# ՅԽՍՅ ԳԱ Տեղեկագիր

### 

#### WPRAPRAL HALBARE

8. 8. Ամատունի, Վ. Մ. Հաrությունյան (պատասխանատու խըմրադրի անղակալ), Հ. Հ. Վարդապետյան, Գ. Մ. Ղարիրյան (պատասխանատու խմրադիր), Ռ. Մ. Մարտիրոսյան, Ա. Ռ. Մկրաչյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Է. Գ. Շարոյան (պատասխանատու խմրադրի անղակալ), Գ. Ս. Սանուկյան, Ա. Հ. Մխիթարյան (պատասխանատու ցարտուղար)

### РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Аматуни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), Р. М. Мартиросян, А. Р. Мкртчян, М. Е. Мовсесяя, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян (заместитель ответственного редактора), А. Г. Мхитарян (ответственный сепретарь)

· · · · · · · · · · · ·

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 4, 187-191 (1990)

УДК 533.591

### О ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ, ВОЗБУЖДАЕМОГО МАГНИТОКУЛОНОВСКИМ РАДИАЦИОННЫМ СТОЛКНОВЕНИЕМ ЗАРЯДОВ

#### А. В. АКОПЯН

#### Институт раднофизики и электроннки АН АрмССР

(Поступила в редакцию 5 ноября 1989 г.)

В квазявлассическом приближении исследуется поляризация тормозного излучения (ТИ), вызванного электрон-нонным раднационным столкновением при наличих внешнего неквантующего магнитного поля. Получено общее релятивистское выражение для степени линейной поляризации. В предельных случаях нерелятивистской и ультрарелятивистской скоростей анализируется характер зависимости поляризации от угла и частоты излучения, а также от напряженности магнитного поля и энергии.

1. Магнитокулоновским радиационным столкновением (МКРС) назовем столкновение зарядов при наличии внешнего магнитного поля, сопровождаемое возбуждением ТИ электромагнитной волны. Изучение данного процесса важно в первую очередь для интерпретации космического радиоизлучения из областей, где присутствуют сильные матнитные поля и заряды больших энергий. В частности, интерес представляет излучение пульсаров, Солица и других космических намагниченных объектов [1, 2]. Излучение этих объектов в определенной области спектра проявляет высокую степень поляризации, которая дает ценную информацию об источнике.

В [3] в квазиклассическом приближении разработана релятивистская теория МКРС — процесса для неквантующего (классического) магнитного поля. В предлагаемой работе изучается вопрос влияния магнитното поля на линейную поляризацию ТИ при МКРС-процессе. Отметим, что в [4, 5], применительно к излучению Солнца, изучался вопрос линейной поляризации ТИ без учета магнитного поля.

2. Пусть электрон, движущийся с первоначальной релятивистской скоростью v вдоль магнитного поля с напряженностью B, сталкивается с хаотически расположенными тяжелыми ионами. Будем считать, что при элементарном акте взаимодействия, отвечающем малому возмущению движения, электрон передает импульс hq и испускает квант с волновым вектором k и частотой w. В этом процессе магнитное поле, управляя дрейфообразным возмущением движения электрона, тем самым влияет на спектральное распределение и поляризацию излучения.

Представим степень линейной поляризации ТИ в виде

$$\alpha = \frac{\int [|\mathbf{E}_{\omega,\perp}(\mathbf{q})|^2 - |\mathbf{E}_{\omega,\parallel}(\mathbf{q})|^2] d\mathbf{q}}{\int [|\mathbf{E}_{\omega,\perp}(\mathbf{q})|^2 + \mathbf{E}_{\omega,\parallel}(\mathbf{q})|^2] d\mathbf{q}}, \qquad (1)$$

где  $E_{w,1}$ ,  $E_{w,1}$  есть фурье- компоненты электрического поля излучения, соответственно нормальная и параллельная к плоскости излучения (плоскости (k, v)). Подставляя эти компоненты из [3] в (1) и интегрируя по импульсу отдачи, получим:

$$a = \frac{1-x^2}{\gamma^2} \left\{ \left(1-\beta x\right)^2 \left[ \left(1-\beta x\right)^2 + \xi^2 \right] \ln \frac{q_{max}}{q_{min}} - \frac{1}{\gamma^2} \left[ \left(1-\beta x\right)^2 - \frac{1}{2} \left[ \left(1-\beta x\right)^2 \right] + \xi^2 \right] \left[ \left(1-\beta x\right)^2 + \xi^2 \right] \left[ \left(1-\beta x\right)^2 + \xi^2 \right] + \left(1-\beta x\right)^2 + \xi^2 \right] \left[ \left(1-\beta x\right)^2 + \xi^2 \right] + \left(1-\beta x\right)^2 + \xi^2 \right]^2 \right]^{-1}$$

$$+ \left(\beta - x\right)^2 \left[ \ln \frac{q_{max}}{q_{min}} + \frac{1-x^2}{\gamma^4} \left[ \left(1-\beta x\right)^2 - \xi^2 \right]^2 \right]^{-1} ,$$

$$r Ae \ x = \cos \vartheta, \ \beta = \frac{\vartheta}{c} , \ \xi = \frac{\varrho}{\omega} , \ Q = \frac{e B}{m c \gamma} , \ \gamma = (1-\beta^2)^{-1/2} ,$$

$$q = \frac{\vartheta}{c} (1-\beta x) ,$$

Здесь в есть угол излучения между векторами U L k; m, e — масса и заряд влектрона. Следуя [6, 7], в (2) в качестве максимального импульса отдачи выберем hq max = m v. Как видно, поляризация зависит от значений многих параметров, а именно угла и частоты излучения, напряженности магнитного поля, внергии и импульса отдачи. Эта особенность линейной поляризации ТИ позволяет отличить его от других, например, циклотронного (синхротронного), излучений.

Перейдем к анализу поляризации в предельных случаях скоростей. а. Нерелятивистская скорость. Из (2) получим:

$$x = (1 - x^2) \frac{\xi_1^2 (1 + \xi_1^2) \ln \eta \xi - (1 - \xi_1^2)^2}{\xi_1^2 (1 + \xi_1^2) (1 + x^2) \ln \eta \xi + (1 - x^2) (1 - \xi_1^2)^2},$$
 (3)

rge  $\xi_1 = \xi^{-1}, \ \eta = m v^2/h Q$ .

Здесь из-за квазиклассичности  $\eta \xi \gg 1$ . Из (3) следует, что при  $\eta \ll 1$ (малые скорости) для области частот  $\omega \ll \Omega \ \alpha \sim -1$ , т. е. излучение почти целиком поляризовано в плоскости (k, v). При больших скоростях ( $\eta \gg 1$ ) в области частот  $\omega \ll \Omega$  волна снова поляризована в плоскости (k, v), а при частотах  $\omega \gtrsim \Omega$  поляризация становится положительной, причем

$$\alpha \simeq \frac{\sin^2 \vartheta}{1 + \cos^2 \vartheta} \,. \tag{4}$$

На рис. 1 приводится графическое изображение зависимости степени поляризации от отношения  $\omega/\Omega$  при  $\vartheta = 90^\circ$  и различных значениях энергии. Принято, что  $\eta\xi \gtrsim 10$ . Цифры у кривых обозначают значения параметра  $\eta$ . Пунктирные линии в нижнем левом углу соответствуют малым  $\eta$ . Видно, что волна, согласно сказанному, в области низких частот поляризована в плоскости (**k**, **v**), тогда как более жесткое излучение поляризовано в плокости, перпендикулярной к плоскости (**k**, **v**). Анализ показывает, что с уменьшением угла излучения уменьшается | α |, а при дальнейшем возрастании скорости, волна преимущественно обладает положительной поляризацией в большой части спектра.

6. Ультрарелятивистская скорость  $v \sim c$ ,  $\gamma \gg 1$ . В этом случае излучение сосредоточено главным образом внутри ориентированного вдоль В конуса направленности с узким углом раствора  $\vartheta \sim \gamma^{-1}$ . Вне конуса излучение подавлено магнито-релятивистским эффектом. С учетом этого из (2) имеем



See. St. 1

Рис. 1.

 $\alpha = 2 x^{2} \frac{\gamma^{2} \zeta^{2} (1 + x^{2})^{2} [\zeta^{2} (1 + x^{2})^{2} + 1] \ln \frac{\eta_{1}}{\zeta} - 1}{\gamma^{2} \zeta^{2} (1 + x^{2})^{2} (1 + x^{4}) [\zeta^{2} (1 + x^{2})^{2} + 1] \ln \frac{\eta_{1}}{\zeta} + 2 x^{2}}, \quad (5)$ 

$$x = \gamma \vartheta, \ \eta_1 = \frac{m c^2}{h \Omega}, \ \zeta = \frac{\omega}{2 \gamma^2 \Omega}.$$

Здесь  $\eta_1 \gg 1$ , так как  $B \ll B_0$ , где  $B_0$ —критическое значение магнитного поля [7]. Из (5) для области частот  $\omega \gg 2 \gamma \Omega$ 

a

$$=\frac{2\gamma^2\vartheta^2}{1+\gamma^4\vartheta^4},\qquad (6)$$

Отсюда заключаем, что если поляризация вдоль движения отсутствует, что следует также из нерелятивистской формулы (4), то на границе конуса направленности,  $\vartheta \simeq \gamma^{-1}$ , волна почти на 100% поляризована положительно [8]. В области частот  $\omega \leqslant 2\gamma\Omega$ , в отличие от случая (6), поляризация становится отрицательной.

На рис. 2 приводится качественное графическое изображение зависимости  $\alpha$  от  $\zeta$  для распространяющегося вдоль границы конуса направленности излучения при различных значениях  $\gamma$ -фактора, указанных у кривых. Принято  $\eta_1 \simeq 10^5$ . Видно, что с ростом энергии точка пересечения, где поляризация меняет свой знак, перемещается в сторону малых частот. Пунктирная линия соответствует случаю  $\gamma \sim \infty$ , при котором излучение целиком поляризовано положительно.

3. Как доказано, в зависимости от значений описывающих МКРС-

процесс параметров, поляризация ТИ проявляет разный характер и этим выгодно отличается от поляризаций других излучений. Применяя полученные результаты к важному случаю излучения пульсаров, можно предполагать, что МКРС-процесс происходит вдали от пульсара, где магнитное поле значительно ослаблено, а плазма сильно разрежена. Пусть элек-



Рис. 2.

трон или позитрон с энергией ~ 10<sup>8</sup> эВ двигаясь вдоль магнитных силовых линий на большом расстоянии, где  $B \sim 10^4$  Гс, сталкивается с тяжелыми ионами. Тогда оказывается, что резко направленное вперед излучение в области частот  $\omega \ll 2 \cdot 10^{19}$  Гц будет поляризовано отрицательно, а при  $\omega \ge 2 \cdot 10^{10}$  Гц — положительно.

Таким образом, измеряя знак и величину степени линейной поляризации ТИ в различных диапазонах частот, можно получить информацию о параметрах источника.

### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика. Изд. Наука, М., 1987.
- 2. Манчестер В., Тейлор Дж. Пульсары. Изд. Мир. М., 1980.
- 3. Аколян А. В. Изв. вузов, сер. Раднофизика, 33, вып. 8 (1990).
- 4. Корчак А. А. ДАН СССР, 173, 291 (1967).
- 5. Боговалов С. В., Кельнер С. Р., Котов Ю. Д. Астрономический журнал, 64, 1280 (1987).
- 6. Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика. Изд. Наука, М., 1969.
- 7. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика. Изд. Наука, М., 1980.
- 8. Байер В. Н., Катков В. М., Фадин В. С. Излучение релятивистских электронов. Атомиздат, М., 1973.

### ԼԻՑՔԵՐԻ ՄԱԳՆԻՍԱԿՈՒԼՈՆՑԱՆ ՌԱԴԻԱՑԻՈՆ ԲԱԽՄԱՆ ԴԵ**ՊՔՈՒՄ ԳՐԳՌՎԱԾ** ՃԱՌԱԳԱՑ**Բ**ՄԱՆ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

#### . U. L. 20408500

Կվազիկլասիկ մոտավորությամբ Հետազոտվում է արտաթին ոչ-թվանտացնող մադնիսական դաշտի առկայության դեպքում էլեկտրոն-իոնային ռադիացիոն բախումից արձակված արգե-190 լակային ճառագայթնան բևեռացման հարցը։ Ստացվել է ընդհանուր ռելյատիվատիկ արտահայտություն գծային բևեռացման աստինանի համար։ Ոչ-ռելյատիվիստիկ և ուլտարառելյատիվիստիկ սահմանային դեպձերում հետաղոտվում է բևեռացման բնույթը՝ կախված ճառագայթման տնկյունից և հաճախությունից, ինչպես նաև էներգիայից և մագնիսական դաշտի լարվածությունից։

### ON THE POLARIZATION OF RADIATION EXCITED BY MAGNETO-COULOMB RADIATIVE COLLISION OF CHARGES

#### A. V. HAKOPYAN

The polarization of bremsstrahlung excited by radiative electron-ion collisions in the presence of external non-quantizing magnetic field has been investigated in quasi-classical approximation. A general relativistic expression for the degree of linear polarization is obtained. The nature of the dependence of polarization on the emission angle and radiation frequency, as well as on the magnetic field intensity and energy has been analyzed in limiting cases of nonrelativistic and ultrarelativistic velocities.

Изв. АН Армянской ССР, Физика ,т. 25, вып. 4, 191-196 (1990).

#### УДК 621.372

УСИЛЕНИЕ ИЭМЕНЕНИЙ АЗИМУТА ПОЛЯРИЗАЦИИ И СТАБИЛИЗАЦИЯ АЗИМУТА ПОЛЯРИЗАЦИЙ НЕПОГЛОЩАЮЩЕЙ ПЛАСТИНКОЙ ИЗ НЕМАГНИТНОГО КРИСТАЛЛА С СОХРАНЕНИЕМ ПЛОСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

#### М. А. ГАНАПЕТЯН, О. С. ЕРИЦЯН

# Ереванский государственный университет (Поступила в редакцию 16 мая 1989 г.)

Рассмотрено нормальное прохождение плоскополяризованного света через плоскопараллельную пластинку из анизотропного негиротропного непоглощающего одноосного кристалла с разными знаками у компонент тензора диэлектрической проницаемости при произвольной ориентации оптической оси. Показано, что такая пластинка дает возможность усиливать (увеличивать ) изменения азимута поляризации падающей волны, не внося характерной для анизотропных пластинок эллиптичности поляризации в прошедшей волне.

1. Введение. Преобразование поляризации световой волны при ее прехождении через анизотропные и гироанизотропные кристаллы [1—3] дает большую информацию об их оптических параметрах; так, зависимость изменения азимута поляризации прошедшей волны от азимута поляризации падающей волны дает возможность изучать анизотропию, гиротропию и дихроизм кристалла [2], кривая зависимости разности азимутов поляризации падающей и прошедшей волн от азимута поляризации падающей волны имеет в полярных координатах симметрию, совпадающую с симметрией обլակային ճառագայթնան բևեռացման հարցը։ Ստացվել է ընդհանուր ռելյատիվատիկ արտահայտություն գծային բևեռացման աստինանի համար։ Ոչ-ռելյատիվիստիկ և ուլտարառելյատիվիստիկ սահմանային դեպձերում հետաղոտվում է բևեռացման բնույթը՝ կախված ճառագայթման տնկյունից և հաճախությունից, ինչպես նաև էներգիայից և մագնիսական դաշտի լարվածությունից։

### ON THE POLARIZATION OF RADIATION EXCITED BY MAGNETO-COULOMB RADIATIVE COLLISION OF CHARGES

#### A. V. HAKOPYAN

The polarization of bremsstrahlung excited by radiative electron-ion collisions in the presence of external non-quantizing magnetic field has been investigated in quasi-classical approximation. A general relativistic expression for the degree of linear polarization is obtained. The nature of the dependence of polarization on the emission angle and radiation frequency, as well as on the magnetic field intensity and energy has been analyzed in limiting cases of nonrelativistic and ultrarelativistic velocities.

Изв. АН Армянской ССР, Физика ,т. 25, вып. 4, 191-196 (1990).

#### УДК 621.372

УСИЛЕНИЕ ИЭМЕНЕНИЙ АЗИМУТА ПОЛЯРИЗАЦИИ И СТАБИЛИЗАЦИЯ АЗИМУТА ПОЛЯРИЗАЦИЙ НЕПОГЛОЩАЮЩЕЙ ПЛАСТИНКОЙ ИЗ НЕМАГНИТНОГО КРИСТАЛЛА С СОХРАНЕНИЕМ ПЛОСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

#### М. А. ГАНАПЕТЯН, О. С. ЕРИЦЯН

# Ереванский государственный университет (Поступила в редакцию 16 мая 1989 г.)

Рассмотрено нормальное прохождение плоскополяризованного света через плоскопараллельную пластинку из анизотропного негиротропного непоглощающего одноосного кристалла с разными знаками у компонент тензора диэлектрической проницаемости при произвольной ориентации оптической оси. Показано, что такая пластинка дает возможность усиливать (увеличивать ) изменения азимута поляризации падающей волны, не внося характерной для анизотропных пластинок эллиптичности поляризации в прошедшей волне.

1. Введение. Преобразование поляризации световой волны при ее прехождении через анизотропные и гироанизотропные кристаллы [1—3] дает большую информацию об их оптических параметрах; так, зависимость изменения азимута поляризации прошедшей волны от азимута поляризации падающей волны дает возможность изучать анизотропию, гиротропию и дихроизм кристалла [2], кривая зависимости разности азимутов поляризации падающей и прошедшей волн от азимута поляризации падающей волны имеет в полярных координатах симметрию, совпадающую с симметрией обратного тензора диэлектрической проницаемости в плоскости фронта волны [3].

Нелинейная зависимость между азимутами поляризации падающей и прошедшей волн (Ф и Ф, соответственно) приводит к усилению (увеличению) изменений азимута поляризации падающей волны (УИАП) и стабилизации этого азимута [4], что дает возможность повысить чувствительность поляриметрических измерений, в частности, измерять малые повороты плоскости поляризации с их предварительным усилением (увеличением) с помощью анизотропной или гироанизотропной пластинки. Однако, при таком усилении (увеличении) изменений азимута поляризации и стабилизации появляется эллиптичность в поляризации прошедшей волны при плоской поляризации падающей волны. УИАП и стабилизация, основанные на прохождении света через линейно-дихроичную пластинку [5] и на отражении от изотропной среды при наклонном падении [6], свободны от недостатка возникновения эллиптичности, но сопровождаются уменьшением того изменения интенсивности, с помощью которого измеряется изменение азимута поляризации.

В настоящей работе изучена возможность осуществления такой ситуации, в которой в волне, прошедшей через анизотропную или гироанизотропную пластинку, не возникает эллиптичности, но УИАП остается, и найдены условия, налагаемые на параметры пластинки и длину волны, обеспечивающие УИАП без эллиптичности поляризации в прошедшей волне.

2. Прохождение света через пластинку. Пусть одноосная пластинка, у которой компоненты тензора диэлектрической проницаемости вдоль оптической оси и в перпендикулярном направлении имеют разные знаки [7], занимает область пространства  $0 \ll z \ll d$ . На границу z = 0 из области  $z \ll 0$  (вакуум) падает в нормальном направлении плоская волна:

$$\mathbf{E}(z,t) = \mathbf{E} \exp i \left( \frac{\omega}{c} z - \omega t \right). \tag{1}$$

(2)

Направим ось х вдоль прямой, по которой плоскость, проходящая через оптическую ось нормально к границам пластинки (в данной ситуации эта плоскость — тлавное сечение кристалла) пересекается с границей z = 0. Тогда в необыкновенной волне электрическое поле будет иметь х-и z-компоненты, а в обыкновенной волне — y-компоненту. На рисунке приведено сечение поверхности волновых векторов указанной выше плоскостью. Оптическая ось совпадает с осью z'. Для определенности принято, что  $\varepsilon_{z'z'} < 0$ ,  $\varepsilon_{x'x'} > 0$ . Случай, когда  $\varepsilon_{z'z'} > 0$ ,  $\varepsilon_{x'x'} < 0$ , не отличается принципиально от рассматриваемого.

Из граничных условий непрерывности тангенциальных компонент полей получаем. следующие выражения для х- и у-компонент амплитуды влектрического поля прошедшей волны:

$$E_{4x} = \frac{4 n_x}{\sqrt{16 n_x^2 \cos^2 \frac{2\pi}{\lambda} n_x d + 4 (1 + n_x^2)^2 \sin^2 \frac{2\pi}{\lambda} n_x d}} E_x e^{i\varphi_x},$$

$$\varphi_x = \operatorname{arctg}((1 + n_x^2) (2n_x)^{-1} \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda} n_x d),$$

$$E_{4y} = \frac{4 n_y}{\sqrt{16 n_y^2 \cos^2 \frac{2\pi}{\lambda} n_y d + 4 (1 + n_y^2)^2 \sin^2 \frac{2\pi}{\lambda} n_y d}} E_y e^{f_y y}$$
$$\varphi_y = \arctan\left((1 + n_y^2) (2 n_y)^{-1} \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda} n_y d\right),$$

где Л — длина волны света в вакууме,



k — волновой вектор необыкновенной волны при нормальном падении внешней волны на пластинку. Гипербола, показанная пунктиром — сечение плоскостью XZ поверхности волновых векторов для необыкновенной волны. Оси X' и Z' совпадают с главными направлениями тензора диэлектрической проницаемости кристалла. Ось z' параллельна оптической оси кристалла.

Остальные пояснения даны в тексте.

$$n_y = V_{\varepsilon_{y'y'}} = V_{\varepsilon_{x'x'}},$$

(2a)

$$n_x = \frac{1}{\sqrt{(\cos^2\vartheta'/\varepsilon_{x'x'}) - (\sin^2\vartheta/|\varepsilon_{z'z'}|)}},$$

 $\vartheta$  — угол между направлением распространения необыжновенной волны и оптической осью кристалла; при нормальном падении света на пластинку этот угол совпадает с углом между осями z и z' (см. рис.).

3. УИАП и стабилизация азимута поляризации. Если поверхность волновых векторов замкнутая, то  $n_y$  и  $n_x$  имеют близкие друг к другу значения (в случае замкнутой поверхности волновых векторов следует заменить в (2a) знак — на +), так как  $|n_o - n_e|$  обычно мало. Поэтому, как следует из (2) и (2a), отношения  $|E_{4x}| / |E_{4y}|$  и  $|E_x| / |E_y|$  близки друг к другу. Тогда в отсутствие разности фаз между  $E_{4x}$  и  $E_{4y}$  (или когда разность фаз равна  $m\pi$ , где m — целое число) производная  $d\Phi_4/d\Phi$ , характеризующая УИАП, по абсолютному значению близка к единице (см. ниже, формулу (6)). Это означает, что наблюдаемые относительно большие значения коэффициента увеличения (усиления) изменений азимута поляризации при близких друг к другу значениях показателей преломления для обыкновенной и необыкновенной волн [8] — результат присутствия, разности фаз между этими волнами, значительной также при малом отличии  $n_x$  и  $n_y$  друг от друга (в рассматриваемом нами случае  $n_y = n_0$ ). Но, как раз, эта разность фаз и нежелательна, так как приводит к эллиптической поляризации прошедшей волны.

При сильном же отличии  $n_y$  и  $n_x$  друг от друга, что имеет место в случае открытой поверхности волновых векторов, отношение  $|E_{4x}| / |E_{4y}|$  может сильно отличаться от  $|E_x| / |E_y|$ . Тогда УИАП (и стабилизация) может иметь место и в отсутствие разности фаз. Рассмотрим такую возможность.

Эллиптичность отсутствует, если  $\varphi_x - \varphi_y = m \pi$ , где m - целоечисло. Ниже найдено подмножество решений уравнения  $\varphi_x - \varphi_y = m \pi$ .

Пусть

$$\varphi_x = \frac{\pi}{2} + m' \pi, \qquad \varphi_y = \frac{\pi}{2} + m'' \pi,$$
 (3)

где *m'* и *m''* — целые числа. Так как  $\varphi_x - \varphi_y := (m' - m'') \pi$ , а m' - m''целое число, то прошедшая волна будет иметь плоскую поляризацию. При выполнении (3) будем иметь:

$$\frac{E_{4y}}{E_{4x}} = \pm \frac{n_y}{n_x} \cdot \frac{1 + n_x^2}{1 + n_y^2} \frac{E_y}{E_x}$$
(4)

(двум знакам соответствуют четные и нечетные значения разности [m'\_m"]).

Отсчитывая азимуты поляризации от направления оси х, будем иметь:

$$tg \Phi_4 = \pm \eta tg \Phi, \ \eta = \frac{n_y}{n_x} \frac{1 + n_x^2}{1 + n_y^2}, \tag{5}$$

откуда

$$f = \frac{d\Phi_4}{d\Phi} = \pm \eta \frac{1 + \mathrm{tg}^2 \Phi}{1 + \eta^2 \mathrm{tg}^2 \Phi}.$$
 (6)

Величина |f|, в зависимости от  $\Phi$ , меняется от  $\eta$  до  $1/\eta$ . Следовательно, УИАП и стабилизация будут иметь место, если  $\eta \neq 1$ . При  $\eta > 1$  наибольше УИАП получается при  $\Phi = 0$  (тогда  $|f_{max} = \eta$ ), а наилучшая стабилизация — при  $\Phi = \frac{\pi}{2}$  (тогда  $|f_{min} = 1|\eta$ ). При  $\eta < 1$  наибольше УИАП получается при  $\Phi = \frac{\pi}{2}$  (тогда  $|f_{max} = 1/\eta$ ), а наибольшее УИАП получается при  $\Phi = \frac{\pi}{2}$  (тогда  $|f_{max} = 1/\eta$ ), а наибольшее УИАП получается при  $\Phi = \frac{\pi}{2}$  (тогда  $|f_{max} = 1/\eta$ ), а наибольшее УИАП получается при  $\Phi = \frac{\pi}{2}$  (тогда  $|f_{max} = 1/\eta$ ), а наибольшее УИАП получается при  $\Phi = \frac{\pi}{2}$  (тогда  $|f_{max} = 1/\eta$ ), а наибольшее УИАП получается при  $\Phi = \frac{\pi}{2}$  (тогда  $|f_{max} = 1/\eta$ ), а наибольшее УИАП получается при  $\Phi = \frac{\pi}{2}$  (тогда  $|f_{max} = 1/\eta$ ), а наибольшее УИАП получается при  $\Phi = \frac{\pi}{2}$  (тогда  $|f_{max} = 1/\eta$ ), а наибольшее УИАП получается при  $\Phi = \frac{\pi}{2}$  (тогда  $|f_{max} = 1/\eta$ ), а наибольшее УИАП получается при  $\Phi = \frac{\pi}{2}$  (тогда  $|f_{max} = 1/\eta$ ), а наибольшее управляются при  $\Phi = \frac{\pi}{2}$  (тогда  $|f_{max} = 1/\eta$ ), а наибольшее управляются при  $\Phi = \frac{\pi}{2}$  (тогда  $|f_{max} = 1/\eta$ ), а наибольшее управляются при  $\Phi = \frac{\pi}{2}$  (тогда  $|f_{max} = 1/\eta$ ), а наибольшее управляются при  $\Phi = \frac{\pi}{2}$  (тогда  $|f_{max} = 1/\eta$ ), а наибольшее управляются при  $\Phi = \frac{\pi}{2}$  (тогда  $|f_{max} = 1/\eta$ ), а наибольшее управляются при  $\Phi = \frac{\pi}{2}$ 

лучшая стабилизация — при  $\Phi = 0$  (тогда  $|f|_{min} = \eta$ ).

Можно убедиться, что соотношение  $\varphi_x - \varphi_y = m \pi$  имеет место (m – целое число), если имеют место соотношения (см. (2), (3))

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_x d = \frac{\pi}{2} + m' \pi, \qquad \frac{2\pi}{\lambda} n_y d = \frac{\pi}{2} + m'' \pi. \tag{7}$$

Пусть т' и т" — заданные числа. Тогда из (7) получаем

$$d = \frac{2m''+1}{4n_y} \lambda, \qquad n_x = \frac{2m'+1}{2m''+1} n_y. \tag{8}$$

Если  $n_y \ll n_x$ , то, согласно (5), (6), величина  $\eta$  будет сильно отличаться от 1, что необходимо для УИАП и стабилизации. Согласно (8), соотношение  $n_y \ll n_x$  будет иметь место, если

$$m' \gg m''$$
. (9)

· Угол Ф, при котором n<sub>x</sub> удовлетворяет второму из соотношений (8), определяется из уравнения (см. (2a))

$$\frac{1}{\sqrt{(\cos^2\vartheta/\epsilon_{x'x'}) - (\sin^2\vartheta/|\epsilon_{x'x'}|)}} = \frac{2m'+1}{2m''+1} n_y.$$
(10)

Для п получаем (из второго из соотношений (5) и второго из соотношений (8))

$$\eta = \frac{1}{a} \frac{1 + a^2 n_y^2}{1 + n_y^2}, \qquad a = \frac{2m' + 1}{2m'' + 1}. \tag{11}$$

Исходя из (7), находим условия, налагаемые на параметры пластинки и обеспечивающие УИАП в отсутствие эллиптичности поляризации в прошедшей волне.

Таким образом, для получения УИАП и стабилизации с сохранением плоской поляризации в прошедшей волне, задаются целые числа m' и  $m'', m' \gg m''$ . По значениям  $\lambda$ ,  $n_y$  и m'' определяется необходимая толщина пластинки d по первому из соотношений (8). Из (10) определяется угол между оптической осью и нормалью к границе кристаллической пластинки, при котором удоветворяется также второе из соотношений (8). Величина  $\eta$  определяется из (11).

Пусть, например, m'' = 3000. Тогда  $d = 1000,16\lambda$ . Считая  $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$  см, получаем  $d \cong 0.5$  мм. При m' = 18000,  $n_y = 1.5$  (что соответствует значениям  $\varepsilon_{y'y'}$  и  $\varepsilon_{x'x'}$ , равным 2,25) из (8) будем иметь  $n_x = 9$ . Для  $\eta$  получаем  $\eta = 4$ . Угол  $\vartheta$  определяется из (10):

$$\frac{\cos^2\vartheta}{\varepsilon_{x'x'}} - \frac{\sin^2\vartheta}{|\varepsilon_{x'x'}|} = \frac{1}{81}.$$
 (12)

Из этого соотношения определяется в при заданных ех'х' и ег'г':

$$\cos^{2}\vartheta = \frac{\frac{1}{|\varepsilon_{x'x'}|} + \frac{1}{81}}{\frac{1}{|\varepsilon_{x'x'}|} + \frac{1}{\varepsilon_{x'x'}}}$$
(13)

При выбранном выше значении  $\varepsilon_{x'x'} = 2,25$  автоматически удовлетворяется неравенство  $\cos^2 \vartheta < 1 ((1/\varepsilon_{x'x'}) > 1/81; см. (13)).$ 

В конце отметим, что с приближением угла  $\vartheta$  к значению  $\vartheta_0 =$ = arctg  $\sqrt{\frac{|\varepsilon_{x'x'}|}{|\varepsilon_{x'x'}|}}$  величина  $n_x$  неограниченно растет, что приводит к неограниченному возрастанию максимального значения коэффициента УИАП. Однако при значениях  $\vartheta$ , близких к  $\vartheta_0$  мнимые части показателей преломления  $(n_x^*, n_y)$  становятся значительными, и поглощение, которое нами не учтено выше, становится существенным. (Так, при  $\varepsilon_{x'x'}^{-1} = 0.5 - i \cdot 10^{-4}$ ,  $\varepsilon_{z'x'}^{-1} = -0.5 - i \cdot 10^{-4}$  мнимая часть величины  $n_x$  может принимать значение порядка 10). Учету поглощения будет посвящено следующее сообщение авторов.

В заключение укажем на работу [9], в которой найдены условия круговой и плоской поляризации волны, прошедшей через оптически активную пластинку.

### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Бокуть Б. В., Гиргель С. С. Оптика и спектр, 49, 920 (1980).
- 2. Гречушников Б. Н. и др. Кристаллография, 25, 603 (1980).
- 3. Меркулов В. С. Кристаллопрафия, 30, 325 (1985).
- 4. Ерицян О. С. Изв. АН АрмССР, Физика, 19, 70 (1984); 21, 12 (1986).
- 5. Запасский В. С. ЖПС, 37, 181 (1982).
- 6. Свиташев К. К., Хасанов Т. Оптика и спектр. 54, 538 (1983).
- 7. Ерицян О. С. Кристаллография, 33, 461 (1978).
- 8. Геворгян А. А. и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 22, 100 (1987).
- 9. Шамбуров В. А. и др. Кристаллография, 13, 273 (1968).

### ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ՀԱՐԹՈՒԹՅԱՆ ԱԶԻՄՈՒՏԻ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՈՒԺԵՂԱՑՈՒՄԸ ԵՎ ԱՑԴ ԱԶԻՄՈՒՏԻ ԿԱՑՈՒՆԱՑՈՒՄԸ ՈՉ–ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՉԿԼԱՆՈՂ ՀԱՐԹ ԶՈՒԳԱՀԵՌ ՇԵՐՏԻ ՄԻՋՈՑՈՎ՝ ՀԱՐԹ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ՊԱՀՊԱՆՄԱՄԲ

#### U. U. 9ULUADSBUL, 2. U. DPP88UL

Քննարկված է Հարթ բևնռացած լույսի անցումը Հարթ-ղուդահեռ շերտով։ Վերլուծված են այնպիսի իրադրություն իրականացնելու հնարավորությունները, երբ շերտն ուժեղացնում է բեվեռացման աղիմուտի փոփոխությունները, առանց անցած լույսի բևեռացման էլիպսականություն առաջացնելու։ Վերնագրում նշած շերտի համար ստացված են այն պայմանները, երբ տեղի ունի ուժեղացում՝ միաժամանակ հարթ բևեռացման պահպանմամբ։

### AMPLIFICATION OF POLARIZATION AZIMUTH VARIATIONS AND ITS STABILIZATION BY A NONMAGNETIC AND NONABSORBING CRYSTAL CONSERVING THE PLANE POLARIZATION OF LIGHT

#### M. A. GANAPETYAN, H. S. ERITSYAN

The propagation of linearly polarized light through a plate of anisoptropic, nongyrotropic uniaxial nonabsorbing crystal has been considered. It is shown that the utilization of such a plate allows one to amplify (increase) the polarization azimuth variations without the development of polarization ellipticity of transmitting wave, that is characteristic for anisoptropic plates. The conditions of amplification conserving the plane polarization of the incident wave are obtained. Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 4, 197-201 (1990)

УДК 533.9.01

### ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЫ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА СМЕСИ ГЕЛИЯ С ПАРАМИ КАЛИЯ

### Г. Р. БАДАЛЬЯНЦ, В. О. ПАПАНЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 20 октября 1989 г.)

. В положительном столбе тлеющего разряда чистого гелия и смеси измерены населенности синглетного и триплетного метастабильных уровней атомов гелия в зависимости от концентрации калия, давления смеси и разрядного тока. Показано, что существуют оптимальные значения параметров, при которых происходит эффективное заселение высоколежащих метастабильных уровней.

Интерес к разрядной плазме смесей инертных газов с парами щелочных металлов обусловлен возможностями ее использования для многих прикладных задач, в частности, в плазменной технологии и МГД-генераторах. Необходимость подробного исследования гелий-калиевой плазмы была вызвана предложенными и исследующимися, в последнее время, нелинейнооптическими методами преобразования лазерного излучения в дальний ультрафиолетовый диапазон спектра. При этом энергия накапливается на квазиметастабильных квартетных уровнях калия, например,  $3p^{5}3d4s^{4}P_{5/2}$  которые являются начальными состояниями для комбинационного рассеяния [1, 2]. Эффективное возбуждение этих уровней осуществляется посредством столкновительной передачи энергии от  $2^{4}S$  и  $2^{3}S$  возбужденных метастабильных состояний атомов телия. Сечения таких реакций оцениваются порядка  $10^{-14}-10^{-16}$  см<sup>2</sup> [3]. Наряду с этим процессом, основным механизмом дезактивации метастабильных атомов гелия я

He 
$$(2^{1}S, 2^{3}S) + K(4s^{2}S) \rightarrow He(1^{1}S) + K^{+}(3p^{6}S) + e.$$
 (1)

Сечение этой реакции составляет порядка  $5,5 \cdot 10^{-15}$  см<sup>2</sup> [4]. К другим процессам дезактивации можно отнести диффузию атомов к стенкам трубки, дезактивацию в электронных и атомных столкновениях и т. д. Для эффективного использования гелий-калиевой разрядной плазмы в каечстве нелинейной среды, при преобразовании лазерного излучения в дальний ультрафиолетовый диапазон спектра, необходима максимальная концентрация квазиметастабильных квартетных состояний атомов калия  $N_{**}$ . Ее можно оценить по элементарному балансному уравнению

$$N_{**} = \tau \langle \sigma \upsilon \rangle N_{\rm M} \, \pi_{\rm L}, \tag{2}$$

где  $\tau = 3,3 \cdot 10^{-7}$  с — время жизни квазиметастабильного уровня,  $\sigma \approx 20^{-16}$  см<sup>2</sup> — сечение его возбуждения в реакции

## He $(2^{3}S)$ + K $(4 s^{2}S) \rightarrow K^{**} (4 s^{4} P_{5/2})$ + He $(1^{4}S)$ .

N<sub>m</sub> и л<sub>k</sub> — концентрации метастабилей гелия и паров калия в основном состоянии, соответственно; 0 — приведенная тепловая скорость атомов. Увеличение концентрации паров калия в смеси приводит, согласно (2), к росту населенности N .... Однако, с другой стороны при этом, вследствие процесса (1), растет нонизация, что вызывает падение напряженности электрического поля в плазме и уменьшает среднюю энергию электронов. Последнее приводит к падению концентрации метастабилей гелия. Таким образом, должны существовать оптимальные значения концентраций паров калия в разряде для различных величин напряженностей электрического поля. Эти значения можно получить используя результаты работы [5], в которой были теоретически исследованы процессы возбуждения и дезактивации атомов в стационарной разрядной плазме смеси гелия с калием. На рис. 1 приведена зависимость населенности N ... от содержания калия в смеси для различных напояженностей электрического поля E/No. Оптимальные значения величин относительных концентраций атомов калия в основном состоянии соответствуют максимумам кривых и могут быть оценены из соотношения



Рис. 1. Зависимость населенности квазиметастабильного высоколежащего уровня атома калия от относительной концентрации калия в смеси с гелием при различных значениях приведенной напряженности поля:  $1-E/N_0 = 10^{-15}$  В·см<sup>2</sup>;  $2-1,5\cdot10^{-15}$ В·см<sup>2</sup>;  $3-2\cdot10^{-15}$  В·см<sup>2</sup>;  $4-2,5\cdot10^{-15}$ В·см<sup>2</sup>.

(3)

$$\left(\frac{n_k}{N_0}\right)_{\text{ont.}} \sim 7 \cdot 10^{12} \left(\frac{E}{N_0}\right), \left[\frac{E}{N_0}\right] = B \cdot \text{cm}^2, \tag{4}$$

где No — полная концентрация атомов в смеси.

В данной работе измерялись концентрации синглетных и триплетных метастабильных атомов гелия в положительном столбе стационарного тлеющего разряда в зависимости от относительных концентраций паров калия, давления смеси и разрядного тока.  $n_k / N_0$  изменялось в пределах от 2,6 · 10<sup>-3</sup> до 4 · 10<sup>-2</sup> (давление паров калия — от 1 · 10<sup>-2</sup> до 5,3 · 10<sup>-2</sup> тор), полное давление смеси — от 1 до 4 тор, ток разряда — от 6 до 55 мА. При заданном токе напряженности электрического поля в положительном столбе измерялись с помощью зондов Аенгмюра и находились в интервале от 3 до 7 В/см. Предварительно измерялись вольт-амперные характеристики разряда как в чистом гелии, так и в смесях. Измерения производились в газоразрядной трубке радиусом 1,5 см из пирекса. Для удержания паров калия в центральной зоне она была сконструирована на основе

принципа тепловой трубы, средняя область трубки нагревалась, а ее края охлаждались проточной водой. Электроды из чистого алюминия цилиндрической формы помещались в отростках трубки таким образом, чтобы область трубки длиной l = 50 см, в которой производились измерения, была заполнена только положительным столбом разряда. Регулятор температуры ВРТ-2 с термопарой, установленной на внешней стороне центральной части трубки, поддерживал температуру, необходимую для получения требуемых концентраций паров калия, которые дополнительно контролирова-

лись по интенсивности линии 4045А калия. Для исследования спектра излучения разряда использовались монохроматор МДР-2, фотоумножитель ФЭУ-106, микровольтмикроамперметр Ф116/2 и осциалограф С1-15. Измерения концентраций метастабилей гелия производились известным мето-

дом поглощения с одним зеркалом на линии 5016Å для 2<sup>1</sup>S и 3889Å для 2<sup>3</sup>S состояний гелия [16].

На рис. 2 приведены полученные зависимости населенностей 2<sup>3</sup>S метастабилей гелия N<sub>T</sub> от отношения разрядного тока к радиусу трубки в



чистом гелии. На этом же графике даны теоретические кривые из работы [7]. Относительное повеление теоретических кривых хорошо совпадает с экспериментальными точками, а для согласования абсолютных величин концентраций метастабилей, вычисленных в [7], введен коэффициент 0,1. Уменьшение на порядок концентрации  $N_r$  по сравнению с расчетной, связано с отличием реального радиального распределения концентраций электронов и ионов по радиусу трубки от принятого в расчетах вида функции Бесселя нулевого порядка, а также, по-видимому, с недостаточной чистотой используемого газа.

Приведенные далее результаты относятся к измерениям в гелий-калиевой плазме, для которой, к сожалению, отсутствуют соответствующие вычисления населенностей. Так, на рис. З приведены зависимости концентраций 2<sup>1</sup>S и 2<sup>3</sup>S метастабилей телия от разрядного тока. Концентрация триплетов, как и в чистом гелии, растет с увеличением тока. Для синглетных метастабилей в области  $n_k / N_0 < 10^{-2}$  оказалось, что рост тока может приводить к их тушению. С ростом относительных концентраций калия населенность метастабилей падает вследствие пеннинговской ионизации (1). Для триплетных метастабилей это падение может быть компенсировано увеличением тока, т. е. интенсификацией процессов возбуждения. У синглетных метастабилей зависимость от тока почти не выражена (для чисто-

го гелия согласно расчетам [7] при I/R > 1-2 мA/см наблюдается насыщение и даже некоторый спад концентрации синглетных метастабилей). В смеси это падение  $N_c$  ярко выражено для малых концентраций калия  $n_k/N_0 < 10^{-2}$ .

Уменьшение населенностей метастабилей с ростом относительной концентрации паров калия подтверждается и кривыми на рис. 4. По данным расчетов работы [5] средняя кинетическая энергия электронов в разряде  $\tilde{\epsilon}$  резко падает при увеличении  $n_k / N_0$  до значений (2—5) · 10<sup>-2</sup> (для разных величин напряженностей электрического поля) и практически не из-



Рис. 3. Зависимости населенностей триплетного (а) и синглетного (б) метастабильных уровней гелия от разрядного тока. Относительная концентрация паров калия  $n_k/N_0$ : • - 0.8·10<sup>-2</sup>;  $\triangle$ -1.2·10<sup>-2</sup>;  $\bigcirc$  --1.8·10<sup>-2</sup>;  $\square$ -2,66·10<sup>-2</sup>.

меняется при дальнейшем ее росте. Такое изменение є должно вызывать соответствующее поведение населенностей метастабилей. Наши измерения подтверждают это заключение. Уменьшение населенностей метастабилей с ростом давления связано (как и в чистом гелии) с ростом их тушения вследствие парных столкновений. С ростом *P*, как следует из измерений вольт-амперных характеристик, уменьшается также величина приведенной напряженности электрического поля  $E/N_o$ . Это приводит к соответствующему уменьшению є и дополнительному падению концентраций метастабилей.



Рис. 4. Зависимости населенностей триплетного (а) и синглетного (б) матастабильных уровней гелия от  $n_k/N_0$  для резличных давлений  $P: \bullet -1,3$  тор,  $\triangle -2$  тога,  $\bigcirc -3$  тора,  $\Box -4$  тора. Ток разряда: •) I=55 мA, 6) I=6 мA.

Таким образом, в работе получены экспериментальные доказатсластва существования оптимального режима горения стационарного гелий калиевого разряда, при котором концентрация метастабильных атомов имеет максимальное значение. Оптимальное значение относительной концентрации калия в смеси, при различных значениях напряженностей электрического поля в разряде, можно получить из формулы (4). Следует заметить, что при использовании положительного столба импульсного разряда, вместо стационарного, можно значительно увеличить населенность высоколежащих метастабильных уровней как атомов гелия, так и калия.

200 .

### ЛИТЕРАТУРА

1. Rothenberg J. E., Harris S. E. IEEE J. Quant. Electr., QE-17, 418 (1981).

- Papanyan V. O., Martirosyan A. E., Tittel F. K. IEEE J. Quant. Electr., QE-19, 1835 (1983).
- 3. Massey H. S. W. et al. Electronic and Ionic Impact Phenomena, v. 3, Oxford, 1971.
- 4. Johnson C. E. et al. J. Phys. B, 11, 927 (1978).
- 5. Машек К., Роглена К., Папанян В. О. ТВТ, 27, 1242 (1989).
- 6. Фриш С. Э. Сб. Спектроскопия газоразрядной плазмы, Изд. Наука, Л., 1970.
- 7. Masek K., Rožička T. Czech. J. Phys., 21, 43 (1971).

### ՀԵԼԻՈՒՄԻ ԵՎ ԿԱԼԻՈՒՄԻ ԳՈԼՈՐՇԻՆԵՐԻ ԽԱՌՆՈՒՐԴՈՒՄ ՄԱՐՄՐՈՂ ՊԱՐՊՄԱՆ ՊԼԱԶՄԱՅԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

#### Գ. Ռ. ԲԱԴԱԼՑԱՆՑ, Վ. Օ. ՊԱՊԱՆՑԱՆ

Չափված են հելիումի մետաստարիլ մակարդակների բնակեցվածությունների կախվածությունը կալիումի կոնցենտրացիայից, լրիվ ճնշումից և պարպման հոսանքից։ Յույց է տրված, որ դոյություն ունեն պարամետրերի օպտիմալ արժեքներ, որոնք բերում են ատոմների մետաստարիլ մակարդակների արդյունավետ բնակեցմանը։

### INVESTIGATION OF GLOW DISCHARGE PLASMA OF HELIUM AND POTASSIUM VAPOR MIXTURE

#### G. R. BADALYANTS, V. O. PAPANYAN

The dependence of metastable population of helium on the concentration of potassium atoms, total pressure and discharge current has been measured in the positive column of D. C. glow discharge. It is shown that some optimum values of parameters exist which provide efficient excitation of higher metastable levels.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 4, 201-206 (1990)

УДК 535.14;530.182

### ТЕОРИЯ ЧЕРЕНКОВСКОГО КЛИСТРОНА С УЧЕТОМ УГЛОВОГО И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗБРОСОВ ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ

#### С. Г. ОГАНЕСЯН, Н. А. САРГСЯН

### НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редажнию 27 селтября 1959 г.)

Исследована возможность усиления электромагнитной волны на квантово-модулированном пучке электронов в дивлектрической среде с учетом пространственного размера пучка света и углового и внергетического разбросов пучка электронов.

На основе вынужденного черенковского эффекта можно усиливать электромагнитные волны в широком диапазоне длин волн. Эффективность усилителя спределяется величиной тока, осциллирующего на частоте элек-



### ЛИТЕРАТУРА

1. Rothenberg J. E., Harris S. E. IEEE J. Quant. Electr., QE-17, 418 (1981).

- Papanyan V. O., Martirosyan A. E., Tittel F. K. IEEE J. Quant. Electr., QE-19, 1835 (1983).
- 3. Massey H. S. W. et al. Electronic and Ionic Impact Phenomena, v. 3, Oxford, 1971.
- 4. Johnson C. E. et al. J. Phys. B, 11, 927 (1978).
- 5. Машек К., Роглена К., Папанян В. О. ТВТ, 27, 1242 (1989).
- 6. Фриш С. Э. Сб. Спектроскопия газоразрядной плазмы, Изд. Наука, Л., 1970.
- 7. Masek K., Rožička T. Czech. J. Phys., 21, 43 (1971).

### ՀԵԼԻՈՒՄԻ ԵՎ ԿԱԼԻՈՒՄԻ ԳՈԼՈՐՇԻՆԵՐԻ ԽԱՌՆՈՒՐԴՈՒՄ ՄԱՐՄՐՈՂ ՊԱՐՊՄԱՆ ՊԼԱԶՄԱՅԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

#### Գ. Ռ. ԲԱԴԱԼՑԱՆՑ, Վ. Օ. ՊԱՊԱՆՑԱՆ

Չափված են հելիումի մետաստարիլ մակարդակների բնակեցվածությունների կախվածությունը կալիումի կոնցենտրացիայից, լրիվ ճնշումից և պարպման հոսանքից։ Յույց է տրված, որ դոյություն ունեն պարամետրերի օպտիմալ արժեքներ, որոնք բերում են ատոմների մետաստարիլ մակարդակների արդյունավետ բնակեցմանը։

### INVESTIGATION OF GLOW DISCHARGE PLASMA OF HELIUM AND POTASSIUM VAPOR MIXTURE

#### G. R. BADALYANTS, V. O. PAPANYAN

The dependence of metastable population of helium on the concentration of potassium atoms, total pressure and discharge current has been measured in the positive column of D. C. glow discharge. It is shown that some optimum values of parameters exist which provide efficient excitation of higher metastable levels.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 4, 201-206 (1990)

УДК 535.14;530.182

### ТЕОРИЯ ЧЕРЕНКОВСКОГО КЛИСТРОНА С УЧЕТОМ УГЛОВОГО И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗБРОСОВ ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ

#### С. Г. ОГАНЕСЯН, Н. А. САРГСЯН

### НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редажнию 27 селтября 1959 г.)

Исследована возможность усиления электромагнитной волны на квантово-модулированном пучке электронов в дивлектрической среде с учетом пространственного размера пучка света и углового и внергетического разбросов пучка электронов.

На основе вынужденного черенковского эффекта можно усиливать электромагнитные волны в широком диапазоне длин волн. Эффективность усилителя спределяется величиной тока, осциллирующего на частоте элек-



тромагнитной волны [1, 2]. Одна из возможностей увеличения амплитулы тока, а следовательно и коэффициента усиления, связана с системами клистронного типа [3—5]. В клистроне пучок частиц предварительно модулируется на частоте усиливаемого излучения и лишь затем усиливает электромагнитную волну. Классическая модуляция тока пучка частиц основывается, как известно [3—5], на модуляция его скорости. В работах [6—8] додробно исследовался эффект квантовой модуляции пучка электронов. В настоящей статье рассмотрена возможность создания квантового черенковского клистрона. Эта задача решается с учетом углового и энергетического разбросов пучка частиц. Предельный переход  $n \rightarrow 0$  позволил получить коэффициент усиления классического черенковского клистрона.

Анализ обеих вариантов (квантового и классического) показал, что коэффициент усиления очень сильно зависит от энергетического и углового разбросов пучка влектронов и пучка фотонов.

Пусть пучок электронов, имеющий гауссовский разброс по импульсам

$$f(\mathbf{p}') = \left(\frac{4\ln 2}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{\Delta_{\perp}^{2} \Delta_{\parallel}} \exp\left\{-\ln 2\left[\frac{p_{\perp}'^{2}}{\Delta_{\perp}^{2}} + \frac{(p_{z'} - p_{0})^{2}}{\Delta_{\parallel}^{2}}\right]\right\}$$
(1)

распространяется в дивлектрической среде с показателем преломления n (ось симметрии пучка частиц z' лежит в плоскости xz и составляет угол  $\theta$  с осью z). Ширины углового и энергетического разбросов такого пучка

равны соответственно  $\delta = \frac{\Delta_{\perp}}{p_0}$ ;  $\Delta = \Delta_{\parallel} v_0$  ( $v_0 - средняя$  скорость электронов вдоль оси z'). Направим пучок монохроматического линейно-поляризованного излучения вдоль оси z:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r},t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \mathbf{A}(\mathbf{q}) q_z \,\delta\left[\left(\frac{\omega}{c} n\right)^2 - \mathbf{q}^2\right] \exp\left(-i\omega t + i\mathbf{q}\mathbf{r}\right) d\mathbf{q} + \kappa. c.,$$
$$\mathbf{A}_x(\mathbf{q}) = -i\frac{\sqrt{\pi}}{2} A_0 d\exp\left(-\frac{1}{4} q_x^2 d^2\right).$$
$$A_y(\mathbf{q}) = 0 \qquad (2)$$
$$A_z(\mathbf{q}) = -\frac{q_x}{q_z} A_x(\mathbf{q}).$$

Здесь  $\omega = 2\pi c/\lambda$  — частота электромагнитной волны,  $\lambda$  — длина пволны в вакууме,  $\delta(x)$  — функция Дирака, Фурье-образ векторного потенциала A (q) выбран таким образом, чтобы в плоскости z = 0 пучок света (2) имел гауссовскую огибающую с шириной 2*d* вдоль оси *x* и был неограничен вдоль осей *y* и *z*. Учитывая, что  $q_c \simeq \frac{\omega}{c} n\theta$  получаем, что ширина углового разброса пучка фотонов  $\delta_{\phi} = \lambda/d$ . Взаимодействуя с пучком света (2), частицы поглощают или излучают фотоны за счет вынужденного черенковского эффекта. Решая уравнения Клейна-Гордона в линейном по полю (2) приближении, найдем волновую функцию электрона:

.202

$$\psi = \psi_0 \left\{ 1 + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{eA_0}{n \, h \, \omega} \, q_{1z}^+ \, d \exp\left(-\frac{1}{4} \, q_{1x}^{+2} \, d^2\right) \exp\left(-i \, \omega \, t + i \, q_1^+ \, r\right) - \right.$$
<sup>(3)</sup>

$$-\frac{\sqrt{\pi}}{2}\frac{eA_0}{n\,\mathrm{h}\,\omega}\,q_{1z}^{-}\,d\exp\left(-\frac{1}{4}\,q_{1x}^{-2}\,d^2\right)\exp\left(\,i\,\omega\,t-i\,\mathbf{q}_1^{-}\,\mathbf{r}\,\right)\Big],$$

где  $\psi_0 = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp\left[\frac{i}{h} (\mathbf{pr} - \varepsilon t)\right]$  -волновая функция начального электрона, V - нормировочный объем, e - заряд электрона,

$$q_{1x}^{\pm} = \frac{\omega}{\upsilon^2} \left\{ \upsilon_x \left[ 1 \pm \frac{h\omega}{2\varepsilon} (1-n^2) \right] - \upsilon_x \right\} \sqrt{(n\beta)^2 - \left[ 1 \pm \frac{h\omega}{2\varepsilon} (1-n^2) \right]^2},$$
  
$$q_{1x}^{\pm} = \frac{\omega}{\upsilon^2} \left\{ \upsilon_x \left[ 1 \pm \frac{h\omega}{2\varepsilon} (1-n^2) \right] + \upsilon_x \right\} \sqrt{(n\beta)^2 - \left[ 1 \pm \frac{h\omega}{2\varepsilon} (1-n^2) \right]^2}, (4),$$

проекции волновых векторов излученного (—) поглощенного (+) фотонов,  $\mathbf{v}$  — скорость электрона,  $\varepsilon$  — его энергия,  $\beta = v/c$ . После пересечения пучка света в пролетном пространстве  $x \gg d$  ток частицы

$$\mathbf{j} = \frac{e \, \mathbf{v}}{V} \{1 + (\pi^{3/2} \, \frac{e \, A_0}{h \, \omega} \, \frac{d}{\lambda} \left[ \exp \left( -\frac{1}{4} \, q_{1x}^{+2} \, d^2 + i \, \mathbf{q}_1^+ \, \mathbf{r} \right) - \\ - \exp \left( -\frac{1}{4} \, q_{1x}^{-2} \, d^2 + i \, \mathbf{q}_1^- \, \mathbf{r} \right) \right] \exp \left( -i \, \omega \, t \right) + \kappa. \, c.) \}.$$
(5)

Полатая, что в нормировочном объеме находится N частиц, функция распределения которых имеет вид (1), находим плотность тока пучка электронов

 $\mathbf{j} = \rho V \int \mathbf{j} f(\mathbf{p}) \, d\mathbf{p}, \tag{6}$ 

где  $\rho = N/V$  — плотность начального пучка частиц.

Рассмотрим теперь процесс усиления электромагнитной волны с помощью тока (6). Для этого вновь направим поле (1) на пучок электронов с помощью системы из двух зеркал. Векторный потенциал усиливаемой вол-ны на расстоянии  $x_0 \gg d$  от оси z определяется выражением

$$\mathbf{A}_{1}(\mathbf{r},t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{A}(\mathbf{q}) q_{z} \delta\left[\left(\frac{\omega}{c} n\right)^{2} - \mathbf{q}^{2}\right] \times$$
(7)

 $\times \exp(-i\omega t + i\mathbf{q}\mathbf{r} - iq_x x_0 + i\phi) d\mathbf{q} + \kappa. c.,$ 

где  $\phi$  — фаза, зависящая от расстояния между зеркалами. Если средняя скорость пучка частиц  $\mathbf{v}_0$  подобрана так, что  $\omega$  —  $\mathbf{q}_1 \, \mathbf{v}_0 = 0$ , то интенсивность поля на модулирующем промежутке не меняется. Поэтому Фурьеобраз поля (7)  $\mathbf{A}$  (**q**) совпадает с выражением (2).

Коэффициент усиления черенковского клистрона проще всего найти из уравнения

h — постоянная Планка с чертой

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\mathbf{j}\mathbf{E} - \mathbf{div}\,\mathbf{P},\tag{8}$$

где  $w = \frac{1}{8\pi} (n^2 E^2 + H^2)$  и  $P = \frac{c}{4\pi} [E H] - плотность энергии и$ 

и плотность потока энергин электромагнитной волны (7). Интегрируя уравнение (8) по объему, заключенному между двумя параллельными плоскостями, расположенными на расстоянии  $\Delta z = z_2 - z_1$  друг от друга, н пренебрегая быстро осциллирующими слагаемыми, получаем

$$P = P_0 \left( + \frac{1}{2} \Gamma \Delta z \right)^2.$$
<sup>(9)</sup>

Здесь

$$\Gamma = \operatorname{Re} P_0^{-1} \frac{1}{\Delta z} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-b/2}^{b/2} dy \int_{z_1}^{z_2} i \frac{\omega}{c} \overline{\mathbf{j}} \mathbf{A}_1(\mathbf{r}, t) dz, \qquad (10)$$

b - произнольная ширина вдоль оси y, а  $P_0 = \frac{c}{8\sqrt{2\pi}} \left| \frac{\omega}{c} A_0 \right|^2 n \, db$  -

поток энергии поля (7) вдоль оси z. Если  $\Gamma \Delta z \ll 1$ , то усиление носит линейный характер  $P = P_0 (1 + \Gamma \Delta z)$  с коэффициентом усиления (10). Подставляя (6) и (7) в (10) получаем коэффициент усиления черенковского клистрона

$$\Gamma = 16 \sqrt{\pi \ln 2} \varphi r_0 \lambda \beta_0^2 \frac{m c^2}{h \omega} \frac{\sin^2 \theta}{n} \sin \left(\Delta q_{xJ} x_0\right) \left(\frac{\varepsilon_0}{m c^2}\right)^2 \times \\ \times \sin \phi \frac{p_0}{D_{\phi 3}} \exp \left\{-\frac{1}{2} \left(\frac{x_0}{d}\right)^2 \frac{D_{sJ}^2}{D_{\phi 3}^2}\right\}.$$
(11)

Здесь  $r_0 = e^2 / m c^2 -$ классический радиус электрона, *m*-его масса,  $\Delta q_{x0} = \frac{\omega}{v_0 \sin \theta} \frac{h \omega}{2 \epsilon_0} (n^2 - 1)$ , эффективная ширина пучка электронов

$$D_{9,n} = \left[\Delta_1^2 + \beta_0^2 n^2 \sin^2 \theta \left(\frac{\varepsilon_0}{m c^2}\right)^4 \Delta_{\perp}^2\right]^{1/2},$$
(12)

эффективная ширина пучка света и пучка электронов

$$D_{\phi s} = \left[ D_{s\pi}^2 + \frac{2\ln 2}{\pi^2} \sin^2 \theta \left( \frac{\varepsilon_0}{m c^2} \right)^4 \beta_0^2 p_0^2 \delta_{\phi}^2 \right]^{1/2}.$$
(13)

При расчете коэффициента усиления черенковского квантового клистрона (11) принималось, что средняя скорость  $v_0$  удовлетворяет условию синхронизма 1— $n\beta_0 \cos \theta = 0$ . Очевидно, что коэффициент усиления сильно зависит как от углового и энергетического разбросов пучка частиц, так и углового разброса пучка света. Если ширина углового разброса пучка света удовлетворяет условию

$$\delta_{\phi} \ll \min\left\{\frac{n\pi}{\sqrt{2\ln 2}} \cdot \frac{\Delta_{\perp}}{p_0}, \frac{\pi}{\sqrt{2\ln 2}} \frac{1}{\sin \theta} \left(\frac{mc^2}{\varepsilon_0}\right)^2 \beta_0 \frac{\Delta_{\parallel}}{p_0}\right\}, \quad (14)$$

то  $D_{\phi s} \simeq D_{s1}$  и ковффициент усиления черенковского клистрона экспоненциально мал. Рассмотрим теперь обратный случай

$$\delta_{\phi} \gg \max\left\{\frac{n\pi}{\sqrt{2\ln 2}} \cdot \frac{\Delta_{\perp}}{p_0}, \frac{\pi}{\sqrt{2\ln 2}} \frac{1}{\sin \theta} \left(\frac{mc^2}{\epsilon_0}\right)^2 \beta_0 \frac{\Delta_{\parallel}}{p_0}\right\}.$$
(15)

Анализ экспоненты в (11) показывает, что коэфициент усиления квантового клистрона  $\left(x_0 \sim 1/\Delta q_{x0} = \lambda \frac{\beta_0 \sin \theta}{\pi (n^2 - 1)} \frac{\varepsilon_0}{h \omega}\right)$  не мал, если угловой и энергетический разбросы пучка электронов удовлетворяют очень жестким условиям

$$\delta \ll 2 \sqrt{\ln 2} \frac{n^2 - 1}{n} \frac{h\omega}{\varepsilon_0} \frac{1}{\beta_0 \sin \theta},$$

$$\frac{\Delta}{\varepsilon_0} \ll 2 \sqrt{\ln 2} (n^2 - 1) \beta_0^2 \frac{h\omega}{\varepsilon_0} \left(\frac{\varepsilon_0}{m c^2}\right)^2.$$
(16)

Если  $\phi = \pi/2$ ,  $\Delta q_{x0} x_0 = \pi/2$  (или  $x_0 = \hbar \frac{\beta_0 \sin \theta}{2(n^2 - 1} \frac{\varepsilon_0}{h \omega}$ ). и выполняются

условия (16), то коэффициент условия квантового клистрона максимален

$$\Gamma_{\kappa u} = 63 \, \rho \, r_0 \, d \, \frac{m \, c^2}{h \, c} \, \beta_0 \, \frac{\sin \theta}{n} \, . \tag{17}$$

Очевидно, что в области  $x_0 \ll \lambda \frac{\beta_0 \sin \theta}{n^2 - 1} \frac{\varepsilon_0}{h \omega}$  (или в классическом

пределе  $h \to 0$ ) усиление носит чисто классический характер. Коэффициент усиления классического клистрона максимален, если  $\phi = \pi/2$ ,  $x_0 = d D_{\Phi_3} / D_{3\pi}$ :

$$\Gamma_{KR} = 45 \, \rho \, r_0 \, d \, \beta_0 \, \frac{n^2 - 1}{n} \, \sin \theta \, \frac{\varepsilon_0}{m \, c^2} \frac{p_0}{D_{SR}} \, . \tag{18}$$

Так как  $x_0 \gg d$ , то и в этом случае должно выполняться неравенство (15). Для обычных релятивистских пучков  $\Delta_{\perp}/p_0 \simeq \Delta_{\parallel}/p_0$ . Учитывая условие синхронизма получаем

$$\frac{\Delta_{\perp}}{p_0} \gg \frac{1}{\sin \theta} \left(\frac{m c^2}{\varepsilon_0}\right)^2 \frac{\Delta_{\parallel}}{p_0}.$$
 (19)

В этом случае  $x_0 = \frac{\sqrt{2 \ln 2}}{n \pi} \frac{p_0}{\Delta_\perp} \lambda$  и коэффициент усиления опре-

$$\Gamma_{\kappa a} = 45 \, \rho \, r_0 \, d \, \frac{n^2 - 1}{n^2} \, \frac{m \, c^2}{\varepsilon_0} \, \frac{p_0}{\Delta_\perp} \,. \tag{20}$$

Эффективность классического клистрона можно значительно увеличить, если устранить негативную роль углового разброса пучка электронов. В

следующей работе будет показано, что для этого достаточно направить вдоль центральной оси пучка частиц постоянное магнитное поле.

Пусть средняя энергия пучка частиц  $\varepsilon = 5 \text{ МэВ}$ , его ток l = 36А/см<sup>2</sup>, разбросы  $\Delta/\varepsilon_0 = \delta = 2 \cdot 10^{-4}$ . В этом случае коэффициент усиления (20)  $\Gamma_{\kappa s} = 0,1 \text{ см}^{-1}$  на длине волны  $\lambda = 10,6$  мкм, если d = 0,2 см,  $x_0 = 2 \text{ см}, n = 1,0054, \theta = 2,7 \cdot 10^{-3}$  рад.

Авторы выражают тлубокую благодарность Арутюняну В. М. за обсуждение результатов работы.

#### литература

- 1. Аритюнян В. М., Оганесян С. Г. Письма в ЖТФ, 1, 539 (1981).
- 2. Озанесян С. Г. Кизантовая электроника, 12, 1058 (1985).
- 3. Гайдук В. И. и др. Физические Основы электроники сверхвысоких частот. Изд. Сов. радно, М., 1971.
- 4. Винокуров Н. А., Скринский А. А. Препринт ИЯФ. 77-67, Новосибирск, 1977.
- 5. Wang D. Y., et al. IEEE J. of Quant Electr., QE-19, 389 (1983).
- 6. Schwarz H. and Hora H. Appl. Phys Lett., 15, 349 (1969).
- 7. Варшакович Д. А., Дьяконов М. Н. ЖЭТФ, 60, 90 (1971).
- 8. Оганесян С. Г., Саргсян Н. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 23, 112 (1988).

### ՉԵՐԵՆԿՈՎՅԱՆ ԿԼԻՍՏՐՈՆԻ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ ՀԱՇՎԻ ԱՈՆԵԼՈՎ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՓՆՋԻ ԱՆԿՅՈՒՆԱՅԻՆ ԵՎ ԷՆԵՐԳԵՏԻԿ ՑՐՈՒՄՆԵՐԸ

#### U. 9. 2042ULLBUSUL, L. 2. UUPPUSUL

Հետաղոտված է դիէլեկտրիկ միջավալրում բվանտային մոդուլացված էլեկտրոնային փնջով էլեկտրամագնիսական ալիքի ուժեղացման ճնարավորությունը, հաշվի առնելով լույսային փընջի տարածական չափերը և էլեկտրոնային փնջի անկյունային և էներգետիկ ցրումները։

### A THEORY OF CHERENKOV KLYSTRON ALLOWING FOR ANGULAR AND ENERGY SPREADS OF AN ELECTRON BEAM

#### S. G. OGANESYAN AND N. H. SARGSYAN

The possibility of electromagnetic wave gain in quantum-modulated beam of electrons in a dielectric medium is studied taking into account the size of the beam of light as well as angular and energy spreads of the electron beam. Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 4, 207-210 (1990)

УДК 535:530.18:538.3

### ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН БЛОХОВСКОГО ТИПА В ОДНОРОДНОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

#### Х. В. НЕРКАРАРЯН

#### НПО «Лазерная техника» ЕГУ

#### (Поступила в редакцию 21 сентября 1989 г.)

Исследованы свойства продольно-неоднородной электромагнитной волны с периодически меняющейся в пространстве амплитудой в однородной нелинейной среде. Определены зависимости основных параметров указанной волны от потока энергии.

В условиях самовоздействия светового излучения в однородной среде может образоваться продольно-неоднородная электроматнитная волна блоховского типа, амплитуда которой периодически меняется в пространстве. Это связано с тем обстоятельством, что в средах, где из-за воздействия светового излучения происходит существенное изменение величины диэлектрической проницаемости, блоховская волна создает периодическую структуру, последняя в свою очередь создает блоховскую волну.

В рассматриваемой нами модели, дивлектрическая проницаемость зависит от усредненного по времени квадрата напряженности электрического поля волны  $\overline{E^2}$  ступенчатым образом:

$$\varepsilon(\overline{E^2}) = \begin{cases} \varepsilon_2 & \text{при } \overline{E^2} < W \\ \varepsilon_1 & \text{при } \overline{E^2} > W. \end{cases}$$
(1)

Вопрос о допустимости применения такой модели мы обсудим в конце работы.

В случае, когда є  $(E^2)$  описывается функцией (1), решение нелинейных уравнений Максвелла существенно упрощается. Задача фактически сводится к определению формы волны в структуре с периодическим чередованием слоев с толщинами a и b и дивлектрическими проницаемостями  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  (см. рис. 1). При өтом для самосогласования задачи необходимо, чтобы в слое с толщиною a и дивлектрической проницаемостью  $\varepsilon_1$  выполнялось условие  $E^2 \ge W$ , а в слое с толщиною b и дивлектрической проницаемостью  $\varepsilon_2$  выполнялось условие  $E^2 < W$ . На рис. 1 представлено расположение слоев в случае распространения волны вдоль оси z. Абсолютную величину напряженности влектрического поля волны в периодической структуре можно представить в следующем виде:

$$E(z,t) = R e [A_1 e^{ik_1(z-nd)} + A_2 e^{-ik_1(z-nd)}] e^{i(nn-wl)}$$
при  $nd - \frac{1}{2}a \leq z \leq nd + \frac{1}{2}a,$ 

$$E(z,t) = Re[B_1e^{-ik_1(z-nd-\frac{1}{2}d)} + B_2e^{-ik_1(z-nd-\frac{1}{2}d)}]e^{i(an-2\omega t)}$$

при 
$$nd + \frac{1}{2}a \leqslant z \leqslant (n+1)d - \frac{1}{2}a$$
, (2)

The 
$$k_1 = \sqrt{\varepsilon_1} w/c$$
,  $k_2 = \sqrt{\varepsilon_2} w/c$ ,  $d = a + b$ 



62

Рис. 1. Структура периодически чередующихся слоев с толщинами а и b и дивлектрическими проницаемостями g<sub>1</sub> и g<sub>2</sub>.

n — номер слоя ( $n = 0, \pm 1, \pm 2...$ ),  $\omega$  — частота падающей волны. Аналогичным образом можно представить значение напряженности магнитного поля волны. Сшивая поля на границах раздела получим:

$$2B_{1}e^{-\frac{1}{2}ik_{1}b} = \left(1+\frac{k_{1}}{k_{2}}\right)A_{1}e^{\frac{1}{2}ik_{1}a} + \left(1-\frac{k_{1}}{k_{2}}\right)A_{2}e^{-\frac{1}{2}ik_{1}a}, \quad (3)$$

$$2B_2 e^{\frac{1}{2}ik_1b} = \left(1 - \frac{k_1}{k_2}\right)A_1 e^{\frac{1}{2}ik_1a} + \left(1 + \frac{k_1}{k_2}\right)A_2 e^{-\frac{1}{2}ik_1a}, \quad (4)$$

$$\left(1+\frac{k_1}{k_2}\right)A_1\sin\frac{1}{2}(k_1\,a+k_2\,b-a) = \left(1-\frac{k_1}{k_2}\right)A_2\sin\frac{1}{2}(k_1\,a-k_2\,b+a),$$
(5)

$$\cos a = \cos k_1 a \cos k_2 b - \frac{1}{2} \left( \frac{k_1}{k_2} + \frac{k_2}{k_1} \right) \sin k_1 a \sin k_2 b.$$
 (6)

На границах раздела значение усредненного по времени квадрата напряженности электрического поля волны должно равняться W. Это условие выражается с помощью уравнения:

$$\frac{1}{2}(A_1^2 + A_2^2) + A_1 A_2 \cos k_1 a = W.$$
 (7)

Следует также считать заданным поток энергии S излучения, проходящего через среду

$$|\mathbf{S}| = \frac{c \, \sqrt{\varepsilon_1}}{8 \pi} T = \frac{c \, \sqrt{\varepsilon_1}}{8 \pi} |\mathcal{A}_1^2 - \mathcal{A}_2^2|. \tag{8}$$

Уравнения (5—8) составляют систему, с помощью которой необходимо определить значения A<sub>1</sub>, A<sub>2</sub>, a, b и a. Здесь, как и в случае других типов продольно-неоднородных бегущих волн [1—3], возникает проблеча континуума. Дело в том, что с помощью (5—8) невозмёжно однозначно определить параметры блоховской волны, число которых больше числа заданных уравнений. В работе [1] был предложен принцип минимизации средней плотности энергии волны, позволяющий отобрать единственный вид физически реализуемой продольно-неоднородной бегущей волны. В работах [4, 5] показано, что принцип этого отбора, при учете поглощения, может быть обоснован. В настоящей задаче проблема континуума возникла в результате игнорирования процессом поглощения. Преодолеть ее можно минимизируя среднюю плотность энергии блоховской волны, которая определяется из следующего соотношения:

$$\frac{\varepsilon_1}{8\pi}U = \frac{\varepsilon_1}{8\pi}(A_1^2 + A_2^2 - W) + \frac{\varepsilon_1 a + \varepsilon_2 b}{8\pi(a+b)}W.$$
 (9)

Таким образом, физически реализуемы лишь те блоховские волны, параметры которых не только являются решением уравнений (5—8), но и определяют минимальное значение функции U. Решение этой задачи проводилось с помощью численных методов. Оказывается, что волны блоховского типа могут быть образованы лишь при условии  $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$  и в ограниченной области значений потока энергия 0 < T < 2W. Следовательно, используемая нами модель ступенчатой формы функции  $\varepsilon (\overline{E^2})$  может применяться в тех случаях, когда область  $\Delta \overline{E^2}$ , где происходит существенное изменение дивлектрической проницаемости, значительно меньше W. Такая ситуация может наблюдаться, в частности, в экситонной области спектра кристалла [6, 7]. Что же касается возможности образования волн блоховского типа в средах, где происходит менее резкое изменение значения диэлектрической проницаемости, то этот вопрос нуждается в дополнительных исследованиях.



волны от потока энергии в случае  $\sqrt{\varepsilon_1}/\sqrt{\varepsilon_2} = 0.7$ . Рис. 3. Зависимость параметров блоховской волны от потока энергии в случае  $\sqrt{\varepsilon_1}/\sqrt{\varepsilon_2} = 0.7$ .

На рис. 2 представлена зависимость минимального значения средней плотности энергии блоховской волны от потока энергии, в случае  $\sqrt{\epsilon_1}/\sqrt{\epsilon_2} = 0.7$  (сплошная кривая). Для сравнения приведена также аналогичная зависимость в случае обычной однородной волны, в среде с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_2$  (пунктирная линия). Примечательно, что существует область значений потока энергии (1,7 W < T < 2W), где средняя плотность энергии блоховской волны меньше плотности энергии однородной волны.

На рис. З кривые I и II определяют соответственно зависимости  $k_2 b$  и  $k_1 a$  от потока энергии блоховской волны в случае  $\sqrt{\epsilon_1} / \sqrt{\epsilon_2} = = 0.7$ .

### **ЛИТЕРАТУРА**

- 1. Бутылкин В. С., Каплан А. Е., Хронопуло Ю. Г., Якубович Е. И. Резонансное взаимодействие света с веществом. Изд. Наука, М., 1977.
- 2. Розанов Н. Н. Письма в ЖТФ, 3, 583 (1977).
- 3. Каплан А. Е. Квантовая электроника, 5, 166 (1978).
- 4. Пермяков В. А., Багласарян О. В. Тезисы докл. VII Всесоюзного симпозиума по дифракции и распространению волн. М., 1977, т. 1, с. 139.
- 5. Каплан А. Е. Изв. вузов. Раднофизика, 22, 332 (1979).
- 6. Хаджи П. Е. н др. ФТТ, 24, 1624 (1982).

7. Неркарарян Х. В. Опт. и спектр., 62, 796 (1987).

### ՔԼՈԽԻ ՏԻՊԻ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ՀԱՄԱՍԵՌ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

#### w. 4. ՆԵՐԿԱՐԱՐՑԱՆ

Համասեռ ոչ գծային միջավայրում հետազոտվում է երկայնքով անհամասեռ էլեկտրամադհիսական ալիքի հատկությունները, որի ամպլիտուդը տարածության մեջ փոխվում է պարբերաբար, Որոշված են նշված ալիքի պարամետրերի կախվածությունները էներդիայի հոսքից,

### GENERATION OF ELECTROMAGNETIC WAVES OF BLOCH TYPE IN A HOMOGENEOUS NONLINEAR MEDIUM

### KH. V. NERKARARYAN

The characteristics of longitudinally inhomogeneous electromagnetic waves with periodically space-changed anplitude is investigated in a homogeneous nonlinear medium. The energy flux dependences of main parameters of these waves are determined. Изв. АН Армянской ССР, Физнка, т. 25, вып. 4, 211-215 (1990)

#### УДК 538.662.1,12,13:537.7231:54—165:546.6

### ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ, НАМАГНИЧЕННОСТИ И ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ СИСТЕМЫ $Gd_x Tm_{1-x}$ Zn

#### В. Е. АДАМЯН, В. В. АЛЕКСАНДРЯН, А. А. АРЦРУНИ, М. А. МЕЛИКЯН, С. О. ОВСЕПЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редажцию 15 сентября 1989 г.)

Синтезированы поликристаллические сплавы системы твердых растворов  $Gd_x Tm_{1-x} Zn$  (x = 0; 0, 1; ... 1, 0), имеющие структуру типа Cs Cl, измерена температурная зависимость их магнитной восприничивости, намагниченности и электросопротивления. Показано, что ионы редкоземельных металлов в сплавах этой системы находятся в трехвалентном состоянии. При понижении температуры система проявляет ферромагнитное поведение. В области температур Кюри сплавов наблюдаются резкие изменения температурного коэффициента электросопротивления.

Настоящая работа является продолжением исследований, посвященных изучению характера магнитного упорядочения системы твердых растворов типа  $Gd_x R_{1-x}$  Zn [1—3], где R — редкоземельный металл (РЗМ), для случая R = Tm. Известно, что РЗМ образуют с цинком равноатомные соединения RZn со структурой типа Cs Cl [4—9] антиферромагнитные, когда R — легкие РЗМ [4—6] и ферроматнитные, когда R — тяжелые РЗМ [4, 7—9] (как GdZn, так и TmZn — ферримагнетики с точками Кюри 268 K [7] и 8,12 K [9] соответственно).

Были приготовлены поликристаллические образцы системы  $Gd_x Tm_{1-x}$  Zn с x = 0; 0,1; ... 1,0. Методика изготовления образцов аналогична описанной в работе [3]. Рентгенофазовый анализ показал, что в исследуемых образцах образуется непрерывный ряд твердых растворов со структурой типа Cs Cl. Зависимость параметра решетки (определенной с относительной ошибкой не более 0,2%) от состава приведена на рис. 1. Видно, что при замещении гадолиния тулием, параметр решетки, как и следовало ожидать, уменьшается, так как ионный радиус трехвалентного тулия меньше ионного радиуса трехвалентного тадолиния. Образцы отжигались в атмосфере очищенного гелия при 400°С в течение 40 часов.

Магнитная восприимчивсть измерялась методом Фарадея на весах с полуавтоматической компенсацией действующей силы, в полях до 0,5 T и температурном интервале 77—800 К, с точностью до 1%. Подобная установка описана в работе [10]. Намагниченность измерялась на вибрационном магнитометре, аналогичном описанному в [11], в полях с индукцией 1,5 T при температурах 77—300 К, с точностью до 3%. Электросопротивление образцов измерялось четырехконтактным потенциометрическим методом на стержнях.

Температурная зависимость обратной магнитной восприимчивости последованных образцов линейна (для Tm Zn линейность наблюдается при T > 400 K), т. е. в исследованном температурном интервале магнитная восприимчивость подчиняется закону Кюри—Вейсса  $\chi = \frac{C}{T - \theta_p}$ , где

C — постоянная Кюри,  $\theta_p$  — парамагнитная температура Кюри.



Рис. 1. Зависимость ферромагнитной  $(T_c)$ и парамагнитной  $(\theta_p)$  температур Кюри, постоянной решетки. (a), остаточного сопротивления ( $\rho_0$ ), сопротивления, обусловленного рассеянием на магнитных моментах ( $\rho_m$ ) и эффективного магнитного момента. <sup>1</sup><sub>вфф</sub> от состава сплава.

Из наклона прямых  $\chi^{-1}$  (*T*) вычислялись средние эффективные магнитные моменты  $\mu_{\rm эф\phi}$ , приходящиеся на один РЗ ион, зависимость величин которых от состава приведена на рис. 1. Там же пунктирной линией приведена аналогичная зависимость ожидаемых значений  $\mu_{\rm эф\phi}^{\rm ожил}$ , рассчитанных в предположении отсутствия взаимодействия между магнитоактивными ионами.

Экстраполяцией  $\chi^{-1}(T)$  к ОК определялись парамагнитные температуры Кюри  $\Theta_p$  (см. таблицу и рис. 1).

Были измерены намагниченности в зависимости от внешнего магнитного поля H при различных температурах. Вид кривых характерен для ферромагнетиков. Линейной экстраполяцией изотерм  $\sigma(H)$  к нулевому полю были получены значения самопроизвольной намагниченности  $\sigma_s$  в зависимости от приведенной температуры  $\tau = T/T_e$ . На рис. 2 представлены экспериментально полученные температурные зависимости среднего атомного магнитного момента  $\sigma_s(\tau)$  для некоторых образцов этой системы. Температуры Кюри  $T_e$  и величины самопроизвольной намагниченности вблизи температур Кюри определялись методом термодинамических коэффициентов [12]. Концентрационная зависимость температур Кюри приведена на рис. 1. Видно, что значения Ор и Тс близки и монотонно убывают с уменьшением количества гадолиния в сплаве, что свидетельствует об ослаблении обменного вазимодействия между магнитоактивными ионами.

Анализ данных магнитных измерений, подобный приведенному в работе [2]; позволяет предположить, что для системы Gdx Tm1-xZn в парамагнитной сбласти проявляются магнитные моменты свободных ионов-Gd и Tm, а в упорядоченной фазе предпочтительной оказывается такая



ситуация, при которой ионы тулия, статистически замещая ионы гадолиния в сплаве, магнитно не упорядочиваются, или их суммарный момент равен нулю. Возможно также подавление магнитного момента иона Tm<sup>3+</sup> со стороны кристаллического поля.

На рис. З представлены температурные зависимости электросопоотивления некоторых изучаемых сплавов в области 77-300 К. Вид их характерен для ферромагнитных металлов. В области точек Кюри наблю-



OT

момента Оз

температуры

ного



дается изменение температурного коэффициента сопротивления. Следуя правилу Матиссена удельное сопротивление магнитного сплава р (Т) при температуре T можно представить в виде  $\rho(T) = \rho_0 + \rho_{\phi}(T) + \rho_{\mu}(T)$ , где рассеянием электронов проводимости на дефектах кристаллической решетки и экспериментально определяется путем экстраполяции кривой сопротивления к абсолютному нулю температуры,  $\rho_{\phi}(T)$  — сопротивление, обусловленное рассеянием электронов проводимости на фононах,  $\rho_{\mu}(T)$  — сопротивление, сбусловленное рассеянием электронов проводимости на магнитных моментах магнитоактивных ионов.

Проведены измерения сопротивления при гелиевой температуре. Значения  $\rho_0$  в зависимости от состава представлены в таблице и на рис. 1 и описываются выражением  $\rho(x) = -9,45 \ x^2 + 9,65 \ x + 0,165$  в согласии с правилом Нордтейма [13] ( $\rho \sim x \ (x-1)$ ).

Кристаллографические, магнитные и электрические параметры твердых растворов системы Gd<sub>x</sub> Tm<sub>1-x</sub> Zn.

x	a, Å	μ <sup>9</sup> Φ¢, μ <sup>2</sup>	θ <sub>p</sub> , K	T <sub>c</sub> , K	M <sub>ad</sub> , µ <sub>b</sub> († †)	Mod, 1+5 († +)	Mod, 146 († 0)	ро·10 <sup>6</sup> Ом. м.	(ро-рм). 10 <sup>6</sup> Ом. м	р <sub>м</sub> · 10 <sup>6</sup> Ом. м.
0 0,1 0,2 0,3 0,4 0,5 0,6 0,7 0,8 0,9 1,0	3,514 3,5226 3,5312 3,5398 3,5484 3,5570 3,5656 3,5742 3,5828 3,5914 3,600	7.74 8,40 7.98 8.16 8.13 7.89 7,85 8.02 7.79 7.57 8.56	14,5 22,4 76.2 84.0 132.7 172.4 212.5 227.2 253.3 254.1 263.0	70 104.6 144.6 172.4 207.0 225.2 249,2 255.4 266.2				0,40 1,19 1,50 2,43 2,62 2,62 2,62 2,11 2,00 1,06 0,94 0,38	0,75 1.95 2,30 3,60 4.06 4,70 5,11 5,33 5,45 5,95 7,90	0,35 0.76 0.80 1.17 1,44 2.08 3.00 3,33 4.39 5.01 7,52

Сделана попытка разделения вкладов, обусловленных различными механизмами рассеяния [14] в общее сопротивление. Величина фононного вклада вычисталась из общего сопротивления экстраполяцией к ОК высокотемпературной части ( $T > T_c$ ) зависимости  $\rho(T)$ . Вычитанием из этого экстраполированного значения величины остаточного сопротивления определялся максимальный вклад в сопротивление, обусловленный рассеянием электронов проводимости на магнитных моментах магнитоактивных ионов, зависимость которого от состава представлена в таблице и на рис. 1. Как и следовало ожидать величина  $\rho_{M}^{max}$  растет с повышением точки Кюри сплавов [15].

### **ЛИТЕРАТУРА**

- 1. Адамян В. Е. н др. ФТТ, 20, 578 (1978).
- 2. Адамян В. Е. и др. ФТТ, 21, 3186 (1979).
- 3. Адамян В. Е. н др. ФММ, 51, 556 (1981).
- 4. Kanematsu K., Alfiert G. T., Banks E. J. Phys. Soc., Japan, 26, 244 (1969).
- Buschow K. H. J., van Laar B., Elemans J. B. A. A. J. Phys., F: Metal Phys., 4, 1517 (1974).
- 6. Morin P., Pierre J. Phys. Stat. Sol., (a) 30, 549 (1975).
- 7. Eckrich K. et al. Z. Physic, B23, 157 (1976).
- 8. Morin P., Waintal A., Lüthi B. Phys. Rev., B14, 2972 (1976).
- 9. Morin P., Rouchy J., Schmitt D. Phys. Rev., B17, 3684 (1978).
- 10. Аламян В. Е. н др. ФТТ, 7, 3372 (1965).

11. Foner S. Rev. Sci. Instr., 10, 548 (1959).

12. Белов К. П. Магнитные превращения. ГИФМА, М., 1959, 260 с.

13. Займан Дж. Электроны и фононы. ИИЛ, М., 1962, 488 с.

14. Тейлор К., Дарби М. Физика редкоземельных соединений. Изд. Мир, М., 1974, 374 с.

15. Kassua T. Prog. Theor. Phys., 16, 58 (1956).

### GD<sub>x</sub> T<sub>m:-x</sub>Z<sub>n</sub> ՀԱՄԱԿԱՐԳԻ ՊԻՆԴ ԼՈՒԾՈՒՑԹՆԵՐԻ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԸՆԿԱԼՈՒՆԱԿՈՒԹՅԱՆ, ՄԱԳՆԻՍԱՑՄԱՆ ԵՎ ԷԼԵԿՏՐԱԴԻՄԱԴՐՈՒԹՅԱՆ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԱՑԻՆ ԿԱԽՈՒՄԸ

Վ. Ե. ԱԴԱՄՅԱՆ, Վ. Վ. ԱԼԵՔՍԱՆԴՐՑԱՆ, Ա. Ա. ԱՐԵՐՈՒՆԻ, Մ. Ա. ՄԵԼԻՔՑԱՆ, Ս. Հ. ՀՈՎՍԵՓՑԱՆ

Սինթեղված է  $G d_x T m_{1-x} Z n այնեղ լուծույթների թաղմաթյուրեղ համաձուլվացջներ (X=$ 0, 0,1...1,0), որոնք ունեն CsCl տիպի թյուրեղային կառուցվածջ։ Չափված է դրանց մագնիսական ընկալունակության, մագնիսացման և էլեկտրադիմադրության ջերմաստիճանային կախվածությունը։ Ցույց է տրված, որ հազվագյուտ հողային մետաղների իոնները այդ համակարգիհամաձուլվածջներում գտնվում են եռավալենտ վիճակում։ Ցածը ջերմաստիճանային տիրույթում համակարգը դառնում է ֆերրոմագնիսական։ Կյուրիի ջերմաստիճանի տիրույթում նկատվում է էլեկտրական դիմադրության ջերմաստիճանային գործակցի խիստ փոփոխություն։

### THE TEMPERATURE DEPENDENCE OF MAGNETIC SUSCEPTIBILITY, MAGNETIZATION AND ELECTRICAL RESISTIVITY OF $Gd_x$ $Tm_{1-x}$ Zn SOLID SOLUTIONS

#### V. E. ADAMYAN, V. V. ALEKSANDRYAN, A. A. ARTSRUNI, M. A. MELIKYAN, S. H. HOVSEPYAN

The polycrystalline alloys of  $\operatorname{Gd}_x \operatorname{Tm}_{1-x} \operatorname{Zn} (x=0; 7.1; \dots, 1.7)$  solid solutions having CsCl type structure were synthesized. The temperature dependence of their magnetic susceptibility, magnetization and electrical resistivity was measured. It is shown that ions of rare-earth metals in the alloys of this system are in trivalent state. With the decrease in temperature the system exhibits the ferromagnetic behaviour. In the range of Curie temperatures of the alloys sharp changes in the temperature coefficient of resistance are observed.

- :SE- -

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 4, 216-221 (1990)

32

State -

УДК 539.184:546.32

energy and a second strate and the

### КОНТУР СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ ФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПАРОВ КАЛИЯ ПРИ НАЛИЧИИ БУФЕРНОГО ГАЗА

### М. Е. МОВСЕСЯН, А. В. ПАПОЯН, С. В. ШМАВОНЯН

8.1

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 25 декабря 1989 г.)

Исследован контур спектральной линии фиолетового излучения на переходе  $5P_{3/2} \rightarrow 4 S_{1/2}$  атома калия, возникающего при двухфотонном возбуждении в присутствии гелия в качестве буферного газа. Показано, что увеличение плотностей паров калия и буферного газа так же, как и увеличение интенсивностей возбуждающих излучений, приводит к смещению линии излучения в красную область спектра и к ее расщеплению на две симмстричные компоненты. Наблюдаемые явления объясняются с помощью механизма штарковского сдвига и расщепления линии в полях оптических излучений. Получено отношение поперечных сечений столкновительного заселения уровня 6  $S_{1/2} z_{K-K} / z_{K-He} \approx 100.$ 

В ряде работ исследованы фиолетовые излучения на переходах  $5P_{3/2, 1/2} \rightarrow 4S_{1/2}$  атома калия ( $\lambda = 4044$  и 4047 Å), возникающие при двухфотонном возбуждении вблизи перехода  $4S_{1/2} \rightarrow 6S_{1/2}$  [1—5]. В [4, 5], где исследованы контуры фиолетовых линий, утверждается, что наблюдаемая многокомпонентная картина качественно объясняется механизмом полевого расщепления термов. Показано, что существенную роль играет при втом реальное заселение уровней (4P, 6S и др.) резонансными излучениями. Указанные работы проведены в «чистых» парах калия (без буферного газа). В условиях квазирезонансного возбуждения паров калия наличие буферного газа может привести к заметному увеличению заселение истей уровней и, соответственно, к изменению картины расщепления.

В настоящей работе приводятся результаты исследования контура спектральной линии на  $\lambda = 4044$  Å (переход  $5P_{3/2} \rightarrow 4S_{1/2}$  в зависимости от плотностей паров калия и буферного газа, а также от интенсивностей возбуждающих излучений.

Двухфотонное возбуждение паров калия осуществлялось излучениями рубинового лазера ( $v_R = 14399,5 \text{ см}^{-1}$  при температуре активного элемента 15° C) и первой стоксовой компоненты его ВКР и нитробензоле ( $v_S = 13054,5 \text{ см}^{-1}$ ). Частота  $v_S$  на 12 см<sup>-1</sup> больше частоты перехода  $4 S_{1/2} \rightarrow 4 P_{3/2}$ , а  $v_S + v_R$  — на 4 см<sup>-1</sup> больше частоты перехода  $4 S_{1/2} \rightarrow$  $\rightarrow 6 S_{1/2}$ . Возбуждающие излучения направлялись без фокусировки в кювету с парами калия и буферным газом. Интенсивность излучения рубинового лазера в кювете составляла  $I_R = 15 \text{ MBt/см}^2$ , а интенсивность BKP —  $I_S = 1 \text{ MBt/см}^2$  при длительностях импульсов 20 нс и 15 нс соответственно. Заметим, что спектральная ширина излучения ВКР составляла 2—3 см<sup>-1</sup>, в то время как ширина линии рубинового лазера—0,05 см<sup>-1</sup>. Исследование контуров спектральных линий выходящего из кюветы излучения проводилось с использованием эталона Фабри-Перо ИТ—28—30 с базой 1 и 3 мм. Фиолетовое излучение выделялось фильтром СЗС-22, возбуждающие излучения при этом полностью отсекались. Интерференционная картина фотографировалась при помощи камеры с F = 270 мм (для базы эталона 1 мм) или с F = 800 мм (для базы 3 мм). Контур спектральной линии определялся посредством фотометрирования фотопластинок на регистрирующем микрофотометре ИФО-451. Разрешающая способность составляла  $\approx 100000$  ( $\Delta v = 0,24$  см<sup>-1</sup>) при базе эталона 1 мм и  $\approx 300000$  ( $\Delta v = 0,08$  см<sup>-1</sup>) при базе 3 мм. В жачестве реперной линии использовалась линия поглощения на переходе  $4S_{1/2} \rightarrow 5 P_{3/2}$  атома калия, для чего применялась вторая кювета с парами.

Исследования, проведенные эталоном с базой 3 мм при плотности буферного газа  $N_5 = 2 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>, показали, что при плотности паров калия  $N_K = 2 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> наблюдалась одиночная симметричная линия шириной  $\approx 0,15$  см<sup>-1</sup>, смещенная относительно резонансной частоты  $5P_{3/2} \rightarrow 4 S_{1/2}$  на  $\approx 0,1$  см<sup>-1</sup> в красную сторону. С ростом  $N_K$  линия уширялась и смещалась в длинноволновую область, оставаясь симметричной. Начиная с NK =  $2 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> наблюдалось расщепление линии излучения на две компоненты с примерно одинаковыми интенсивностями и ширинами. Расстояние между компонентами при  $N_K = 8 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> достигало 0,3—0,4 см<sup>-1</sup>, а смещение центра тяжестви этих компонент относительно резонансной частоты —  $\approx 0,3$  см<sup>-1</sup>. О ширине и форме спектраль-





Рис. 2. Зависимость спектральной ширины линии фиолетового излучения ( $\Delta$  v) от плотности буферного газа ( $N_{\rm E}$ ) при значении плотности паров калия  $N_{\rm K} = 5\cdot 10^{15}~{\rm cm}^{-3}$ .

ных компонент в отдельности говорить сложно, так как провал между ними составлял не более 20% от максимальной интенсивности. Графическое разделение дает ширину каждой компоненты  $\approx 0,6$  см<sup>-1</sup>. Зависимость ширины спектральной линии на  $\lambda = 4044$  Å от плотности паров калия при N<sub>Б</sub> = 2.10<sup>18</sup> см<sup>-3</sup> приведена на рис. 1. Спектральная ширина измерялась на полувысоте контура без учета структуры линии.

Увеличение плотности буферного газа при неизменном значении  $N_{\rm K}$  приводит к качественно аналотичным результатам (смещение, уширение и расщепление линии излучения). На рис. 2 приведена зависимость ширины спектральной линии на  $\lambda = 4044$  Å на полувысоте контура от плотности буферного газа при  $N_{\rm K} = 5\cdot 10^{45}$  см<sup>-3</sup>. Заметим, что здесь измерения проводились эталоном с базой 1 мм (из-за ограниченности области дисперсии при базе 3 мм), что ухудшало разрешающую способность.

Контур линни излучения на  $\lambda = 4044$  Å значительно изменялся в зависнмости от интенсивностей возбуждающих излучений (рубинового лазера и ВКР в нитробензоле). На рис. 3 приведены образцы контуров, полученные при  $N_K = 5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> и  $N_B = 10^{18}$  см<sup>-3</sup> для двух значений интенсивностей возбуждающих излучений: а)  $I_R = 15$  МВт/см<sup>2</sup>,  $I_B = 1$  МВт/см<sup>2</sup> и 6)  $I_R = 1.5$  МВт/см<sup>2</sup>,  $I_B = 0.1$  МВт/см<sup>2</sup>. Использовался эталон с базой



Рис. 3. Образцы контуров линин фиолетового излучения при  $N_K = 5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>,  $N_B = 10^{18}$  см<sup>-3</sup> и интенсивностях возбуждающих излучений: а)  $I_R = 15$  МВт/см<sup>2</sup>,  $I_S = 1$  МВт/см<sup>2</sup>, 6)  $I_K = 1.5$  МВт/см<sup>2</sup>,  $I_S = 0.1$  МВт/см<sup>2</sup>. База эталона Фабри-Перо-3 мм. Частота 24720,2 см<sup>-1</sup> соответствует переходу  $5P_{3/2} + 4S_{1/2}$ атома калия.

3 мм. Как видно из рис. За, при больших интенсивностях возбуждающих излучений линия излучения состоит из двух компонент, расстояние между максимумами которых составляет ≈ 0,5 см<sup>-4</sup>. Общая ширина контура, как показали исследования, проведенные эталоном с базой 1 мм, составляла ≈ 1,4 см<sup>-4</sup> на полувысоте. Вследствие ограниченности области дисперсии (1,67 см<sup>-4</sup>) исследовалась только центральная часть контура. При малых интенсивностях возбуждающих излучений (рис. 36) наблюдается одиночная линия с шириной на полувысоте ≈ 0,3 см<sup>-4</sup>. Следует отметить высокую стабильность контура линии излучения. Интерференционная картина практически не менялась при температурной перестройке частоты излучения рубинового лазера и, соответственно, ВКР в нитробензоле на ≈ 1 см<sup>-4</sup> (двухфотонная расстройка — до 2 см<sup>-4</sup>).

Результаты проведенного нами исследования зависимостей интегральных интенсивностей линий фиолетовых излучений от плотностей паров калия и буферного газа, от интенсивности возбуждающего излучения, а также временные характеристики фиолетовых излучений приведены в [6].

Наблюдаемые нами сдвиг и расщепление спектральной линии могут быть объяснены эффектом Штарка в полях резонансных оптических излучений. Полученные в настоящей работе экспериментальные результаты показывают, что сдвиг и расщепление линии растут как с увеличением интенсивностей возбуждающих излучений, так и с повышением плотностей паров калия и буферного газа. Это позволяет предполагать, что существенный вклад в наблюдаемую картину вносит реальное заселение уровней посредством атомных столкновений. Вычисления с использованием формул, приведенных в [7], показывают, что в условиях нашего эксперимента столкновительное заселение уровня 4 P3/2 излучением на VS может достичь 30 % от общего числа атомов калия, а заселение уровня 6 S1/2 посредством ступенчатого возбуждения 4 S1/2 + 4 P3/2 + 6 S1/2 излучениями vs и vR и двухфотонного возбуждения vs + vR - до 15 % от общего числа атомов калия. Действительно, специальные исследования показали, что при высоких плотностях паров калия и буферного газа наблюдаются четырехфотонные параметрические процессы, начинающиеся с уровней 4 P<sub>3/2, 1/2</sub>, где два фотона накачки у<sub>R</sub> и у<sub>S</sub> распадаются на ИК фотон ВЭКР рубинового излучения на переходе 4P<sub>3/2</sub>→ → 5 P<sub>3/2</sub> и фиолетовый фотон с частотой у = у<sub>R</sub> + у<sub>S</sub> - у<sub>вэкр</sub>. Интенсивность этого фиолетового излучения такого же порядка, что и интенсивность излучения на переходе 5 P3/2 - 4 S1/2. Это подтверждает предположение, что буферный газ способствует эффективному заселению уровня 4 P<sub>3/2</sub> и процессу ВЭКР на переходе 4 P<sub>3/2</sub> - 5 P<sub>3/2</sub>. При этих же условиях наблюдается двухфотонный распад уровня 6 S1/2 излучениями гиперкомбинационного рассеяния (ГКР), преводящего атом калия с основного уровня  $4 S_{1/2}$  на  $5 P_{3/2}$  ( $v_{\Gamma KP} = v_S + v_R - v (5 P_{3/2} \rightarrow$  $\rightarrow 4 S_{1/2}$ )), и на  $v = v (6 S_{1/2} \rightarrow 4 S_{1/2}) - v_{\Gamma KP}$ , что говорит об эффективном заселении уровня 6 S1/2.

Исходя из вышесказанного, вклад в сдвиг и расщепление линии, кроме интенсивных излучений накачек (vs и va) и излучения ГКР, участвующего в генерации исследуемого фиолетового излучения, будут иметь также излучения с возбужденных уровней: ВЭКР рубинового излучения на переходе  $4P_{3/2} \rightarrow 5P_{3/2}$  ( $\lambda = 3,7$  мкм), резонансное ИК излучение на переходе  $6S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$  и ИК излучения на переходах  $5P_{3/2} \rightarrow 5S_{1/2}$  и  $5P_{3/2} \rightarrow 3D$ . Об экспериментальном наблюдении этих излучений в отсутствие буферного газа сообщалось в [8], а в [4,5] оценена их роль в полевом расщеплении линии на  $\lambda = 4044$  Å.

Расчеты с помощью соответствующих формул (например, [9]) показывают, что сдвиг линии излучения и ее расщепление в условиях нашего эксперимента обусловлены разными излучениями. Смещение линии излучения происходит в поле нерезонансного излучения. Сравнение действий различных нерезонансных излучений в данной системе показывает, что основным излучением, которое может привести к наблюдаемому сдвигу линии излучения на λ = 4044 Å в длинноволновую область (до ≈ 0.5 см-1), является излучение ВЭКР рубинового лазера на переходе 4 P<sub>3/2</sub> → 5 P<sub>3/2</sub> при достаточной интенсивности (до ~ 100 кВт/см<sup>2</sup>). Расщепление линии на две симметричные компоненты происходит в поле резонансного излучения. Сравнение показывает, что расщепление (до 20,5 см-1), наблюдаемое на эксперименте, обусловлено в основном действием излучения на переходе 6 S1/2 - 5 P3/2 при интенсивности до ~ 10кВт/см<sup>2</sup>. О такой же величине интенсивностей резонансных ИК излучений в парах калия сообщается в [8]. Надо отметить, что проведение детальных количественных расчетов осложнено из-за множества взаимосвязанных термов и излучений в исследуемой системе, а также из-за эффектов распространения.

Следует отметить одинаковый характер зависимостей ширины контура линии излучения на полувысоте ( $\Delta v$ ) от плотностей паров калия и буферного газа (рис. 1 и 2): наклоны прямых на рис. 1 и 2 практически одинаковы, то есть Δу зависит от NK и N5 одинаковым образом. Измеренная ширина контура соответствует практически величине расщепления линии. Так как плотность буферного газа входит лишь в величину вероятности заселения уровней, а расщепление фиолетовой линии определяется интенсивностью излучения на переходе 6 S1/2 -> 5 P3/2, то можно утверждать, что величина расшепления Ду зависит лишь от вероятнонсти столкновительного заселения уровня 65 1/2 в обоих случаях. Для случая на рис. 1 плотность буферного газа мала, и вероятность заселения определяется плотностью паров калия (посредством столкновений К-К), в то время как на рис. 2 (на прямолинейном участке) вероятность заселения определяется плотностью буферного газа (посредством столкновений К-Не, так как N<sub>E</sub> ≫ N<sub>K</sub>). Сравнением зависимостей на рис. 1 и 2 можно оценить отношение сечений столкновительного заселения уровня 6 S1/2 ок-к/ ок-нея которое составляет в нашем эксперименте величину ≈ 100 (с учетом отношения скоростей сталкивающихся частиц  $v_{K-K}/v_{K-He} = 0.67$ ). Можно показать, что в наших условиях каскадное заселение 651/2 намного эффективнее двухфотонного. Об этом говорит и то, что контур линии не меняется при перестройке частоты рубинового лазера на  $\approx 1$  см<sup>-1</sup>. При этом двухфотонная расстройка должна была измениться на  $\approx 50\%$ , что сказалось бы на контуре линии, тогда как однофотонные расстройки изменяются на  $\approx 10\%$ . Следовательно, таким образом определенные сечения относятся к каскадному заселению уровня 6S 1/2. В заключение отметим, что для определения абсолютных значений сечений необходимо знание интенсивностей ИК излучений.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Lumpkin O. J. IEEE J. Qant. Electron., QE-4, 226 (1968).

- 2. Barak Sh., Rokni M., Yatsiv Sh. IEEE J. Quant. Electron., QE-5, 448 (1968).
- 3. Tan-No N. et al. IEEE J. Qant. Electron., QE-9, 423 (1973).
- 4. Голубев В. А. и др. ЖЭТФ, 59, 661 (1970).
- 5. Кирин Ю. М. н др. ЖЭТФ, 62, 466 (1972).
- 6. Мовсесян М. Е., Папоян А. В., Шмавонян С. В. Изв. АН АрмССР, Физика, 25, 8<sup>+</sup> (1990).
- 7. Миказлян А. Л., Тер-Микаелян М. Л., Турков Ю. Г. Оптические генераторы на: твердом теле. Изд. Советское радно, М., 1967.
- 8. Кирин Ю. М. и др. В сб. Нелинейные процессы в оптике, в. 3, с. 172, Новонибирск, 1973.

9. Бонч-Бруевич А. М., Ходовой В. А. УФН, 93, 71 (1967).

### ԿԱԼԻՈՒՄԻ ԳՈԼՈՐՇԻՆԵՐԻ ՄԱՆՈՒՇԱԿԱԳՈՒՑՆ ՃԱՌԱԳԱՑ**ԹՄԱՆ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ԳԾԻ** ԿՈՆՏՈՒՐԸ ԲՈՒՖԵՐԱՑԻՆ ԳԱՉԻ ԱՌԿԱՅՈՒ**ԹՅ**ԱՄԲ

#### Մ. Ե. ՄՈՎՍԵՍՅԱՆ, Ա. Վ. ՊԱՊՈՑԱՆ, Ս. Վ. ՇՄԱՎՈՆՑԱՆ

Հնտաղոտված է բուֆնրային գազի (հնլիում) առկայությամբ հրկֆոտոն գրգոման պայմաններում առաջացող կալիումի ատոմի 5  $P_{3/2} \rightarrow 4 S_{1/2}$ անցման վրա մանուշակագույն ճառագայիման ապեկտրալ գծի կոնտուրը։ ծույց է տված որ կալիումի գոլորշիների և բուֆնրային գազի խտությունների ավելացումը, ինչպես և գրգռող ճառագայթումների ինտենսիվությունների ավելացումը, բերում է ճառագայթման գծի շեղմանը դեպի սպեկտրի կարմիր տիրույթ և նրա ճեղջմանը հրկու սիմնարիկ կոմպոնենտների։ Դիտվող երևույթները բացատրվում են օպտիկական ճառագայթումների դաշտերում շտարկյան շեղման և ճեղջման մեխանիզմի հիման վրա։ Ստացված է 6  $S_{1/2}$  մակարդակի բախումներով բնակեցման լայնական կտրվածջների հարաբերությունը  $\sigma_{K-K}/\sigma_{K-He} \approx 100$ :

### THE SPECTRAL LINE SHAPE OF VIOLET RADIATION IN POTASSIUM VAPOR IN THE PRESENCE OF BUFFER GAS

#### M. E. MOVSESYAN, A. V. PAPOYAN, S. SHMAVONYAN

The shape of spectral line of violet radiation at  $5P_{32} \rightarrow 4S_{1/2}$  transition of a potassium atom under twop-hoton excitation in the presence of helium buffer gas is investigated. It is shown that the increase in potassium vapor and buffer gas densities, as well as in the intensity of erciting radiation leads to the shift of radiation line to the red side of spectrum and to its splitting into two symmetric parts. The observed phenomena are explained by the Stark shift and the splitting of the line in optical radiation fields. The ratio-of cross-sections of collisional population for the level  $6S_{1/2}$  is found to be  $\sigma_{K-K}/\sigma_{K-He} \approx 100$ .

УДК 548.733

### СПОСОБ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЯ ДЕФОРМАЦИИ КРИСТАЛЛОВ КРАТНЫМИ ИНТЕРФЕРОМЕТРАМИ

### А. О. АБОЯН, А. А. ХЗАРДЖЯН

### Ереванский политехнический институт им. К. Маркса

(Поступила в редаждию 14 декабря 1989 г.)

В работе предложен ренттеноинтерферометрический способ исследования поля деформации дефектов в кристаллах с помощью двухкратных и трехкратных интерферометров.

Экспериментально показано, что юратными интерферометрами можно обнаружить и линии сегрегации ,и полосы смещския, и муаровые карти: м различных несовершенств.

Как известно, рентгеновские рефлексы реагируют на структурные дефекты только в том случае, когда деформационные сдвити атомов, вызванные этими дефектами, перпендикулярны к атомным плоскостям, отражением от которых образуется данный рефлекс. Строго говоря, только те дефекты не влияют на интенсивность рефлексов, сдвиги которых лежат на отражающих плокостях.

В частности, контраст (видимость) дислокационной линии (изображения) сильно зависит от ориентации вектора Бюргерса относительно отражающих плоскостей — изображение дислокации имеет максимальный контраст, когда вектор Бюргерса перпендикулярен к отражающим плоскостям. Далее, контраст полос сегрегации зависит от ориентации отражающих плоскостей относительно оси роста кристалла — они наблюдаются с максимальным контрастом, когда дифракционный вектор параллелен оси роста кристалла, а если он перпендикулярен к этой оси, то, полосы сегрегации невидимы. Когда в сегрегированных областях кристалла одновременно имеются и выделения, то полосы сегрегации наблюдаются независимо от величины угла между дифракционным вектором и осью роста кристалла.

Таким образом, топограммы и интерферограммы, полученные от одного семейства отражающих плоскостей, не дают полной картины несовершенств исследуемого кристалла. Поэтому для более или менее полного описания деформированного состояния кристаллов необходимо получить дефектограмму от одного и того же кристалла с помощью двух и трехплоскотных семейств, отличающихся ориентациями.

Известны рентгеноинтерферометрические способы исследования несовершенств кристаллов [1, 2].

Во всех этих исследованиях использованы одинарные интерферометры — одно семейство отражающих плоскостей. В таких интерферометрах, как правило, только одно семейство сильно отражающих плоскостей, при-

надлежащих одному и тому же комплексу симметрично эквивалентных плоскотей, ориентировано удобно для отражения, поэтому интерферограммы, полученные от этих интерферометров, не дают полной картины несовершенств исследуемого кристалла.

В работе предложен новый ренттеноинтерферометрический способ, более полно описывающий поля деформации кристаллов. Цель достигается с помощью кратных интерферометров.

### 1. Двухкратный двухкристальный и трёхкристальный интерферометр

Все экспериментальные исследования нами проведены на кремниевых образцах.

Как видно из формулы

$$\cos \alpha = \frac{h_1 h_2 + k_1 k_2 + l_1 l_2}{(h_1^2 + k_1^2 + l_1^2)^{1/2} (h_2^2 + k_2^2 + l_2^2)^{1/2}},$$
 (1)

в кубической сингонии угол а между (110 и (110) симметрично эквивалентных плоскостей равен 90°.

Поэтому, для достижения нашей цели нами были иэготовлены двухкристальный и трехкристальный двухкратные интерферометры из кристалла кремния. Двухкристальный интерферометр состоит из двух параллелепипеидальных блоков, разделенных параллельным воздушным зазором. Толщины блоков (равные 4,5 мм) таковы, что при этих значениях в кристалле кремния имеет место бормановское аномальное поглощение Мо К<sub>а</sub> излучения. Ширина зазора — 260 мкм.

Как видно из формулы (1), семейства сильно отражающих плоскостей (110) и 110) перпендикулярны друг другу, а размеры интерферометров подобраны так, что удовлетворяются условия отражения 220 и 440. Когда одно из этих семейств приведено в отражающее положение, то для приведения другого семейства в такое же положение необходимо повернуть интерферометр на 90° вокруг оси, перпендикулярной поверхности входа интерферометра. Таким образом, создаются условия для получения совершенно одинаковых интерференционных картин кратных интерферометров. Конечно, это достигается только в том случае, когда блоки инитерферометра — почти идеальные кристаллы. Если же блоки интерферометра (или исследуемый кристалл) содержат дефекты, ориентация которых относительно отражающих плоскостей разных семейств двухкратного интерферометра — разная, то интерференционные картины этих интерферометров будут отличаться, что даст возможность судить о пространственной ориентации дефектов и распределении деформаций, вызванных этими дефектами.

На рис. 1а, 6; 2а, 6; 3а, 6 показаны соответственно топограммы и интерферограммы, полученные от одного кристалла, двухкратного двухкристального и двухкратного трехкристального интерферометров с отражениями 220 и 220.

Как видно из рисунков 1а и 16, отражение 220 никаких дефектов не

обнаружило (рис. 1а), а отражение 220 сбнаружило сегрегацию (на рис. 16 получены линии сегрегации). Эти рисунки показывают, что отражение 220 в двухкратном двухкристальном интерферометре обнаруживает только линии смещения (рис. 2а), а отражение 220 — как линии смещения, так и линии сегрегации.

Si and la



Рис. 1. Топограммы от одного кристалла: а — отражение 220, 6 — отражение 220. Рис. 2. Интерферограммы от двухкратного двуххристаль: ого интерферометра: а — отражение 220, 6 — отраже: не 220.



Рис. 3. Топограммы от двухюристального трехкратного интерферометра: а — отражение 220, 6 — отражение 220.

На рис. 26 картина получена в результате интерференционного наложения линий смещения и сегрегации.

В первом кристалле двухкратного трехкристального интерферометра оказалась дислокация, поэтому на рис. За (отражение 220) получилась интерферометрическая муаровая картина поля деформации дислокации, а на рис. 36 (отражение 220) видна картина, полученная в результате когерентного наложения линий сегрегации и муара дислокации.

Таким образом, одним и тем же двухкратным интерферометром можно обнаружить и линии сегрегации, и полосы смещения, и муаровые картины различных несовершенств.

Как видно из приведенных рисунков, отражением от плоскостей (110) линии сегрегации не получаются, а от плоскостей (110) — получаются, следовательно, во-первых, дифракционный вектор отражения 220 паралелен оси роста кристалла, а дифракционный вектор отражения 220 — перпендикулярен к этой оси и, во-вторых, в кристаллах интерферометра выделения отсутствуют.

# 2. Трехкратный двухкристальный и трехкристальный интерферометр

Для более полного описания дефектной структуры необходимо увеличить кратность интерферометра — увеличить число семейств отражающих плоскостей, принадлежащих одному и тому же комплексу симметрично эквивалентных плоскостей.

Как видно из формулы (1), угол а между (110) и (011), а также между (011) и (101) симметрично эквивалентных плоскостей равен 60°.

Указанная цель достигается тем, что рентгеновские излучения направляют под углом Брэгга на одно из трех семейств отражающих плоскостей трехкратного интерферометра, регистрируют дифрагированное излучение, затем поворотом интерферометра на 60° получают интерференционную картину от второго и третьего семейств, повторяют регистрацию излучения и сопоставлением полученных картин судят о несовершенстве структуры.

На рисунках 4а, б, в показаны сежционные топотраммы, полученные от треккратного двухкристального интерферометра отражениями 220, 202 и 022 (излучение Мо Ка).

На рисунках 5а, 6, в показаны топограммы, полученные от трехкратного трехкристального интерферометра отражениями 220; 202 и 022.

Внимательное исследование этих снимков позволяет сделать следующие выводы:

1. Кристаллы двухкристального трехкратного интерферометра не содержат дислокаций: на интерферограммах (рис. 4а, б, в) получены недеформированные (почти идеальные) линии смещения. На этих секционных интерферограммах не получены и линии сегрегации, так как в рассматриваемых случаях отражений дифракционные векторы не перпендикулярны к оси роста кристаллов интерферометра. 2. Интерферометрические топограммы, приведенные на рисунках 5а, б, в, показывают, что распределения деформаций, вызванных линией дислокации, расположенной в первом кристалле трехкратного трехкристального интерферометра, отличаются друг от друга — они зависят от ориентации семейств симметрично эквивалентных плоскостей относительно линии дислокации.

1 ... St. 11 . 2 . ....



Рис. 4. Интерферограммы от трехкратного двухкристального интерферометра: отражения 220, 202, 022.

ALT HE KILPHOL

The is proved to the state

Это является экспериментальным доказательством того, что интерферометрические картины, полученные от одного и того же кристалла с помощью семейств симметрично эквивалентных плоскостей, будут одинаковыми только в том случае, когда кристаллы интерферометра идеальны.

3. Для определения вида и места расположения дислокации мы пользовались простым топографическим методом: с целью выяснения, в каком



Рис. 5. Топограммы от трехкратного трехкристального интерферометра: отражения 220, 202, 022.

блоке расположена дислокация, мы получили топограмму после каждого кристалла трехкристального интерферометра и убедились в том, что в нем имеется только одна дислокационная линия, расположенная в первом кристалле. Изображения дислокаций, полученные от различных семейств трехкратного интерферометра, отличаются только длинами и ориентациями.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Bons U. and Graeff W. J. App. Phys., 22, 93 (1977). 2. Раранский Н. Д. Материалы Всесоюзного совещания. Ереван, 1985, с. 117.

### ՔԱԶՄԱՊԱՏԻԿ ԻՆՏԵՐՖԵՐՈՄԵՏՐԵՐՈՎ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ԴԵՖՈՐՄԱՑԻԱՑԻ ԳԱՇՏԻ ՏԱՐԱԾԱԿԱՆ ԲԱՇԽՄԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՄԱՆ ԵՂԱՆԱԿ

#### U. 2. UPASULC, U. U. LQUP2SUL

Առաջարկված է բյուրեղների Թերությունների դեֆորմացիայի դաշտի ուսումնասիրման ռենտգենաինտերֆերոմետրիկ եղանակ կրկնակի և եռակի ինտերֆերոմետրերով։ Փորձարարական Ճանապարհով ցույց է տրված, որ բազմապատիկ ինտերֆերոմետրերով կարելի է հայտնաբերել և սեգրեգացիայի գծերը, և շեղման գծերը, և տարբեր անկատարելիության մուտրի պատկերները։

### A METHOD FOR INVESTIGATION OF SPACE DISTRIBUTION OF DEFORMATION FIELD OF CRYSTALS BY MEANS OF MULTIPLE INTERFEROMETERS

#### A. O. ABOYAN, A. A. KHZARDZHYAN

A method for X-ray interferometric investigation of the deformation field of crystal imperferetions by means of double and triple interferometers is proposed. It is shown experimentally that by means of double and triple interferometers it is possible to detect the segregation lines, displacement lines and the Moire patterns of different type imperfections as well.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 4, 227-233 (1990)

#### УДК 550.388.2

### СТАТИЧЕСКИЙ ТЕНЗОР ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ИОНОСФЕРЫ ЗЕМЛИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕННОЙ МОДЕЛИ ОКОЛОЗЕМНОГО КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА

#### Ю. С. ВАРДАНЯН

Институт раднофизники и электроники АН АрмССР

#### (Поступила в редакцию 31 октября 1989 г.)

В работе вычислен статический тензор электропроводности для ограниченной, многослойной, неоднородной ионосферной плазмы с учетом фотоионизации и рекомбинации, а также амбилолярной диффузии и силы тяжести заряженных частиц.

В настоящей работе исследуется электропроводность ионосферы Земли во всей ее толще с учетом силы тяжести и столкновения составляющих

сталле. Изображения дислокаций, полученные от различных семейств трехкратного интерферометра, отличаются только длинами и ориентациями.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Bons U. and Graeff W. J. App. Phys., 22, 93 (1977). 2. Раранский Н. Д. Материалы Всесоюзного совещания. Ереван, 1985, с. 117.

### ՔԱԶՄԱՊԱՏԻԿ ԻՆՏԵՐՖԵՐՈՄԵՏՐԵՐՈՎ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ԴԵՖՈՐՄԱՑԻԱՑԻ ԳԱՇՏԻ ՏԱՐԱԾԱԿԱՆ ԲԱՇԽՄԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՄԱՆ ԵՂԱՆԱԿ

#### U. 2. UPASULC, U. U. LQUP2SUL

Առաջարկված է բյուրեղների Թերությունների դեֆորմացիայի դաշտի ուսումնասիրման ռենտգենաինտերֆերոմետրիկ եղանակ կրկնակի և եռակի ինտերֆերոմետրերով։ Փորձարարական Ճանապարհով ցույց է տրված, որ բազմապատիկ ինտերֆերոմետրերով կարելի է հայտնաբերել և սեգրեգացիայի գծերը, և շեղման գծերը, և տարբեր անկատարելիության մուտրի պատկերները։

### A METHOD FOR INVESTIGATION OF SPACE DISTRIBUTION OF DEFORMATION FIELD OF CRYSTALS BY MEANS OF MULTIPLE INTERFEROMETERS

#### A. O. ABOYAN, A. A. KHZARDZHYAN

A method for X-ray interferometric investigation of the deformation field of crystal imperferetions by means of double and triple interferometers is proposed. It is shown experimentally that by means of double and triple interferometers it is possible to detect the segregation lines, displacement lines and the Moire patterns of different type imperfections as well.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 4, 227-233 (1990)

#### УДК 550.388.2

### СТАТИЧЕСКИЙ ТЕНЗОР ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ИОНОСФЕРЫ ЗЕМЛИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕННОЙ МОДЕЛИ ОКОЛОЗЕМНОГО КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА

#### Ю. С. ВАРДАНЯН

Институт раднофизники и электроники АН АрмССР

#### (Поступила в редакцию 31 октября 1989 г.)

В работе вычислен статический тензор электропроводности для ограниченной, многослойной, неоднородной ионосферной плазмы с учетом фотоионизации и рекомбинации, а также амбилолярной диффузии и силы тяжести заряженных частиц.

В настоящей работе исследуется электропроводность ионосферы Земли во всей ее толще с учетом силы тяжести и столкновения составляющих

ноносферу частиц, а также членов, ответственных за амбиполярную диффузию заряженных частиц. При этом считается, что слабононизированный газ ионосферы состоит из электронов, положительных ионов одного сорта с единичным зарядом и нейтральных молекул с возмущающей постоянной скоростью.

Если предположить, что выполнено условие квазинейтральности  $N_{oi} \approx N_{oe}$ , а ионная и электронная температуры одинаковы  $T_t = T_e$ , то линеаризованные относительно возмущения физических величин уравнения движения, соответственно для ионоб и электронов, в пренебрежении инерциальными, нелинейными членами, силой Кориолиса (необходимые для этого условия хорошо выполняются в ионосфере [1]) будут иметь вид:

$$-\frac{1}{m_l}\frac{\nabla \overline{p}}{N_{ol}} + \frac{e}{m_l}\left\{-\nabla \psi + \frac{1}{c}\left[\mathbf{v}_e \mathbf{H}_0\right]\right\} =$$
$$= \gamma_{ln}\left(\mathbf{v}_l - \mathbf{w}\right) + \frac{\gamma_{el}}{m_l/m_e}\left(\mathbf{v}_l - \mathbf{v}_e\right) + \frac{n i}{2 N_{ol}}\mathbf{g},$$

(1)

$$-\frac{1}{m_e}\frac{\nabla P_e}{N_{ol}} - \frac{e}{m_e}\left[-\nabla \psi + \frac{1}{c}\left[\mathbf{v}_e \mathbf{H}_0\right]\right] =$$
$$= \gamma_{en}(\mathbf{v}_e - \mathbf{w}) + \gamma_{el}(\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_l) + \frac{n_e}{2N_{oe}}\frac{m_l}{m_e}g.$$

Здесь  $\mathbf{v}_i$ ,  $\mathbf{v}_e n_i$ ,  $n_e$  — соответственно скорости и возмущения равновесных концентраций  $N_{ol}$ ,  $N_{oe}$  ионов и электронов; возмущения их давлений  $\overline{p}_i = n_i \ k \ T_l$ ,  $\overline{p}_e = n_e \ k \ T_e$ , поскольку процессы считаются изотермическими; k — постоянная Больцмана,  $\psi$  — потенциал электрического поля,  $\mathbf{g}$  — ускорение силы тяжести,  $\gamma_{ln}$ ,  $\gamma_{en}$  и  $\gamma_{el}$  — частоты соударений ионов и электронов с частицами нейтрального газа и между собой.

Пусть имеется медленное, мелкомасштабное движение нейтрального газа с заданной скоростью w, характерные размеры которого малы по сравнению с радиусом Земли. Тогда ионосферу на тех широтах, где горизонтальная составляющая поля мала по сравнению с вертикальной, можно представить в виде бесконечного плоского слоя с магнитным полем, перпендикулярным к границам раздела (см. рисунок). Если пренебречь частотой соударений электронов с ионами (в основном это оправдано во всем слое ионосферы [2]), то из (1) нетрудно получить (умножая соответственно оба уравнения скалярно и векторно на  $H_o$ ) выражения для компонент плотности тока  $\mathbf{j} = e N_{ol} (\mathbf{v}_l - \mathbf{v}_e)$  в следующем виде:

$$\mathbf{j}_{x} = e \, N_{ol} \left[ -\frac{c}{H_{0}} \left( a_{1} \, \psi_{x}' + a_{2} \, \psi_{y}' \right) + \, a_{3} \, \bar{p}_{lx}' + \right.$$

:228

$$+ a_{4} \vec{p}'_{iy} - a_{2} \mathbf{w}_{x} + a_{1} \mathbf{w}_{y}],$$

$$\mathbf{j}_{j} = e N_{ol} \left[ \frac{c}{H_{0}} \left( a_{2} \psi_{x}^{1} - a_{1} \psi_{y}^{1} \right) + a_{3} \vec{p}'_{iy} - a_{4} \vec{p}'_{ex} - a_{1} \mathbf{w}_{x} - a_{2} \mathbf{w}_{y} \right],$$

$$\mathbf{j}_{z} = e N_{ol} \left[ -\frac{c}{H_{0}} \left( \lambda_{l} + \lambda_{e} \right) \psi_{x}^{1} - \frac{1}{N_{ol}} \times \left( \frac{n_{l}}{\gamma_{la}} - \frac{n_{e}}{\gamma_{ea}} \right) \cdot \frac{1}{2} g \left( m_{l} + m_{e} \right) - \frac{k T_{le}}{N_{ol}} \left( \frac{n_{iz}}{\gamma_{la}} - \frac{n_{ez}'}{\gamma_{ea}} \right) \right],$$
(2)

где

$$a_{1} = \frac{(\lambda_{i} + \lambda_{e})(1 + \lambda_{i} \lambda_{e})}{(1 + \lambda_{i}^{2})(1 + \lambda_{e}^{2})}, \qquad a_{2} = \frac{(\lambda_{i}^{2} - \lambda_{e}^{2})}{(1 + \lambda_{i}^{2})(1 + \lambda_{e}^{2})}$$
$$a_{2} = \frac{-\gamma_{en}(1 + \lambda_{e}^{2}) + \gamma_{in}(1 + \lambda_{i}^{2})}{N_{ol}\gamma_{in}\gamma_{en}(1 + \lambda_{i}^{2})(1 + \lambda_{e}^{2})},$$
$$a_{4} = -\frac{1}{N_{ol}} \cdot \frac{1}{\gamma_{in}} \cdot \frac{1}{\gamma_{en}} \frac{\gamma_{en}\lambda_{l}(1 + \lambda_{e}^{2}) + \gamma_{in}\lambda_{e}(1 + \lambda_{i}^{2})}{(1 + \lambda_{e}^{2})(1 + \lambda_{e}^{2})},$$

 $\lambda_{i,e} = \frac{e H_0}{m_{ie}} \frac{1}{c} \frac{1}{\gamma_{i,en}}$  – безразмерные величины. Для простоты в выражевиях (2) опущены индексы *E F*, указывающие соответствующие слои ионосферы.

Для определения неизвестных функций  $n_{i,e}$ , входящих в (2), а тем самым и тензора электропроводности, необходимо систему уравнений (1) дополнить уравнениями непрерывности заряженных частиц в ионосфере и уравнением Пуассона div  $E = 4 \pi e (n_i - n_e)$ .

Процессы, протекающие в ионосфере, весьма разнообразны и сильно меняются с высотой. Однако основным фактором ионообразования во всем ионосферном слое является фотоионизация. В Е-области, где преобладают молекулярные ионы, потеря ионов происходит путем диссоциативной рекомбинации, в F-области в физико-химических процессах, основную роль играют атомарные ионы и потеря ионов происходит путем передачи заряда от первичных ионов к вторичным, а также переносом частиц [3]. Следовательно, уравнения непрерывности для ионов и электронов, соответственно в E и F области, будут иметь вид:

$$o/iv N_{ol} v_{l} = -\alpha N_{ol} (n_{l} + n_{e}),$$
(3)

$$o/iv N_{ol} v_{l} = -a_{r} N_{n} n_{e}$$

 $o/iv N_{oe} \mathbf{v}_{e} = -a, N_{n} n_{e},$ 

229

(4)

где а — ковффициент рекомбинации положительных ионов с электронами, *a*, *N*<sub>n</sub>-формальный (т. к. в этой области реакция прилипания отсутствует) ковффициент прилицания электронов к нейтральным атомам, линейно зависящим от концентрации нейтральных частиц.

Пусть сила тяжести и температура всех сортов частиц, составляющих слабоионизованный газ, не зависят от высоты z. Тогда частоты столкновений  $\gamma_{k,c,n}$  (пропорциональные плотности нейтральных молекул, выра-



женной барометрической формулой  $N_n = N_{on} \times \exp\left[-\frac{1}{H_n}z\right]$ ) и невозмущённая плотность заряженных частиц  $N_{vl,e}$  будут иметь вид:  $\gamma_{l,e,n} = \gamma_{o,l,e} \exp\left(-\frac{1}{H_n}z\right)$ ,

 $N_{o,i,e} = N_o \exp\left[\frac{1}{H_m}z\right]$ . Здесь  $H_n = k T_n/m_n g$ — высота однородной атмосферы,  $T_n$  и  $m_n$  — температура и масса нейтральных частиц,  $\gamma_{o,i,e}$  и  $N_e$  — соответственно частоты столкновений и концентрация заряженных частиц на соответствующих каждому слою начальных высотах,  $H_m$  — постоянная аппроксимации экспонентой концентрации заряженных частиц (такое приближение для большинства задач весьма удовлетворительно). Однако здесь необходимо отметить, что эти параметры разные в слоях E и F из-за неоднородности иолосферы.

Далее, учитывая лишь вертикальные изменения регулярных ионосферных параметров, можно потенциал электрического поля ψ, скорость нейтралов w и возмущения плотностей  $n_i$ ,  $n_e$  разложить в интеграл Фурье по координатам x, y и рассматривать отдельные составляющие

$$\begin{aligned} &\psi = \psi_{k} \exp\left[i(k_{1} x + k_{2} y)\right], \ w = w_{k} \exp\left[i(k_{1} x + k_{2} y)\right], \\ &n_{i} = n_{k}^{i} \exp\left[i(k_{1} x + k_{2} y)\right], \ n_{e} = n_{k}^{e} \exp\left[i(k_{1} x + k_{2} y)\right]. \end{aligned}$$

Будем считать, что скорость нейтралов w не зависит от z, удовлетворяет уравнению несжимаемой жидкости div w = 0 и составляющая w<sub>z</sub> = 0, тогда можно члены фурье-разложения w<sub>x</sub>, w<sub>y</sub> разбить на пары и решить задачу для каждой пары отдельно. В качестве такой пары выберем [4]

где

$$w_x = \frac{w_0}{k_1} \sin k_1 x \cdot \sin k_2 y, \qquad w_y = \frac{w_0}{k_2} \cos k_1 x \cdot \cos k_2 y,$$

тогда электрический потенциал ф и возмущения плотности П., с можно представить в виде:

$$\psi = f_1 \cdot \sin k_1 x \cdot \cos k_2 y, \quad n_t = f_2 \cdot \sin k_1 x \cdot \cos k_2 y,$$
$$n_e = f_3 \cdot \sin k_1 x \cdot \cos k_2 y. \tag{5}$$

10.0.0 )

Теперь из выражений (2, 4) нетрудно выписать статический тензор электропроводности ионосферной плазмы в виде:

$$\begin{split} \sigma_{tk} &= e \, N_{ol} \begin{pmatrix} a_{21} & a_{22} & 0 \\ 0 & 0 & a_{33} \end{pmatrix}, \\ a_{11} &= \frac{c}{H_0} \, a_1 - a_3 f_2^{E,F} / f_1^{E,F} \, k \, T_l - a_1 \, \frac{w_0}{k_1 \, k_2} \, 1 / f_1^{E,F}, \\ a_{12} &= \frac{c}{H_0} \, a_2 - a_4 \, f_2^{E,F} / f_1^{E,F} \, k \, T_l - a_2 \, \frac{w_0}{k_1 \, k_2} \, 1 / f_1^{E,F}, \\ a_{21} &= -\frac{c}{H_0} \, a_2 + \, \frac{w_0}{k_1 \, k_2} \, 1 / f_1^{E,F} \cdot a_2 + a_4 f_3^{E,F} / f_1^{E,F} \cdot k \, T_e, \\ a_{22} &= \frac{c}{H_0} \, a_1 - a_3 f_2^{E,F} / f_1^{E,F} \, k \, T_l - \frac{w_0}{k_1 \, k_2} \, a_1 / f_1^{E,F}, \\ a_{33} &= \frac{c}{H^0} \, (\lambda_i + \lambda_e) + \frac{1}{N_{ol}} \, \cdot 1 / f_{1z}^{E,F} \, \left( \frac{f_{2z}^{E,F}}{T_{ln}^0} - \frac{f_{3z}^{E,F}}{T_{en}^0} \right) \times \\ &\times \frac{1g}{2} \, (m_l + m_e) + \, \frac{k \, T_l}{N_{ol}} \, 1 / f_{1z}^{E,F} \, \left( \frac{f_{2z}^{E,F}}{T_{ln}^0} - \frac{f_{3z}^{E,F}}{T_{en}^0} \right), \end{split}$$

причем  $f_1^{E,F}$  и  $f_2^{E,F}$  — амплитуды соответственно электрического поля и возмущений плотности заряженных частиц в E — и F — области ионосферы (с учётом условий  $\lambda_e \gg 1$ ,  $\lambda_t \lesssim 1$  в E — слое и  $\lambda_{l,e}$  в  $F_{1,2}$  слоях) будут иметь (решение приведено в работах [4,5,6]) следующий вид:

$$\begin{split} f_1^E &= a_{10} t^2 \left(1 + \lambda_{lo}^2 t^{-1}\right) \left(1 + \lambda_{eo}^2 t^{-1}\right) \left[ \left(a_7 t^{-2} + a_{11} t^{-7/4}\right) u_1^E + a_9 t^{-1} u_{lt}^{|E|} \right] a_6, \\ f_1^{F1} &= a_1 \left[ \left(a_7 t^{-2} + a_8 t^{-1}\right) u_1^{F_1} + a_9 t^{-1} u_{lt}^{|F_1|} \right] + a_6, \\ f_1^{F2} &= a_1 \left[ \left(a_7 t^{-2} + a_3 t^{-1}\right) u_1^{F_4} + a_4 t^{-1} u_{lt}^{|F_4|} + a_5 u_{ltt}^{|F_2|} \right] + a_6, \\ f_2^E &= N_0 t^{-5/4} u_1^E = N_0 t^{-5/4} \left(C_6 F(t) + C_7 t^{-1/4} + C_8\right), \\ f_2^E &= N_0 t^{-5/4} u_1^{F_1} = N_0 t^{-5/4} \left(C_8 + C_4 e^{-at}\right) + \\ &+ C_5 N_0 \cdot 2 \frac{t^{-1/4}}{a + \left(1 + H_n / H_a\right)}, \end{split}$$

$$f_{2}^{F_{2}} = N_{0} t^{-5.4} u_{1}^{F_{2}} = N_{0} t^{0.3} [A f_{1} (2\sqrt{a_{2}} t^{1/2} + B Y_{1} (2\sqrt{a_{2}} t^{1/2})] + N_{0} t^{0.3} (C_{1} L_{0.9} + C_{2} L_{3})$$

$$f_{3}^{E,F_{101}} = f_{2}^{E,F_{101}} - \frac{1}{4\pi e} \left\{ k_{0}^{2} f_{1}^{E,F_{102}} - \left(\frac{2}{H_{n}}\right)^{2} \times \left[ t^{2} \frac{d^{2} f_{1}^{E,F_{101}}}{d t^{2}} + t \frac{d f_{1}^{E,F_{102}}}{d t} \right] \right\}, \quad k_{0}^{2} = k_{1}^{2} + k_{2}^{2}.$$

Здесь

$$t = e^{-\Delta t/M_n} \quad F(t) = \frac{1}{2}t^{-1/2} - at^{-1/4} \times \\ \times \ln \left| \frac{a}{t^{-1/4}} \right| - \frac{1}{2}a^2 \ln t^{-1/4} + t^{-1/2} \sum_{n=2}^{\infty} -\frac{1}{(-n+1)} \cdot \frac{1}{n} \times \\ \times \frac{1}{(n+1)!} \left( \frac{a}{t^{-1/4}} \right)^{n+1}, \qquad a = -\frac{8a N_0 H_n (\lambda_{10} + \lambda_{e0}) \gamma_{t0}}{m_t g \lambda_{e0}}.$$

J<sub>1</sub>, Y<sub>1</sub> — соответственно функции Бесселя первого и второго рода. L<sub>0,9</sub> и L<sub>3</sub> — функции Ломмеля, для которых имеем:

$$\begin{split} L_{0,9} &= 2^{-1,1} \Gamma\left(\frac{0,9+i}{2}\right) \Gamma\left(\frac{0,9-i}{2}\right) F_1(t), L_3 &= 2 \Gamma\left(\frac{3+i}{2}\right) \Gamma\left(\frac{3-i}{2}\right) \times \\ &\times F_2(t), \quad F_1(t) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k \left(i \sqrt{6,5} t^{1/2}\right) \left(0,9+2k\right)}{\Gamma\left(\frac{0,9+i}{2}+k+1\right) \Gamma\left(\frac{0,9-1}{2}+k+1\right)}, \\ &\quad F_2(t) &= \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k \left(i \sqrt{6,5} t^{1/2}\right)^{3+2k}}{\Gamma\left(\frac{3+1}{2}+k+1\right) \Gamma\left(\frac{3-i}{2}+k+1\right)}. \end{split}$$

А, В, С<sub>1</sub> — произволные постоянные, которые должны определяться из граничных условий,

$$a_{1} = \frac{H_{0}}{c} \frac{1}{k_{0}^{2}} \frac{\lambda_{Io}\lambda_{eo}}{(\lambda_{Io}^{2} - \lambda_{eo}^{2})}, \qquad a_{2} = -\frac{7}{4} \frac{1}{H_{n}} \cdot \frac{1}{\gamma_{Io}} \cdot \frac{1}{\gamma_{eo}}$$

$$[g m_{l}(\omega_{i} + \omega_{e}) + 5/H_{n}(k T_{l})_{eo}\gamma_{eo} + k T_{e}\lambda_{lo}\gamma_{lo})],$$

$$a_{3} = a_{r} N_{on}(\lambda_{Io} + \lambda_{eo}) + k_{v}^{2} \left(\frac{k T_{l}\lambda_{eo}}{\gamma_{Io}\lambda_{Io}^{2}} + \frac{k T_{e}\lambda_{Io}}{\gamma_{eo}\lambda_{eo}^{2}}\right), \qquad a_{4} = \frac{1}{H_{n}} \cdot \frac{1}{\gamma_{io}} \cdot \frac{1}{\gamma_{eo}} [g m_{l}(\omega_{l} + \omega_{e}) + \frac{8}{H_{n}}(k T_{l}\lambda_{eo}\gamma_{eo} + k T_{e}\lambda_{lo}\gamma_{Io})],$$

$$a_{5} = -\frac{4}{H_{n}^{2}} \cdot \frac{1}{\gamma_{Io}} \cdot \frac{1}{\gamma_{eo}}(k T_{l}\lambda_{eo}\gamma_{eo} + k T_{e}\lambda_{lo}\gamma_{Io})],$$

$$\begin{aligned} a_6 &= \frac{H_0}{c} \frac{w_0}{k_1 k_2}, \qquad a_7 &= -\frac{7}{4} \cdot \frac{1}{H_n} \cdot \frac{1}{\gamma_{io}} \cdot \frac{1}{\gamma_{eo}} g m_l \times \\ &\times (w_l + w_e). \qquad \alpha_8 &= \alpha_r N_{on} (\lambda_{lo} + \lambda_{eo}), \qquad \alpha_9 &= \frac{1}{H_n} \times \\ &\times \frac{1}{\gamma_{lo}} \cdot \frac{1}{\gamma_{eo}} \cdot g m_l (w_l + w_e), \qquad \alpha_{10} &= \frac{H_0}{c} \frac{1}{k_0^2} \cdot \frac{1}{\lambda_{io} \lambda_{eo}} \times \\ &< \frac{1}{(\lambda_{lo}^2 - \lambda_{eo}^2)}, \qquad \alpha_{11} &= 2 \alpha N_0 (\lambda_{lo} + \lambda_{eo}), \lambda_{l,e,o} &= \frac{e H_0}{c \gamma_{l,eo}} \\ & w_{l,e} &= \frac{e H_0}{m_{l,e}}. \end{aligned}$$

Таким образом, в настоящей работе вычислен статический тензорпроводимости многослойной неоднородной ионосферной плазмы, ограниченной снизу нейтральной атмосферой и проводящей Землей, а сверху бесконечно проводящей матнитосферой, с учетом фотоионизации и рекомбинации, а также амбиполярной диффузии и силы тяжести заряженных частиц. Однако, полученные результаты относятся к мелкомасштабным процессам (когда характерные величины физических явлений малы по сравнению с радиусом Земли) и средним широтам.

### **ЛИТЕРАТУРА**

- 1. Гершман Б. Н. Динамика ноносферной плазмы. Изд. Наука, М., 1974.
- 2. Ленерт Б. Сб. «Физика плазмы и магнитная гидродинамика», Изд. иностранной литературы, М., 1961.
- 3. Акасофу С. И., Чепмен С. Солнечно-земная физика, Изд. Мир, М., 1974.
- 4. Алексеева Л. М., Варданян Ю. С. Геомагнетизм и аврономия, 17, 1012 (1977).
- 5. Варданян Ю. С. Изв. АН АрмССР, Физика, 21, 155 (1986).
- 6. Варданян Ю. С. Изв. АН АрмССР, Физика, 22, 276 (1987).
- 7. Варданян Ю. С. Доклады АН АрмССР, 82, 218 (1986).

### ԵՐԿՐԻ ԻՈՆՈԼՈՐՏԻ ԷԼԵԿՏՐԱՀԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՍՏԱՏԻԿ ՏԵՆԶՈՐ՝ ՄԵՐՁԵՐԿՐՅԱ ՏԻԵՉԵՐԱԿԱՆ ՏԱՐԱԾՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇԱԿԻ ՄՈԴԵԼԻ ՀԱՄԱՐ

#### ՅՈՒ. Ս. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Հաշվված է սահմանափակ, բաղմաշերտ, անհամասեռ իռնոլորտային պլազմայի ստատիկ տենղորը՝ հաշվի առնելով ֆոտոիոնացումը, վերամիավորումը, ամբիպոլյար դիֆուզիան և լիցքավորված մասնիկների վրա աղդող ծանրունյան ուժը։

### STATIC TENSOR OF ELECTRICAL CONDUCTION OF EARTH IONOSPHERE FOR A MODEL OF CIRCUMTERRANEOUS SPACE

### YU. S. VARDANYAN

The static tensor of electrical conduction was calculated for bounded, multilayer inhomogeneous ionospheric plasma, taking into account the photoionization and recombination, as well as the ambipolar diffusion and the gravity of charged particles.

4-255

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 4, 234-238 (1990)

УДК 621.382

### К ВОПРОСУ О ПОЛЕВОЙ ГЕНЕРАЦИИ ЗАРЯДА В ПРИБОРАХ С ЗАРЯДОВОЙ СВЯЗЬЮ

### А. А. КАРАГЕЗОВ

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 28 апреля 1990 г.)

Рассмотрен процесс генерации заряда вследствие ударной ионизации атомов в приборах с зарядовой связью. Приведены расчетные зависимости энергии активации заряда от температуры при различных значениях параметров прибора.

Одним из основных параметров приборов с зарядовой связью (ПЭС) является время хранения сигнальной информации. Его максимальная величина ограничена временем темновой релаксации, в течение которого происходит накопление стационарного заряда инверсионного слоя (темновой заряд) за счет различных генерационных процессов в приповерхностной области полупроводника.

Процессы накопления темнового заряда вследствие термогенерации в области границы раздела диэлектрик-полупроводник, а также в обедненном слое (ОС) МОП-элемента ПЗС достаточно подробно проанализированы в литературе (см., например, [1]). Однако исследования показывают, что наряду с термогенерацией в ПЗС при определенных условиях возможно накопление дополнительного заряда вследствие полевой генерации из-за явления ударной ионизации основных или примесных атомов структуры [2]. Причиной этого может служить наличие разного рода дефектов в отдельных областях полупроводниковой подложки [2-4], образование встроенного электрического поля из-за неравномерного распределения легирующей примеси [2, 5] и др. Во всех этих случаях в подложке МОПэлементов ПЗС имеются локальные области с повышенной величиной электрического поля, приводящие к нарушению однородности распределения поверхностного потенциала по площади электрода МОП-элемента. В результате, в этих областях при определенных условиях облегчается развитие полевой генерации носителей заряда.

Проведем анализ процессов ударной ионизации в локальной области генерации (ЛОГ) МОП-элемента ПЗС. С учетом выражения для средней величины поверхностного потенциала, полученного в [5] при условии полевой генерации, и в соответствии с известными соотношениями для поля в обедненном слое МОП-элемента [6], для распределения потенциала, создаваемого ЛОГ в области ОС, можно получить следующее выражение

$$\varphi_{A}(x) = \frac{1}{t} V(t-\tau) + \frac{\tau}{t} \frac{q N_{A}}{2\varepsilon_{sl}\varepsilon_{0}} (x-\omega)^{2} + \frac{d q N_{A}}{\varepsilon_{ox}\varepsilon_{0}} (x-\omega), \quad (1)$$

где V — напряжение на затворе,  $N_A$  — концентрация примеси,  $\omega$  — ширина OC, d — толщина слоя окисла,  $\varepsilon_{si}$ ,  $\varepsilon_{ox}$  — диэлектрические постоянные полупроводника и окисла соответственно, t — время накопления,  $\tau$  — постоянная времени растекания заряда на сопротивлении ЛОГ.

Для поля, создаваемого ЛОГ в приповерхностной области получим

$$E(x=0) = -\frac{d\varphi_{n}}{dx} = \frac{\tau}{t} \frac{q N_{A}}{\varepsilon_{sl} \varepsilon_{0}} \omega - \frac{d q N_{A}}{\varepsilon_{ox} \varepsilon_{0}}.$$
 (2)

Используя данное выражение можно проанализировать зависимость этого поля от значений концентрации легирующей примеси, времени накопления и ширины ОС. Для ширины ОС, с учетом анализа в [7], получим

$$\omega = \left[ \frac{2 \varepsilon_0 \varepsilon_{sl}}{q N_A} \right[ V + \frac{Q_l}{C_{\Pi}} - \frac{q N_A \varepsilon_0 \varepsilon_{sl}}{C_{\Pi}^2} + \left( \frac{q N_A \varepsilon_0 \varepsilon_{sl}}{C_{\Pi}^2} - 2 q \varepsilon_0 \varepsilon_{sl} \left( V + \frac{Q_l}{C_{\Pi}} \right)^{1/2} / C_{\Pi} \right] \right]^{1/2}, \quad (3)$$

где С<sub>д</sub> — удельная емкость слоя окисла, Q<sub>1</sub> — поверхностная плотность. заряда инверсионного слоя

$$Q_{i} = -(4 \varepsilon_{si} \varepsilon_{0} N_{A} \Phi)^{1/2},$$

$$\Phi := \frac{k T}{q} \ln \frac{N_{A}}{n}.$$
(4)

Под действием поля (2) носитель, находящийся в приповерхностной области, приобретает энергию на длине свободного пробега. Энергию активации темнового заряда в результате ударной ионизации можно оценить как

$$\partial_A = a q E l,$$
 (5)

где l — длина свободного пробега,  $\alpha$  — функция отношения масс соударяющихся частиц. Рассматривая происходящие процессы в диапазоне температур, соответствующем фононному рассеянию носителей, для длины свободного пробега можно записать

$$l = \frac{3}{4} \mu \left( \frac{2 \pi m_{\pi} k T}{q^2} \right)^{1/2}, \tag{6}$$

где µ — подвижность, m<sup>\*</sup><sub>n</sub> — эффективная масса электронов.

С целью дальнейшего анализа температурной зависимости рассматриваемого процесса ударной ионизации, а также учитывая высокие значения соответствующих этому процессу полей, в (6) необходимо учесть зависимость подвижности от температуры [7] и от поля, что позволяет для кремниевых ПЭС записать выражение (6) в виде

$$l = \frac{3 \cdot 10^3}{\gamma T^3} \left( \frac{2 \pi m_a^* k T}{q^2} \right)^{1/2}$$
(7)

Для (5) окончательно получим

$$\Theta_A = \alpha q E \frac{3 \cdot 10^3}{\tau T^3} \left( \frac{2 \pi m_n^* k T}{q^2} \right)^{1/2},$$
(8)

где ү — коэффициент, учитывающий зависимость подвижности от поля.

Расчеты энергии активации темнового заряда проводились нами согласно выражению (8) с учетом типичных значений параметров кремниевых ПЗС типа А1042 для различных значений  $N_A$ ,  $\omega$ , t и T, Расчет ширины обедненного слоя показал, что в диапазоне используемых напряжений (V = 10-20B) зависимость  $\omega(V)$  является слабой. Зависимость  $Q_t(T)$  в (4) в диапазоне температур (150-300) К также слабая, и по этому поле (2) можно считать независящим от температуры. При расчете величины поля (2) кроме  $N_A$  варьировалось время накопления t. Зависимость E(t) при  $N_A = \text{const}$  приведена на рис. 1. Как следует из этой



Рис. 1. Зависимость напряженности электрического поля ЛОГ от времени накопления при различных эначениях кояцентрации примеси.

зависимости, величина поля, создаваемого ЛОГ, уменьшается с увеличением времени накопления. Это можно объяснить следующим. Носители, генерируемые в области ЛОГ, растекаются под всю площадь электрода до тех пор, пока средний поверхностный потенциал не сравняется с потенциалом в области ЛОГ. Чем больше время накопления, тем меньше данная разность потенциалов и, следовательно, поле ЛОГ. Причем, при больших полях генерация идет интенсивнее, в результате чего выравнивание потенциалов достигается быстрее. Об этом свидетельствует большой наклон на рис. 1 при больших полях.

На рисунках 2(а,6,в) приведены полученные согласно выражению (9) расчетные зависимости энергии активации темнового заряда от температуры при различных значениях концентрации легирующей примеси и времени накопления.

Общей характерной чертой для приведенных зависимостей является возрастание энергии активации при охлаждении структуры. Это объясняется увеличением длины свободного пробега с понижением температуры, в результате чего возрастает энергия, приобретаемая носителем в поле. При  $N_A = 10^{14}$  см<sup>-3</sup> энергия активации несущественна даже при низких температурах. В наиболее типичном, для рассматриваемых ПЭС случае $N_A = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , в области низких температур при t = 10 мс возможна ионизация глубоких примесных центров. При высоких температурах возбуждаются относительно мелкие уровни, однако это может осуществиться и без полевой генерации. При  $N_A = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  почти во всем диапазоне температур возникает возможность тенерации зона-зона, причем с уменьшением времени накопления процесс может перерасти в лавину.



Рис. 2. Зависимость энергии активации заряда от температуры и времени накопления для различных эначений концентрации: а) —  $N_A = 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, б) —  $N_A = 10^{15}$  см<sup>-3</sup>, в) —  $N_A = 5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что в ПЭС, при определенных условиях, может накапливаться дополнительный темновой заряд из-за возникающих процессов полевой генерации. Этот факт необходимо учитывать при анализе характеристик ПЗС и эксплуатации прибора в тех или иных режимах работы.

Автор выражает искреннюю благодарность чл.-корреспонденту АН АрмССР В. М. Арутюняну за постановку задачи и ценные замечания при обсуждении результатов.

### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Носов Ю. Р., Шилин В. А. Основы физики приборов с зарядовой связью. Изд. Наука, М., 1986, с. 42—55.
- Арутюнян В. М. Генерационно-рекомбинационные эффекты и двойная инжекция в полупроводниках. АН АрмССР, Ереван, 1977, с. 30—48.
- Гергель В. А. н др. Особенности электрического пробоя в приборах с зарядовой связью. Микроэлектроника АН СССР, вып. 5, 1979, с. 463—466.
- Крючков С. М. и др. Особенности электрической активности дефектов упаковки внедрения в ПЗС. Микроэлектроника АН СССР, вып. 2, 1980, с. 150—154.
- 5. Выюков Л. А. и др. Локальная генерация в ОПЗ МОП-структур жак причина уменьшения времени релаксации с напряжением. Там же, с. 107—113.
- 6. Ховуз М., Морган Д. Приборы с зарядовой связью. Изд. Энергоиздат, М., 1981, с. 11-18.
- 7. Барб Д. Ф. Приборы с зарядовой связью. Изд. Мир, М., 1982, с. 54-58, 102-104.
- 8. Шалимова К. В. Физика полупроводников. Изд. Энергоатомиздат, М., 1985, с. 160-161.

ԼԻՑՔԱՑԻՆ ԿԱՊՈՎ ՍԱՐՔԵՐՈՒՄ ԼԻՑՔԻ ԴԱՇՏԱՑԻՆ ԳԵՆԵՐԱՑԻԱՑԻ ՄԱՄԻՆ

#### Ա. Ա. ԿԱՐԱԳՑՈԶՈՎ

Դիտված է լիցքային կապով սարքերում ատոմների հարվածային իոնիղացիայի հետևանքով լիցքի դեներացիայի պրոցեսը։ Բերված են լիցքի ակտիվացման էներգիայի հաշվարկային կախվածությունները ջերմաստիճանից, սարքի տարբեր պարամետրերի դեպքում։

### TO THE PROBLEM OF FIELD GENERATION OF CHARGE IN CHARGE COUPLED DEVICES

### A. A. KARAGJOZOV

The process of charge generation owing to the shock ionization of atoms in CCD is considered. The calculated temperature dependences of the energy of charge activation at different values of the device parameters are given.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 4, 238-242 (1990)

УДК 537.523.4

### ПЕННИНГОВСКИЙ ИОННЫЙ ИСТОЧНИК ПЕРЕМЕННОЙ ДЛИНЫ В ИМПУЛЬСНОМ РЕЖИМЕ

### Р. П. БАБЕРЦЯН, Э. С. БАДАЛЯН, В. Х. ГАРИБЯН, Ж. Б. ХАЧАТРЯН, А. К. ЧОБАНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию. 15 марта 1990 г.)

Исследовался пеннинговский ионный источник переменной длины с катодом плоско-острийного типа. Для ячейки с диаметром 30 мм получена плотность ионного тока пучка 1,0 А/см<sup>2</sup> при его полной величине свыше 100 мА.

### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Носов Ю. Р., Шилин В. А. Основы физики приборов с зарядовой связью. Изд. Наука, М., 1986, с. 42—55.
- Арутюнян В. М. Генерационно-рекомбинационные эффекты и двойная инжекция в полупроводниках. АН АрмССР, Ереван, 1977, с. 30—48.
- Гергель В. А. н др. Особенности электрического пробоя в приборах с зарядовой связью. Микроэлектроника АН СССР, вып. 5, 1979, с. 463—466.
- Крючков С. М. и др. Особенности электрической активности дефектов упаковки внедрения в ПЗС. Микроэлектроника АН СССР, вып. 2, 1980, с. 150—154.
- 5. Выюков Л. А. и др. Локальная генерация в ОПЗ МОП-структур жак причина уменьшения времени релаксации с напряжением. Там же, с. 107—113.
- 6. Ховуз М., Морган Д. Приборы с зарядовой связью. Изд. Энергоиздат, М., 1981, с. 11-18.
- 7. Барб Д. Ф. Приборы с зарядовой связью. Изд. Мир, М., 1982, с. 54-58, 102-104.
- 8. Шалимова К. В. Физика полупроводников. Изд. Энергоатомиздат, М., 1985, с. 160-161.

ԼԻՑՔԱՑԻՆ ԿԱՊՈՎ ՍԱՐՔԵՐՈՒՄ ԼԻՑՔԻ ԴԱՇՏԱՑԻՆ ԳԵՆԵՐԱՑԻԱՑԻ ՄԱՄԻՆ

#### Ա. Ա. ԿԱՐԱԳՑՈԶՈՎ

Դիտված է լիցքային կապով սարքերում ատոմների հարվածային իոնիղացիայի հետևանքով լիցքի դեներացիայի պրոցեսը։ Բերված են լիցքի ակտիվացման էներգիայի հաշվարկային կախվածությունները ջերմաստիճանից, սարքի տարբեր պարամետրերի դեպքում։

### TO THE PROBLEM OF FIELD GENERATION OF CHARGE IN CHARGE COUPLED DEVICES

### A. A. KARAGJOZOV

The process of charge generation owing to the shock ionization of atoms in CCD is considered. The calculated temperature dependences of the energy of charge activation at different values of the device parameters are given.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 4, 238-242 (1990)

УДК 537.523.4

### ПЕННИНГОВСКИЙ ИОННЫЙ ИСТОЧНИК ПЕРЕМЕННОЙ ДЛИНЫ В ИМПУЛЬСНОМ РЕЖИМЕ

### Р. П. БАБЕРЦЯН, Э. С. БАДАЛЯН, В. Х. ГАРИБЯН, Ж. Б. ХАЧАТРЯН, А. К. ЧОБАНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию. 15 марта 1990 г.)

Исследовался пеннинговский ионный источник переменной длины с катодом плоско-острийного типа. Для ячейки с диаметром 30 мм получена плотность ионного тока пучка 1,0 А/см<sup>2</sup> при его полной величине свыше 100 мА. Создание простых электродных систем, обеспечивающих импульсные или стационарные потоки заряженных частиц с широким диапазоном энергий и плотностей представляет возрастающий интерес для разных областей науки и техники. К числу таких систем относится разряд Пеннинга с осциллирующими электронами. Разряд этот обладает рядом важных достоинств: возможностью управлять потоком заряженных частиц путем рсгулирования параметров разряда в широких пределах, обеспечивающих ускорение и формирование ионных потоков внутри ячейки, универсальностью по рабочему газу.



Рис. 1. Принципиальная схема разрядной ячейки Пеннинга: 1— подвижный катод плоско-острийной конфигурации, 2— цилидрический анод, 3— катод с отверствием для вывода пучка, 4,5— электроды  $C_1, C_2, 6$ — охранный цилиндр, 7—цилиндр Фарадея.

Источник ионов (рис. 1) представляет собой цилиндрический анод переменной длины с двумя катодами-дисками у торцов. На расстоянии 2 мм от одного из торцов цилиндра закреплен молибденовый катод с осевым отверстием в центре (диаметр 3,5 мм). Внутри цилиндра свсбодно перемещается посредством направляющего стержня второй катод с острием, укрепленным в центре. Это позволяет менять длину разрядного промежутка в широких пределах. Катоды соединены с помощью металлического охранного цилиндра. Расстояние между корпусом анода и цилиндром выбрано достаточно малым из условия, исключающего возможность зажигания коронного разряда между ними: любой случайный заряд между ними попадает на поверхность не успев произвести лавинную ионизацию.

Регистрация ионов проводилась с помощью секционированного цилиндра Фарадея, который позволял фиксировать ток ионов направленных вдоль оси, а также двигающихся под углом к оси источника. На пути ионов внутри цилиндра Фарадея встроены два фокусирующих электрода  $C_1$  и  $C_2$  с соосными отверствиями в центре и находящимися под отрицательным потенциалом с некоторым смещением.

Источник ионов располагался в однородном магнитном поле направленном вдоль его оси. Для питания ячейки Пеннинга использовалось высоковольтное импульсное напряжение с амплитудой до 8 кВ, частотой следования импульсов до 50 Гц и длительностью 100 мкс.

Плавно меняя длину ячейки непосредственно в вакууме можно управлять потоком заряженных частиц и степенью расходимости ионного потока на выходе из эмиссионного отверстия.

Из-за неоднородности распределения электрических полей в ячейке Пеннинга, электроны осциллируют как по оси ячейки под действием осевого электрического поля  $E_z$ , так и по радиусу под действием аксиального магнитного поля и радиального электрического поля  $E_r$ , обеспечивая тем самым радиальную ионизацию. Изменение длины ячейки приводит к перераспределению электрических полей  $E_z$  и  $E_r$ , что позволяет установить влияние каждого из этих полей на величину ионного тока и степень расходимости ионов, т. е. на формирование сфокусированного ионного пучка, выходящего из эмиссионного отверстия без вытягивающих внешних полей. Это в свою очередь позволяет определить такую длину разрядного промежутка, при которой поле обеспечивало бы максимум ионизационных столкновений на оси, ибо вероятность ионизации в различнаых точках объема является функцией физических и геометрических параметров.

В работе [1] выведено уравнение траектории ионов, а в работе [2] получена степень расходимости ионного пучка, выходящего из отверстия в центре катода в зависимости от точки образования иона. Таким образом, можно соответствующим подбором физических и геометрических параметров, осуществить фокусировку ионов уже в пределах ячейки. Исследования, проведенные для ячеек различных диаметров переменной длины [3], выявили новые особенности разряда с осциллирующими электрона ми: ячейка постоянного диаметра в зависимости от длины действует, то как источник ионов, то как источник электронов.

С целью определения зависимости величины тока ионов и их расходимости при выходе из отверстия, в центре катода от конфигурации катода были испытаны разные конструкции. Установлено, что использование катода плоско-острийного типа приводит к значительному увеличению плотности осевого тока ионов, а также к их ускорению внутри ячейки. Исследования с катодом указанного типа проведены для стационарных и импульсных полей. Результаты экспериментальных исследований ячейки Пеннинга в импульсном режиме с катодом плоско-острийного типа приведены на рис. 2, 3.



Рис. 2. Зависимости разрядного и ионного токов от длины разрядного промежутка при различных значениях анодного напряжения  $U_a$ : 1—3, 2—4, 3—6, 4—8 кВ,  $p = 1.10^{-3}$  Тор. B = 1200 Гс.

Рис. 3. Зависимости плотности ионного тока из отверстия в центре катода от анодного напряжения при B = 600 Гс (а) и 1200 Гс (б) для различных длин разрядного промежутка: 1—20, 2—40, 3—60 мм,  $p = 10^{-3}$  Тор.

На рис. 2a, б приведены зависимости разрядного тоха и тока пучка ионов от длины разрядного промежутка L для различных значений анодного напряжения U<sub>a</sub>. Видно, что величина разрядного тока практически не зависит от L при больших давлениях и сильных магнитных полях, но до-

вольно быстро растет в зависимости от анодного напряжения. Это объясняется тем, что при прочих неизменных параметрах, изменение L приводит к изменению объема разрядного промежутка и следовательно, к изменению соотношения между  $E_z$  и  $E_r$ . Перераспределение полей приводит к сохранению общего числа ионизирующих столкновений в единице времени, что и сбуславливает неизменность разрядного тока при разных длинах промежутка. Увеличение же анодного напряжения приводит к увеличению ионизационных столкновений в единице объема.

Из кривых рис. 26 следует, что при тех же значениях анодного напряжения  $U_a$  ионный ток в пучке растет, однако максимум тока пучка с ростом  $U_a$  смещается в сторону более длинного разрядного промежутка. Оказывается, что отношение анодного напряжения  $U_a$  к длине L остается постоянной величиной, равной 0,13 кВ/см. Для исследованной ячейки диаметром 30 мм величина ионного тока пучка при оптимальных физических параметрах превысила 100 мА, а плотность ионного тока пучка—1,0  $A/cm^2$ .

Измерения, проведенные в электролитической ванне для ячеек разных диаметров, подтвердили справедливость данных работы [3]. Из результатов этих измерений следует, что ячейка с длиной, превышающей 60 мм, имеет протяженную область, составляющую значительную часть длины, на которой градиент потенциала равен нулю. Практически эта часть ячейки не принимает участия в ионизационных процессах из-за уменьшения поля  $E_r$ , а  $E_z$  в этой области равно нулю. Градиент потенциала наблюдается лишь вблизи катодов, где и обеспечивается вклад в ионизационные процессы [4].

На рис. За, б приведены зависимости плотности тока пучка ионов  $j_n$  от анодного напряжения  $U_a$  для двух значений индукции магнитного поля B = 850 Гс и 1700 Гс. Измерения проведены для длин разрядного промежутка, соответствующих наиболее благоприятным условиям ионизации, определенным экспериментально. Как видно из хода кривых, влияние магнитного поля на ионизационные процессы незначительно для напряжений, превышающих 4 кВ и давлений порядка  $10^{-3}$  Тор.

Таким образом, с помощью катода плоско-острийного типа, позволяющего создать в его окрестности сильное осевое электрическое поле, удалось получить условия, обеспечивающие самопроизвольный выход пучка ионов  $I_n = 100$  мА без вытягивающих внешних полей. В целях дальнейшей транспортировки ионный пучок можно сфокусировать посредством электрических или магнитных линз.

Полученные данные подчеркивают важность правильного подбора геометрических параметров в целях оптимизации параметров ионного пучка.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Смирницкая Г. В., Баберцян Р. П. ЖТФ, 36, 1217 (1966).

- 2. Смирницкая Г. В., Нгуен Хыу Ти. ЖТФ, 39, 1625 (1965).
- 3. Баберцян Р. П. и др., ЖТФ, 57, 2039 (1967).
- 4. Баберцян Р. П. и др Ученые записки ЕГУ, 1, 1988.

### ՓՈՓՈԽԱԿԱՆ ԵՐԿԱՐՈՒԹՅԱՆ ՊԵՆԻՆԳԻ ԱՂԲՑՈՒՐ ԻՄՊՈՒլԾԱՑԻՆ ՌԵԺԻՄՈՒՄ

### A. 9. PUPPOPSUL, L. U. PUPULSUL, J. M. QUPPPSUL J. P. BUQUSTSUL, U. 4. 20PULSUL

Ուսումնասիրված է փոփոխական երկարության հարթ-սրածայր կատողով Գենինդի իոնային աղբյուր։ 30 մմ տրամադծով բջջի համար փնջի իոնային հոսանթի մեծությունը դերաղանցում է 100 մա, իսկ հոսանթի խտությունը 1,0 ա/սմ2։

### VARIABLE LENGTH PENNING ION SOURCE IN PULSED REGIME

### R. P. BABERTSYAN, E. S. BADALYAN, V. KH. GARIBYAN, ZH. B. KHACHATRYAN, A. K. CHOBANYAN

A variable length Penning ion source with flat-point cathode was tested. For the 30 mm diameter cell the value of ion current was 100 mA and the ion current density was 1.0 A/cm<sup>2</sup>.

the first of the state of the second for the

a service and the service of a state of the service of the

Same

1. 3. 并

# сизчичи, иля чьольваль, время иниченные ССССИЧИЧЕ ИЗВЕСТИЯ академии наук армянской сср ФИЗИКА

HISTO MOR-MORE

### СОДЕРЖАНИЕ

А. В. Аколян. О поляризации излучения, возбуждаемого магнито-	
кулоновским радиационным столкновением зарядов	187
М. А. Ганапетян, О. С. Ерицян. Усиление изменений азимута поля-	
ризации и стабилизация азимута поляризации непоглощаю-	
шей пластинкой из немагнитного консталла с сохоанением	
morrow no governing	191
Г. О. Баландин В. О. Палании Исследование плавных таконного	
Г. Г. Бадальяну, Б. О. Пананян, Песледоване плазыва тисющего	107
разряда смеси гелия с парами калия.	137
С. Г. Отанесян, П. А. Сартсян. Геория черенковского клистрона с	201
учетом углоного и энергетического разбросов пучка электронов	201
Х. В. Неркарарян. Особенности электромагнитных воли блохов-	
ского типа в однородной нелинейной среде	207
В. Е. Адамян, В. В. Александрян, А. А. Арцруни, М. А. Меликян,	
С. О. Овсепян. Температурная зависимость магнитной вос-	1
приимчивости, намагниченности и электросопротивления твер-	6
дых растворов системы $Gd_x Tm_{1-x} Ln$	211
М. Е. Мовсесян, А. В. Папоян, С. В. Шмавонян. Контур спектраль-	1-211
ной линии фиолетового излучения паров калия при налични	and the
буферного газа	216
А. О. Абоян, А. А. Хзарджян. Способ исследования пространствен-	- Anti-
ного распределения поля деформации кристаллов кратными	
интерферометрами	222
Ю. С. Ваоланян. Статический тензоо электоопооволности ноносфе-	
ОН ЗЕМАН ЛАЯ ОПОРЛЕАННОЙ МОЛЕАН ОКОЛОЗЕМНОГО КОСМИЧЕСКО-	
го поостоянства	227
A A Kangaanna K noncorv o rosenoù reveneure sangas a roufo-	~~.
А. А. Мириссков. It вопросу о полевой тенерации заряда в присо-	234
рах с зарядовой связаю	454
А К Цебании Панания в. А. Гариоки, М. В. Алчатрии,	
А. Л. Тобанян, теннинговский ионный источник переменной	320
длины в импульсном режиме.	200
Вниманию авторов! Всесоюзное агентство по авторским правам	243

Том 25 Выпуск 4 1990

### PN4U67U4NFP3NF6

A parameter and a second of the second of th

Ш.	4.	Հակոթյան. Լիցբերի մագնիսակուլոնյան ռադիացիոն բախման դեպբում գրգոված	
		ճառադայիման բևեռացման մասին	187
<b>U</b> .	u.	Գանապետյան, Հ. Ս. Երիցյան. Բևեռացման հարտության աղիմուտի փոփոխու-	1. "
		թյունների ուժեղացումը և այդ աղիմուտի կայունացումը ոչ մագնիսական չկլանող	
		Supp quiquista zhoup shanni Supp phanuging unsumbiling	191
4.	<b>Ռ</b> .	Բադալյանց, վ. Ս. Պապանյան. Հելիումի և կալիումի գոլորշիների խառնուր-	*n
		դում մարմրող պարպման պլաղմայի ուսումնասիրութոյւնը	197
U.	۹.	2ndfimbabujua, b. 2. Umrqujua. Laphbundjub ulhumpabh mbunifinibe sweith	1
		առնելով էլեկտրոնային և էներգետիկ ցրումները	201
h.	4.	. Նեւկաւաւյան. Բլոխի տիպի էլեկտրամագնիսական ալիքների առանձնաՀատ-	
		կունյունները համասեռ ոչ դծային միջավայրում	207
4.	b.	Ադամյան, վ. վ. Ալեքսանդոյան, Ա. Ա. Ա»ծոունի, Մ. Ա. Մելիքյան, Ս. Հ.	
		Indubujul. Gd, Tm1-x Zn Suduhupah uhba inconcifibre Suaphunuhuh	
-		ոնկայունակության, մազնիսացման և էլեկտրադիմադրության շերմաստիճանա-	
			211
<b>U.</b>	b.	Unduhuyund, U. H. Muunyund, U. H. Tuudalyund. Hughnuth anganghubah dubat-	
		յակացույն ճառագայինան սպեկտրալ գծի կոնտուրը բուֆերային դարի առ-	
		hwinifilmdp	216
U.,	2.	Иразив, Ц. Ц. юдштезив. Ридиищитру рытвраванивирован поливован	100.000
		դեֆորմացիայի դաշտի տարածական բաշխման ուսումնասիրման եղանակ .	222
5n		Ս. Վարդանյան. Երկրի իոնոլորտի էլեկտրահաղորդականության ստատիկ տենդոր՝	
		մերձերկրյա տիեղերական տարածության որոշակի մոդելի համար	227
<b>U.</b>	U.,	Կաrագյոզով. Լիցքային կապով սարջերում լիցքի դաշտային դեներացիայի մասին	234
<b>.Ռ</b> .	q	. Papbrgjas, F. U. Panaujas, 4. b. Jarppjas, J. R. bayamrjas, U. H. 2n-	
		բանյան. Փոփոխական երկարու#յան Պենինգի աղբյուր իմպուլսային ռեժիմում	238