1$) монокристалла кварца с АТ и X-срезом в геометрии Лауэ, когда первый кристалл находится в поле объемных акустических волн, а второй кристалл находится под влиянием температурного градиента. Показано, что в результате пространственной модуляции от первого кристалла отраженные идентичные параллельные пучки рентгеновского излучения при определенном значении температурного градиента от второго кристалла полностью перебрасываются в направлении отражения, сохраняя вид модулированных пучков полученные от первого кристалла.

1. Введение

В работах [1, 2] было впервые обнаружено явление полной переброски рентгеновских лучей от направления прохождения к направлению отражения в монокристаллах кварца в геометрии Лауэ под влиянием температурного градиента или ультразвуковых колебаний. Поскольку зависимость интенсивности отраженного рентгеновского излучения от параметров внешнего воздействия дала возможность получить управляемые рентгеновские пучки во времени и в пространстве, в дальнейшем были проведены многочисленные работы по исследованию разных характеристик (угловая расходимость, пространственное распределение, энергетическая дисперсия) отраженного рентгеновского излучения [3-5].

В работах [6,7] экспериментально исследована дифракция рентгеновского излучения на разных отражающих атомных плоскостях монокристалла кварца с АТ-срезом в геометрии Лауэ, когда в кристалле возбуждены объемные акустические волны. Показано, что объемные акустические волны приводят к пространственной модуляции дифрагированных пучков, то есть во фронтальном сечении перпендикулярно дифракционному вектору возникают полосы, количество которых зависит от порядка гармоники возбужденного акустического поля. Интенсивность возникающих полос зависит от амплитуды переменного напряжения, приложенного к кристаллу.

* E – mail: *tigran.muradyan.86@mail.ru*

В настоящей работе экспериментально рассмотрена возможность получения, полной переброски модулированных пучков от отражающих атомных плоскостей ($10\bar{1}1$) монокристалла кварца в геометрии Лауэ, при наличии на второй кристалл температурного градиента, с условием сохранения угловой апертуры и пространственного распределения полученные от первого кристалла при наличии на первый кристалл объемных акустических волн.

2. Эксперимент

Экспериментальное исследование проводилось на рентгеновской установке ДРОН-3 с анодной молибденовой трубкой БСВ-25, напряжение на трубку подавалось 30 кВ при анодном токе 10 мА. (размер фокусного пятна источника $0.2 \times 10 \text{ мм}^2$). Использовалась двухкристальная ($n; -n$) дифракционная схема (рис.1).

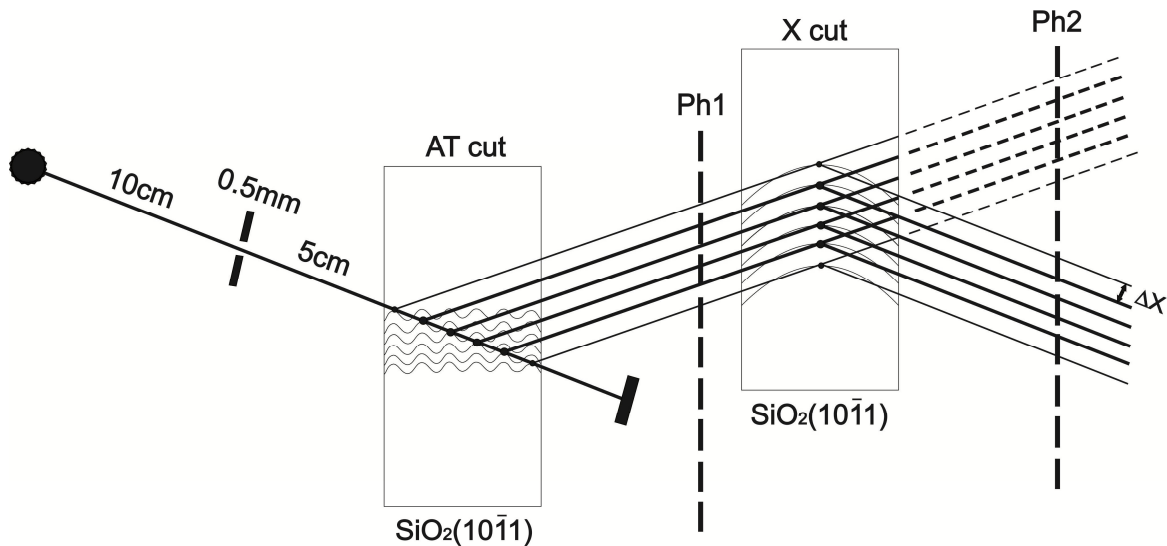


Рис.1. Схема эксперимента

На расстоянии 10 см от источника была установлена щель с шириной 0.5 мм. Проходя через щель, пучок падает на монокристалл кварца, который поставлен в 5 см от щели в геометрии Лауэ. Коллимация пучка выбрана так, чтобы от отражающих атомных плоскостей ($10\bar{1}1$) отражалось только излучение $\text{MoK}\alpha_1$ (угол Брэгга $6^\circ 6'$). После первого образца, в направления отраженного пучка, на расстоянии 18 см идентичным образом установлен второй монокристалл кварца. Регистрация рентгеновского пучка с детектором проводилась на расстоянии 20 см от второго кристалла. Поперечное сечение отраженных пучков от первого (Ph1) и второго кристалла (Ph2) регистрировалось на расстоянии 10 см с помощью рентгеновской пленки. Первый образец представлял собой пластинку в виде шайбы толщиной 1.7 мм из монокристалла кварца АТ-среза, поверхности которого

покрыты контактами алюминиевого слоя с толщиной менее 10 мкм. Возбуждение объемных акустических волн в кристалле осуществлялось с помощью генератора электромагнитных волн, который был подключен к контактам. Вторым образцом представлял собой пластинку прямоугольной формы с размерами 2.4x2.9 см² толщиной 2 мм из монокристалла кварца X-среза. Температурный градиент создавался с помощью спирального нагревателя который был в вертикальном положении параллельно размещен с отражающими атомными плоскостями (10 $\bar{1}1$) на одном из краев кристалла причем вектор температурного градиента и вектор дифракции были антипараллельны.

Для получения полной переброски отраженных модулированных пучков рентгеновского излучения, рассмотрена дифракция в геометрии Лауэ от отражающих атомных плоскостей (10 $\bar{1}1$) монокристалла кварца. Сначала при возбуждении первого кристалла разными порядками резонансной частоты 2.936 мГц, 4.888 мГц и 6.843 мГц, на величине амплитуды переменного электрического напряжения 40В, в поперечном сечении отраженного пучка наблюдался появление вертикальных полос, количество которых зависит от порядка резонансной частоты [6–10].

Без возбуждения кристаллов интенсивность отраженного излучения первого исследуемого образца составила 14000 имп/с, после прохождения второго кристалла осталось 4000 имп/с. Интенсивность отраженного пучка от второго кристалла составляла 1100 имп/с. Максимальная интенсивность отраженного излучения от первого кристалла кварца при частоте возбуждения 2.936 мГц, 4.888 мГц и 6.843 мГц составила 113000 имп/с. Интенсивность проходящего пучка от второго кристалла составила 37000 имп/с, а интенсивность отраженного пучка 2300 имп/с. После подачи напряжения 13В на спиральный нагреватель второго образца, интенсивность проходящего пучка составила 7200 имп/с, а отраженная интенсивность от второго образца составила 29400 имп/с.

На рис. 2a,b,c приведены поперечные сечения отраженных пучков на расстоянии 10 см от первого образца, соответственно, при возбуждении первого образца с частотой 2.936 мГц, 4.888 мГц и 6.843 мГц. Амплитуда акустических колебаний на первый образец соответствовала максимальному значению интенсивности отраженного пучка (напряжение электромагнитного поля 40 В). На рис. 2d,e,f приведены поперечные сечения отраженных пучков на расстоянии 18 см от второго образца, при условиях возбуждения первого образца порядками резонансной частоты, а на второй образец при присутствии температурного градиента с подачей на спиральный нагреватель напряжения 13В.

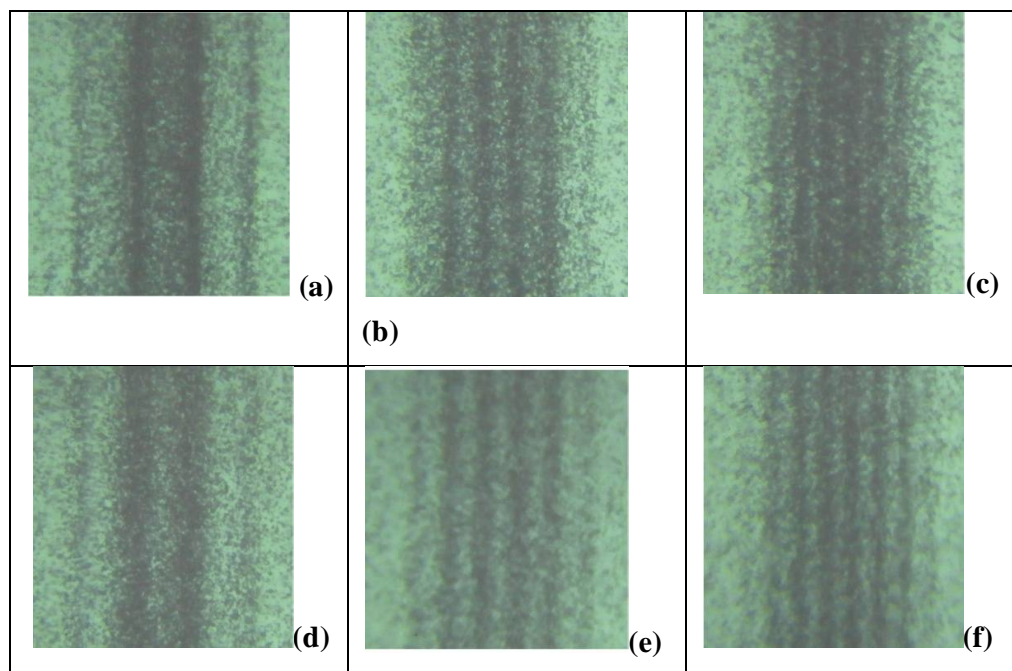


Рис.2. Поперечные сечения отраженного пучка от атомных плоскостей ($10\bar{1}1$) при частоте возбуждения 2.936 мГц, 4.888 мГц и 6.843 мГц от (a,b,c) первого кристалла и при подаче на спиральный нагреватель напряжения 13В от (d,e,f) второго кристалла, соответственно.

3. Обсуждение результатов

Известно, что полосы формируются от пучностей стоячей акустической волны [7]. Следовательно, они распространяются друг от друга на расстояниях $\Delta x = \lambda \sin \theta \cos^2 \theta$, где λ – длина рентгеновского излучения и θ – угол Брэгга. То есть, при присутствии акустических волн, когда на первый кристалл под углом Брэгга падает узкий коллимированный пучок, то имеем отраженные рентгеновские пучки (полосы) с количеством соответствующий условию $m = n + 1$, где n – порядок гармоники и принимает нечетные значения. Таким образом, на второй кристалл падает $n + 1$ параллельных рентгеновских пучка на расстоянии Δx друг от друга (рис.1). В результате падающие на второй кристалл $n + 1$ пучки при наличии максимального значения температурного градиента, полностью перебрасываются из направления прохождения в направлении отражения, сохраняя тот же вид (рис.2) и размер Δx (рис.1) полученные от первого кристалла.

4. Заключение

Таким образом, показано, что отраженные от второго кристалла по Лауэ геометрии модулированные рентгеновские пучки при наличии температурного градиента,

полностью перебрасываются в направлении отражения сохраняя угловую апертуру и пространственное распределение полученные от первого кристалла.

Литература:

1. Мкртчян А.Р., Навасардян М.А., Мирзоян В.К. //Письма в ЖТФ. т 8, В 11, с. 677, 1982.
2. Мкртчян А.Р., Навасардян М.А., Р.Г. Габрелян и т.д. //Письма в ЖТФ. т 9, В 11, с. 1181, 1983.
3. А.Р. Мкртчян, Р.Г. Габриелян, А.А. Асланян и др. Изв. НАН Арм. ССР, Физика, 21, 297 (1986).
4. А.Р. Мкртчян, А.Г. Мкртчян, В.Р. Кочарян, А.Е. Мовсисян, С.Б. Дабагов, А.П. Потылицын. Изв. НАН Армении, Физика, 48, 212 (2013).
5. В.Р. Кочарян, Р.Ш. Алексанян, К.Г. Труни. Изв. НАН Армении, Физика, 45 290 (2010).
6. Mirzoyan, V.G., Yeghiazaryan, A.A., Aghabekyan, V.N., and Mirzoyan P.V., J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), 2008, vol. 43, p. 67.
7. Mirzoyan, V.G., Yeghiazaryan, A.A., Baghdasaryan, E.H., and Mirzoyan, P.V., J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), 2007, vol. 42, p. 235.
8. Kocharyan, V.P., Muradyan, T.R., Amiragyan, R.V., Gogolev, A.S., and Khlopuzyan, S.G., Proc. Conf. 'X-ray Optics–2014', 2014, Chernogolovka, p.168.
9. Muradyan, T.R., Amiraghyan, R.V., Khlopuzyan, S.H., Wagner, A.R., and Kocharyan, V.R., J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), 2015, vol. 50, p. 204.
10. A. R. Mkrтчyan, A. S. Bagdasaryan, V. R. Kocharyan, A. A. Kiziridi, T. R. Muradyan. J. Contemp. Phys. (Armenian Ac.Sci.), 2016, vol. 51, p. 386.

Фокусировка отраженного жесткого рентгеновского излучения при внешнем температурном градиенте

**А.Р. Мкртчян, В.Р. Кочарян^{*}, А.Е. Мовсисян, Т.Р. Мурадян,
В.К. Мирзоян, Э.Г. Багдасарян**

Институт прикладных проблем физики НАН РА, Гр. Нерсисяна 25, Ереван, Армения,

Для получения монохроматоров и линз с контролируемыми параметрами в жестком рентгеновском диапазоне (выше 30 кэВ) нами рассмотрено дифракция рентгеновского излучения в геометрии Лауэ под влиянием температурного градиента. Показано, что с помощью температурного градиента можно отделить пучок с большой угловой и спектральной шириной от белого пучка, перебросить его в направлении отражения и сфокусировать. Показано, что с увеличением температурного градиента фокус приближается к кристаллу, а фокусное пятно сужается в плоскости дифракции.

Известно, что наличие внешних воздействий (температурный градиент, акустические колебания) в монокристаллах приводит к увеличению интенсивности отраженного рентгеновского излучения и к изменению местоположение фокуса отраженного излучения. В работах [1, 2] было впервые обнаружено явление полной переброски рентгеновских лучей от направления прохождения к направлению отражения в монокристаллах кварца в геометрии Лауэ под влиянием температурного градиента или ультразвуковых колебаний. В работе [3] экспериментально и теоретически показано, что с помощью акустического поля и температурного градиента можно контролировать местоположение фокуса отраженного излучения в пространстве и времени, а также преобразовывать сферическую волну в плоскую. В этих работах экспериментально не рассмотрен вопрос о переброске и управлении фокусом отраженного жесткого рентгеновского излучения (выше 30кэВ). Хотя именно в этом диапазоне получение интенсивных монохроматоров и линзы с контролируемыми параметрами перспективно для медицинских (в фазовом контрасте рентгенографии) [4] и астрономических целей [5].

С целью получения линзы с контролируемыми параметрами в диапазоне жесткого рентгеновского излучения (выше 30кэВ) рассмотрена фокусировка отраженного жесткого рентгеновского излучения в геометрии Лауэ под влиянием температурного градиента. Экспериментально рассмотрена зависимость местоположения фокуса отраженного

E – mail: Vahan2@yandex.ru

рентгеновского излучения 30кэВ и 40кэВ от величины температурного градиента. Исследования проводились от отражающих атомных плоскостей ($10\bar{1}1$) монокристалла кварца с толщинами 6мм и 9мм. Для нахождения местоположения фокуса на расстояниях L_1 (4см), L_2 (35см), L_3 (70см) и L_4 (110см) от исследуемого образца снимались фронтальные сечения пучка (рис.1) без и под воздействием температурного градиента. В экспериментах использовался белый спектр рентгеновского излучения, который генерировался от рентгеновской трубки Мо БСВ-29 под напряжением 35 кВ и с анодным током 20 мА при энергии отражения 30кэВ и под напряжением 45 кВ и с анодным током 10 мА при энергии отражения 40кэВ.

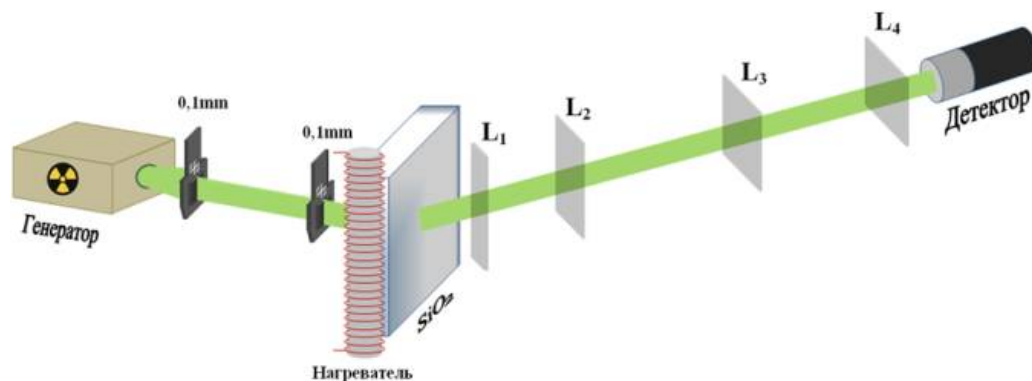


Рис. 1. Схема эксперимента.

На рисунке 2 приведены фронтальные сечения отраженного пучка при 0 гр./см, 100 гр./см, 150 гр./см, 200 гр./см и 250 гр./см значениях температурного градиента на расстояниях L_1 , L_2 , L_3 и L_4 от отражающих атомных плоскостей ($10\bar{1}1$) монокристалла кварца с толщиной 6мм. Из фотоснимков видно, что без воздействия температурного градиента фронтальные сечения отраженного пучка с увеличением расстояния от исследуемого образца постепенно уменьшаются, т.е. фокусное расстояние находится дальше от L_4 . В присутствии температурного градиента интегральная интенсивность отраженного пучка увеличивается, а фронтальные сечения отраженного пучка на этих расстояниях изменяются по-разному. С увеличением значения температурного градиента на расстоянии L_1 фронтальное сечение пучка почти не меняется, но на расстояниях L_2 , L_3 и L_4 сперва сужается до какого-то значения температурного градиента, а потом расширяется, причем на расстоянии L_4 своего минимального значения достигается при более меньшем значении температурного градиента, чем на расстояниях L_2 и L_3 .

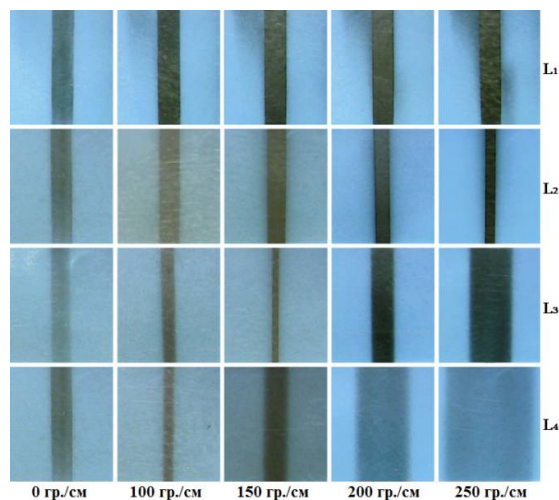


Рис. 2. Фронтальные сечения отраженного жесткого рентгеновского пучка при 0 гр./см, 100 гр./см, 150 гр./см, 200 гр./см и 250 гр./см значениях температурного градиента на расстояниях L_1 , L_2 , L_3 и L_4 от отражающих атомных плоскостей ($10\bar{1}1$) монокристалла кварца с толщиной 6мм.

На рисунке 3 приведены фронтальные сечения отраженного пучка при 250 гр./см значении температурного градиента на расстояниях L_1 , L_2 и L_3 от отражающих атомных плоскостей ($10\bar{1}1$) монокристалла кварца с толщинами 6мм и 9мм. Из этих фотоснимков видно, что с увеличением толщины монокристалла кварца при тот же значении внешнего температурного градиента (250 гр./см) на расстояниях L_1 и L_3 фронтальные сечения отраженного пучка одновременно увеличиваются, а на расстоянии L_2 почти не меняется. Отношение фронтального сечения пучка на расстоянии L_2 совпадает с отношением фронтального сечения пучка на расстоянии L_2 при толщинах 6мм и 9мм, а на расстояниях L_1 и L_3 отношение фронтальных сечений почти совпадает с отношением толщины этих кристаллов (6:9). Это означает, что с увеличением толщины монокристалла кварца при тот же значении внешнего температурного градиента увеличивается угловая апертура отраженного жесткого рентгеновского излучения и одновременно увеличивается угол фокусировки.

Для детального рассмотрения явления фокусировки отраженного пучка под воздействием температурного градиента на расстоянии L_1 и L_4 от исследуемого образца снимались фронтальные сечения отраженного пучка при разных значениях температурного градиента от 0 гр./см до 260 гр./см с шагом 10 гр./см. В ходе эксперимента на расстояниях L_1 и L_4 от рассеивающего монокристалла измерены фронтальные сечения отраженного пучка ΔL_1 и ΔL_4 для разных величин температурного градиента.

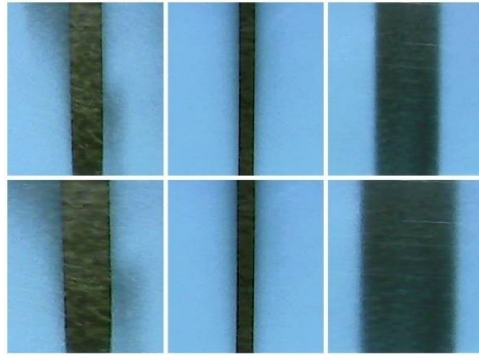


Рис. 3. Фронтальные сечения отраженного жесткого рентгеновского пучка от отражающих атомных плоскостей ($10\bar{1}1$) монокристалла кварца при значении температурного градиента 250 гр./см на расстояниях L_1 , L_2 и L_3 .

Полученные экспериментальные результаты позволяют рассчитать местоположение фокуса L_f и угловую апертуру отраженного жесткого рентгеновского излучения следующим образом

$$L_f = \frac{L_4 \Delta L_1 + L_1 \Delta L_4}{\Delta L_4 + \Delta L_1}, \quad \Delta \theta = 2 \arctg \frac{\Delta L_4 + \Delta L_1}{2(L_4 - L_1)}$$

Зависимость фокусного расстояния отраженного пучка для семейства отражающих атомных плоскостей ($10\bar{1}1$) монокристалла кварца от величины температурного градиента приведено на рис. 4. Из рисунка 4 видно, что с увеличением величины температурного градиента фокус приближается к кристаллу.

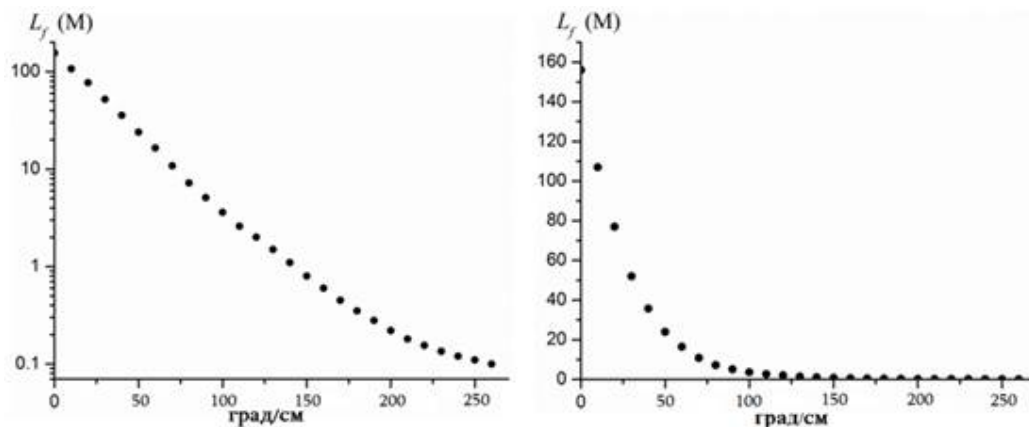


Рис. 4. Зависимость фокусного расстояния отраженного пучка для семейства отражающих атомных плоскостей ($10\bar{1}1$) монокристалла кварца от величины температурного градиента.

Таким образом, экспериментально показано, что с увеличением величины температурного градиента фокус приближается к кристаллу, а фокусное пятно сужается в дифракционной плоскости и интегральная интенсивность увеличивается на порядках.

Литература

1. Мкртчян А.Р., Навасардян М.А., Мирзоян В.К. //Письма в ЖТФ. т 8, В 11, с. 677, 1982.
2. Мкртчян А.Р., Навасардян М.А., Р.Г. Габрелян и т.д. //Письма в ЖТФ. т 9, В 11, с. 1181, 1983.
3. Mkrтчyan A.R., Navasardian M.A., Gabrielyan R.G., Kocharian L.A. and Kuzmin R.N. //Solid State Communications. Vol. 59, P. 147,1986.
4. Y Liu, J Nelson, C Holzner, J C Andrews, P Pianetta. Recent advances in synchrotron-based hard x-ray phase contrast imaging. //J. Phys. D: Appl. Phys. 46, 494001, 2013.
5. Vincenzo Guidi, Valerio Bellucci, Riccardo Camattari, Ilaria Neri Curved crystals for high-resolution focusing of X and gamma rays through a Laue lens. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 309, 249–253, 2013.

Фильтр жесткого рентгеновского излучения с управляемыми параметрами

А.Г. Мкртчян, В.В. Маргарян, В.Р. Кочарян*, В.К. Мирзоян, Г.А. Арутюнян, А.А. Самсонян, С.Г. Хлопузян

¹Институт прикладных проблем физики НАН РА, Ереван, Армения

Экспериментально рассмотрена дифракция жесткого рентгеновского излучения от отражающих атомных плоскостей ($10\bar{1}1$) монокристалла кварца с X-срезом в геометрии Лауэ, когда кристалл находится под влиянием температурного градиента. Показано, что в зависимости от значения температурного градиента интенсивность отраженного пучка увеличивается в порядках. Показано, что с помощью температурного градиента приложенное перпендикулярно отражающим атомным плоскостям ($10\bar{1}1$) монокристалла кварца можно от белого пучка отделить пучок с большой угловой и спектральной шириной и перебрасывать его в направлении отражения.

Получение интенсивных источников и базовых элементов «оптики» рентгеновского излучения коротковолнового диапазона с управляемыми рабочими параметрами (энергия, интенсивность, фокусное расстояние) дает возможность совершенствовать технологии в медицине и расширить области применения рентгеновской дифрактометрии. В этом направлении свое особое и актуальное место занимают вопросы дифракции при внешних воздействиях. Например, для оптимизации необходимой дозы облучения пациентов нужно, чтобы из белого спектра рентгеновского излучения выделялось энергия от 30 кэВ до 250 кэВ с необходимой полосой, светосилой и плотностью излучения. С целью получения таких пучков свое особое и актуальное место занимают вопросы дифракции при внешних воздействиях.

В работах [1, 2] авторы впервые обнаружили полную переброску рентгеновских лучей от направления прохождения в направлении отражения в монокристалле кварца в Лауэ геометрии при внешнем температурном градиенте и акустических колебаниях. В [3,4] показано, что угловая ширина полного перебрасываемого рентгеновского излучения зависит как от расстояния источник излучения - рассеивающий монокристалл, так и от толщины рассеивающего монокристалла кварца и прямо пропорциональна ей.

Для того, чтобы получить полосовые фильтры жесткого рентгеновского излучения (выше 25 кэВ) с управляемыми параметрами, мы рассмотрели дифракцию рентгеновских лучей при Лауэ геометрии под влиянием температурного градиента. В качестве исследуемого образца была использована прямоугольная пластина монокристаллического кварца ($30 \times 30 \text{ мм}^2$) толщиной 9 мм.

Экспериментально изучены спектры отраженного и проходящего рентгеновского пучка от отражающих атомных плоскостей $(10\bar{1}1)$ монокристалла кварца при разных значениях температурного градиента. Экспериментальная схема приведена на рисунке 1. Исследования проводились спектрометром XR-100CR с разрешением 270 эВ на линии Am241 17,74 кэВ. Температурный градиент в кристалле создавался с помощью нагревателя (рис.1).

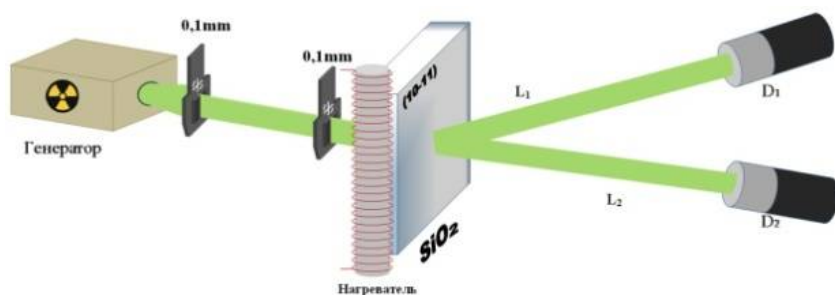


Рис. 1. Экспериментальная схема измерения спектров отраженного и проходящего рентгеновского пучка.

Нагреваемая грань пластины была параллельна отражающим атомным плоскостям $(10\bar{1}1)$, т.е. температурный градиент был приложен перпендикулярно отражающим атомным плоскостям. Вектор температурного градиента и вектор дифракции были антипараллельны. В эксперименте использован белый спектр рентгеновского излучения, который генерировался от рентгеновской трубки Mo БСВ-29 под напряжением до 40 кВ и анодным током 10 мА. До падения на образец пучок коллимировался и угловая расходимость оценивалась как 2 мрад. Исследовался спектр отраженного пучка с энергией 30 кэВ, угол наблюдения которого, было около 7° .

Для того, чтобы убедиться в эффекте «переброски», были измерены спектры проходящего и отраженного рентгеновского излучения. Для выбранной ориентации кристалла первый порядок дифракции соответствует энергии 30 кэВ. Именно для этой энергии в сплошном спектре проходящего пучка наблюдается провал, глубина которого определяется величиной температурного градиента и энергетическим разрешением детектора. Нагрев грани кристалла осуществлялся от 23 град до 400 град, противоположная грань охлаждалась за счет конвекции. Наблюдалось возрастание интенсивности отраженного излучения в Лауэ геометрии на 2 порядка по сравнению с однородным температурным режимом кристалла кварца толщиной 9 мм.

На рисунках 2а и 2б показаны спектры излучения «эффекта переборки» в зависимости от температурного градиента для кристалла кварца толщиной 9мм, видно, что в области переборки наблюдается провал в спектре проходящего излучения.

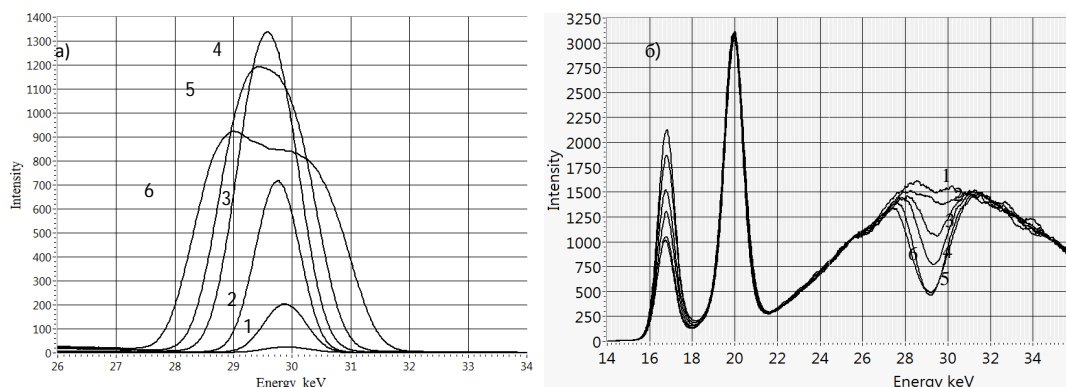


Рис.2. Спектры отраженного (а) и проходящего (б) рентгеновского пучка для разных значений температурного градиента, приложенного на монокристалл кварца с толщиной 9мм. 1) $\Delta T/\Delta x=0$ град.; 2) $\Delta T/\Delta x=50$ град.; 3) $\Delta T/\Delta x=100$ град.; 4) $\Delta T/\Delta x=150$ град.; 5) $\Delta T/\Delta x=200$ град.; 6) $\Delta T/\Delta x=250$ град. Угол наблюдения 7^0 .

Глубина провала зависит от температуры и разрешения детектора. Рисунки 2а и 2б демонстрируют спектры проходящего и отраженного излучения соответственно при одинаковых параметрах, что подтверждает наблюдение именно эффекта «переборки».

Спектральные измерения подтверждают эффект переборки из проходящего пучка рентгеновского излучения и его зависимость от температурного градиента, создаваемого в кристалле. Многократное увеличение интенсивности обусловлено явлением полной переборки рентгеновского излучения от направления прохождения в направлении отражения с большой угловой шириной, которая намного больше, чем угловая ширина столика Дарвина и зависит от толщины исследуемого монокристалла. Насыщение и резкое уменьшение интенсивности параллельно с увеличением температурного градиента обусловлено тем, что при больших деформациях длина экстинкции становится намного больше, чем эффективная область (толщина) дифракции каждого монохроматического излучения, участвующего в дифракции.

Обычно рентгеновский пучок, падающий на кристалл, имеет угловую и спектральную ширину и в каждом направлении распространяется совокупность плоских волн с различными длинами волн.

В [5] создана программа с помощью которой можно рассчитать дифракцию рентгеновского излучения на монокристаллах при наличии температурного градиента или акустического воздействия для падающего пучка с любым спектрально-угловым

распределением. В этой программе для расчетов дифракции падающий рентгеновский пучок разлагается на совокупность плоских монохроматических волн, каждая из которых рассеивается в соответствии с динамической теорией с приближением плоских волн в деформированном кристалле. Далее рассеянная волна интегрирована по спектральному и угловому параметру в плоскости детектора.

Для сравнения спектров отраженного и проходящего излучений с экспериментальными результатами сделаны расчеты с помощью этой программы, когда на кристалл кварца падает рентгеновский пучок с белым спектром. В расчетах рассмотрено дифракция в геометрии Лауэ для отражающих атомных плоскостей (10 $\bar{1}$ 1) монокристалла кварца с толщиной 9 мм, когда кристалл находится в условиях Брэгга для энергии фотонов 30 кэВ. Предполагалось, что при наличии температурного градиента [6] в плоскости рассеяния XOZ , на определенном расстоянии от нагревающейся грани кристалла функцию смещения U_x можно представить в виде

$$U_x = \frac{t^2 - (t - 2z)^2}{8R}$$

где t – толщина кристалла; R – радиус кривизны отражающих атомных плоскостей.

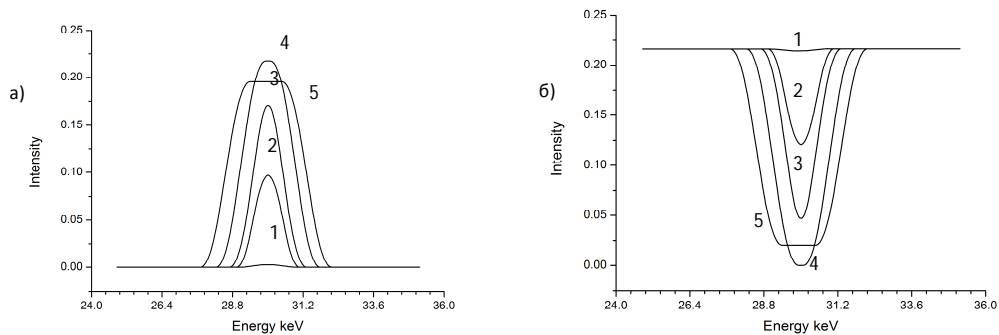


Рис.3. Спектры отраженного (а) и проходящего (б) рентгеновского пучка для разных значений кривизны отражающих атомных плоскостей монокристалла кварца с толщиной 9мм. 1) $1/R=0$; 2) $1/R=0.0005$; 3) $1/R=0.001$; 4) $1/R=0.002$; 5) $1/R=0.003$;

Результаты расчетов приведены на рисунке 3. Как видно из этих рисунков расчеты тоже подтверждают, что имеется многократное увеличение интенсивности, которое обусловлено явлением полной переброски рентгеновского излучения от направления прохождения (рис.3б) в направлении отражения (рис.3а) с большой угловой шириной. В экспериментальных результатах в спектре проходящего пучка вблизи угла Брегга провал не достигает нулевого значения, что обусловлено разрешением спектрометра.

Заключения

Таким образом, получено многократное увеличение интенсивности отраженного жесткого рентгеновского излучения, полная переброска рентгеновского излучения от направления прохождения в направлении отражения с большой спектральной шириной, ее зависимость от толщины исследуемого монокристалла и значения приложенного температурного градиента. Показано, что используя монохроматор кварца в геометрии Лауэ при внешнем температурном градиенте можно создать полосовой фильтр в области жесткого рентгеновского излучения с управляемыми параметрами.

Литература:

1. Mkrtchyan A.R., Navasardyan M.A., Mirzoyan V.K. // Pis'ma v ZhTF. Т. 8. № 11. р. 677 (1982).
2. Mkrtchyan A.R., Navasardyan M.A., Gabrelyan R.G. et al. // Pis'ma v ZhTF. Т 9, . № 11, р. 1181, (1983).
3. С.Н. Нореян, В.К. Мирзоян, В.Р. Кочарян. //Известия НАН Армения, Физика, Т.39, N2, с.124–130 2004.
4. Вардан Маргарян, Сероб Нореян, Карлен Айрапетян. Известия НАН Армения, Физика, Т45, №3, 2010, с. 215-220.
5. Mkrtchyan A.R., A.S. Bagdasaryan, S.H. Khlopuzyan, V.R. Kocharyan. //Nelineinyi mir (Nonlinear World), Т. 13, № 4, р.47, 2015
6. V.R. Kocharyan, R.Sh. Aleksanyan, K.G. Truni. Journal of Contemporary Physics (Armenian Academy of Sciences), Vol. 45, No.4, pp. 190–194, 2010.

Накопитель рентгеновских фотонов. Рентгеновский резонатор

Р. Ц. Габриелян

*Ереванский государственный университет, ул. Манукяна 1, Ереван, 0025, РА
Институт Прикладных Проблем Физики НАН РА ул. Гр.Нерсисяна 25, Ереван, Армения*

Первые теоретические схемы рентгеновских и γ -лазеров появились еще в 60-ых годах прошлого века, что явилось большим стимулом для дальнейших теоретических и экспериментальных работ. Большинство этих работ было посвящено тем вариантам, в которых не применяется резонаторы. Причиной этого является те жесткие условия, которые предъявляются к рентгеновским резонаторам. Однако в конце 60-ых годов появились первые схемы рентгеновских резонаторов [1-6]. В чем заключается основные трудности создания рентгеновских резонаторов? Во-первых, как известно, отражение рентгеновских лучей в монокристаллах, согласно условию Брэгга, происходит только под определенными (дискретными) углами. С другой стороны, характеристическое рентгеновское излучение, имеющее дискретные длины волн, можно получить от ограниченного числа материалов, из которых сделаны аноды рентгеновских трубок. Эти два обстоятельства резко понижают возможность выбора соответствующих длин волн и семейства отражающих атомных плоскостей, которые для траектории излучения могут обеспечить замкнутый компланарный цикл. Очевидно, что такие совпадения могут быть лишь случайными.

Отметим, что вышеупомянутое обстоятельство – не единственная и даже не основная трудность для создания рентгеновских резонаторов. Дело в том, что в настоящее время в разных областях науки широко применяется синхротронное излучение, интенсивность которого на два порядка превосходит интенсивность характеристического рентгеновского излучения и которое содержит практически любую длину волны. Поэтому применение синхротронного излучения в принципе может снять трудности, связанные с длиной волны.

Другая и по существу основная трудность создания рентгеновских резонаторов заключается в том, что каким образом излучение (рентгеновское или синхротронное) без энергетических потерь ввести в резонатор и создать замкнутый компланарный цикл. Только для схем, удовлетворяющих этим требованиям и допускающих апробацию на внешнем источнике, можно считать первый этап трудностей преодоленным. В

первоначальных работ [1-6] основное внимание было удалено именно этим вопросам. Но как будет показано, схемы приведенные в этих работах, имели существенные недостатки.

Связи с трудностями юстировки отражающих блоков и, особенно, обеспечения стабильности работы резонатора, почти все предложенные схемы предусмотрены на монолитном варианте, т.е. предполагается, что резонатор сделан из одного монокристалла (все блоки имеют общее основание). Последнее означает, что в рентгеновском резонаторе имеет место многоволновое компланарное рассеяние. С этой целью в работе [2] для монокристаллов Si и Ge найдены все те пары атомных плоскостей, которые для существующих линий (имеется в виду довольно сильные) характеристического спектра обеспечивают компланарное трехволновое рассеяние. Из таблицы, приведенной в [2], легко заметить, что замкнутый цикл обеспечивают (т.е. для резонатора пригодны) только два случая: монокристалл $Ge(220, 4\bar{4}0)$ с излучением $CoK_{\alpha 1}$ и монокристалл $Si(04\bar{4}, 40\bar{4})$ с излучением $NiK_{\alpha 2}$.

Ввод луча в резонатор предполагается осуществить, взяв один из его блоков довольно тонким, что, несомненно, имеет определенные недостатки. Первым недостатком является следующее: если большая часть энергии падающего пучка входит в резонатор, то после одного цикла также большая часть энергии будет выходить из резонатора, и так после каждого цикла. Во-вторых, если луч входит в резонатор, совершая отражение по Лауэ, то в резонаторе он циркулирует, совершая отражение по Брэггу. Так как углы отражения у них отличаются, только ничтожная часть входящей энергии будет отражаться по Брэггу и участвовать в процессе циркуляции. Как отмечалось, эти недостатки присутствуют и в других схемах.

В области рентгеновских резонаторов настоящим прорывом можно считать работы Ростомяна и Безирганяна [5,6], где использована та же конфигурация, что и в [2] для монокристалл Ge .

Чтобы цикл был замкнутым, расстояние между блоками (внутренние размеры резонатора) должны удовлетворять определенным условиям, в соответствии с которыми после каждого цикла точки падения лучей на каждый блок должны совпадать.

Легко заметить, что если изменить расстояние между блоками, то после каждого цикла точки падения лучей на блоки не совпадут. Очевидно, что открытием щели в соответствующих местах на блоках решается вопрос ввода и вывода луча после любого числа циклов. Тем самым, отказавшись иметь замкнутый цикл, можно получить многокристальный, но монолитный монохроматор. Преимущество такого монохроматора очевидно: хотя он работает для одной длины волны, однако для его юстировки требуется лишь одна гониометрическая головка. Изменив местонахождение щелей на блоках, можно

увеличить число циклов и получить свехмонохроматизацию в одном монокристаллическом образце, что успешно было экспериментально реализовано.

В работе [6], выполненной теми же авторами, для достижения цели применяются явление автофокусировки. Сущность явления заключается в следующем: если в схеме резонатора, предложенного в [2], атомные плоскости составили бы некоторый угол с поверхностями блоков (асимметричное отражение), то точки падения луча на блоки резонатора после каждого последующего отражения будут перемещаться с убывающими шагами, стремясь к определенному месту (фокусу). После какого-то числа циклов (теоретически бесконечного) получится замкнутый стабильный цикл.

Взяв большую асимметричность, авторам удалось достичь этого практически после одного цикла. Важно и то, что одновременно с фокусировкой происходит и уплотнение лучевой энергии. Так, в эксперименте пучок, входящий в резонатор с шириной 13мм, после завершения одного цикла (совершив четыре отражения) выходит из резонатора, имея ширину 0.5мм.

Отметим, однако, что в работах [5,6] повторяется упущение допущенное в [2]. Дело в том, что конфигурация $(220, 440)$ для излучения $\text{CoK } \alpha_1$ не трехволновая, а в общем случае 24-волновая или же четырехволновая, если считать только разрешенные рефлексy. Это легко заметить, поворачив обратную решетку и отметив число, находящимся на сфере Эвальда. Написав уравнение сферы Эвальда в единицах обратной решетки

$$(x-3)^2 + (y+1)^2 + z^2 = 10$$

легко убедиться, что на сфере Эвальда действительно находятся 24 узлов, 20 из которых запрещены структурным фактором и только 4 являются разрешенными (см. табл. 1).

Табл.1

Запрещенные рефлексy					Разрешенные рефлексy
$0\bar{1}\bar{1}$	321	$30\bar{3}$	303	$0\bar{2}0$	000
$0\bar{1}\bar{1}$	$3\bar{2}\bar{1}$	$3\bar{2}\bar{3}$	$3\bar{2}\bar{3}$	420	220
$6\bar{1}\bar{1}$	$3\bar{4}\bar{1}$	$4\bar{1}\bar{3}$	$4\bar{1}\bar{3}$	600	$6\bar{2}0$
$6\bar{1}\bar{1}$	$3\bar{4}\bar{1}$	$2\bar{1}\bar{3}$	$2\bar{1}\bar{3}$	$2\bar{4}0$	$4\bar{4}0$

Такая высокая симметрия обусловлена тем, что кристалл кубический и радиус сферы Эвальда является вектором обратной решетки; иными словами центр сферы

Эвальда совпадает с узлом обратной решетки. В данном случае это узел $(3\bar{1}0)$. На рис.1 преведено сечение сферы Эвальда плоскостью $z=0$, откуда видно, что все разрешенные рефлексы находятся на этой плоскости. Таким образом, очевидно, что пропущен разрешенный рефлекс $(6\bar{2}0)$. Это отражение очень специфическое, так как угол Брэгга равен 90° , т.е. падающий и отраженный лучи находятся на одной прямой, имея обратные направление (обратная дифракция)

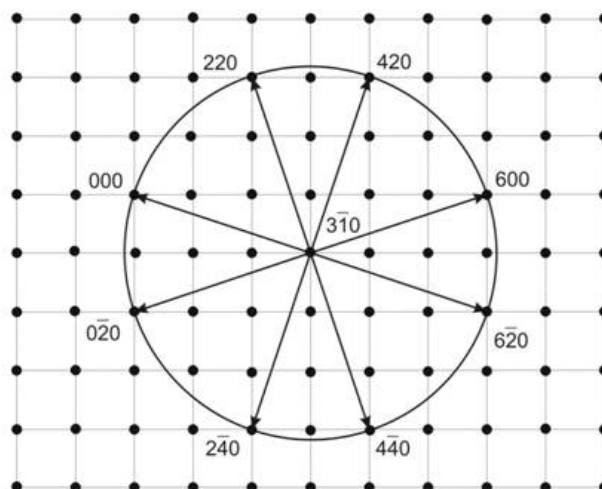


Рис.1. Сечение сферы Эвальда плоскостью $z=0$ обратной решетки.

В приближении классической динамической теории в этом случае область полного отражения (столик Дарвина), согласно известной формуле бесконечно расширяется.

$$\Delta\theta = \frac{2|\chi_h|}{\sin 2\theta} \sqrt{\frac{|\gamma_h|}{|\gamma_0|}}$$

Иными словами, формула для ширины столика Дарвина не применима. Для этого особого случая, т.е. когда имеет место обратная дифракция, в работе [7] получена более точная формула, согласно которой столик Дарвина, ширина которого обычно составляет несколько секунд, расширяется на 2-3 порядка. т.е. пропущенному рефлексу $(6\bar{2}0)$ соответствует довольно сильное отражение. Это подтверждается результатами работ [8-13], которые посвящены исследованию данного отражения (обратная дифракция).

В связи развитием экспериментальной техники регистрации отраженного луча при обратной дифракции были предложены схемы резонаторов, основанные на обратной дифракции. Это важно тем, что открывается возможность решать вопросы когерентности, поскольку резонатор, основанный на обратной дифракции, может состоять из двух кристаллических блоков, и следовательно, резко сократить длину оптической пути луча (цикла). Фактически эти схемы являются рентгеновскими прототипами оптического

интерферометра Фабри-Перо [14-23]. Однако, как было отмечено выше на конкретном примере, обратная дифракция на монокристаллах с кубической структурой всегда сопровождается нежелательным многоволновым рассеянием т.е. радиус сферы Эвальда является вектором обратной решетки. Чтобы избежать этого, авторы работ [13,22] исследование провели на монокристалле сапфира. В работе [21] приведена уточненная теория интерферометра Фабри-Перо для рентгеновских лучей, как частный случай динамической теории для брэгговской дифракции с учетом шероховатости поверхностей кристаллических блоков, их непараллельности, ошибок при юстировке, дефектности кристаллических блоков и т. д. В работ [23], обеспечив необходимыми условиями когерентности, авторам удалось реализовать резонатор Фабри-Перо на монокристалле Si доказательством чего является четкая интерференционная картина, полученная ими.

Накопитель рентгеновских фотонов. Рентгеновский резонатор

Нами разработана схема трехволнового компланарного резонатора на монокристалле кремния с конфигурацией $(04\bar{4}, 40\bar{4})$ для излучения $NiK\alpha_2$ или синхротронного излучения [24]. Фактически это та же конфигурация, что и в работе [2]. Основание резонатора параллельно кристаллографической плоскости (111). Написав уравнение сферы Эвальда

$$\left(x - \frac{4}{3}\right)^2 + \left(y - \frac{4}{3}\right)^2 + \left(z + \frac{8}{3}\right)^2 = \frac{32}{3}$$

и решив ее для целых значений x, y, z легко убедиться, что другие значения, кроме вышеуказанных, не удовлетворяют уравнению, т.е. каждое отражение представляет только трехволновый случай. На рис.2 приведено сечение сферы Эвальда плоскостью (111) обратной решетки.

Отметим, что сочетание конфигурации $(04\bar{4}, 40\bar{4})$ с излучением $NiK\alpha_2$ представляет особый случай. Это обусловлено тем, что угол между отражающими плоскостями и угол Брэгга равны между собой и составляют 60° . Следовательно, луч, падающий на каждый блок, находится в одной из трех равнозначных плоскостей типа (110), а две отраженные – в двух других.

Проблему ввода первичного излучения в резонатор без энергетических потерь мы решили, используя асимметричные брэгговские отражения. В нашей схеме поверхности блоков составляли с отражающими плоскостями угол 30° , т.е. они представляют собой кристаллографические плоскости типа (112). Фактически наша схема является усовершенствованным вариантом схемы, приведенной в работе [2].

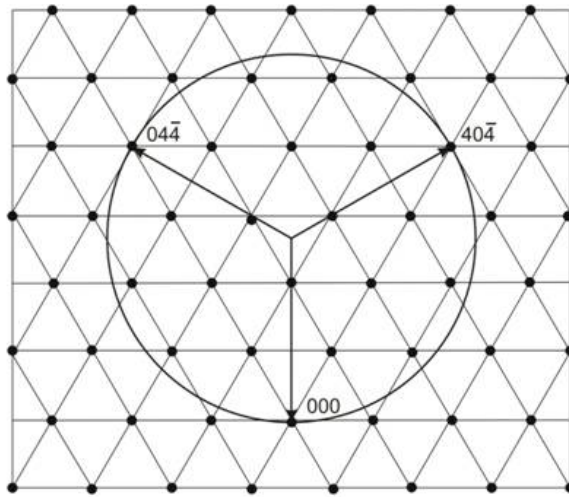


Рис.2. Сечение сферы Эвальда плоскостью (111) обратной решетки

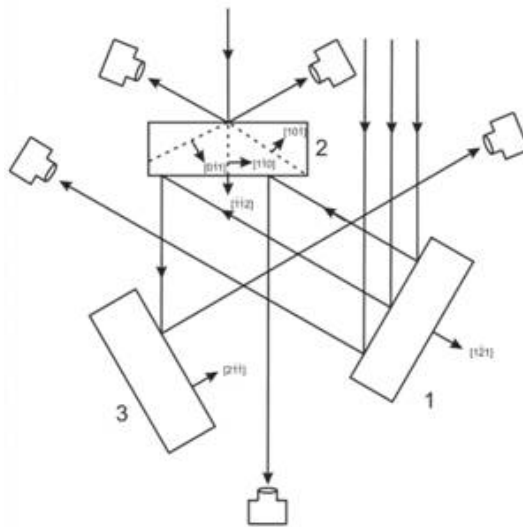


Рис.3 Вид резонатора сверху. Ход лучей, отраженных 1,2,3 раза, и расположение регистрирующих счетчиков.

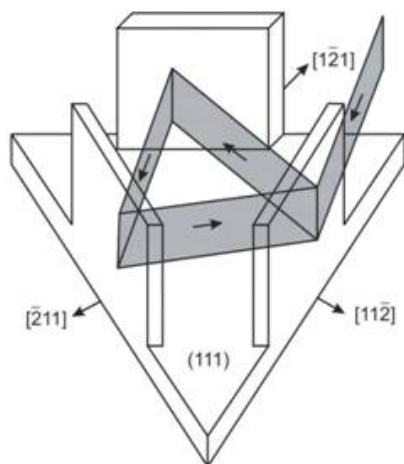


Рис. 4. Пространственная картина резонатора и ход лучей в рабочем режиме.

Таким образом, каждый луч падает на поверхность блоков под углом 30° и отражается перпендикулярно к поверхностям блоков (рис.3, 4). Уникальность этой схемы обусловлена тем, что луч, входящий в резонатор, совершив один цикл, не выходит из резонатора, потому что условия Брэгга не позволяют этого. Более того, первичный и совершавший один цикл лучи, отразившись от первого блока, имеют одинаковые направления, т.е. перпендикулярны к поверхностям первого блока. Если с помощью сканирующего механизма сделать так, чтобы точки падения этих лучей на первый блок совпадали, то получится замкнутый компланарный цикл (рис.4). В итоге луч, входящий в резонатор, будет совершать только брэгговские отражения и его траектория в резонаторе будет представлять равносторонний треугольник. Фактически прибор будет работать как накопитель лучевой энергии.

Нам изготовлен резонатор и проведен эксперимент на рентгеновском источнике. Резонатор сделан из почти совершенного монокристалла кремния, который подвергался механической обработке алмазными порошками разной марки. Внутренняя (межблочная) масса резонатора была удалена с помощью стоматологической бормашины. В процессе механической обработки поверхности блоков контролировались с помощью дифрактометра так, что они были параллельны плоскостям (112).

После механической обработки образец (резонатор) подвергался химической обработке травителем состава $HF - 2$, $HNO_3 - 9$, $CH_3OOH - 4$ при температуре 35° . Эксперимент проводился на японской топографической камере А-3 фирмы Regaku Denki.

Интенсивность отраженных от блоков пучков регистрировались с помощью трех счетчиков, размещенных в вершинах равностороннего треугольника (рис.3).

Юстировка резонатора проводилась по внешней поверхности второго блока посредством достижения равных и максимальных интенсивностей отраженных пучков

(показанием счетчиков №1 и №3). Схема юстировки представлена на верхней части рис.3. Затем, с помощью сканирующего механизма, резонатор перемещался настолько, чтобы луч, отраженный от первого блока, выходил между вторым и третьим блоками и регистрировался счетчиком №1. При этом счетчик №1 показал резкий рост интенсивности (почти 60% по сравнению с показанием в процессе юстировки). Такой значительный рост обусловлен тем, что совмещается переход от случая Брэгг- Брэгга (на блоке № 2 в процессе юстировки) к случаю Брэгг-Лауэ (на блоке 1). Это показывает, что в случае многоволновой дифракции, при наличии брэгговского отражения, отражение по Лауэ сильно подавляется, т.е. основная часть падающей энергии перекачивается в брэгговское отражение.

Перемещением резонатора по отношению к падающему пучку на соответствующие величины, регистрировались также дважды и трижды отраженные пучки. Для трижды отраженного пучка наблюдалось резкое понижение интенсивности (на порядок и больше). Причина этого является то, что во первых, в отличие от первого и второго отражений, которые происходят от параллельных атомных плоскостей, второе и третье отражения происходят от равнозначных но не параллельных атомных плоскостей. Иными словами, в первом случае мы имеем спектрометр типа $(n, -n)$, а во втором случае – типа $(n, +n)$. Следовательно, интервал перекрытия отражающих областей (полоса пропускания), согласно диаграммам Дью- Монда, во втором случае, во много раз меньше, чем в первом. Во вторых длина волны NiK_{α_2} согласно [2] существенно отличается от резонирующей длины волны. Очевидно, что с использованием синхротронного излучения и выбирая точно резонирующую длины волны, результат улучшится.

Отметим, что в нашем случае поверхности всех трех блоков составляют с отражающими плоскостями один и тот же угол, равной 30° , что, несомненно, не является обязательным условием. Эти углы могут быть как разными для разных блоков, так и могут отличаться от 30° , преследуя цель нахождения оптимальных условий повышения эффективности работы прибора (увеличение интенсивности луча, совершающего циркуляцию).

Таким образом применение асимметричных брэгговских отражений дает возможность решать задачу, являющуюся проблематичной для рентгеновских резонаторов, т.е. ввод падающего пучка в резонатор без энергетических потерь и получение замкнутого цикла.

Закончивая можно заключить, что предложенный резонатор имеет определенные отличительные черты и преимущества по сравнению с другими схемами:

1. Падающий пучок входит в резонатор без энергетических потерь, т.к. он не проходит через блоки резонатора (все отражение происходит по Брэггу) и, следовательно, почти не поглощается.
2. При переходе от случая Брэгг-Брэгга к случаю Брэгг-Лауэ основная часть падающей энергии перекачивается в брэгговское отражение и участвует в циркуляции.
3. Последнее отражение первого цикла происходит от той точки первого блока, куда падает входящий в резонатор луч, обеспечивая замкнутость цикла (рис.4).
4. И, наконец, самое главное; луч, указанный в пункте 3, не только не выходит из резонатора, но отражаясь, имеет то же направление, что и отраженный от первого блока входящий в резонатор падающий первичный луч.

Литература:

1. Bond, W.L., Duguay, M.A., and Rentzepis, P.M., Appl. Phys. Lett., 1967, vol. 10, p. 216.
2. Deslettes, R.D., Appl. Phys. Lett., 1968, vol. 12, p. 133.
3. Cottril, R.M., Appl. Phys. Lett., 1968, vol. 12, p. 403.
4. Kolpakov, A.V., Kuzmin, R.N., and Ryabov, V.N., Appl. Phys. Lett., 1970, vol. 41, p.3549.
5. А.Г. Ростомьян, П.А. Безирганян. А. Ц. 714506 (СССР), Б. И. №5 (1980).
6. Rostomyan, A.H. and Bezirganyan, P.H.,
7. Kohra, K. and Matsushita, T., Z. Naturf., 1972, vol. 27A., p. 484.
8. Brummer, O., Hoche, H.R., and Nieber, J., Phys. Stat. Sol. (a), 1979, vol. 53, p. 565.
9. Кушнир В.И., Суворов Э.В. Письма в ЖЭТФ, 14, 13 (1988).
10. Стецко Ю.П., Суворов Э.В. Письма в ЖЭТФ, 44, 265 (1986). Stesko, Yu.P. and Suvorov, S.A. Pis'ma v ZhETF, 1988, vol. 14, p.13.
11. Cusatis, C., Udron, D., Mazzaro, I., Giles, C., and Tolentino, H., Acta cryst., 1996, vol. A52, p.614.
12. Kikuta, S., Imai, Y., Iizuka, T., Yoda, Y., Zhang, X.-W., and Hirano, K., J. Synchrotron Rad., 1998, vol. 5, p. 670.
13. Svhudko, Yu. V., Gerdau, E., Jaschke, J., Leupold, Lucht, M., and Ruter, H.D., Phys. Rev., B, 1998, vol. 57, p. 4968.
14. Steyrl, A. and Steinhauser, K.-A., Z. Phys., 1979, vol. B34, p. 221.
15. Caticha, A. and Caticha-Ellis, S., Acta cryst., 1981, vol. A37, p. 267.
16. Caticha, A. and Caticha-Ellis, S., Phys. Rev., B, 1982, vol. B2557, p. 973.

17. Caticha, A. and Caticha-Ellis, S., *Phys. Stat. Sol. (a)*, 1990, vol. 119, p. 47.
18. Caticha, A. and Caticha-Ellis, S., *Phys. Stat. Sol. (a)*, 1990, vol. 119, p. 643.
19. Caticha, A., Aliberti, K., and Caticha-Ellis, S., *Rev. Sci. Instrum.*, 1996, vol. 67, p. 3380.
20. Liss, K.D., Hock, R., Gomm, M., Waibel, B., Magert, A., Krich, M., and Tucoulou, R., *Nature*, 2000, vol. 404, p.371.
21. G. Khon, V., Shvydko, Yu.V. and Gerdau, E., *Phys. Stat. Sol. (a)*, 2000, vol. 221, p. 597.
22. Shvydko, Yu.V., Lerche, M., Wille, H.-C., Gerdau, E., Lucht, M., Ruter,, H.D., Alp, E.E., and Kachatryan, R., *Phys. Rev. Lett.*, 2003, vol. 90, p. 013904(1).
23. Chang, S.-L., Stetsko, Yu. P., Tang, M.-T., Lee, Y.-R., Sun, W.-H., Yabashi, M., and Ishikawa, T., ar Xiv: cond-mat/0412465 v1, 17 Dec., 2004.
24. Gabrielyan, R. Ts. And Toneyan, A.H., *Acta Cryst.*, 2005, vol. A61, p. 432.

Формирование рентгеновского фазового контраста при дифракционной фокусировке сферической волны в сверхрешетке с малым периодом

Л.В. Левонян, А.М. Манукян

Ереванский государственный университет, Алека Манукяна 1, Ереван, Армения

В последние годы большое внимание уделяется изучению внутренней структуры некристаллических веществ с помощью рентгеновского излучения. Метод рентгеновского контраста поглощения не чувствителен для исследования структуры таких неоднородных объектов, какими являются, например, биологические объекты, состоящие в основном из легких элементов. В этих случаях применяется так называемый метод рентгеновского фазового контраста, основанный на явлении рефракции рентгеновских лучей на структурных неоднородностях исследуемого объекта. Изучение внутренней структуры слабопоглощающих некристаллических веществ, а также биологических объектов, проводится методом рентгеновского фазового контраста, который в настоящее время бурно развивается [1]. Задачей рентгеновского фазового контраста является не только получение изображения фазового объекта (ФО), но и его расшифровка, т. е. решение обратной задачи [2, 3].

При падении на кристалл монохроматической сферической рентгеновской волны при геометрии Лауэ дифрагированное излучение фокусируется как внутри кристалла, так и за кристаллом – в вакууме [4–7]. Пусть перед входом в кристалл излучение от точечного источника S , находящегося на расстоянии L от кристалла, проходит через ФО, в котором неоднородности распределены одномерно (рис.1). Предполагается, что ФО слабопоглощающий, т. е. интенсивность пучка при прохождении через него практически не меняется, изменяется лишь его фаза. Координатная система выбрана следующим образом: начало координат O на поверхности кристалла есть точка падения луча под точным брэгговским углом θ_B , входная поверхность кристалла совпадает с плоскостью $z=0$, а отражающие плоскости соответствуют плоскостям $x = \text{const}$, ось y перпендикулярна плоскости рассеяния.

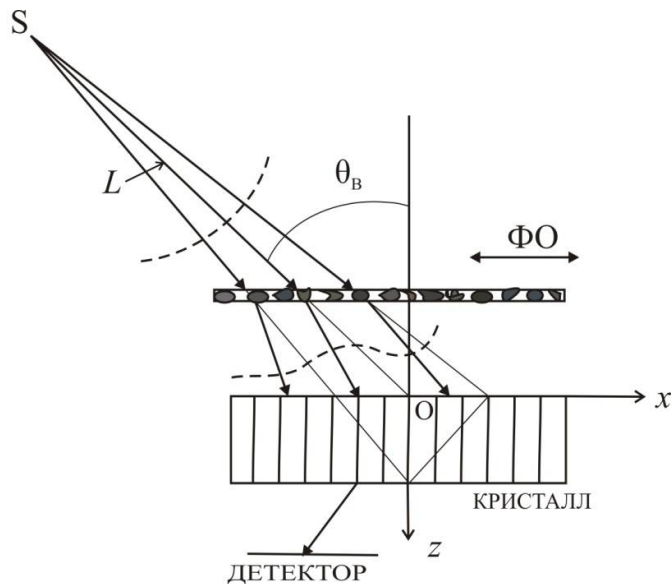


Рис. 1. Схема дифракции

Пунктирными линиями изображен волновой фронт до и после ФО

Поскольку падающее на кристалл излучение при отсутствии ФО имеет всевозможные направления вблизи угла Брэгга, то оно фокусируется на определенной глубине внутри кристалла в зависимости от расстояния L источник–кристалл. При прохождении через ФО условия фокусировки нарушаются, поскольку в результате рефракции на неоднородностях лучи меняют свои направления и волновой фронт деформируется. Изменение направления лучей математически описывается наличием в фазе волны члена $\varphi'(x)$, а деформирование фронта – $\varphi''(x)$, где $\varphi'(x)$ и $\varphi''(x)$, соответственно первая и вторая производные добавочной фазовой функции $\varphi(x)$ волны, приобретенной при прохождении через ФО:

$$\varphi'(x) = (2\pi/\lambda) \Delta\theta(x) \quad (1)$$

Здесь $\Delta\theta(x)$ – локальное угловое смещение падающего излучения, обусловленное рефракцией на неоднородностях ФО, $\varphi''(x)$ связано с локальным изменением кривизны волнового фронта из-за рефракции в ФО и λ – длина волны излучения.

В работах [8–10] исследована возможность восстановления внутренней структуры одномерных ФО при дифракционной фокусировке рентгеновской сферической волны. С этой целью в качестве монокристалла-анализатора предлагалось использовать сильнопоглощающий клиновидный кристалл с ребром, параллельным вектору дифракции, при симметричной геометрии Лауэ. При этом для каждого отдельного участка ФО для обеспечения условий фокусировки требовалось добавочное перемещение ФО вдоль

направления вектора дифракции с целью компенсации величины $\Delta\theta(x)$, в то время как компенсация локального изменения кривизны волнового фронта из-за рефракции получалась на определенной координате y , т. е. в направлении, перпендикулярном плоскости рассеяния, без дополнительного перемещения ФО.

В настоящей работе для восстановления внутренней структуры ФО в качестве кристалла-анализатора предлагается использовать сильнопоглощающую клиновидную сверхрешетку с малым периодом и с ребром, параллельным вектору дифракции, при симметричной геометрии Лауэ.

Как известно, характерной особенностью дифракции рентгеновских лучей на сверхрешетках или модулированных структурах является наличие сателлитов вокруг основного дифракционного максимума, положение которого определяется усредненным по периоду сверхрешетки параметром решетки. При $z_0 \ll \bar{\Lambda}$ (z_0 – период сверхрешетки, $\bar{\Lambda}$ – усредненная по периоду сверхрешетки экстинкционная длина кристалла) дифракционная картина представляет собой систему неперекрывающихся сателлитов, угловое расстояние между которыми обратно пропорционально периоду сверхрешетки, а их ширины и интенсивности зависят от реальной структуры и толщины сверхрешетки [11, 12]. При использовании сверхрешетки в качестве кристалла-анализатора условие $z_0 \ll \bar{\Lambda}$ можно ослабить настолько, чтобы неперекрывающиеся дифракционные сателлиты располагались как можно ближе друг к другу.

В работах [13–14] показано, что при динамической дифракции сферической рентгеновской волны на сверхрешетке с малым периодом в зависимости от структурных факторов сверхрешетки, значения которых зависят от выбранной модели, происходит фокусировка сателлитов как на разной глубине внутри кристалла, так и на разном расстоянии от кристалла – в вакууме (рис.2). При этом фокусная глубина сателлита в кристалле прямо пропорциональна его структурному фактору, а интенсивность m -го сателлита внутри кристалла:

$$I_{hm}(x, z) = \frac{\exp\left(-\frac{\mu z}{\cos \theta_m} (1 - C \frac{|\chi_{him}|}{\chi_{0i}})\right)}{4L\Gamma_m \left(\left(\frac{L}{\Gamma_m} - z\right)^2 + \left(z \frac{|\chi_{him}|}{|\chi_{hrm}|}\right)^2\right)^{1/2}} \exp\left(-\pi \frac{zC|\chi_{him}|}{\lambda \cos \theta_m} \frac{x^2 \operatorname{ctg}^2 \theta_m}{\left(\frac{L}{\Gamma_m} - z\right)^2 + \left(z \frac{|\chi_{him}|}{|\chi_{hrm}|}\right)^2}\right) \quad (2)$$

где $\mu = 2\pi\bar{\chi}_{0i}/\lambda$ – усредненный по периоду сверхрешетки коэффициент линейного поглощения рентгеновских лучей в кристалле, $\bar{\chi}_0$ и $\bar{\chi}_h$ – усредненные по периоду сверхрешетки коэффициенты Фурье комплексной поляризуемости кристалла $\chi = \chi_r + i\chi_i$, $\chi_{hm} = M_m \bar{\chi}_h$, M_m – параметр, зависящий от модели сверхрешетки, C – фактор

поляризуемости ($C=1$ для σ -поляризации и $C = \cos 2\theta$ для π -поляризации),
 $\Gamma_m = \sin \theta_m \sin 2\theta_m / (C |\chi_{hkm}|)$.

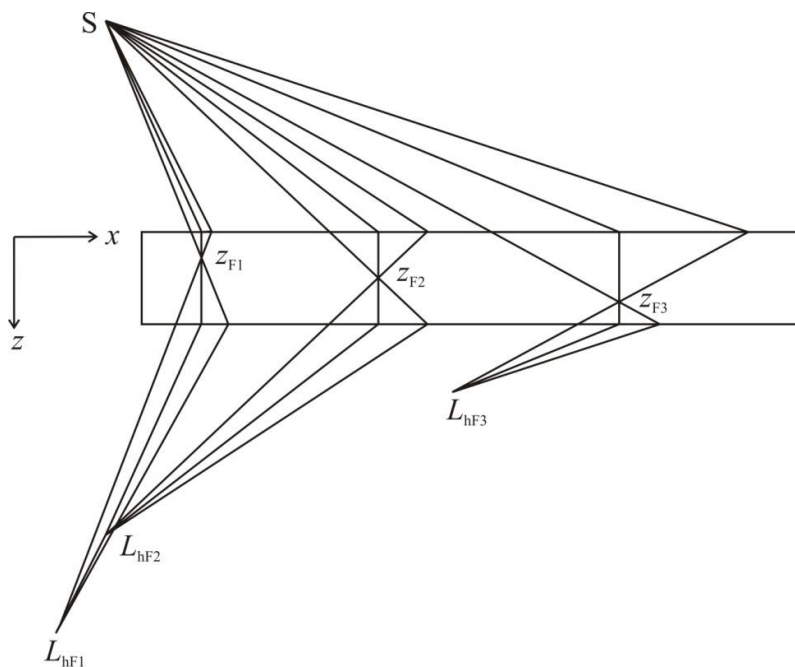


Рис. 2. Геометрия дифракционной фокусировки спутников с разными структурными факторами:

z_{F1}, z_{F2}, z_{F3} – глубины фокусных расстояний спутников внутри кристалла,

$L_{hF1}, L_{hF2}, L_{hF3}$ – фокусные расстояния соответствующих спутников вне кристалла

Поскольку для разных спутников брэгговские углы и фокусные расстояния разные, то если в описанной выше схеме с монокристаллом-анализатором (рис.1) монокристалл заменить на сверхрешетку, то проходящее излучение от каждого отдельного участка ФО изменит свое направление и будет фокусироваться как отдельный спутник без дополнительного перемещения фазового объекта вдоль направления вектора дифракции. Предполагается, что характеристики сверхрешетки полностью известны (угловое распределение спутников, их угловые ширины и интенсивности, а также фокусные расстояния). Регистрируя всю карту полученных данных, можно восстановить приобретенную в ФО добавочную фазу волны.

Литература:

1. В.В.Лидер, М.В.Ковальчук. Кристаллография, 58, 764 (2013).
2. В.А. Бушуев, А.А. Сергеев. Письма в ЖТФ, 25, 1 (1999).
3. A.V. Bronnikov. Optics Communications, 171, 239 (1999).
4. А.М. Афанасьев, В.Г. Кон. ФТТ, 19, 1775 (1977).
5. V.V. Aristov, V.I. Polovinkina, A.M. Afanas'ev, V.G. Kohn. Acta Cryst., A36, 1002 (1980).
6. Л.В. Левонян. Письма в ЖТФ, 7, 269 (1981).
7. L.V. Levonian. Phys. Stat. Sol.(a), 68, k199 (1981).
8. Л.В. Левонян. Материалы совещания «Рентгеновская оптика - 2004», Н. Новгород, ИФМ РАН, с. 277–279, 2004.
9. Л.В. Левонян. Нано- и микросистемная техника, № 9, 18 (2005).
10. L.V.Levonyan. Acta Cryst., A62, 254 (2006).
11. D.M. Vardanyan, H.M. Manoukyan, H.M. Petrosyan. Acta Cryst., A41, 212 (1985).
12. D.M. Vardanyan, H.M. Manoukyan, H.M. Petrosyan. Acta Cryst., A41, 218 (1985).
13. Л.В. Левонян, А.М. Манукян. Известия НАН Армении, Физика, 51, 95 (2016).
14. L.V. Levonyan, H.M. Manukyan. Proceedings of the Yerevan State University, *Physical and Mathematical Sciences*, 51, 113 (2017).

Радиационная стойкость и оптические свойства терморегулирующих покрытий

Арутюнян В.В, Алексанян Е.М, Акопян Н.А, Бадалян А.О.

*Национальная Научная Лаборатория им А.И. Алиханяна Братъев, Алиханян ул. 2, Ереван,
Армения*

Введение

К настоящему времени накоплен значительный опыт, касающийся поведения материалов в условиях космического полета поэтому актуальным является применение методов физического моделирования для всестороннего исследования поведения материалов космической аппаратуры (КА) в условиях наземного форсированного воздействия основных факторов космического пространства — глубокого вакуума, потоков высокоэнергичных заряженных частиц, электромагнитного излучения Солнца, термоциклирования и др [1-5]. В космических аппаратах наибольшими, по покрываемой площади, именно являются устойчивые терморегулирующие покрытия (ТРП) класса “солнечные отражатели”, которые предназначены для отражения электромагнитного излучения Солнца и переизлучения в космическое пространство тепла, выделяемого бортовой аппаратурой. Среди пигментов для покрытий этого класса нашли наибольшее применение, как наиболее стабильные к действию заряженных частиц и квантов, солнечного, вакуумного и ближнего ультрафиолетового излучения, порошки из силикатных растворов кремнеземсодержащих горных пород такие как силикаты цинка, циркония, натрия, калия, лития и т д [5]. Однако и в этих пигментах при длительных сроках орбитального полета космических аппаратов образуется достаточно большое количество дефектов и центров поглощения, что приводит к появлению полос поглощения, уменьшению коэффициента диффузного отражения в УФ-, видимой и ближней ИК-областях спектра, обуславливая увеличение интегрального коэффициента поглощения солнечного излучения[4-6].

Поэтому знание физико-химических характеристик, их чувствительности к длительному воздействию фактора космического пространства позволяет выбрать прогнозируемый и наиболее устойчивый материал терморегулирующего покрытия при создании пассивных систем терморегулирования долгоживущих КА [5]. Поэтому разработка способов повышения фото- и радиационной стойкости ТРП пигментов

является актуальной проблемой. Одним из перспективных способов решения этой проблемы может быть модифицирование пигментов различными оксидными и редкоземельными нанопорошками, поскольку наночастицы, обладая большой удельной поверхностью, способствуют релаксации дефектов, образующихся при облучении высокоэнергетичными частицами – электронами.

Целью настоящей работы является исследование влияния факторов космического пространства на радиационные и оптические свойства терморегулирующих покрытий.

Методика и техника эксперимента

Для проведения исследований по изучению спектроскопических свойств были использованы образцы полученные методом гидротермального микроволнового (ГТМВ) синтеза. Разработанный ГТМВ метод жидкофазного синтеза силиката циркония экономичен и химические реакции, протекающих в условиях нагрева микроволновым облучением, намного эффективны. В качестве источника УФ-излучения для облучения образцов силика циркония использовалась ксеноновая ДКсЭЛ 1000-5 лампа сверхвысокого давления. Мощность спектра излучения ксеноновой лампы в области 240-360 нм составляет 1000 ватт. Облучение высокоэнергетичными электронами образцов ТРП проведено на Электронном Линейном Ускорителе ЭЛУ-5МэВ и при температуре 300К с дозой 10^{15} эл /см². Спектры фотолюминесценции (ФЛ) измерены на экспериментальной установке LUMEN, что обеспечивает широкие возможности для проведения исследований в области УФ- видимой спектроскопии.

Результаты и обсуждения

Изучены спектры оптического пропускания (поглощения) синтезированного силиката циркония в ближней ИК-области для необлученных и облученных образцов в области длин волн от 1мкм до 2,2 мкм(рис.1). В результате облучения УФ- радиацией уменьшаются интенсивности поглощения центров окраски, ответственные за полосы 1,32мкм и 1,54мкм, что связано созданием радиационных нарушений в структуре образца после электронного облучения. Исследованы люминесцентные характеристики ТРП-силикатных материалов с содержанием циркония, подвергнутые воздействию влияния температур, электронной облучению с энергией 5МэВ, 20МэВ и примесей на их структуру при температуре 300К(рис.2,3). Внедрение ионов циркония в структуру приводит к значению $(Zr-O)-2.035A^0$ и может привести, что длина связи $(Si-O)$ увеличивается до $1,639A^0$, а длина связи O-H практически не изменяется и составляет $0.977A^0$. С

повышением температуры обработки наблюдается уменьшение интенсивности ФЛ и максимум полосы люминесценции наблюдается в области 1.9eV. Наблюдаемые в спектрах ФЛ исследуемых ТПП-ZrO nSiO₂ полосы 2.2eV; 2.4eV; 2.6eV характерные для люминесценции многих силикатов, обычно связывают с излучением например, дефектных центров [SiO₄]⁴⁻, обусловленных локальными искажениями кремний-кислородных тетраэдров. Ионы циркония могут находиться в тетраэдрическом окружении в виде групп (OH)-Zr-(OSi)₃ или Zr-(OSi)₄. Позиция как центр [SiO₄]⁴⁻ является более выгодным и появляется при нарушении симметрии кремне-кислородного тетраэдра из-за близко расположенного дефекта. В формировании указанных центров и их метастабильных состояний важную роль могут играть примеси – как зарядовые компенсаторы или факторы изменения распределения электронной плотности в тетраэдре. Изменение плотности в кристаллической структуре в образцах ТПП с примесями, по-видимому связано образованием особых дефектных центров излучения как Ce (Y) SiO₄, дающий вклад в формировании фотолюминесценции. Полосы излучения наблюдаемые при максимумах 1.8eV и 2.4eV в необлученных и облученных электронами ТПП связана быть главным образом вызван созданием собственных дефектов: вакансий цинка, кислорода соответственно, а максимум после облучения в области 2.6eV обусловлен промежуточной стадией формирования экситоно-дефектных комплексов или короткоживущие дефекты в виде вакансий V_{Zr}⁻ и междоузельных ионов Zr⁺ образующимся при разрыве связи, как оптические переходы в V_{Zr}⁻ центре. Полученные результаты по повышению фото- и радиационной стойкости ТПП открывает возможность их использования в условиях космического пространства, характеризуемого действием на материалы различных видов ионизирующих излучений и квантов солнечного спектра.

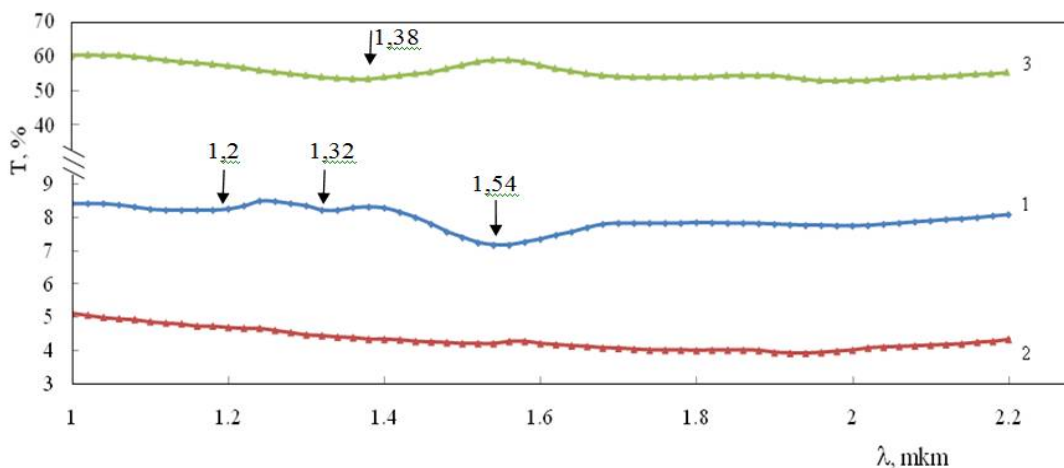


Рис. 1. Спектры оптического пропускания ZrSiO₄, термообработанных при 1200°C, 2 часа и облученного УФ-излучением.

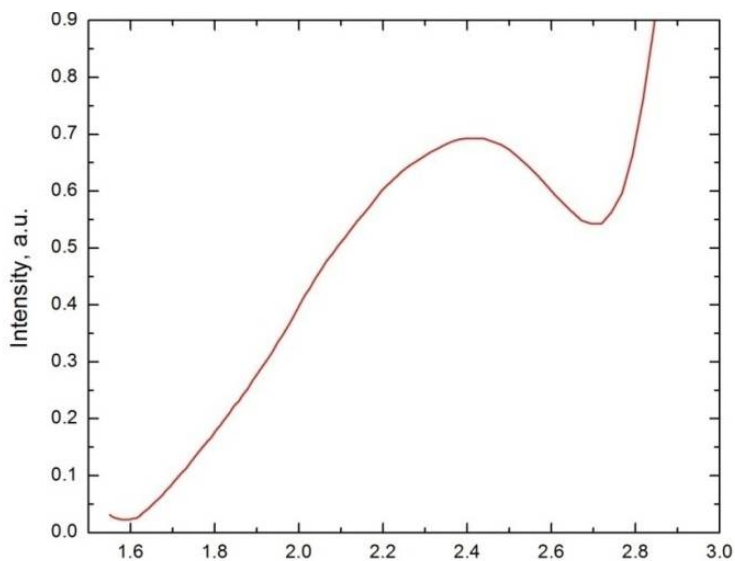


Рис. 2.Спектры фотолуминесценции ZrO_2-SiO_2 ($240^\circ C$), $T = 300K$, $E_{exc} = 3.5\text{эВ}$ и облученного электронами с дозой 10^{15}эл/см^2 с энергией 5МэВ.

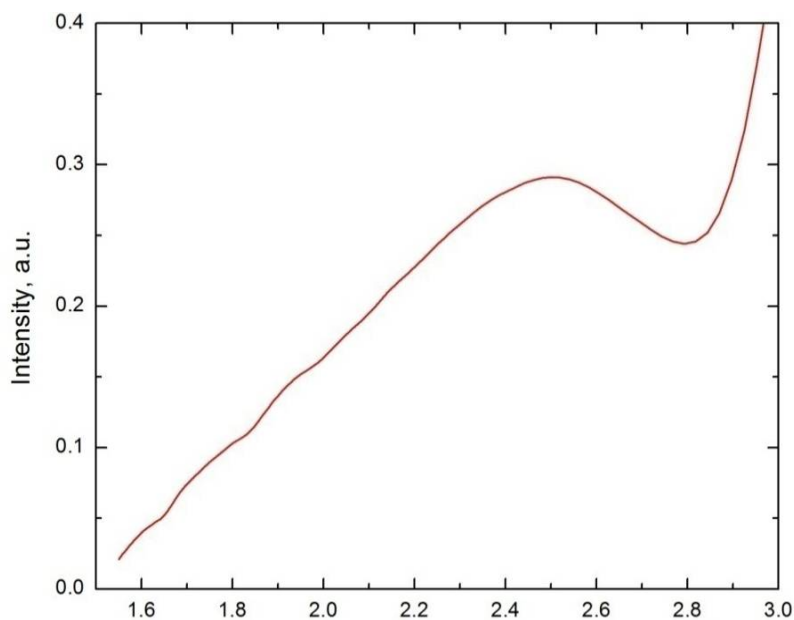


Рис. 3.Спектры фотолуминесценции ZrO_2-SiO_2 ($240^\circ C$), $T = 300K$, $E_{exc} = 3.5\text{эВ}$ и облученного электронами с дозой 10^{16}эл/см^2 с энергией 20 МэВ.

Литература:

1. Mikhailov, M. M. - Journal of Advanced Materials. – 1995. – V.2, No.1. – P.41-49.
2. Lewis B. J., Green A.R., Bennett L.G.I., “Effect of ‘Noisy’ sun conditions on aircrew radiation exposure”, Advances in Space Research, Vol. 44, pp. 184-189, 2009.

3. Sources and effects of ionizing radiation. United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation, New York, 2010. Available from: <http://www.unscear.org/docs/reports/2008/09-86753>, Report, 2008, Annex B.pdf.
4. H. Yeritsyan, A. Sahakyan, S. Nikoghosyan et al. Effect of Electron and Ultraviolet Radiations and Temperature on n-Si Conductivity. *Journal of NASA, Spacecrafts and Rockets*, 2011, v.48, #1, pp. 34-37.
5. V. V. Baghranyan, A.A.Sarkisyan, K. Ponzoni, R. Rosa, C. Leonel. Production of sodium silicate solutions from perlite by microwave method, *Journal of Chemical Technology*. 2014 10 pp.585-590.
6. V.V. Baghranyan, A.A. Sargsyan, A.S. Sargsyan, N.B. Knyzyan, V.V. Harutyunyan, E.M. Aleksanyan, N.E. Grigoryan, A.H. Badalyan. Optical Properties and Radiation Resistance of Zirconium Silicate Obtained by Microwave Method. *Armenian Journal of Physics*, 2017, vol. 10, issue 1, pp. 56-63

Кристаллические структуры *L*-аргинин(2+) ди-перхлората и ди-тетрафлюорбората

К.Ю. Супоницкий¹, Р.П. Сукиасян^{2*}, А.К. Атанесян², А.А. Дангян²,
А.А. Оганисян³, А.М. Петросян²

¹Институт элементоорганических соединений им. А.Н.Несмеянова РАН

Москва, 119334, ул. Вавилова, 28.

²Институт прикладных проблем физики НАН РА, Гр. Нерсисяна 25, Ереван, Армения

³Центр исследования строения молекул НАН РА, пр. Азатутян 26, Ереван, Армения

Из систем $L\text{-Arg}+\text{HBF}_4+\text{H}_2\text{O}$ и $L\text{-Arg}+\text{HClO}_4+\text{H}_2\text{O}$ ранее были известны орторомбические (пространственная группа $P2_12_12_1$) кристаллы $(L\text{-ArgH})\text{BF}_4$ и $(L\text{-ArgH})\text{ClO}_4$. Кроме этих кристаллов с однозарядными катионами также существуют соли $(L\text{-ArgH}_2)(\text{BF}_4)_2$ и $(L\text{-ArgH}_2)(\text{ClO}_4)_2$ с двухзарядными катионами. Раньше нами был получен только кристалл $(L\text{-ArgH}_2)(\text{ClO}_4)_2$ и охарактеризован ИК- и рамановским спектрами. В настоящей работе определены кристаллические структуры $(L\text{-ArgH}_2)(\text{BF}_4)_2$ и $(L\text{-ArgH}_2)(\text{ClO}_4)_2$. Они кристаллизуются в триклинной симметрии с пространственной группой $P1$ и $Z = 1$. Зарегистрированы и обсуждены ИК- и комбинационные спектры $(L\text{-ArgH}_2)(\text{BF}_4)_2$.

1. Introduction

After revealing the promising nonlinear optical properties of *L*-arginine phosphate monohydrate (LAP) [1] the work of Monaco et al. [2] was the first where systematic search of its new chemical analogs were made. The authors investigated the symmetry, unit cell parameters as well as linear and nonlinear optical properties of some previously known and new crystals. Attempt to obtain arsenate analog of LAP resulted in discovering of $L\text{-Arg}\cdot 2\text{H}_3\text{AsO}_4$, which proved to be a salt with doubly charged *L*-argininium(2+) cation, $(L\text{-ArgH}_2)(\text{H}_2\text{AsO}_4)_2$ [3]. In [4,5] it was shown that an entire class of salts with *L*-argininium(2+) cation exists: $(L\text{-ArgH}_2)\text{Cl}_2\cdot\text{H}_2\text{O}$, $(L\text{-ArgH}_2)\text{Br}_2\cdot\text{H}_2\text{O}$, $(L\text{-ArgH}_2)(\text{IO}_3)_2$, $(L\text{-ArgH}_2)(\text{NO}_3)_2$, $(L\text{-ArgH}_2)(\text{H}_2\text{PO}_4)_2$. Monaco et al. [2] among other crystals obtained also orthorhombic crystals of $(L\text{-ArgH})(\text{BF}_4)$ and $(L\text{-ArgH})(\text{ClO}_4)$ with close unit cell parameters, but with optically negative and positive signs respectively. In [6,7] their crystal structures were determined. Later these crystals were grown and investigated by different authors [8-15]. The first attempt to obtain the crystal $(L\text{-ArgH}_2)(\text{ClO}_4)_2$ with doubly charged *L*-argininium(2+) cation at usual conditions was not

*E – Mail: ruzas@iapp.sci.am

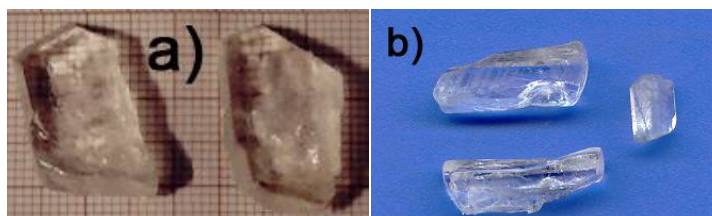
successful [4]. Later [16] this crystal has been obtained and characterized by IR and Raman spectra and found that the cause of the failure is an extreme hygroscopicity of the crystal.

However, its crystal structure was not determined. By analogy one might expect that the crystal $(L\text{-ArgH}_2)(\text{BF}_4)_2$ also can be obtained similarly. Although hygroscopicity is undesirable property of nonlinear optical crystals, obtaining and investigation of these crystals is of interest from chemical, structural and spectroscopic points of view.

In the present paper structures of $(L\text{-ArgH}_2)(\text{BF}_4)_2$ and $(L\text{-ArgH}_2)(\text{ClO}_4)_2$ crystals were determined. The IR and Raman spectra of $(L\text{-ArgH}_2)(\text{BF}_4)_2$ were recorded and compared with respective data of $(L\text{-ArgH}_2)(\text{ClO}_4)_2$ as well as with respective results of $(L\text{-ArgH})(\text{BF}_4)$ and $(L\text{-ArgH})(\text{ClO}_4)$ crystals.

2. Experimental

As initial reagents we used *L*-arginine purchased from Sigma and HBF_4 , HClO_4 acids (“Reakhim”), which are 40% and 57% solutions respectively. Crystals of $(L\text{-ArgH}_2)(\text{BF}_4)_2$ and $(L\text{-ArgH}_2)(\text{ClO}_4)_2$ crystals were obtained from aqueous solution containing *L*-arginine and respectively HBF_4 , HClO_4 acids in 1:2 molar ratio in closed vessel in presence of silica gel as water vapors absorber. The crystals are very hygroscopic, but they are easy to grow. By this reason in usual conditions the crystals are not formed by evaporation. In Fig. 1 obtained crystals are shown.



Pic 1. The crystals of a) $(L\text{-ArgH}_2)(\text{BF}_4)_2$ and b) $(L\text{-ArgH}_2)(\text{ClO}_4)_2$.

Attenuated total reflection Fourier-transform infrared spectra (FTIR ATR) were registered by a Nicolet 5700 spectrometer (ZnSeprizm, Happ-Genzel apodization, ATR distortion is corrected, number of scans 32, resolution 4 cm^{-1}). Part of the IR spectrum in the region $500\text{--}400\text{ cm}^{-1}$ was taken from FTIR spectra registered with Nujol mull ($4000\text{--}400\text{ cm}^{-1}$, number of scans 32, resolution 2 cm^{-1}).

Fourier-transform Raman spectra were registered by a NXR FT-Raman Module of a Nicolet 5700 spectrometer (number of scans: 256, laser power at the sample: 0.43 W, resolution 4 cm^{-1}) at room temperature.

Second harmonic generation was checked by direct observation on the crystal using a pulsed YAG:Nd laser with passive Q-switching (duration of pulses 20 ns, repetition rate 8 Hz)[17].

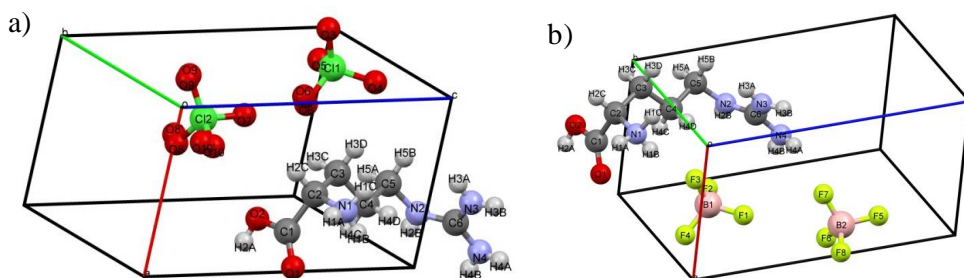
Single-crystal X-ray intensity data of $(L\text{-ArgH}_2)(\text{BF}_4)_2$ and $(L\text{-ArgH}_2)(\text{ClO}_4)_2$ crystals were obtained by a measurement on a Bruker APEX II diffractometer, equipped with a graphite monochromator and using Mo-K α ($\lambda=0.71073$ Å) radiation. The structure was solved using direct methods; subsequent difference Fourier syntheses and least-square refinements yielded the positions 208 of the remaining atoms. Non-hydrogen atoms were refined with independent anisotropic displacement parameters, hydrogen atoms with isotropic displacement parameters. All calculations were performed using the Bruker instrument software [17], the SHELX97 program package [18] and the PLATON program [19].

The crystallographic data as well as details of the measurement are listed in Table 1. Further crystallographic data have been deposited with the Cambridge Crystallographic Data Centre and can be obtained free of charge via www.ccdc.cam.ac.uk/conts/retrieving.html (or from the Cambridge Crystallographic Data Centre, 12 Union Road, Cambridge CB2 1EZ, UK; fax: +44 1223 336033), citing the title of this paper and the CCDC no.890479.

3. Results and discussion

3.1 Crystal and molecular structures of $(L\text{-ArgH}_2)(\text{BF}_4)_2$ and $(L\text{-ArgH}_2)(\text{ClO}_4)_2$

The salts $(L\text{-ArgH}_2)(\text{BF}_4)_2$ and $(L\text{-ArgH}_2)(\text{ClO}_4)_2$ crystallize in triclinic system (space group $P1$). Crystal structures were determined at 120K. Crystallographic data and details of structure refinement are provided in Table 1. Unit cells of both crystals contain one doubly charged $L\text{-ArgH}_2$ cation and two respective BF_4^- or ClO_4^- anions (Figs.2a, 2b). The $L\text{-ArgH}_2$ cation contains protonated amino and guanidine groups and neutral carboxyl group, while in singly charged $L\text{-ArgH}$ cation the carboxyl group is deprotonated and exists in form of negatively charged carboxylate group. Some oxygen atoms of perchlorate anions (Fig. 2b) are disordered. It is worth to note that some oxygen atoms of perchlorate anion in the structure of $(L\text{-ArgH})(\text{ClO}_4)$ [7] are disordered too.



Pic 2. Asymmetric part of unit cell and numbering of atoms of a) (L-ArgH₂)(BF₄)₂ and b) (L-ArgH₂)(ClO₄)₂ crystals.

Table 1. Crystal data and structure refinement for (L-ArgH₂)(BF₄)₂ and (L-ArgH₂)(ClO₄)₂.

Empirical formula	C6 H16 B2 F8 N4 O2	C6 H16 Cl2 N4 O10
Formula weight	349.85	375.13
Temperature (K)	120(2)K	120(2) K
Wavelength (Å)	0.71073 Å	0.71073 Å
Crystal system	Triclinic	Triclinic
Space group	P 1	P 1
Unit cell dimensions	a= 5.5855(10) Å, α=94.574(3)°, b= 6.1498(11)Å, β=93.618(3)°, c= 10.2336(17) Å, γ=92.217(3)°	a = 5.6099(1) Å, α = 94.582(1)° b = 6.3496(1) Å, β = 93.904(1)° c = 10.2927(2) Å, γ = 92.071(1)°
Volume,	349.37(11) Å ³	364.294(11) Å ³
Z	1	1
Density (calculated)	1.663 Mg/m ³	1.710 Mg/m ³
Absorption coefficient	0.185 mm ⁻¹	0.505 mm ⁻¹
F(000)	178	194
Crystal size	0.32 x 0.26 x 0.18 mm ³	0.28 x 0.26 x 0.26 mm ³
θ range for data collection	2.00 to 30.89 °	1.99 to 31.00°
Index ranges	-8<=h<=8, -8<=k<=8, -14<=l<=14	-8<=h<=8, -9<=k<=9, -14<=l<=14
Reflections collected	7657	24193
Independent reflections	2185[R(int) = 0.0378]	4610 [R(int) = 0.0146]
Completeness to theta =	30.89° 99.0 %	31.00° 100.0 %
Absorption correction	Semi-empirical from equivalents	None
Refinement method	Full-matrix least-squares on F ²	Full-matrix least-squares on F ²
Data / restraints / parameters	2185/3/235	4610 / 3 / 273

Goodness-of-fit on F ²	1.044	1.062
Final R indices [I>2σ(I)]	R1 = 0.0383, wR2 = 0.1092	R1 = 0.0167, wR2 = 0.0475
R indices (all data)	R1 = 0.0407, wR2 = 0.1113	R1 = 0.0167, wR2 = 0.0475
Largest diff. peak and hole	0.393 and -0.259 e.Å ⁻³	0.240 and -0.235 e.Å ⁻³

Bond lengths C1-O1(1.211(3) Å) and C1-O2(1.324(3) Å) for (*L*-ArgH₂)(BF₄)₂ and C1-O1(1.2065(11) Å) and C1-O2(1.3216(11) Å) for (*L*-ArgH₂)(ClO₄)₂ are expected for COOH carboxyl group. Other bond lengths and angles of *L*-ArgH₂ cations in both structures also have expected values (see Tables 2, 3). The mean value of F-B-F angles in B(1)F₄⁻ and B(2)F₄⁻ anions (109.45°) is as expected close to tetrahedral angle 109.5°. The respective mean value of O-Cl-O angle (109.56°) in Cl(1)O₄⁻ and Cl(2)O₄⁻ anions having disordering also is close to this value. The mean value of B-F bond lengths in B(1)F₄⁻ and B(2)F₄⁻ anions is equal to 1.389 Å, which coincides with respective value of BF₄⁻ anion in the structure of mixed salt (*L*-HisH₂)(NO₃)(BF₄) [23], but differs noticeably from the value 1.31 Å obtained for BF₄⁻ anion in the structure of (*L*-ArgH)(BF₄) [6], which was determined with less accuracy (R=0.081). The mean value of Cl-O bond lengths in Cl(1)O₄⁻ and Cl(2)O₄⁻ anions is equal to 1.443 Å. Respective values in the structures of (*L*-ArgH)(ClO₄) [7] and (*L*-HisH₂)(NO₃)(ClO₄) [23] are equal to 1.419 Å and 1.429 Å respectively. The ratio of cell volumes of (*L*-ArgH)(ClO₄) [7] and (*L*-ArgH)(BF₄) [6] makes 1.029. This value in case of (*L*-ArgH₂)(ClO₄)₂ and (*L*-ArgH₂)(BF₄)₂ is somewhat higher (1.043) due to higher impact of anions. It is interesting to note that this value is close to the ratio (1.039) of mean values of bond lengths Cl-O (1.443 Å) and B-F (1.389 Å) in these structures.

Table 2. Intramolecular bond lengths [Å] for (*L*-ArgH₂)(BF₄)₂ and (*L*-ArgH₂)(ClO₄)₂ crystals

<i>(L</i> -ArgH ₂)(BF ₄) ₂		<i>(L</i> -ArgH ₂)(ClO ₄) ₂	
B1-F1	1.380(3)	Cl1-O3	1.4456(7)
B1-F2	1.392(3)	Cl1-O4	1.4322(7)
B1-F3	1.397(3)	Cl1-O5	1.4451(7)
B1-F4	1.391(3)	Cl1-O6	1.461(8)
		Cl1-O6'	1.437(7)
B2-F5	1.408(3)	Cl2-O7	1.4447(7)
B2-F6	1.404(3)	Cl2-O8	1.468(14)
		Cl2-O8'	1.442(11)
B2-F7	1.364(3)	Cl2-O9	1.471(8)
		Cl2-O9'	1.391(9)

B2-F8	1.378(3)	Cl2-O10 Cl2-O10'	1.460(7) 1.423(7)
C1-O1	1.211(3)	C1-O1	1.2065(11)
C1-O2	1.324(3)	C1-O2	1.3216(11)
C1-C2	1.516(3)	C1-C2	1.5222(11)
C2-N1	1.493(3)	C2-N1	1.4951(11)
C2-C3	1.528(3)	C2-C3	1.5273(11)
C3-C4	1.527(3)	C3-C4	1.5231(11)
C4-C5	1.528(3)	C4-C5	1.5280(10)
C5-N2	1.459(3)	C5-N2	1.4621(10)
N2-C6	1.326(3)	N2-C6	1.3241(11)
C6-N3	1.332(3)	C6-N3	1.3298(11)
C6-N4	1.342(3)	C6-N4	1.3434(11)

Table 3. Intramolecular valence angles [°] for $(L\text{-ArgH}_2)(\text{BF}_4)_2$ and $(L\text{-ArgH}_2)(\text{ClO}_4)_2$

$(L\text{-ArgH}_2)(\text{BF}_4)_2$		$(L\text{-ArgH}_2)(\text{ClO}_4)_2$	
F1-B1-F2	110.6(2)	O4-Cl1-O3	109.35(4)
F1-B1-F3	109.3(2)	O4-Cl1-O5	110.19(6)
F1-B1-F4	109.6(2)	O5-Cl1-O3	109.32(4)
F2-B1-F3	109.7(2)	O3-Cl1-O6 O6'-Cl1-O3	117.4(6) 102.7(6)
F2-B1-F4	108.1(2)	O5-Cl1-O6	104.0(6)
F3-B1-F4	109.5(2)	O4-Cl1-O6 O4-Cl1-O6' O6'-Cl1-O5	106.4(4) 112.1(4) 112.9(4)
F5-B2-F6	106.9(2)	O7-Cl2-O8 O8'-Cl2-O7	106.8(5) 107.4(5)
F5-B2-F7	109.0(2)	O7-Cl2-O9	106.9(4)
F5-B2-F8	107.9(2)	O7-Cl2-O10	101.8(5)
F6-B2-F7	111.9(2)	O8-Cl2-O9 O8'-Cl2-O9 O8'-Cl2-O10	117.4(6) 106.6(7) 117.5(6)
F6-B2-F8	110.1(2)	O(9')-Cl(2)-O(7) O9'-Cl2-O8 O(9')-Cl(2)-O(8') O9'-Cl2-O10 O(9')-Cl(2)-O(10')	111.9(5) 115.5(7) 105.2(8) 113.0(5) 102.7(9)

F7-B2-F8	110.8(2)	O(10')-Cl(2)-O(7) O(10')-Cl(2)-O(8) O(10')-Cl(2)-O(8') O10-Cl2-O8 O(10)-Cl(2)-O(9) O10'-Cl2-O9	116.7(8) 103.2(5) 112.3(6) 106.8(5) 115.8(5) 106.3(9)
O1-C1-O2	125.3(2)	O1-C1-O2	125.82(8)
O1-C1-C2	123.2(2)	O1-C1-C2	123.18(8)
O2-C1-C2	111.5(2)	O2-C1-C2	110.99(7)
N1-C2-C1	107.1(2)	N1-C2-C1	107.12(6)
N1-C2-C3	111.1(2)	N1-C2-C3	111.30(6)
C5-N2-C6	123.8(2)	C6-N2-C5	123.81(7)
N2-C5-C4	110.7(2)	N2-C5-C4	110.85(6)
N2-C6-N3	121.7(2)	N2-C6-N3	121.60(8)
N2-C6-N4	119.7(2)	N2-C6-N4	119.79(8)
N3-C6-N4	118.6(2)	N3-C6-N4	118.60(8)
C1-C2-C3	112.5(2)	C1-C2-C3	112.25(6)
C2-C3-C4	112.4(2)	C4-C3-C2	112.73(6)
C3-C4-C5	112.1(2)	C3-C4-C5	112.73(6)

Conformation of the (*L*-ArgH₂) cation in the structures of (*L*-ArgH₂)(BF₄)₂ and (*L*-ArgH₂)(ClO₄)₂ is determined by torsion angles shown in Table 4. Similar conformations and above considered other structural features allow concluding that these crystals are isostructural. For comparison torsion angles of (*L*-ArgH) cation in the structures of (*L*-ArgH)(BF₄) [6] and (*L*-ArgH)(ClO₄) [7] also are shown in Table 4. The conformation of the (*L*-ArgH₂) cation is less extended than the conformation of the (*L*-ArgH) cation due to differences of χ^1 (*trans* in (*L*-ArgH₂) and *gauche* (*g*⁺) in (*L*-ArgH) cations) and χ^4 . Hydrogen bonds parameters of (*L*-ArgH₂)(BF₄)₂ and (*L*-ArgH₂)(ClO₄)₂ are provided in Tables 5 and 6. An important difference between (*L*-ArgH) and (*L*-ArgH₂) cations in the structures of their salts is that (*L*-ArgH) cations Table 4. Torsion angles [°] for (*L*-ArgH₂)(BF₄)₂, (*L*-ArgH)(BF₄) and (*L*-ArgH₂)(ClO₄)₂, (*L*-ArgH)(ClO₄).

Torsion angles	(<i>L</i> -ArgH ₂)(BF ₄) ₂	(<i>L</i> -ArgH)(BF ₄)	(<i>L</i> -ArgH ₂)(ClO ₄) ₂	(<i>L</i> -ArgH)(ClO ₄)
O2-C1-C2-N1(ψ^1)	176.6(2)	170.6(9)	176.32(6)	167.2(4)
N1-C2-C3-C4(χ^1)	60.8(2)	-165.0(9)	60.92(8)	-161.0(4)
C2-C3-C4-C5(χ^2)	177.3(2)	166(1)	178.47(7)	166.3(4)

C3-C4-C5-N2(χ^3)	175.6(2)	-178.8(9)	176.31(6)	178.3(4)
C4-C5-N2-C6(χ^4)	-77.6(2)	85(1)	-78.14(10)	81.3(6)
N4-C6-N2-C5(χ^5)	175.5(2)	-179(1)	177.13(8)	179.8(4)

Table 5. Geometrical hydrogen bonds parameters for (*L*-ArgH₂)(BF₄)₂ [Å and °].

D-H...A	d(D-H)	d(H...A)	d(D...A)	<(DHA)
N1-H1A...F6#1	0.88(3)	2.05(3)	2.901(2)	164(3)
N1-H1B...F3 #2	0.82(4)	2.01(4)	2.810(2)	162(4)
N1-H1C...F4 #3	1.04(4)	1.85(4)	2.762(2)	144(3)
O2-H2A...F5 #4	0.87(5)	1.83(5)	2.677(2)	165(5)
N2-H2B...F1 #5	0.91(7)	2.32(7)	2.981(2)	129(6)
N2-H2B...F7 #5	0.91(7)	2.43(7)	3.211(3)	144(6)
N3-H3A...F2 #3	0.86(4)	2.10(4)	2.920(3)	162(4)
N3-H3B...F6 #3	0.86(5)	2.11(5)	2.931(3)	159(4)
N4-H4A...F7 #2	0.76(4)	2.28(4)	3.002(3)	160(4)
N4-H4B...F8 #5	0.93(4)	2.00(4)	2.922(3)	173(3)

Symmetry transformations used to generate equivalent atoms:

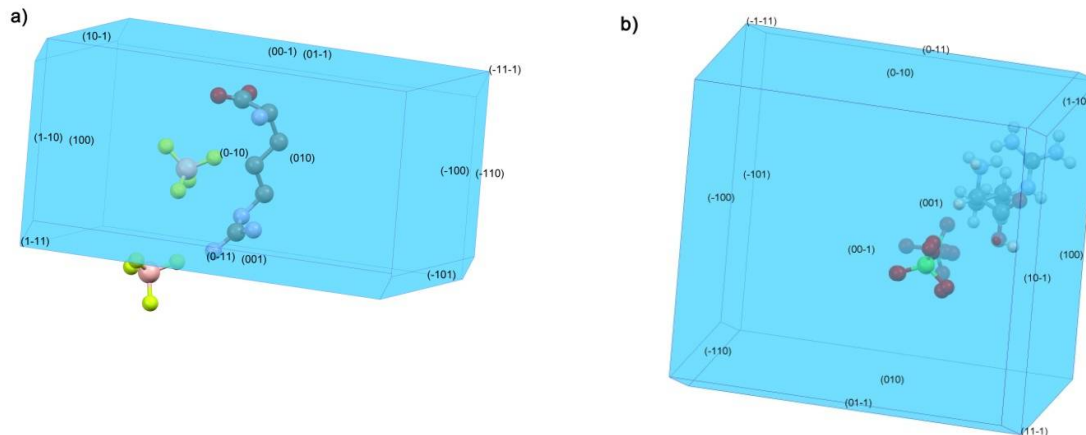
#1 x-1,y,z-1 #2 x,y,z #3 x-1,y,z #4 x,y+1,z-1 #5 x,y+1,z

Table 6. Geometrical hydrogen bonds parameters for (*L*-ArgH₂)(ClO₄)₂[Å and °].

D-H...A	d(D-H)	d(H...A)	d(D...A)	<(DHA)
N1-H1A...O8 #1	0.86(2)	2.12(2)	2.970(14)	167(2)
N1-H1A...O8' #1	0.86(2)	2.12(2)	2.943(12)	159(2)
N1-H1B...O3 #2	0.84(2)	2.09(2)	2.8732(10)	154(2)
N1-H1C...O6 #1	0.86(2)	2.02(2)	2.787(9)	148(2)
N1-H1C...O6' #1	0.86(2)	2.06(2)	2.871(7)	157(2)
O2-H2A...O7 #3	0.86(2)	1.89(2)	2.7321(9)	169(2)
N2-H2B...O4 #3	0.81(2)	2.50(2)	3.0905(11)	130(2)
N3-H3A...O5 #1	0.82(2)	2.17(2)	2.9720(11)	166(2)
N3-H3B...O8 #4	0.77(2)	2.27(2)	3.002(13)	159(2)
N3-H3B...O8' #4	0.77(2)	2.23(2)	2.935(11)	153(2)
N4-H4A...O9 #5	0.81(2)	2.28(2)	3.052(7)	160(2)

N4-H4A...O9' #5	0.81(2)	2.34(2)	3.105(8)	157(2)
N4-H4B...O10 #6	0.84(2)	2.16(2)	2.995(8)	172(2)
N4-H4B...O10' #6	0.84(2)	2.20(2)	3.024(7)	168(2)
<i>Symmetry transformations used to generate equivalent atoms: #1 x,y-1,z #2 x+1,y-1,z #3 x+1,y,z #4 x,y-1,z+1 #5 x+1,y-1,z+1 #6 x+1,y,z+1</i>				

interact with each other via hydrogen bonds, while (*L*-ArgH₂) cations do not interact with each other especially in the structures of salts with oxygen containing anions: (*L*-ArgH₂)(H₂AsO₄)₂ [3], (*L*-ArgH₂)(H₂PO₄)₂ [20], (*L*-ArgH₂)(NO₃)₂ [21], (*L*-ArgH₂)(CF₃COO)₂ [22]. Similarly, in the structures of (*L*-ArgH₂)(BF₄)₂ and (*L*-ArgH₂)(ClO₄)₂ the (*L*-ArgH₂) cations do not interact with each other (Tables 5, 6). The (*L*-ArgH₂) cations in the structures of (*L*-ArgH₂)(BF₄)₂ and (*L*-ArgH₂)(ClO₄)₂ form hydrogen bonds with one of two anions: O2-H2A...F5 of B(2)F₄⁻ anion and O2-H2A...O7 of Cl(2)O₄⁻ anion (see Tables 5, 6). These hydrogen bonds are relatively weak. The N(1)H₃⁺ group in the structure of (*L*-ArgH₂)(BF₄)₂ forms N-H...F hydrogen bonds with two B(1)F₄⁻ and one B(2)F₄⁻ nearest anions. Similar N-H...O hydrogen bonds forms the N(1)H₃⁺ group in the structure of (*L*-ArgH₂)(ClO₄)₂. The protonated guanidinium groups in both



Pic 3. The morphology of a) (*L*-ArgH₂)(BF₄)₂ and b) (*L*-ArgH₂)(ClO₄)₂ crystals.

structures form hydrogen bonds with nearest anions. The majority of these hydrogen bonds are very weak (Tables 5, 6). The (*L*-ArgH₂) cations in the structures of (*L*-ArgH₂)(BF₄)₂ and (*L*-ArgH₂)(ClO₄)₂ are located translationally along “c” axis forming an infinite chain. Such a chain forms a layer along “b” axis. The layer formed by anion is located between two such

layers. Hydrogen bonds between cations and anions stabilize the three-dimensional structure. The morphology of $(L\text{-ArgH}_2)(\text{BF}_4)_2$ is shown in Fig. 3a, which is similar to the respective morphology of $(L\text{-ArgH}_2)(\text{ClO}_4)_2$ (Fig. 3b).

3.2 Vibrational spectra of $(L\text{-ArgH}_2)(\text{BF}_4)_2$ and $(L\text{-ArgH}_2)(\text{ClO}_4)_2$

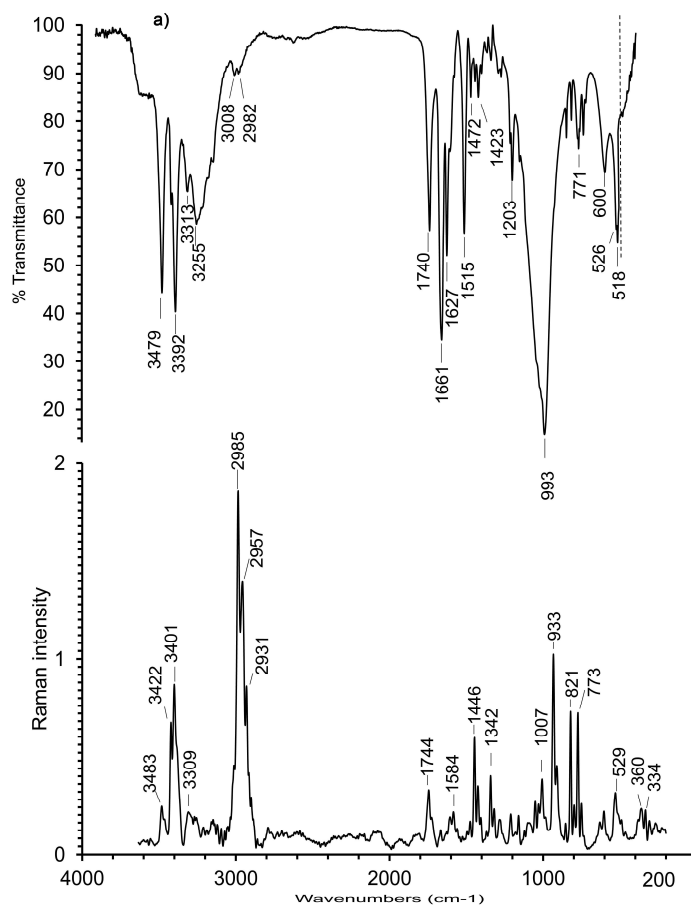
Vibrational spectra of $(L\text{-ArgH}_2)(\text{ClO}_4)_2$ were published in [16, 23]. Conclusions made based on the spectra were confirmed by structural analysis. However, the presence of structural data, particularly the number of independent formula units and parameters of hydrogen bonds, allows reconsidering the vibrational data in more detail. Infrared and Raman spectra of $(L\text{-ArgH}_2)(\text{BF}_4)_2$ are shown in Fig. 4. As was expected these spectra are similar to the spectra of $(L\text{-ArgH}_2)(\text{ClO}_4)_2$ [16, 23]. The differences are due to differences of modes caused by anions. Wavenumbers of peaks and assignment of some characteristic vibrational modes of $(L\text{-ArgH}_2)(\text{BF}_4)_2$ and $(L\text{-ArgH}_2)(\text{ClO}_4)_2$ are provided in Table 7. As was mentioned above, the main difference between $(L\text{-ArgH}_2)$ and $(L\text{-ArgH})$ cations is the presence of neutral carboxyl COOH group in doubly charged $(L\text{-ArgH}_2)$ cation. This is reflected in the spectra by presence of characteristic bands of the COOH group: $\nu(\text{OH})$, $\nu(\text{C}=\text{O})$, $\nu(\text{C}-\text{OH})$ as well as in-plane and out-of-plane deformation modes of C-O-H. The most characteristic and important band is $\nu(\text{C}=\text{O})$: 1740 cm^{-1} and 1744 cm^{-1} in the IR and Raman spectra of $(L\text{-ArgH}_2)(\text{BF}_4)_2$ (Fig. 4) and 1734 cm^{-1} and 1739 cm^{-1} in the spectra of $(L\text{-ArgH}_2)(\text{ClO}_4)_2$ (Table 7). For assignment of $\nu(\text{OH})$ one should take into account formed hydrogen bonds. For hydrogen bond O-H...O with O...O distance 2.7321 \AA in the structure of $(L\text{-ArgH}_2)(\text{ClO}_4)_2$ one may expect $\nu(\text{OH})$ around 3250 cm^{-1} based on correlation between $\nu(\text{OH})$ and R(O...O) distance [24]. There are relatively broad bands in this region in the spectra of $(L\text{-ArgH}_2)(\text{BF}_4)_2$ and $(L\text{-ArgH}_2)(\text{ClO}_4)_2$. In the IR spectrum of $(L\text{-ArgH}_2)(\text{BF}_4)_2$ (Fig. 4) this band (at 3255 cm^{-1}) contains shoulders at 3212 , 3173 and 3146 cm^{-1} . We assign these peaks to $\nu(\text{NH})$ of NH_3^+ group, which forms stronger hydrogen bonds. Peaks at higher wavenumbers relate to $\nu(\text{NH})$ of guanidyl group. The band at 3479 cm^{-1} relates to NH group, which has two contacts, which are intermediate between weak hydrogen bonds and strong van der Waals forces. Other peaks at 3419 , 3392 , 3313 cm^{-1} relate to $\nu(\text{NH})$ of NH_2 groups. Raman-lines caused by stretching vibrations of C-H bonds of CH and CH_2 groups are very characteristic. In the spectrum of $(L\text{-ArgH}_2)(\text{BF}_4)_2$ (Fig. 4) this band with peaks at 2985 , 2957 and 2930 cm^{-1} is the most intensive. There are also various types of deformation (scissoring, wagging, twisting and rocking) vibrations of CH_2 groups in the spectrum (Table 7). The presence of protonated guanidyl group is reflected in the IR spectrum by strong characteristic absorption band at 1661 cm^{-1} in the spectrum of $(L\text{-ArgH}_2)(\text{BF}_4)_2$ (Fig. 4) and at 1659 cm^{-1} in the spectrum of $(L\text{-ArgH}_2)(\text{ClO}_4)_2$ (Table 7) caused by stretching vibration of C6-N2, C6-N3 and C6-N4 short

Table 7. Wavenumbers (in cm^{-1}) of infrared and Raman spectra of $L\text{-ArgH}_2(\text{BF}_4)_2$ and $L\text{-ArgH}_2(\text{ClO}_4)_2$.

$L\text{-ArgH}_2(\text{BF}_4)_2$		$L\text{-ArgH}_2(\text{ClO}_4)_2$		Assignment
IR	Raman	IR	Raman	
3479	3483	3454	3460	$\nu(\text{NH}) \text{NH}$
3419sh;3392	3422;3401; 3383sh	3410;3374	3412;3387	$\nu(\text{NH}) \text{NH}_2$
3313	3309	3302	3301	$\nu(\text{NH})\text{NH}_2$
3255	3257	3227	3242	$\nu(\text{OH}) \text{COOH}$
3212sh;3173sh; 3146	3211;3148	3199;3133sh	3202;3186;3124	$\nu(\text{NH})\text{NH}_3^+$
3008; 2982	3012sh;2985	2996;2996	3009; 2978	$\nu(\text{CH})\text{CH}_2$
2974sh	2957;2931;2900sh	2976sh	2947;2926sh; 2896sh	$\nu(\text{CH}) \text{CH}_2, \text{CH}$
2626	2791	2617;2535;2019	2787	Combi
1740	1744	1734	1739	$\nu(\text{C}=\text{O})$
1661	1666	1659	1669	$\nu(\text{C}=\text{N})$
1627	1628	1625	1626	$\delta_{\text{as}}(\text{NH}_3^+)$
1606sh;1580sh	1606;1584	1601sh;1578sh	1606;1580	$\delta(\text{NH}_2)$
1515	1495	1509	1511	$\delta_{\text{s}}(\text{NH}_3^+)$
1472;1444;1423	1475;1446;1424	1468;1441;1420	1470;1443;1426 sh	$\delta(\text{CH}_2)$
1402;1366;1341	1405;1368;1342	1401;1362	1339	$\omega(\text{CH}_2)$
1320sh;1293;1275	1319;1283	1311;1273	1276	$\tau(\text{CH}_2)$
1216;1203	1210	1214;1201	1213	$\nu(\text{C}-\text{OH}), \text{ip}$
1155	1160	1154sh	1158	$\nu(\text{C5}-\text{N2})$
1047sh	1091	1090sh	1103	$\nu(\text{C2}-\text{N1})$
1026sh;1013sh	1030;1007	1005sh	1007	$\nu(\text{C}-\text{C})$
		1044	1080	$\nu_{\text{as}}(\text{ClO}_4^-)$
993	1051			$\nu_{\text{as}}(\text{BF}_4^-)$
		940;928	943;933	$\nu_{\text{s}}(\text{ClO}_4^-)$
	933;911			$\nu(\text{C}-\text{C})$
850; 818;777sh	854;821;798	850;817;778	851;820;757	
771	773			$\nu_{\text{s}}(\text{BF}_4^-)$

740;725	750	738;722	737	$\rho(\text{CH}_2)$
		626	629	$\delta_{\text{as}}(\text{ClO}_4^-)$
600	630;604	600sh;513	606sh;526	$\tau(\text{NH}_3^+)$, $\tau(\text{NH}_2)$
526sh;518	529;511sh			$\delta_{\text{as}}(\text{BF}_4^-)$
485;453;436	490;464;383sh	482;448		
			467	$\delta_{\text{s}}(\text{ClO}_4^-)$
	360			$\delta_{\text{s}}(\text{BF}_4^-)$
	334;308;268;227		333;304;259;210	
combi-combination, overtone, sh-shoulder, s-symmetric, as-asymmetric, v-stretching, δ -deformation, ω -wagging, τ -torsion, ρ -rocking, ip-in-plane deformation				

bonds, conventionally denoted in Table 7 as C=N. Relatively strong absorption bands at 1627 and 1515 cm^{-1} we assign to asymmetric and symmetric deformation vibrations of NH_3^+ group respectively. Respective Raman lines are very weak. The absorption band with peaks at 1216 and



Pic 4a. Vibrational spectra of $(\text{L-ArgH}_2)(\text{BF}_4)_2$

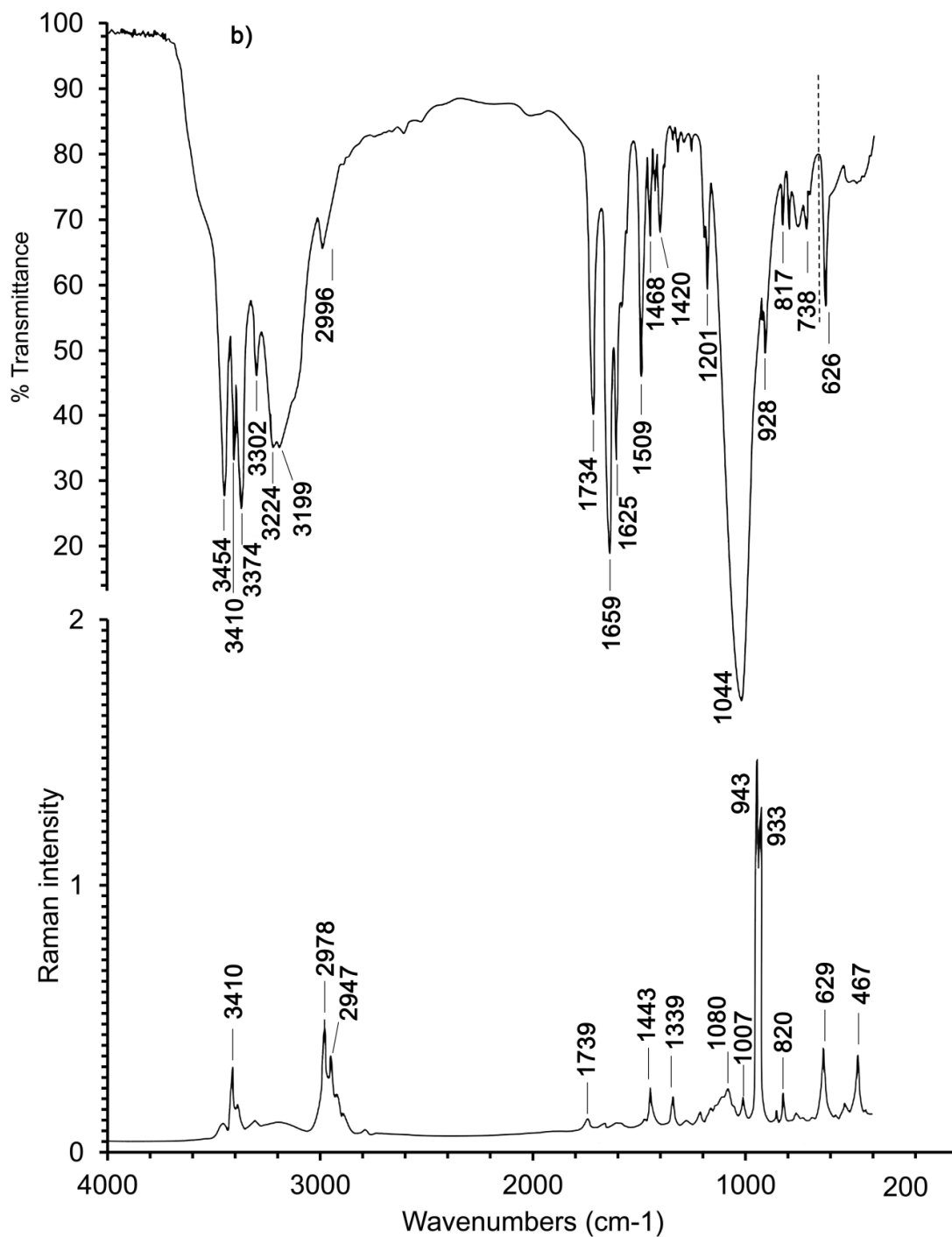


Figure 4b. Vibrational spectra of $(L\text{-ArgH}_2)(\text{ClO}_4)_2$

1203 cm^{-1} we assign to stretching vibration of C-OH bond and in-plane deformation vibration of the C-O-H group. Regular tetrahedral BF_4^- and ClO_4^- anions are characterized by two stretching (symmetric and asymmetric) and two deformation (also symmetric and asymmetric) vibrations [25]. Symmetric modes ($\nu_s=777 \text{ cm}^{-1}$ and $\delta_s=360 \text{ cm}^{-1}$ for BF_4^- anion and

$\nu_s=928\text{ cm}^{-1}$, $\delta_s=459\text{ cm}^{-1}$ for ClO_4^- anion) are active in Raman spectrum, while asymmetric modes ($\nu_{as}=1070\text{ cm}^{-1}$ and $\delta_{as}=533\text{ cm}^{-1}$ for BF_4^- anion and $\nu_{as}=1119\text{ cm}^{-1}$ and $\delta_{as}=625\text{ cm}^{-1}$ for ClO_4^- anion) are active both in IR and Raman spectra [25]. In real crystals, when the anions are not exactly regular tetrahedra, symmetric modes also may be observed in infrared spectra. In the infrared spectra the most characteristic is the strong band caused by asymmetric stretching vibration, while in Raman spectra the most characteristic is the line caused by symmetric stretching vibration. In Fig. 4 we find the band ν_{as} at 933 cm^{-1} , which is noticeably lower than expected value and the value $\nu_{as}=1018\text{ cm}^{-1}$ of $(L\text{-ArgH})\text{BF}_4$ [11]. In the Raman spectrum we find symmetric stretching mode of BF_4^- anion at 773 cm^{-1} , which is close to expected value and respective value 769 cm^{-1} of $(L\text{-ArgH})\text{BF}_4$ [11]. In the infrared spectrum a band at 771 cm^{-1} is observed, which may relate to ν_s in spite that this mode is inactive in the IR spectrum for regular BF_4^- anion. The mode of ν_{as} in the IR spectrum of $(L\text{-ArgH}_2)(\text{ClO}_4)_2$ is observed as very strong band at 1044 cm^{-1} . Respective value in the spectrum of $(L\text{-ArgH})\text{ClO}_4$ is equal to 1061 cm^{-1} [11]. The Raman-line of $(L\text{-ArgH}_2)(\text{ClO}_4)_2$ caused by symmetric stretching vibration is very intensive and has two peaks at 943 and 933 cm^{-1} . This may be due to the presence of two anions or by the presence of disorder. In the IR spectrum there are two peaks at 940 and 928 cm^{-1} , which similarly may relate to ν_s in spite that this mode is inactive in the IR spectrum for regular ClO_4^- anion. Deformation vibrations both asymmetric and symmetric are revealed in the Raman spectrum at expected positions (629 cm^{-1} and 467 cm^{-1}). Asymmetric mode has its infrared counterpart at 626 cm^{-1} . In the Raman spectrum of $(L\text{-ArgH})\text{ClO}_4$ the modes ν_s , δ_{as} , δ_s have 937 , 629 and 461 cm^{-1} values respectively [11]. Tentative assignment of some other peaks is shown in Table 7.

3.3. Nonlinear optical properties

Because of high hygroscopic properties of $(L\text{-ArgH}_2)(\text{BF}_4)_2$ and $(L\text{-ArgH}_2)(\text{ClO}_4)_2$ we did not investigate its nonlinear optical properties by powder method. The presence of large size crystals allowed observing second harmonic generation directly using a pulsed YAG:Nd laser. At certain orientations strong phase-matched second harmonic generation was observed. However, hygroscopic nature of the crystals is undesirable property.

2. Conclusions

Isostructural $(L\text{-ArgH}_2)(\text{BF}_4)_2$ and $(L\text{-ArgH}_2)(\text{ClO}_4)_2$ salts with doubly charged *L*-argininium(2+) cation have been obtained from aqueous solutions containing stoichiometric molar ratios of *L*-arginine and respective HBF_4 and HClO_4 acids in closed vessels in presence of silica gel as water vapors absorber because of their extreme hygroscopicity. Crystal and

molecular structures of the crystals have been determined at 120K. They are crystallize in triclinic system with space group $P1$ and $Z=1$. Structural features of $(L\text{-ArgH}_2)(\text{BF}_4)_2$ and $(L\text{-ArgH}_2)(\text{ClO}_4)_2$ were compared with respective data of previously known $(L\text{-ArgH})(\text{BF}_4)$ and $(L\text{-ArgH})(\text{ClO}_4)$ salts with singly charged L -argininium(+) cation. Infrared and Raman spectra of $(L\text{-ArgH}_2)(\text{BF}_4)_2$ compared with spectra of $(L\text{-ArgH}_2)(\text{ClO}_4)_2$ as well as with spectra of $(L\text{-ArgH})(\text{BF}_4)$ and $(L\text{-ArgH})(\text{ClO}_4)$ salts. The presence of cation and anions and hydrogen bonds between them are reflected in the IR and Raman spectra. The crystals $(L\text{-ArgH}_2)(\text{BF}_4)_2$ and $(L\text{-ArgH}_2)(\text{ClO}_4)_2$ display second harmonic generation activity.

References

1. Dong Xu, Min-Hua Jiang, Zhong-Ke Tan, A new phase matchable nonlinear optic crystal L -arginine phosphate monohydrate. *ActaChimicaSinica* 41(6), 570-573(1983). (In Chinese).
2. Dong Xu, Min-Hua Jiang, Zhong-Ke Tan, A new phase matchable nonlinear optic crystal- L -arginine phosphate monohydrate (LAP). *ActaChimicaSinica* v.1(2), 230-233(1983). (English version).
3. Monaco S.B., Davis L.E., Velsko S.P., Wang F.T., Eimerl D., Zalkin A., Synthesis and characterization of chemical analogs of L -arginine phosphate. *J. Cryst. Growth* 85(1-2), 252-255(1987).
4. A. Zalkin, D. Eimerl, S.P. Velsko, Structure of (+)- L -arginine diarsenate, *ActaCrystallogr.* C45(5), 812-813 (1989).
5. A.M. Petrosyan, R.P. Sukiasyan, H.A. Karapetyan, S.S. Terzyan, R.S. Feigelson, Growth and investigation of new nonlinear optical crystals of LAP family. *J. Cryst. Growth* 213(1/2), 103-111 (2000).
6. A.M. Petrosyan, R.S. Feigelson, E.W. Van Stryland, R.P. Sukiasyan, H.A. Karapetyan, New class of nonlinear optical crystals among arginine salts, *Proc. SPIE* , Vol. 4751, 217-222 (2002).
7. R.-J. Wang, H.-G. Wang, J.-M. Zheng, Y.-X. Che, Crystal structure of L -arginine fluoroborate, *JiegouHuaxue (Chinese J. Struct. Chem.)* 13(2), 159-161 (1994).
8. N. Srinivasan, R.K. Rajaram, Crystal structure of L -arginine perchlorate, *Z. Kristallogr.* NCS 212(4), 311-312 (1997).
9. C. Owens, K. Bhat, W.S. Wang, A. Tan, M.D. Aggarwal, Benjamin G. Penn, Donald O. Fraizier, Bulk growth of high quality nonlinear optical crystals of L -arginine tetrafluoroborate (L -AFB). *J. Cryst. Growth* 225, 465-469(2001).

10. T. Mallik, T. Kar, Optical, thermal and structural characterization of an NLO crystal, *L*-arginine perchlorate. *J. Cryst. Growth* 274, 251-255(2005).
11. A. Pricilla Jeyakumari, S. Dhanuskodi, S. Manivannan, Phase matchable semiorganic NLO material for frequency doubling: *L*-Arginine tetrafluoroborate. *Spectrochim. Acta A* 63, 91-95(2006).
12. A.M. Petrosyan, Vibrational spectra of *L*-arginine tetrafluoroborate and *L*-arginine perchlorate. *Vib. Spectrosc.* 41, 97-100(2006).
13. S. Aruna, A. Anuradha, Preema C. Thomas, M. Gulam Mohamed, S.A. Rajasekar, M. Vimalan, G. Mani, P. Sagayaraj, Growth, optical and thermal studies of *L*-arginine perchlorate-A promising non-linear optical single crystal. *Indian J. Pure Appl. Phys.* 45, 524-528(2007).
14. S. Aruna, G. Bhagavannarayana, M. Palanisamy, Preema C. Thomas, Babu Varghese, P. Sagayaraj, Growth, morphological, mechanical and dielectric studies of semi organic NLO single crystal: *L*-argininium perchlorate. *J. Cryst. Growth* 300, 403-408(2007).
15. D. Kalaiselvi, R. Mohan Kumar, R. Jayavel, Growth, optical and thermal studies of nonlinear optical *L*-arginine perchlorate single crystal. *Cryst. Res. Technol.* 43, 645-650(2008).
16. D. Manimaran, C. Jesintha John, V.K. Rastogi, I. Hubert Joe, Growth and vibrational spectral investigation of nonlinear optical *L*-Argininium perchlorate-DFT study. *Spectrochim. Acta A* 109, 173-178(2013).
17. R.P. Sukiasyan, H.A. Karapetyan, G.G. Martirosyan, A.M. Petrosyan, *L*-arginine diperchlorate. A new salt with doubly charged cation. Proc. conf. "Laser Physics-2006" 10-13 Oct. 2006, Ashtarak, Armenia, pp.113-116 (2007).
18. Bruker (2009). APEX2, SAINT. Bruker AXS Inc., Madison, Wisconsin, USA.
19. G.M. Sheldrick, A short history of SHELX. *Acta Crystallogr. A* 64, 112-122(2008).
20. A.L. Spek, Structure validation in chemical crystallography. *Acta Crystallogr. D* 65, 148-155(2009).
21. S. Haussühl, H.A. Karapetyan, A.M. Petrosyan, Crystal structure and properties of *L*-arginine diphosphate, *Z. Kristallogr.* 218, 501-506(2003).
22. S.S. Terzyan, H.A. Karapetyan, R.P. Sukiasyan, A.M. Petrosyan, *L*-arginine nitrates, *J. Mol. Struct.*, 687(1-3), 111-117(2004).
23. M.R. Silva, J.A. Paixão, A. Matos Beja, *L*-Argininium bis(trifluoroacetate). *Acta Crystallogr. E* 59, o1912-o1914(2003).
24. M. Fleck, A.M. Petrosyan, *Salts of Amino Acids: Crystallization, Structure and Properties*. Springer, Dordrecht, 2014.

25. A. Novak, Vibrational spectroscopy of hydrogen bonded systems. In: Infrared and Raman Spectroscopy of Biological Molecules. NATO Advanced Study Institute Series, vol. 43, 1979, p. 279-303.
26. K. Nakamoto, Infrared and Raman spectra of inorganic and coordination compounds. Part A. John Wiley and Sons Inc., 2009.

Влияние кристаллической и молекулярной структуры на нелинейные оптические свойства кристаллов моногидрата и безводного *L*-2-нитримино-1,3-дiazепан-4-карбоксилата калия

Р.А. Апреян*, А.К. Атанесян, А.М. Петросян

Институт прикладных проблем физики НАН РА, Гр. Нерсисяна 25, Ереван, Армения

На примере кристаллов моногидрата и безводного L -KNIDC·H₂O и L -KNIDC проанализировано влияние кристаллической и молекулярной структуры на физические свойства кристаллов. Проведены сравнительные исследования колебательных спектров (ИК и Раман), термических и нелинейных свойств кристаллов L -KNIDC·H₂O и L -KNIDC.

1. Introduction

One of the main problems of materials science is the necessity to confirm the interdependence between the chemical composition, molecular or crystal structure of the crystal and its physical properties.

In respect of chemical composition it is possible to choose initial materials, which consist of the functional groups that will contribute to the increase of nonlinear optical (NLO) properties of a crystal.

It is known that *L*-nitroarginine and the salts obtained on its basis due to a acceptor nitro group (NO₂) and donor amino group (NH₂) in their structure can have high NLO properties [1-3].

L-nitroarginine in a strong alkaline medium (MOH (M=K,Na, Li) cycles producing *L*-2-nitrimino-1,3-diazepane-4-carboxylic acid (L -NIDCA·H₂O or L -NIDCA) [4,5], and from equal molar ratio water solution of *L*-nitroarginine and alkali by the slow evaporation method it is crystalized metallic salt M *L*-nitrimino-1,3-diazepane-4-carboxylic (ML -NIDC (K(L -NIDC)·H₂O, Na(L -NIDC), Li(L -NIDC)):

It is possible to consider that both L -NIDCA·H₂O, L -NIDCA crystals and the salts obtained on their basis can have high NLO properties.

Using K(L -NIDC)·H₂O, K(L -NIDC) metallic salts we propose a new method for obtaining *L*-nitrimino-1,3-diazepane-4-carboxylic acid, the essence of which is that in the water

* E – mail: apreyan@iapp.sci.am

solution of $K(L\text{-NIDC})\cdot\text{H}_2\text{O}$ or $K(L\text{-NIDC})$ compounds potassium through interacting with HBF_4 acid produces KBF_4 salt in the form of precipitate as it has a little solubility (0.44g/100g at 20°C).

After removing the precipitate as a result of slow evaporation from the water solution crystallizes $L\text{-NIDCA}\cdot\text{H}_2\text{O}$: This method of obtaining $L\text{-NIDCA}\cdot\text{H}_2\text{O}$ differs from the known method [6].

$L\text{-2-nitrimino-1,3-diazepane-4-carboxylic acid}$ was first obtained in 1961 [6] by using the method proposed in 1948 [7] and by chemical method it was determined the molecular structure [6], and in 2008 the structure of $L\text{-NIDCA}$ was confirmed by the X-ray structural analysis [4,5].

$K(L\text{-NIDC})\cdot\text{H}_2\text{O}$ crystal is crystalized in $I222$ space group [8], so a crystal with such symmetry and its anhydrous crystal ($KL\text{-NIDC}$) can be in interest in respect of nonlinearity.

It has been carried out the spectral and structural studies of $L\text{-2-nitrimino-1,3-diazepane-4-carboxylate}$ hydrated and anhydrous crystals. On the basis of the study results it has been done the addressing of characteristic absorptions bands of functional groups.

It has been done the evaluation of the efficiency of nonlinear transformation of $L\text{-2-nitrimino-1,3-diazepane-4-carboxylate}$ hydrated and anhydrous crystals and been explained the peculiarities of physical properties.

It has been studied by the thermal analysis method the thermal properties of $L\text{-2-nitrimino-1,3-diazepane-4-carboxylate}$ hydrated and anhydrous crystals.

2. Experimental

As initial reagent $L\text{-nitroarginine}$ was used, which was obtained by direct nitration of powder $L\text{-arginine}$ (“Sigma”) [9]. From the water solution of 1:1 molar ratio made of $L\text{-nitroarginine}$ and NOH it was crystalized $ML\text{-2-nitrimino-1,3-diazepane-4-carboxylate}$ metallic salts ($M(L\text{-NIDC})\cdot\text{H}_2\text{O}$) under the room temperature by the method of slow evaporation.

Attenuated total reflection Fourier transform infrared (FT-IR ATR) spectra were registered using Nicolet “Nexus” FT-IR spectrometer with ZnSe prism ($4000\div 650\text{ cm}^{-1}$, single reflection accessory, ATR distortion is corrected, number of scans: 32, resolution: 4 cm^{-1}).

Fourier transform Raman spectra were registered using NXP FT-Raman Module of Nicolet 5700 spectrometer (Nd:YVO_4 laser with 976 nm wavelength, Happ-Genzel apodization, $4000\div 200\text{ cm}^{-1}$, resolution: 4 cm^{-1} , power at the sample: 0.02 W, number of scans: 1024). The same spectrometer was used for measuring IR spectra with Nujol ($650\div 400\text{ cm}^{-1}$, resolution: 2 cm^{-1} , number of scans: 32).

The thermal properties have been studied under $20\div 500^\circ\text{C}$ temperature range using Paulik-Erdey type derivatograph (MOM, Hungary).

For the study of $K(L\text{-NIDC})\cdot\text{H}_2\text{O}$ crystal it was used the substance with $m=96$ mg mass, the heating speed was chosen $5^\circ/\text{min}$, and for $K(L\text{-NIDC})$ crystal it was used the substance with $m=100.5\text{mg}$ mass and it was chosen $5^\circ/\text{min}$ heating speed. The study with a microscope has been done on “Boethius” type heating stage in the temperature range of $20\div 350^\circ\text{C}$.

For the evaluating of nonlinear transformation efficiency it was implemented a powder method [10] modified version using Q-switching Nd:YAG puls laser (20 nsec pulse duration and 8Hz frequency) with $\lambda=1,064$ μ wavelength.

3. Results and Discussion

3.1 The Crystal Structure

In a strong alkaline medium (MOH (M=K,Na, Li) *L*-nitroarginine transforms into the cyclized form of *L*-nitroarginine (*L*-2-nitrimino-1,3-diazepane-4-carboxylic acid (*L*-NIDCA)) at room temperature in water solution.

The carboxylic group after losing a hydrogen acquires a negative charge ($(L\text{-NIDC})^-$) and with a metallic cation forms up an ionic bond ($M^+(L\text{-NIDC})^-$).

For the discussion convenience let's consider some important peculiarities of $K(L\text{-NIDC})\cdot\text{H}_2\text{O}$ crystal and molecular structure (Fig. 1) [8].

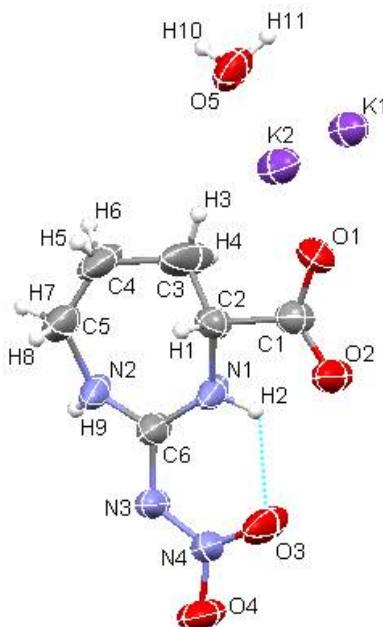


Fig. 1. Molecular structure of the $K(L\text{-NIDC})\cdot\text{H}_2\text{O}$ crystal.

Like in the case of *L*-nitroarginine, its salts and *L*-2-nitrimino-1,3-diazepane-4-carboxylic acid in the case of $K(L\text{-NIDC})\cdot\text{H}_2\text{O}$ crystal it is present intramolecular hydrogen

bond. In the structure of $K(L\text{-NIDC})\cdot\text{H}_2\text{O}$ crystal the nitro group is included into $\text{N1-H2}\cdots\text{O3}$ type intra molecular hydrogen bond at $\text{N}\cdots\text{O}$ 2,560(6) Å distance.

The water molecule forms up $\text{O-H}\cdots\text{O}$ type two strong hydrogen bonds with the neighbor molecule carboxylate group at ($\text{O5-H11}\cdots\text{O1}$) 2,883(6) Å $\text{O}\cdots\text{O}$ distance and the nearest nitro group at ($\text{O5-H10}\cdots\text{O3}$) 2,799(5) Å $\text{O}\cdots\text{O}$ distance. The metallic cation in the structure has a disorder.

In the structure atoms of the diazepane cycle are not located in the same plane, which well seen at $\text{C6-N1-C2-C3} = -67.3(14)^\circ$ and $\text{C6-N2-C5-C4} = 53.5(15)^\circ$ torsion angle. The same pattern is true for $L\text{-NIDCA}\cdot\text{H}_2\text{O}$, $L\text{-NIDCA}$ crystals as well [3,4].

3.2 Thermal Properties

It has been studied the process of anhydration and thermal properties of $K(L\text{-NIDC})\cdot\text{H}_2\text{O}$ crystal (Fig.2). In the thermographmetric curve it is seen that along with the temperature increase firstly anhydrates the absorbed humidity, and then at 122 °C vecinity the main process of dehydration takes place.

In DTA curve it is seen that the process of dehydration is accompanied with an endothermic process. In TG curve it is seen that full dehydration equals to 6% which well corresponds to the calculated value (6.9%).

The studies of the thermal properties with a heating stage microscope have shown that the process of anhydration starts at 104°C and further heating ends up with the substance decomposition.

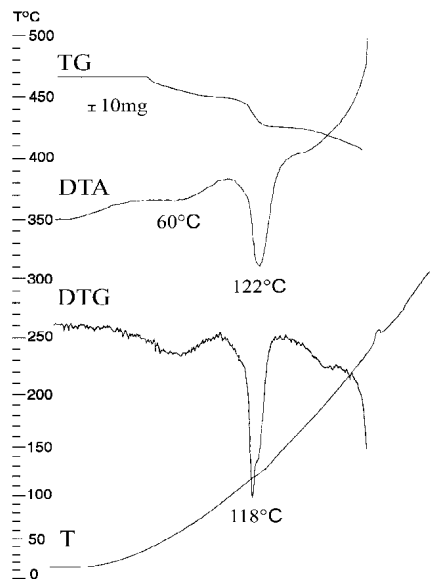


Fig. 2. Thermogravimetric (TG), derivative thermogravimetric (DTG) and differential thermal analysis (DTA) curves of $K(L\text{-NIDC})\cdot\text{H}_2\text{O}$ (the mass of specimen 96 mg).

3.3. Vibrational spectra of *K(L-NIDC)·H₂O* and *K(L-NIDC)*

K(L-NIDC)·H₂O and *K(L-NIDC)* crystal absorption infrared (IR) and Raman spectra are presented in Fig.3 and Fig.4 and the wave numbers and references are presented in Tab.1.

The stretching vibration of OH group of the water molecule are located in 3488-3362 cm^{-1} range of high frequency vibration spectrum. A water molecule forms up O5-H11...O1 and O5-H10...O3 hydrogen bonds respectively at 2,883(6) Å and 2,799(5) Å distances.

According to work [11] in the case of the hydrogen bonds of such a distance the stretching vibration of OH group corresponds to 3490 cm^{-1} and 3300 cm^{-1} absorption bands. The intensive absorption bands in 3484 cm^{-1} and 3362 cm^{-1} peaks in IR spectrum and weakly expressed 3488 cm^{-1} and 3381 cm^{-1} Raman lines in Raman spectrum we assign to OH group of $\nu(\text{OH})$ asymmetric stretching vibrations, which lack in *K(L-NIDC)* crystal IR and Raman spectra.

The deformation vibration in the water IR spectrum are well express but in the Raman spectrum are weakly expressed. By comparing the IR and Raman spectra of *K(L-NIDC)·H₂O* and *K(L-NIDC)* crystals we assign the absorption band with peak at 1656 cm^{-1} to $\delta(\text{HOH})$ deformation vibrations of the water molecule. We will come to such a conclusion if we explore *K(L-NIDC)·H₂O* crystal spectra before dehydration and after dehydration at 150°C.

The characteristic absorption bands and Raman lines of N1-H2 and N2-H9 bonds in the case of *K(L-NIDC)·H₂O* correspond to 3253 cm^{-1} , 3149 cm^{-1} absorption bands and 3252 cm^{-1} , 3145 cm^{-1} Raman lines and in the case of *K(L-NIDC)* to 3236 cm^{-1} , 3125 cm^{-1} absorption bands and 3280 cm^{-1} Raman line.

As a rule the $\nu(\text{CH})$ stretching vibrations of CH and CH₂ groups, contrary to IR spectrum, in Raman spectrum are expressed by an intensive line. Therefore in the 3032-2863 cm^{-1} range of IR and Raman spectra are located the absorption bands and Raman lines caused by C-H bond stretching vibrations.

The broad absorption lines in IR spectrum 2500-2100 cm^{-1} range are characterized by overtones of intensive vibrations, and with strong and weak vibration combinational frequencies that are not expressed in the Raman spectrum.

In IR and Raman spectra we refer strongly expressed 1614 cm^{-1} and 1606 cm^{-1} absorption bands and weakly expressed 1614 cm^{-1} , 1601 cm^{-1} Raman lines to the stretching vibrations of the carboxylate group in the cases of *K(L-NIDC)·H₂O* and *K(L-NIDC)* crystals.

In the IR spectrum the asymmetric and symmetric stretching vibrations ($\nu_{\text{as}}(\text{NO}_2)$ и $\nu_{\text{s}}(\text{NO}_2)$) of the nitro group characterised by absorption bands are relatively intensive but in Raman spectrum relatively intensive are expressed the Raman lines which characterize the symmetric stretching vibrations of the nitro group [1,2, 12, 13].

Often the absorption band of in the IR spectrum characterizing the symmetric stretching vibrations of the nitro group are splitted into two band near 1300-1360 cm^{-1} . In cyclic nitro compounds, if the nitro group is linked to the ring with $-\text{N}-\text{NO}_2$ type bond, then $\nu_{\text{as}}(\text{NO}_2)$ vibrations are located in 1540-1590 cm^{-1} range and $\nu_{\text{s}}(\text{NO}_2)$ vibrations – in 1250-1320 cm^{-1} range.

Based on the mentioned above we will refer $\nu_{\text{as}}(\text{NO}_2)$ and $\nu_{\text{s}}(\text{NO}_2)$ stretching vibrations of the nitro group correspondingly to 1582 cm^{-1} and 1307 cm^{-1} , 1298sh cm^{-1} absorption bands in the case of $\text{K}(\text{L-NIDC})$ and to 1582 cm^{-1} and 1318sh cm^{-1} , 1305 cm^{-1} in the case of $\text{K}(\text{L-NIDC})\cdot\text{H}_2\text{O}$ crystal and to the the lines in the Raman spectrum 1569 cm^{-1} and 1307sh cm^{-1} , 1295 cm^{-1} for $\text{K}(\text{L-NIDC})$ crystal and to the Raman lines 1584 cm^{-1} and 1309 cm^{-1} , 1305 cm^{-1} for $\text{K}(\text{L-NIDC})\cdot\text{H}_2\text{O}$ crystal.

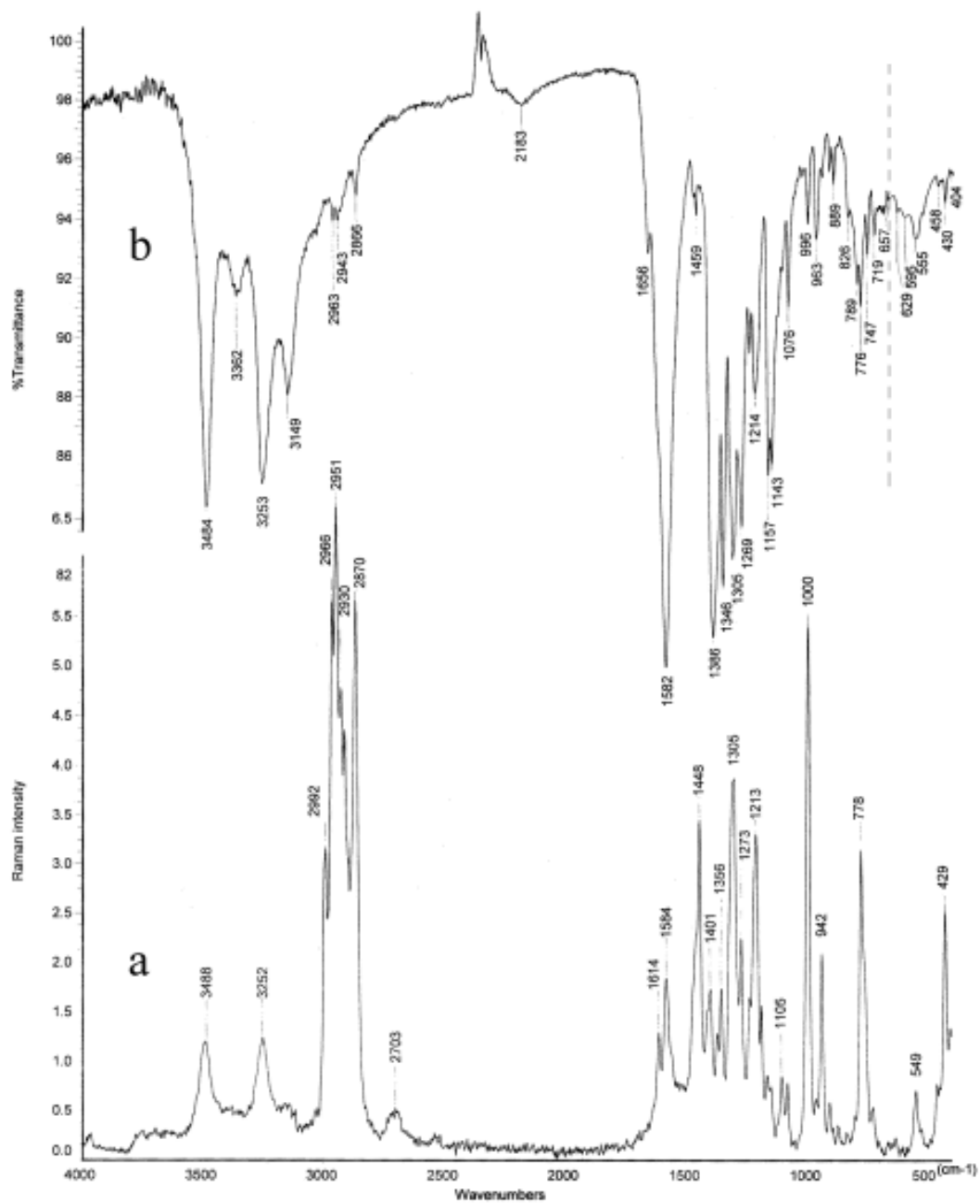


Fig.3. Infrared (b) and Raman (a) spectra of crystal $K(L-NIDC) \cdot H_2O$.

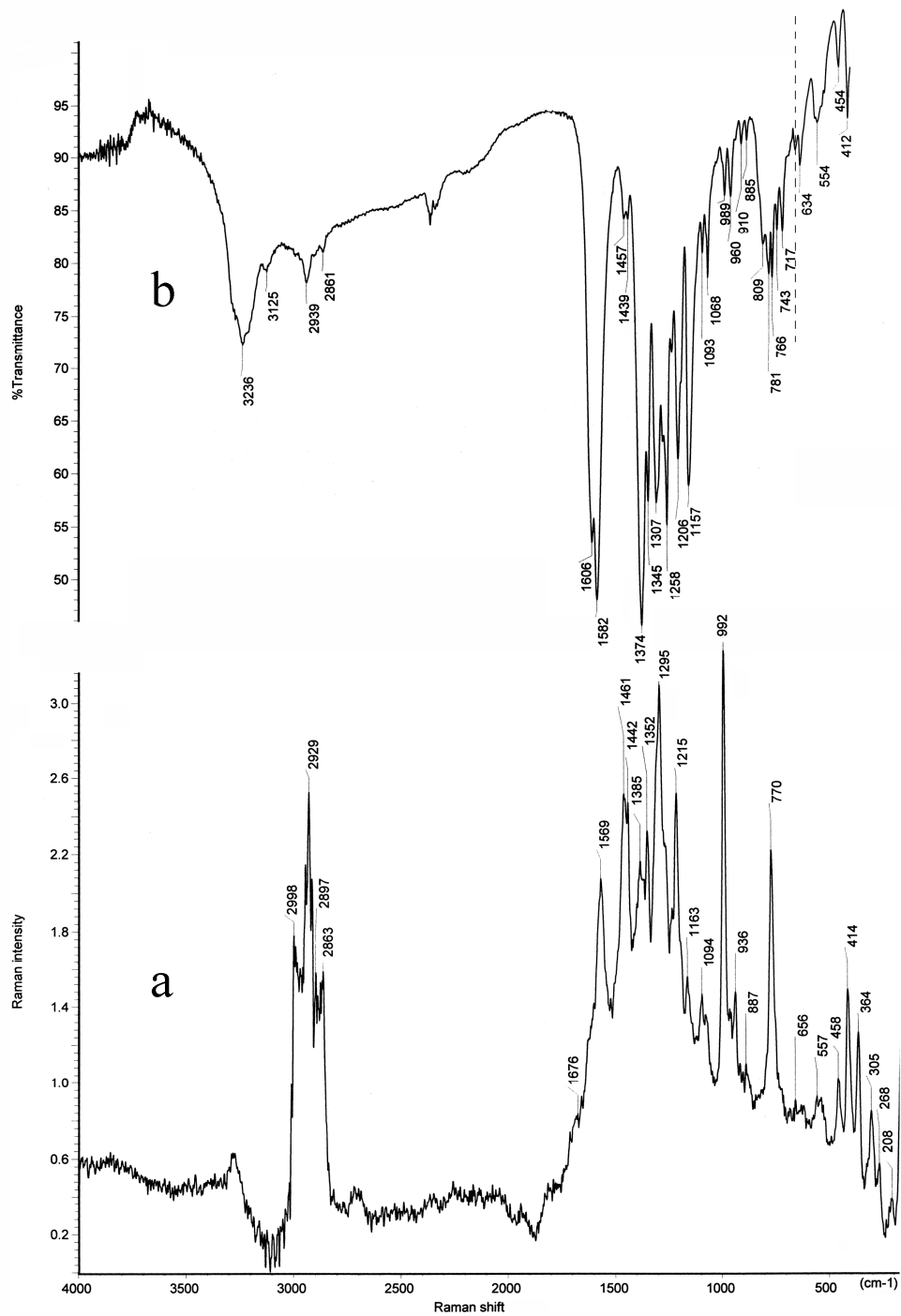


Fig.4. Infrared (b) and Raman (a) spectra of crystal K(L-NIDC).

The deformation vibrations of the nitro group ($\delta(\text{NO}_2)$) in IR spectrum are well expressed, but for the Raman spectrum their are not often expressed, therefore the absorption band with 826 cm^{-1} crest we will refer to $\delta(\text{NO}_2)$ vibrations for $\text{K(L-NIDC)} \cdot \text{H}_2\text{O}$ and absorption line 827sh cm^{-1} for K(L-NIDC) crystal.

Table 1

Wavenumbers (cm⁻¹) of vibrational spectra of K(L-NIDC)·H₂O and K(L-NIDC)

K(L-NIDC)·H ₂ O		K(L-NIDC)		Assignment
IR	Raman	IR	Raman	
3484, 3362	3488, 3381			v(OH), H ₂ O
3253, 3149	3252, 3145	3236, 3125	3280	NH, v(NH)
3032, 2963, 2943, 2866	2992, 2966, 2951, 2930, 2915, 2898sh, 2870	2991, 2939, 2861	3009, 2998, 2991, 2983, 2969, 2957, 2945, 2929, 2915, 2897, 2889, 2876, 2869, 2863	CH, CH ₂ , v(CH)
2182		2209		overtones of intensive vibrations and combinational frequencies
1656				δ(HOH)
1618sh	1614	1606	1601	v _{as} (COO ⁻)
1582	1584	1582	1569	v _{as} (NO ₂)
1471sh, 1459, 1394sh	1563sh, 1461sh, 1448, 1414sh	1457, 1439	1461, 1442	δ(CH ₂), ω(CH ₂), τ(CH ₂)
1386	1401	1374	1385	v _s (COO ⁻)
1366sh, 1346,	1372, 1356	1345	1352	
1318sh, 1305,	1309, 1305	1307, 1298sh	1307sh, 1295	v _s (NO ₂)
1284sh, 1269, 1236, 1214, 1157, 1143, 1118sh, 1101	1273, 1238, 1214, 1189, 1165, 1149, 1105	1278, 1258, 1236, 1206, 1192sh, 1157	1276sh, 1235, 1215, 1195sh, 1163	ρ(CH ₂), v(C-N)
1076	1081	1093 1068	1094 1078	
1018, 996	1000	1001sh, 989	992	
963, 937	964, 942	960, 938	963, 957, 936	
906	908	910	915	
889	894, 874	885	901, 887	

826		827sh		$\delta(\text{NO}_2)$
789	837 802	809	811	
776	778			
		788sh 781 766	770	
747	762sh	743	736	
719	726	7173	713	
629	632	657 628 598 544 522	557 537	
595				$v_L(\text{HOH})$
555	549	460		
523	462	443 431	458	
458		407	414	
446		404		
430	429 407		364 305 268 208	

3.4 Relation between the Nonlinear Activity and Crystal Structure

The crystals, in which structure exist acceptor nitro group (NO_2) and donor amino group (NH_2) can have high NLO properties, therefore it is expedient to explore them as NLO materials. Some one hydrate compounds also have high NLO properties. [15, 16].

While evaluating nonlinear transformation efficiency it was revealed that $\text{K}(\text{L-NIDC})\cdot\text{H}_2\text{O}$ crystal demonstrates four times weaker NLO efficiency and nonlinear transformation efficiency of $\text{K}(\text{L-NIDC})$ crystal 2.75 times surpasses the transformation efficiency of KDP crystal.

The study of crystal structure has shown that $\text{K}(\text{L-NIDC})\cdot\text{H}_2\text{O}$ crystal has $I222$ symmetry, therefore it isn't centrosymmetric and in its crystal an elementary cell contains 8 molecules ($\text{K}^+(\text{L-NIDC})^-$). It is known that molecular interposition has a significant influence on molecular and crystal symmetry [17].

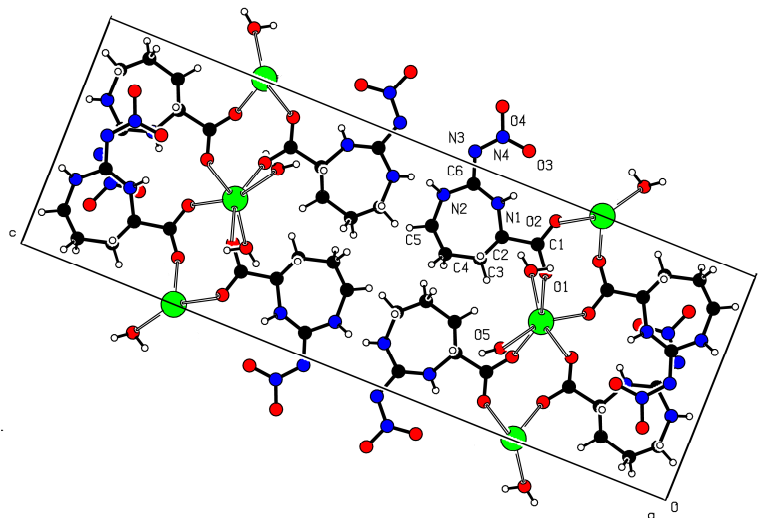


Fig.5 On the $\ll a \gg$ axis of the unit cell of $K(L\text{-NIDC})\cdot H_2O$ crystal

In non-centrosymmetric $K(L\text{-NIDC})\cdot H_2O$ crystal these 8 molecule positioning is such that the structure is close to be centrosymmetric (Fig.5) otherwise it has false centrosymmetry.

The pseudo-centrosymmetric structure in its turn is the reason of demonstration of low NLT efficiency Nonlinear optical activity [13]. Some salts of *L*-nitroarginine, also having in the elementary cell more than two molecules, thus possessing false centrosymmetry, express low NLT efficiency.

4. Conclusions

It has been done the study of physical properties of crystal salts $K(L\text{-NIDC})\cdot H_2O$ and $K(L\text{-NIDC})$ obtained from *L*-nitro-arginine derivatives ($K(L\text{-NIDC})\cdot H_2O$) and has been explored the influence of their crystal and molecular structure on the nonlinear properties. It has been studied $K(L\text{-NIDC})\cdot H_2O$ and $K(L\text{-NIDC})$ crystals IR and Raman spectra and taking into account the works dedicated to the structure it has been done the characteristic referring of the functional groups.

It has been shown that $K(L\text{-NIDC})\cdot H_2O$ crystal is heat-resistant up to $60^\circ C$ and possesses false centrosymmetry, therefore demonstrates low NLO transformation efficiency. $K(L\text{-NIDC})$ crystal is heat-resistant up to $118^\circ C$ and it possibly lacks false centrosymmetry, therefore demonstrates high NLO transformation efficiency.

References:

1. Л.Г. Коренева, Б.В. Давыдов, В.Ф. Золин, Нелинейная оптика молекулярных кристаллов. М., "Наука", 1985.

2. R.A. Apreyan, H.A. Karapetyan, A.M. Petrosyan, On molecular structure of *L*-nitroarginine. *J. Molec. Structure.* 874(1–3), 187–193 (2008).
3. R.A. Apreyan, H.A. Karapetyan, A.M. Petrosyan, Polymorphism of *L*-nitroargininium bromide monohydrate. *J. Molec. Structure.* 875(1–3), 272–281(2008).
4. H.A. Karapetyan, *L*-2-Nitrimino-1,3-diazepane-4-carboxylic acid. *Acta Cryst.* E64, (2008), o943.
5. H.A. Karapetyan, *L*-2-Nitrimino-1,3-diazepane-4-carboxylic acid monohydrate. *Acta Cryst.* E64, (2008), o1222
6. R. Paul, G.W. Anderson, F.M. Callahan, Some side reactions of nitro-*L*-arginine. *J. Org. Chem.* 26, 3347–3350 (1961).
7. Mekay A. F., Wright G. F., *JACS*, 70(1), 430-431 (1948).
8. H.A. Karapetyan, Potassium *L*-2-nitrimino-1,3-diazepane-4-carboxylate monohydrate. *Acta Cryst.* E64, (2008), m1369.
9. K. Hofmann, W.D. Peckham, A. Rheiner, Studies on polypeptides. VII. The synthesis of peptides containing arginine. *J. Am. Chem. Soc.* 78 (1956) 238e242.
10. K. E. Rieckhoff, W. L. Peticolas, Optical second-harmonic generation in crystalline amino acids, *Science* 147, №.3658 610-611(1965).
11. K. Nakamoto, M. Margoshes, R.E. Rundle, Stretching frequencies as a function of distances in hydrogen bonds. *J. Am. Chem. Soc.* 77 (1955) 6480e6486.
12. D.W. Mayo, F.A. Miller, R.W. Hannah, *Course Notes on the Interpretation of Infrared and Raman Spectra*, John Wiley & Sons, Inc., 2004.
13. K.Yu. Suponitsky, T.V. Timofeeva, M.Yu. Antipin, *Russ. Chem. Rev.* 75 (2006) 457.
14. Y. Oyumi, T.B. Brill, A.L. Rheingold, Thermal decomposition of energetic materials. 7. High-rate FTIR studies and the structure of 1,1,1,3,6,8,8,8-octanitro-3,6-diazaoctane. *J. Phys. Chem.* 1985,89, 4824-4828
15. H.A. Petrosyan, R.A. Apreyan, A.A. Hovhannesian, A.K. Atanesyan, A.M. Petrosyan, Nonlinear optical activity and spectroscopy of *L*-nitrohistidine monohydrate. *J. Contemp. Phys.* 44 (2009) 43-49.
16. H.A. Karapetyan, M.Yu. Antipin, R.P. Sukiasyan, A.M. Petrosyan, Formil-*L*-arginine monohydrate. *J. Molec. Struct.* 831(1-3), 90-96(2007).
17. Michel Fleck, Aram M. Petrosyan, *Salts of Amino Acids: Crystallization, Structure and Properties*, Springer International Publishing, Switzerland, 2014, 574p.

Генерация новых мод излучения в кристаллах при помощи ультразвука

А.М. Егиазарян, А.Р. Мкртчян

Институт прикладных проблем в физике НАН РА, ул. Нерсисяна 25, Ереван, Армения

Звуковая волна распространяясь в среде модулирует ее по длине волны. Эта модуляция приводит к соответствующей модуляции электронной плотности среды, в последствии чего меняется структурный фактор рассеяния среды. Изменения структурного фактора среды образуют существенные изменения в спектре рассеяния. В рассеянном излучении могут образоваться новые моды, которые без воздействия звука запрещенные. Наблюдаются многократные усиления интерференционных пиков рассеянного спектра. Можно утверждать, что под воздействием акустической волны, среда становится своеобразным источником излучения, который генерирует новые моды, в разных областях частот спектра. Как известно, аналогичное явление наблюдалось, когда среда воздействием мощного лазерного пучка генерирует в себе звук, который превращает среду в источник направленного рентгеновского излучения. Задача рассеяния рентгеновского пучка в модулированной, звуковой волной, среде уместно рассмотреть опираясь на фундаментальное решенное задачу В.А.Амбарцумяна рассеяния света в мутной среде [1]. В этой работе В.А.Амбарцумян задачу рассеяния света в мутной среде, решил при асимметричной индикатрисе рассеяния среды.

При рассеянии рентгеновских пучков в кристаллах, структурный фактор среды та же физическая величина, что и асимметричная индикатриса в рассмотренной задаче В.А.Амбарцумяна. Пользуясь этим фундаментальным исследованием рассмотрим задачу рассеяния рентгеновских пучков в кристаллах, когда в кристалле присутствует плоская звуковая волна. Когда нет звуковой волны, структурный фактор кристалла $F_o(\vec{K})$ определяется Фурье-образом распределения электронной плотности кристалла

$$F_o(\vec{K}) = \int \rho_o(\vec{r}) \exp[i(2\pi\vec{k}\vec{r})] d\vec{r} \quad (1)$$

э.л.ч.

где \vec{K} – вектор обратной решетки, интегрирование проводится по объему элементарной ячейки.

Когда в кристалле присутствуют плоская монохроматическая ультразвуковая волна, которая распространяется по оси OZ, то функцию распределения электронной плотности кристалла можно представить в виде

$$\rho(\vec{r}) = \rho_o(\vec{r}) + \Delta\rho \sin[2\pi K_{зв}Z] \quad (2)$$

где $\Delta\rho$ – амплитуда модуляции электронной плотности среды, $K_{зв}$ – величина вектора ультразвуковой волны. Соответственный структурный фактор можно представить в виде

$$F(\vec{K}) = F_o(\vec{K}) + \int \Delta\rho \sin[2\pi K_{зв}Z] \exp[i2\pi\vec{K}\vec{r}] d\vec{r} \quad (3)$$

после интегрирования получим

$$F(\vec{K}) = F_o(\vec{K}) + \Delta\rho \delta(K_x) \delta(K_y) \frac{\sin[\pi\Delta_{зв}(K_z + K_{зв})]}{2\pi(K_z + K_{зв})} \quad (4)$$

где $\Delta_{зв}$ – длина ультразвуковой волны, по которой модулируется среда. Как можно заметить из формулы (4), из условия максимальности $F_o(\vec{K})$ мы определяем все направления \vec{K} , где наблюдаются максимумы рассеянной волны, при отсутствии ультразвука. Присутствие ультразвука в среде генерирует новые максимумы, которые обусловлены вторым членом: выражения (4). Направления этих максимумов отличаются от направлений максимумов и определяются из условия

$$K_z = K_{зв} \left(m - \frac{1}{2} \right) \quad (5)$$

где m – целое число.

Используя общее решение задачи В.А.Амбарцумяна работы [1], можем утверждать, что присутствием ультразвука в кристаллической среде генерируются новые волновые моды, интенсивности которых определяются формулой

$$I(\theta) = \frac{\sin\left[\pi \frac{K_{из} \cos\theta}{K_{зв}}\right]}{2\pi(1 + K \cos\theta)(K_{из} \cos\theta + K_{зв})} \quad (6)$$

где K определяется структурным фактором кристалла и коэффициентом поглощения, $K_{из}$ – величина волнового вектора рассеянной волны, θ – угол между направлениями распространения генерированного луча и ультразвука. Как видно из выражения (6) $I(\theta)$ четная функция.

Следовательно, пики интенсивностей генерированных мод расположены симметрично относительно направления ультразвука и имеют одинаковое угловое распределение интенсивности.

Литература:

1. В.А.Амбарцумян Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз, № 3, 97, 1942.

О некоторых особенностях зонной структуры одномерных фотонных кристаллов на основе метаматериалов

А.Р.Мкртчян^{1,2,3}, А.Г.Мкртчян¹, А.А. Геворгян^{1,4}

¹ *Институт прикладных проблем в физике НАН РА, ул. Нерсисяна 25, Ереван, Армения*

² *Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, Россия*

³ *Белгородский национальный исследовательский университет, Белгород, Россия*

⁴ *Ереванский государственный университет, 375025 Ереван, Армения*

В настоящей работе исследованы особенности зонной структуры одномерных фотонных кристаллов на основе мета-материалов, когда среда неоднородна как по отношению к диэлектрическим свойствам, так и по отношению к магнитным свойствам. Показано, что в рассмотренных фотонных кристаллах возникают фотонные запрещенные зоны нового типа. В них возникает широкополосный область аномально сильного поглощения при аномально слабых параметрах характеризующих поглощение.

Ключевые слова: фотоника, фотонная запрещенная зона, фотонный кристалл, метаматериал, дифракция, аномальное поглощение

1. Введение

В последнее годы большой интерес вызывают фотонные кристаллы (ФК) на основе метаматериалов. Такие ФК позволяют наблюдать неожиданные и противоречащие на первый взгляд эффекты. ФК представляют собой периодические и квазипериодические оптические наноструктуры с разрешенными и запрещенными фотонными зонами, которые изменяют движение фотонов путем изменения распространения электромагнитных волн по их структуре. Рассматривались ФК на основе слоев с отрицательными коэффициентами преломления (с $\varepsilon < 0$ и $\mu < 0$; где ε – диэлектрическая проницаемость, а μ – магнитная проницаемость) и с положительными коэффициентами преломления (с $\varepsilon > 0$ и $\mu > 0$), или однократно отрицательными материалами [1-4]. Однократно отрицательные материалы состоят из мю-отрицательных материалов с отрицательным μ , но положительным ε (с $\varepsilon > 0$ и $\mu < 0$) и эпсилон-негативными материалами с отрицательным ε , но положительным μ (с $\varepsilon < 0$ и $\mu > 0$). ФК на основе метаматериалов обладают фотонными запрещенными зонами (ФЗЗ) новых типов. Два новых типа ФЗЗ реализуются на ФК с метаматериалами с отрицательными показателями преломления и с однократно отрицательными метаматериалами, а именно зоны с

усреднёнными нулевыми показателями преломления [5-7] и зоны с нулевыми эффективными фазами [8-11].

В настоящей работе исследованы новые особенности зонной структуры, одномерных фотонных кристаллов на основе материалов, имеющих непрерывное распределение показателя преломления и коэффициента затухания. Рассмотрен случай, когда среда периодически неоднородна по отношению к диэлектрическим и магнитным свойствам.

2. Результаты. Обсуждение

Рассмотрим отражение и пропускание света через конечный слой ФК. Пусть слой среды занимает пространство между плоскостями $z=0$ и $z=d$ (d – толщина слоя). Будем предполагать, что параметры ε и μ изотропной ФК являются функциями от координаты z (ось z это ось среды; ε , μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости слоя ФК). Здесь мы будем предполагать следующие законы изменения этих параметров:

$$\begin{pmatrix} \varepsilon(z) \\ \mu(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_0 + a \sin(K_1 z) \\ \mu_0 + b \sin(K_2 z) \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где a и b – глубины модуляции соответственно параметров ε и μ , и они здесь могут быть значительными, $K_{1,2} = \frac{2\pi}{\Lambda_{1,2}}$, $\Lambda_{1,2}$ – периоды пространственной модуляции ε и μ

соответственно. Будем предполагать, что плоскость падения совпадает с плоскостью (x,z) , а волна падает под углом α к нормали границы слоя, совпадающей с плоскостью (x,y) . Разложим компоненты амплитуд электрических полей падающей, отраженной и прошедшей волн на проекции параллельной (p -поляризация) и перпендикулярной (s -поляризация) плоскости падения:

$$\mathbf{E}_{i,r,t} = E_{i,r,t}^p \mathbf{n}_p + E_{i,r,t}^s \mathbf{n}_s = \begin{pmatrix} E_{i,r,t}^p \\ E_{i,r,t}^s \end{pmatrix} \quad (2)$$

где индексы i,r,t обозначают падающую, отраженную и прошедшую волны, соответственно, а \mathbf{n}_p и \mathbf{n}_s орты p - и s - поляризации. Комплексные амплитуды пропускания (АП) и отражения (АО) для s - и p - волн могут быть представлены в следующем виде

$$t^s = \frac{E_t^s}{E_i^s}, \quad r^s = \frac{E_r^s}{E_i^s} \quad \text{и} \quad t^p = \frac{H_t^p}{H_i^p}, \quad r^p = \frac{H_r^p}{H_i^p}, \quad (3)$$

а соответствующие коэффициенты отражения и пропускания имеют вид

$$T^{s,p} = |t^{s,p}|^2, \quad R^{s,p} = |r^{s,p}|^2 \quad (4)$$

Существует много методов исследования распространения электромагнитного излучения в периодических и аperiodических системах. В данной работе задачу прохождения света через такой слой ФК будем решать модифицированным методом сложения слоев Амбарцумяна [12, 13].

Некоторые оптические свойства одномерных ФК с непрерывным распределением диэлектрической и магнитной проницаемостей были рассмотрены в [14, 15]. В частности, показано, что специфическая комбинация диэлектрической и магнитной проницаемостей приводит к исчезновению ФЗЗ для всех длин волн. В этих работах рассмотрен также эффект подавления осцилляций, возникающих вблизи ФЗЗ.

Здесь мы будем предполагать, что и ε и μ не зависят от частоты, а мнимые части очень малы и также не зависят от частоты, т.е. мы пока не будем рассматривать эффекты оптической дисперсии.

Мы выбрали следующие параметры для данной задачи: $\varepsilon_0=0.7$, $\mu_0=0.5$, $a=0.8$, $b=0.6$, $L_1=600$ nm, $L_2=400$ nm. При наличии периодической модуляции диэлектрической и магнитной проницаемостей эффективный показатель преломления $n(z)$ и коэффициент затухания $k(z)$ также становятся периодическими функциями от z . При таких параметрах данная среда при определённых значениях z является средой с положительным коэффициентом преломления, далее, при изменении z она становится однократно отрицательной средой (различного типа при различных значениях z). При определённых значениях z она уже является средой с отрицательным коэффициентом преломления. И это периодически повторяется. На рис. 1 представлены зависимости $\varepsilon(z)$ и $\mu(z)$ (a), а также зависимости $n(z) = \text{Re}(\sqrt{\varepsilon(z)\mu(z)})$ и $k(z) = \text{Im}(\sqrt{\varepsilon(z)\mu(z)})$ (b) при выбранных нами параметрах.

На рис. 2 представлены спектры отражения при различных углах падения α . Падающую на слой ФК свет имеет s - и p - линейные поляризации. Как известно ФЗЗ брэгговского типа смещаются в сторону коротких волн при увеличении угла падения. В нашем случае, как видно из рис.2 коротковолновые ФЗЗ практически не смещаются. Длинноволновые ФЗЗ для падающей s - поляризованной волны смещаются в сторону длинных волн, тогда как для падающей p - поляризованной волны смещаются в сторону коротких волн. Далее, как видно из рис.2 для падающей p - поляризованной волны при больших углах падения в длинноволновой части спектра возникает ФЗЗ нового типа с сверх широкой частотной шириной.

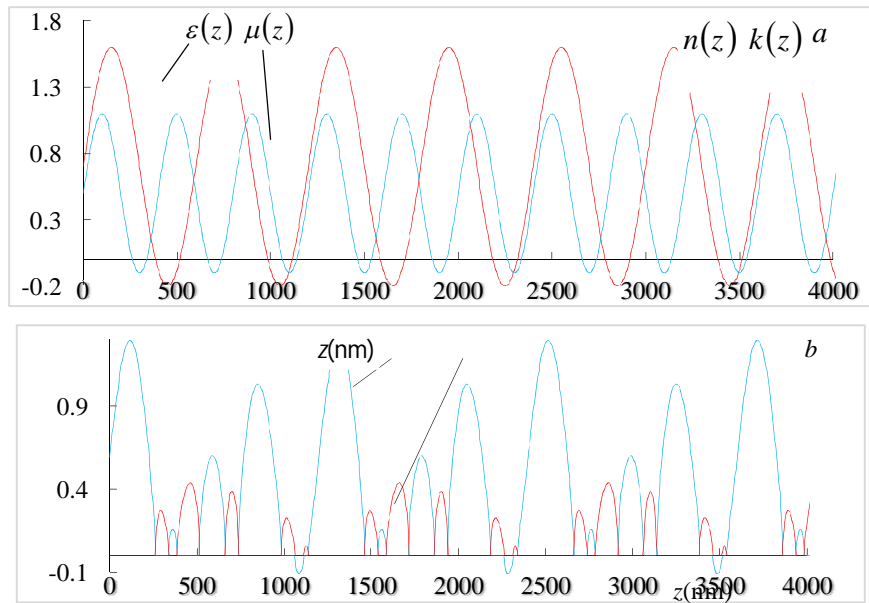


Рис. 1. Зависимости $\epsilon(z)$ и $\mu(z)$ (a), и $n(z) = \text{Re}(\sqrt{\epsilon(z)\mu(z)})$ и $k(z) = \text{Im}(\sqrt{\epsilon(z)\mu(z)})$ (b).

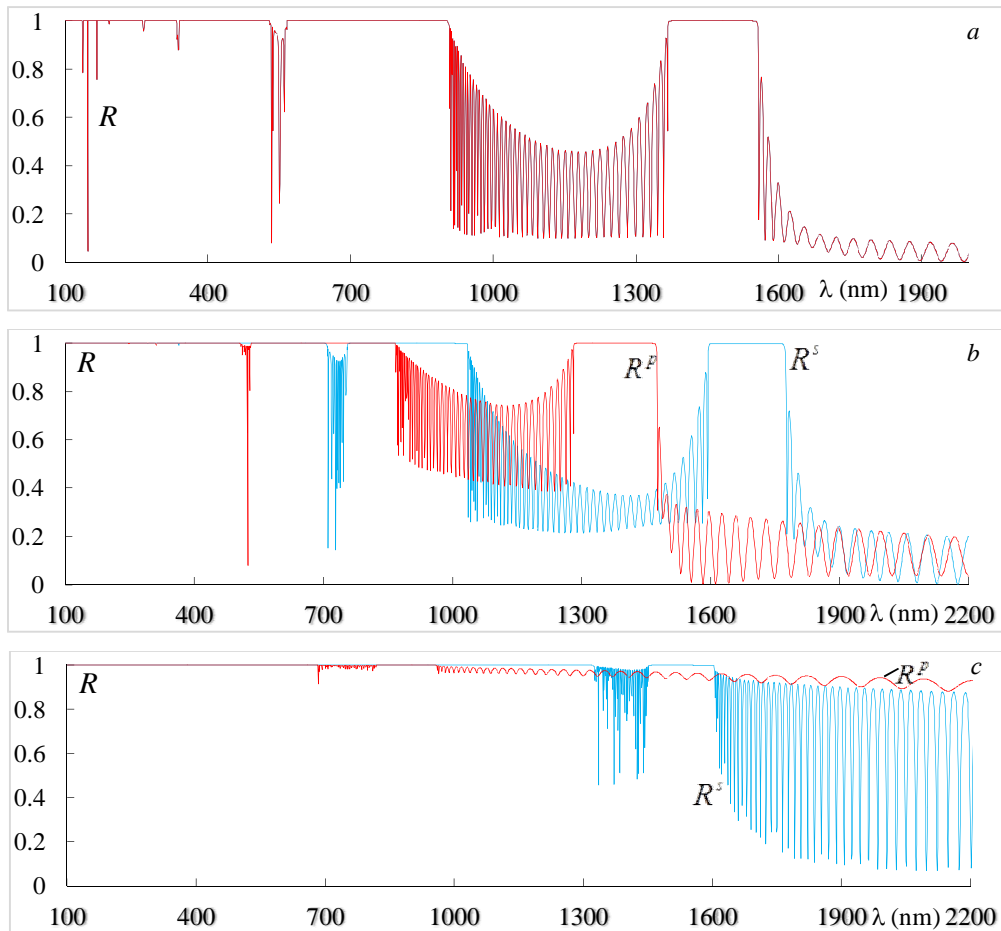


Рис.2. Спектры отражения при различных углах падения. $\alpha=0^\circ$ (a), $\alpha=30^\circ$ (b) и $\alpha=60^\circ$ (c). Толщина слоя ФК $d=64$ мкм. Коэффициент преломления полупространств граничащих с

обеих сторон слой ФК $n_s = \sqrt{\varepsilon_s \mu_s} = 1$, с $\varepsilon_s=1$ и с $\mu_s=1$, где ε_s – диэлектрическая проницаемость и μ_s – магнитная проницаемость этих полупространств.

На рис. 3 представлен спектры поглощения $A^{s,p} = 1 - (R^{s,p} + T^{s,p})$ при угле падения $\alpha=30^\circ$ и при параметрах $\text{Im}\varepsilon=0.00001$ и $\text{Im}\mu=0.000001$. Как видно из этого рисунка для падающей s - поляризованной волны в достаточно широкой частотной области ($\Delta\lambda\sim 350$ нм) наблюдается аномально сильное поглощение ($A\sim 1$). Для обычных ФК такое аномально сильное поглощение вблизи границ ФЗЗ наблюдается при в два и более порядка больших значениях $\text{Im}\varepsilon$ и $\text{Im}\mu$.

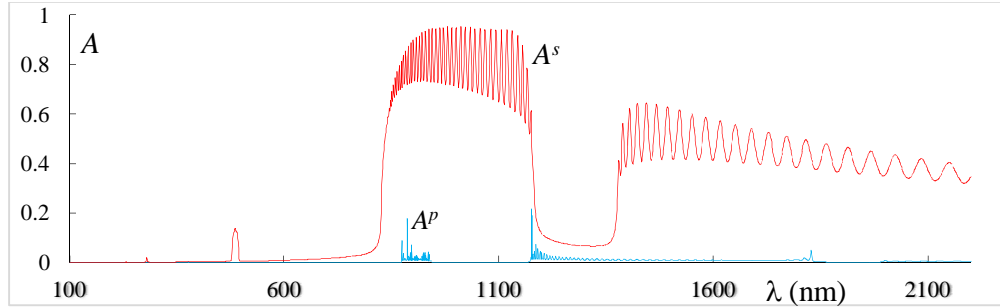


Рис.3. Спектры поглощения при $\alpha=30^\circ$. Остальные параметры те же, что и на рис.2.

Как было сказано выше для падающей p - поляризованной волны при больших углах падения в длинноволновой части спектра возникает ФЗЗ нового типа с сверх широкой частотной шириной. Как показывают наши детальные исследования эта ФЗЗ является результатом частотно- и поляризационно- зависящего в ФК эффекта полного внутреннего отражения.

В работе [16] исследованы особенности зонной структуры одномерных аподизированных ФК на основе мета-материалов, когда среда неоднородна как по отношению к диэлектрическим свойствам, так и по отношению к магнитным свойствам. Показано, что в случае наклонного падения света при больших значениях глубин модуляции для p - поляризованной падающей волны возникает новая ФЗЗ. Исследованы некоторые особенности этой новой ФЗЗ. Как показывают наши исследования эта ФЗЗ также является результатом частотно- и поляризационно- зависящего в ФК эффекта полного внутреннего отражения. Действительно, рассмотрим задачу распространения света через аподизированный ФК со следящими зависимостями $\varepsilon(z)$ и $\mu(z)$:

$$\begin{aligned} \varepsilon(x) &= \varepsilon_0 + a \exp\left[-\left|x - \frac{d}{2}\right|\right] \sin\left(\frac{2\pi}{\Lambda} x\right), \\ \mu(x) &= \mu_0 + b \exp\left[-\left|x - \frac{d}{2}\right|\right] \sin\left(\frac{2\pi}{\Lambda} x\right). \end{aligned} \quad (5)$$

На рис. 4 представлены трехмерные зависимости коэффициентов отражения для s - и p - волн R^s (a) и R^p (b) от длины волны λ и от угла падения α . Параметры задачи таковы: $\varepsilon_0=1.$, $\mu_0=1.$, $L=400$ нм, толщина слоя ФК $d=20L$, $n_s = \sqrt{\varepsilon_s \mu_s} = 1$, $a=0.8$; $b=0.2$. Как видно из этого рисунка при условии $\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} = \sqrt{\varepsilon_s \mu_s}$ боковые лепестки, возникающие вблизи ФЗЗ, не наблюдаются. Далее, как следует из рисунков при наклонном падении света в длинноволновой части спектра для p - поляризованной волны возникает новая ФЗЗ. Она является селективным по отношению к поляризации падающего света (эта область возникает только для p - поляризованной волны). Частотная ширина этой области сверхбольшая.

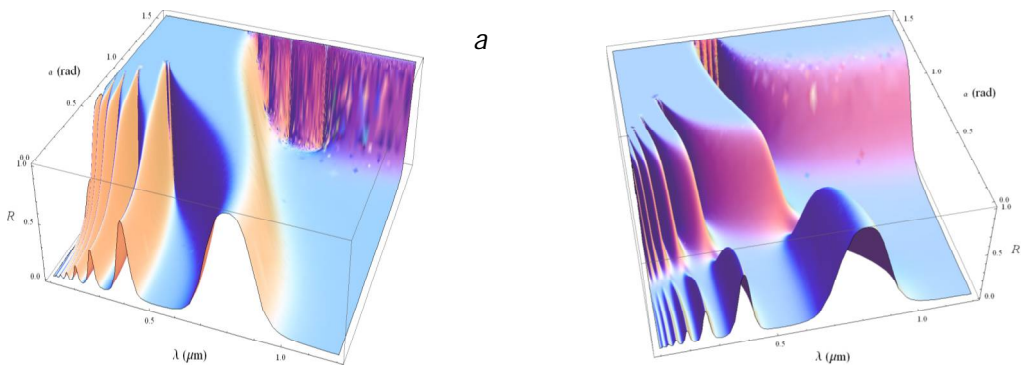


Рис.4. Трехмерные зависимости коэффициентов отражения для p - и s - волн R^s (a) и R^p (b) от длины волны λ и от угла падения α при $n_s = \sqrt{\varepsilon_s \mu_s} = \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} = 1$.

На рис. 5 представлены те же, что и на рис.4 трехмерные зависимости, но при параметрах $\varepsilon_0=1.2$, $\mu_0=1.2$. В этом случае имеем $n_s = \sqrt{\varepsilon_s \mu_s} = 1 < \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} = 1.2$. Как видно из этого рисунка появляются осцилляции коэффициентов отражения вне ФЗЗ. Амплитуда этих осцилляции малая (особенно при малых углах падения) поскольку $n_s = \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ мало отличается от $\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$.

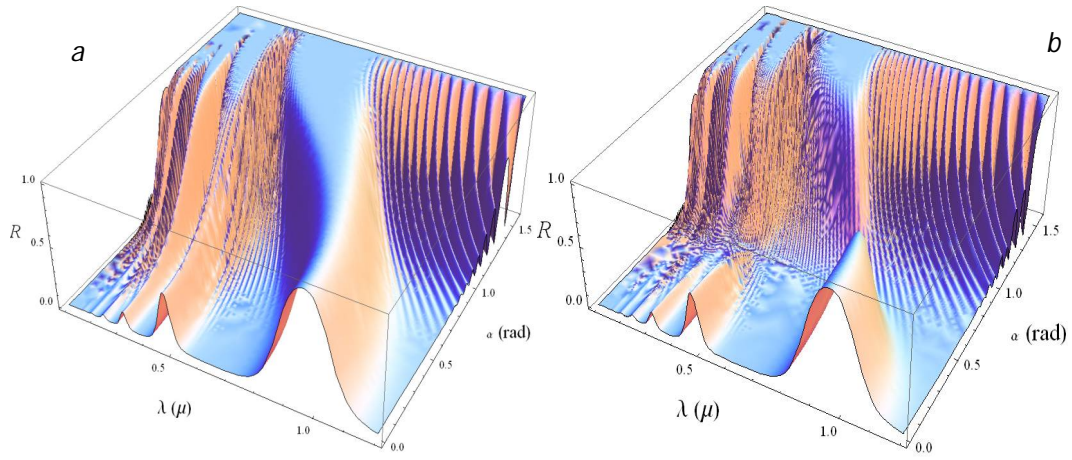


Рис.5. Трёхмерные зависимости коэффициентов отражения для p - и s - волн R^s (a) и R^p (b) от длины волны λ и от угла падения α при $n_s = \sqrt{\varepsilon_s \mu_s} = 1 < \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$.

Далее, как видно из этого рисунка в этом случае при наклонном падении света в длинноволновой части спектра для p - поляризованной волны уже не возникает новая ФЗЗ. Это обусловлено тем, что условие $\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \leq \sqrt{\varepsilon_s \mu_s}$ уже не выполняется. Наоборот, мы имеем условие $\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} > \sqrt{\varepsilon_s \mu_s}$.

3. Заключение

В заключении, отметим, что мы исследовали особенности зонной структуры одномерных фотонных кристаллов периодический неоднородных одновременно как по отношению к диэлектрическим свойствам, так и по отношению к магнитным свойствам. Рассматривается среда параметры которого периодически изменяются, причем при определённых значениях z она является средой с положительным коэффициентом преломления, далее, при изменении z она становится однократно отрицательной средой (различного типа при различных значениях z), и далее, при других определённых значениях z она является средой с отрицательным коэффициентом преломления. Показано, что такие ФК обладают ФЗЗ нового (не брэгговского) типа. Показано, что при наклонном падении света в длинноволновой части спектра возникает новая ФЗЗ для для p - поляризованной падающей волны. Эта новая область является селективным по отношению к поляризации падающего света (она возникает только для p - поляризованной волны). Нами показано, что она является результатом частотно- и поляризационно-зависящего в ФК эффекта полного внутреннего отражения. Исследование особенностей поглощения в таких структурах показал, что в них возникает широкополосный область аномально сильного поглощения при аномально слабых параметрах характеризующих поглощение.

Литература:

1. D.R. Smith, S. Schultz, P. Markos, C.M. Soukoulis, *Phys.Rev. B* 65, 195104 (2002).
2. J.B. Pendry, A.J. Holen, D.J. Robbins, W.J. Stewart, *IEEE Trans. Microw. Theor. Tech.* 47, 2075 (1999).
3. P. Markos, C.M. Soukoulis, *Phys. Rev. B* 65, 033401(2002).
4. R.A. Shelby, D.R. Smith, S. Schultz, *Science* 292, 77(2001).
5. J. Li, L. Zhou, C.T. Chan, P. Sheng, *Phys. Rev. Lett.* 90, 083901 (2003).
6. I.V. Shadrivov, A.A. Sukhorukov, Y.S. Kivshar, *Appl. Phys. Lett.* 82, 3820 (2003).
7. H.T. Jiang, H. Chen, H.Q. Li, Y.W. Zhang, S.Y. Zhu, *Appl. Phys. Lett.* 83, 5386 (2003).
8. H.T. Jiang, H. Chen, H.Q. Li, Y.W. Zhang, J. Zi, S.Y. Zhu, *Phys. Rev. E* 69, 066607 (2004).
9. L.G. Wang, H. Chen, S.Y. Zhu, *Phys. Rev. B* 70, 245102 (2004).
10. D.R. Fredkin, A. Ron, *Appl. Phys. Lett.*, 81, 1753 (2002).
11. A. Alù, N. Engheta, *IEEE Trans. Antennas Propag.* 51, 2558 (2003).
12. A.H. Gevorgyan, M.Z. Harutyunyan. *Phys. Rev. E*, 76, 031701 (2007).
13. A. A. Gevorgyan, K.V.Papoyan, O.V.Pikichyan. *Opt. Spectrosc.*, 88, 586 (2000).
14. V. Nanumyan, A.H. Gevorgyan. *Modern Problems in Optics & Photonics. Proceedings of Int. Adv. Res. Workshop. 27 Aug -2 Sept, 2010, Yerevan.* P.39-43.
15. V. Nanumyan, A.H. Gevorgyan. *Proc. SPIE.*, 7998, 79980L (2010).
16. A.H. Gevorgyan. *Opt. Spectrosc.*, 123, 816 (2017).

Исследование мезоморфизма жидкокристаллической системы липид-вода под влиянием температуры, методами дифракции рентгеновских лучей и молекулярно- динамического моделирования

А. Г. Саргсян, С. В. Пилюян, А.Г.Погосян, А.А.Шагинян

Институт прикладных проблем физики НАН РА

Международный научно-образовательный центр НАН РА

Концентрированные водные растворы липидов, обладающие высокими амфифильными свойствами, образуют жидкокристаллические мезофазы [1].

В данной работе рентгенографические исследования проводились в жидкокристаллической системе пентадецилсульфоната натрия ПДСН ($C_{15}H_{31}SO_3Na$) при концентрациях ПДСН выше 60%. Рентгенограммы были сняты под большими и малыми углами при температурах от 290К до 498К. В образцах ПДСН содержащих 6% гидратной воды образовалась двумерная прямоугольно-центрированная упаковка.

Рентгенограмма ПДСН с гидратной водой полученная при температуре 290К приведена на рис.1.

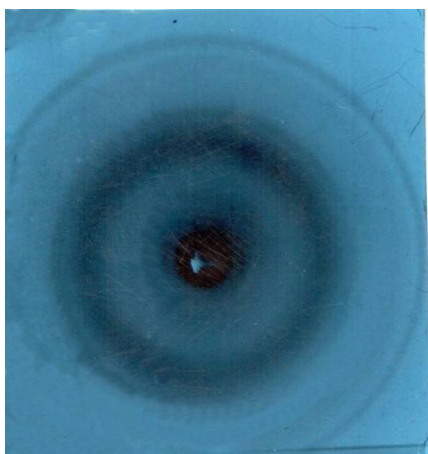
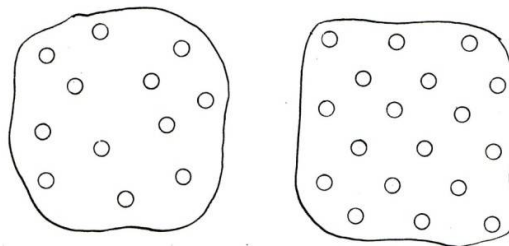


Рис.1 Рентгенограмма ПДСН с гидратной водой, при 290К.



а

б

Рис.2 а) хаотичное расположение полярных групп молекул ПДСН на поверхности раздела мицелла-вода. б) двумерная прямоугольно-центрированная упаковка полярных групп молекул ПДСН.

Межплоскостные расстояния и относительные интенсивности дифрагированных рентгеновских лучей представлены в таблице.1.

Таблица 1

Рефлекс №	Межплоскостное расстояние (d) в Å	Относительная интенсивность
1	27,4	10
2	14,7	5
3	9,3	гало
4	4,5	гало
5	3,9	5
6	3,4	1
7	3,1	3
8	2,8	1
9	2,6	2

Из анализа результатов установлено, что в образце реализуется “коагельная” жидкокристаллическая мезофаза с ламеллами мономолекулярной толщины (L_2 - фаза) где углеводородные хвосты молекул ПДСН частично двигаются хаотично, находясь в ”жидком” состоянии, а в хаотично расположенных относительно друг друга доменах головки молекул ПДСН расположены упорядочно на поверхностях ламелл (рис.2).

В прямоугольно центрированной двумерной упаковке углеводородных цепей соответствует следующее соотношение брегговских расстояний $1 : 1/\sqrt{2} : 1/\sqrt{4} : 1/\sqrt{8}$, что и наблюдается на рентгенограммах. Таким образом, в образце ПДСН при наличии только гидратной воды реализуется “коагельное” состояние ($L_{2\beta}$ - фаза) [2].

Проводились исследования влияния температуры в жидкокристаллической ”гель”, и ”коагель” мезофазах соответственно начиная с концентрации ПДСН 60%.

На рентгенограммах системы с 60% ПДСН при температуре 290К возникает диффузное гало и только один тонкий слабый рефлекс под большими углами, свидетельствующее об образовании при этом ”гель” фазы. В состоянии ”гель” фазы молекулы внутри ламеллы расположены хаотично (L_α - фаза). На рентгенограммах имеются рефлексы, характерные ламелле толщиной 27,2Å, который имеет ярко выраженную серповидность. Можно предположить, что при этом должна иметь место взаимная ориентация доменов, следовательно, и ламелл вдоль оси механического растяжения. Внутри ламеллы, молекулы наклонены к поверхности ламеллы под углом 54° (рис.3).

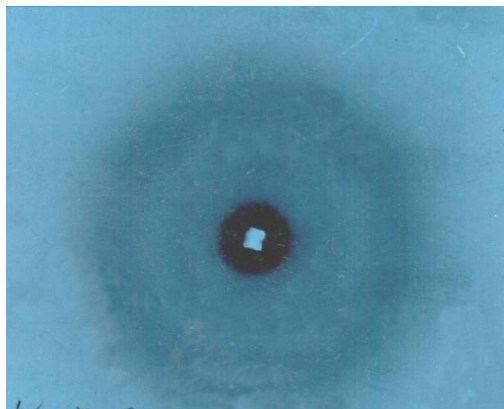


Рис.3 Рентгенограмма 60%-го водного раствора ПДСН при температуре 310К.

Исследования проводились на 60%-ом водном растворе ПДСН ("гель" фаза) при температурах 290К, 300К, 310К, 320К, 330К, 350К, 360К, 370К, 380К, 390К, 440К, 470К, 490К. С повышением температуры до 350К сохраняется ориентация доменов на стенках капилляра, но постепенно уменьшается толщина ламеллы и угол наклона углеводородных цепей к поверхности раздела фаз. Начиная с температуры 380К, исчезает серповидность рефлексов, превращаясь в однородную окружность. При температуре 440К увеличивается степень кристалличности с появлением тонких рефлексов. Дальнейшее нагревание образца приводит к уменьшению толщины ламеллы и исчезновению кристалличности. При температуре 490К толщина ламелл становится равной 23 \AA свидетельствующей о хаотичной упаковке головок молекул а углеводородные хвосты становятся полностью "жидкими" и сжимаются внутри поверхностей раздела фаз ламелла-вода.

При концентрациях ПДСН выше 70% происходит спонтанный переход "гель"- "коагель". При этом система становится однородной, о чем свидетельствует увеличение интенсивностей рефлексов. Сопоставление толщину ламелл с длиной молекулы ПДСН транс-конфигурации, даёт основание полагать, что полярные головки молекул ПДСН упакованы упорядочено на разделе поверхности ламелла-вода, а углеводородные хвосты наклонены к поверхности ламеллы под углом 53° . Об этом свидетельствует также серповидность рефлексов при механическом растяжении образца .

Далее проводилось исследования "коагель" фазы при увеличении температуры от 290К до 340К. Рентгенограммы были сняты при температурах с повышением по 10К. Установлено, что начиная с температуры 320К (точка Крафта), уменьшается степень кристалличности системы, о чём свидетельствует уменьшение интенсивности и частичное исчезновение ряда рефлексов под большими углами. Таким образом сохраняется "коагельная" фаза, которая остаётся стабильной при нагреве системы до 350К.

Для изучения молекулярных механизмов структурных изменений системы ПДСН-вода, под воздействием температуры, был использован метод МД моделирования [5]. Термодинамически равновесные модели системы были получены при помощи минимизации потенциальной энергии системы с учетом силовых полей функционирующих в системе. Машинные расчеты проводили при помощи пакета программ GROMACS [6]. Компьютерные эксперименты проводились на “Армкластере” НАН РА [7] и на суперкомпьютере BlueGene/P суперкомпьютерного центра Болгарской Академии наук [8].

На рис. 4 представлена зависимость межплоскостного расстояния “гель” фазы системы ПДСН-вода от температуры, полученной методом МД моделирования.

МД моделирование проводилось на 50 % - ом водном растворе ПДСН (17 молекул воды на 128 молекул ПДСН) имеющего ламеллярную структуру.

Как видно из рисунка, в концентрированном водном растворе ПДСН образуются плоские мицеллы (ламеллы) чередующиеся водными прослойками, что и является причиной возникновения рефлекса дифракции рентгеновских лучей под малыми углами.

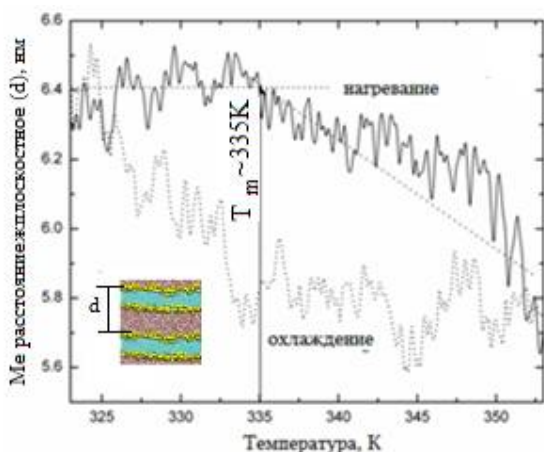


Рис.4 Зависимость межплоскостного расстояния 50%-го водного раствора ПДСН от температуры. T_m температура плавления "гель" фазы. Результаты получены МД моделированием.

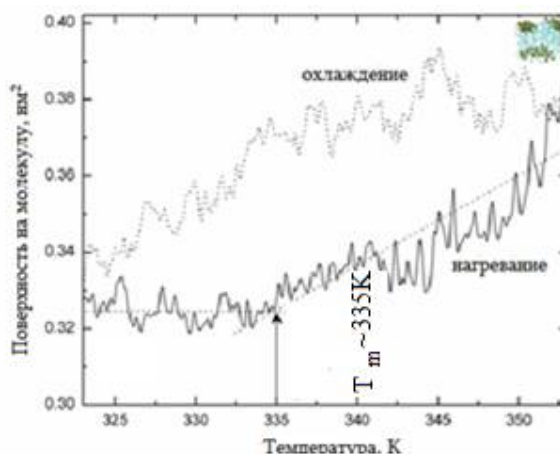


Рис.5 Зависимость средней поверхности на молекулу ПДСН на поверхности ламеллы от температуры. Результаты получены МД моделированием.

Как видно из рис.4, при увеличении температуры, в системе ПДСН-вода, в начале процесса до точки плавления "гель" фазы (T_M), межплоскостное расстояние (суммарная толщина ламеллы и межламеллярного водного прослоя) практически не меняется, однако дальнейшее увеличение температуры приводит к уменьшению межплоскостного расстояния, что скорее всего может свидетельствовать об изменении структуры самой ламеллы. Последнее может произойти только в том случае, если при нагреве, в процессе плавления в ламелле будут иметь место конформационные изменения молекул ПДСН. С другой стороны, конформационные изменения молекул ПДСН внутри ламеллы, в свою очередь должны привести к изменению межмолекулярного расстояния ПДСН в ламелле. Для исследования этого вопроса, методом МД моделирования изучено влияние температуры на среднюю площадь занимаемую одной полярной группой молекулы ПДСН на поверхности раздела фаз ламелла-вода (рис.5). Как видно из рисунка, увеличении температуры выше T_M приводит к увеличению средней площади занимаемой одной полярной группой молекулы ПДСН на поверхности ламеллы, т.е. к увеличению межмолекулярных расстояний в ламелле, или к внутреннему ожижению ламеллы, что и наблюдается в рентгенографических экспериментах.

Для выяснения конформационных изменений молекул ПДСН в ламелле, при увеличении температуры, методом молекулярного моделирования исследована зависимость средней степени ориентации углеводородных цепей ПДСН в ламелле, при разных температурах выше и ниже точки Крафта ($T_K=321\text{ K}$) - рис.6.

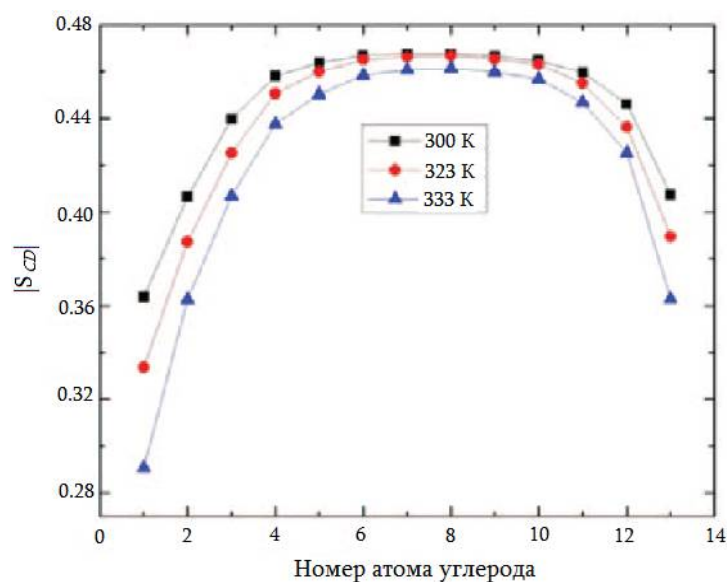


Рис.6. Средний ориентационный порядок углеводородных цепей ($|S_{CD}|$) молекул ПДСН внутри ламеллы при температурах: выше и ниже точки Крафта ($T_K=321\text{ K}$).

$|S_{CD}|$ описывается следующим образом [9]:

$$|S_{CD}| = |3/2 \langle \cos^2 \alpha_i \rangle - 1/2|$$

где α_i угол между перпендикулярной осью к поверхности ламеллы (ось Z) и линией, соединяющей i -ый и $i+1$ -ый углеродные атомы углеводородной цепи молекулы ПДСН в ламелле. Как видно из рис.7 углеводородные цепи молекул ПДСН в ламеллах, в интервале температур 300-333К находятся в частично ориентированном состоянии.

Таким образом, исследованием мезоморфизма в жидкокристаллической системе ПДСН-вода, под влиянием температуры установлено, что ламеллярное строение стабильно по отношению температуры. Оно не разрушается нагреванием в пределах возможности эксперимента до 490К. Но при этом имеются мезоморфные структурные изменения в строении молекул в ламеллах.

Литература:

1. Шагинян А.А. Роль структурной организации ионных мицелл в механизме формирования макромолекул в эмульсиях. Изд-во ГИТУТЮН, АН Арм. ССР, Ереван, 1985, 189 с.
2. Минасянц М. Х., Шагинян А.А., Чистяков И. Г., Изв. АН Арм. ССР, сер Физика, 1977, 12, 67-71.
3. Минасянц М. Х., Закарян В.А., Шагинян А.А., Чистяков И. Г., Кристаллография 1979, 24, 319-323.
4. Mertropolis N., Rosebluth M.N., Teller A.H., Teller E.J. Chem. Phys., 21(6): 1087-1092, 1953.
5. Lindhal E., Hess B. van der Spoel D., J. Mol. Mod. 7:306-317, 2001.
6. <http://www.grid.am>
7. <http://scc.acad.bg>
8. A. A. Shahinyan, P.K.Hakobyan, L.H. Arsenyan, A.H.Poghosyan, Mol. Cryst. Liq. Cryst., Vol. 561:pp. 155-169, 2012, DOI: 10.1080/15421406.2012. 687174.