

УДК 535.375

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕВЫРОЖДЕННОГО ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОГО  
ОБРАЩЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА В ТРЕХУРОВНЕВОЙ  
РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЕ

В. М. АРУТЮНЯН, А. Р. АРАМЯН, С. П. ИШХАНЯН, Т. А. ПАПАЗЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 5 июля 1983 г.)

По схеме обращения волнового фронта исследовано невырожденное четырехволновое взаимодействие в резонансных парах калия. Теоретический анализ с учетом дублетности  $pP$ -возбужденного уровня показывает, что в спектре обращенной волны возникают частотные области усиления вблизи характерных частот, удовлетворяющих условию фазового синхронизма. Экспериментально исследуя спектр обращенной волны, было обнаружено, что эффективное обращение волнового фронта происходит в шести спектральных областях, из которых две области, не следующие из условия фазового синхронизма, обусловлены когерентными взаимодействиями между «незаселенными уровнями» дублета. Исследована перестройка частотных областей обращения в зависимости от расстройки резонанса накачки и от плотности среды. Рассмотрены поляризационные особенности невырожденного обращения волнового фронта в случаях различных поляризаций волн.

Явлению обращения волнового фронта (ОВФ) в нелинейных средах посвящен довольно широкий круг публикаций (см., например, [1]). ОВФ методом четырехволнового смещения частот обычно изучалось в вырожденном режиме, когда частоты всех взаимодействующих волн совпадали. Результаты экспериментов по наблюдению вырожденного четырехволнового ОВФ в резонансных газовых средах представлены, в частности, в работах [2, 3].

Особый интерес, однако, представляет исследование невырожденного ОВФ при четырехволновом взаимодействии [4—12]. Оно теоретически изучалось в моделях двухуровневой и трехуровневой резонансных сред в работах [4—9]. Необходимо отметить, что в работах [10—12] спектральная селективность ОВФ обеспечивалась либо допустимой отстройкой от точного условия синхронизма, либо некоторым пространственным разъюстированием взаимодействующих пучков, вследствие чего частоту сигнальной волны можно было менять относительно частоты опорных волн в весьма ограниченных пределах ( $\Delta\nu_{\text{max}} \approx 6 \text{ ГГц}$ ).

Несомненный интерес представляет исследование невырожденного ОВФ при четырехволновых взаимодействиях (ЧВВ), когда частота сигнальной волны значительно отличается от частоты опорных волн. С этой точки зрения резонансные газовые среды являются весьма удобными объектами для реализации процесса невырожденного ОВФ.

В настоящей работе представлены первые экспериментальные результаты по исследованию невырожденного ОВФ при ЧВВ в резонансных условиях в парах калия.

Рассмотрим взаимодействие в трехуровневой резонансной среде четырех волн: двух встречных интенсивных волн накачки и двух встречных слабых волн, распространяющихся под углом к направлению распространения накачки. Волны накачки монохроматичны и имеют частоту  $\omega_1$ , а слабые волны квазимонохроматичны и содержат спектр частот вблизи  $\omega_1$ .

При учете дисперсии резонансной изотропной среды из условия линейного фазового синхронизма для центральных частот  $\omega^{(i)}$  спектральных областей эффективного взаимодействия слабых волн с волнами накачки получаем

$$\begin{aligned}\omega^{(1)} &= \omega_1, \quad \omega^{(2)} = \omega_1 - \Omega_+, \quad \omega^{(3)} = \omega_1 + \Omega_+, \\ \omega^{(4)} &= \omega_1 - \Omega_-, \quad \omega^{(5)} = \omega_1 + \Omega_-, \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\Omega_{\pm} = \frac{\text{sign}(\varepsilon_{\pm})}{\sqrt{2}} [\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2 + p_1 + p_2 \pm \sqrt{(\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2 + p_1 - p_2)^2 + 4p_1p_2}]^{1/2},$$

$$\varepsilon_+ = \varepsilon_1 = \omega_1 - \omega_{31}, \quad \varepsilon_- = \varepsilon_2 = \omega_1 - \omega_{32},$$

$$p_1 = \frac{\pi |d_1|^2 \omega_1 N}{3 \hbar}, \quad p_2 = \frac{\pi |d_2|^2 \omega_2 N}{3 \hbar},$$

$d_{1,2}$  — приведенные матричные элементы соответствующих переходов:  $3 \rightarrow 1$  ( $4S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}$ ) и  $3 \rightarrow 2$  ( $4S_{1/2} \rightarrow 4P_{1/2}$ ).

Таким образом, в трехуровневой резонансной среде существует пять спектральных областей эффективного преобразования сигнальной волны в обращенную. Из приведенных формул видно, что эффективное обращение происходит на частоте опорных волн (вырожденный режим —  $\omega^{(1)}$ ), вблизи атомных частот поглощения  $\omega_{31}$  и  $\omega_{32}$  ( $\omega^{(2)}$ ,  $\omega^{(4)}$ ) и вблизи соответствующих линий трехфотонного рассеяния ( $\omega^{(3)}$ ,  $\omega^{(5)}$ ). Важно отметить, что характерные частоты фазового синхронизма сдвинуты относительно резонансных частот (поглощения, трехфотонного рассеяния) на величину, пропорциональную плотности атомов  $N$ .

В схеме экспериментальной установки в качестве задающего генератора использовался перестраиваемый лазер на красителе с двухкаскадным усилителем, накачиваемый рубиновым лазером, работающим в режиме модуляции добротности (плотность мощности  $\approx 30$  МВт/см<sup>2</sup>). Плотность мощности излучения генерации на красителе составляла  $\approx 2$  МВт/см<sup>2</sup>, длительность импульса  $\approx 30$  нс. Такие сравнительно большие мощности накачки необходимы для надежного совместного обнаружения всех частотных областей обращения. Длина волны излучения с шириной  $\approx 0,5$  см<sup>-1</sup> перестраивалась вблизи обеих  $D$ -линий основного дублета калия. Для формирования встречных опорных волн накачки применялся треугольный интерферометр. В качестве сигнальной волны в кювету с парами калия длиной 4 см с помощью линзы ( $F = 120$  см) фокусировалось излучение второго лазера с широким спектром, перекрывающим обе  $D$ -линии калия. Для синхронизации лазеров последний накачивался частью излучения рубинового лазера. Угол между сигнальной и опорной волнами был выбран вне ко-

нуса рассеяния накачки, обусловленного как параметрическим рассеянием для каждой из волн, так и сопутствующими ему нелинейными эффектами [13, 14], и составляла  $\approx 4^\circ$ . В процессе эксперимента температура среды менялась в интервале  $200 \div 330^\circ \text{C}$ , что соответствовало плотности паров атомарного калия  $1,3 \cdot 10^{14} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , обратная волна регистрировалась с помощью спектрографа ИСП-51 (обратная линейная дисперсия в области  $767 \text{ нм}$  составляла  $\approx 2 \text{ нм/мм}$ ). Во время эксперимента одновременно с регистрацией спектра обратной волны фиксировалась также длина волны накачки.

На рис. 1 представлены спектрограммы обратной волны для различных температур паров атомарного калия. Как видно на рис. 1а, б, при

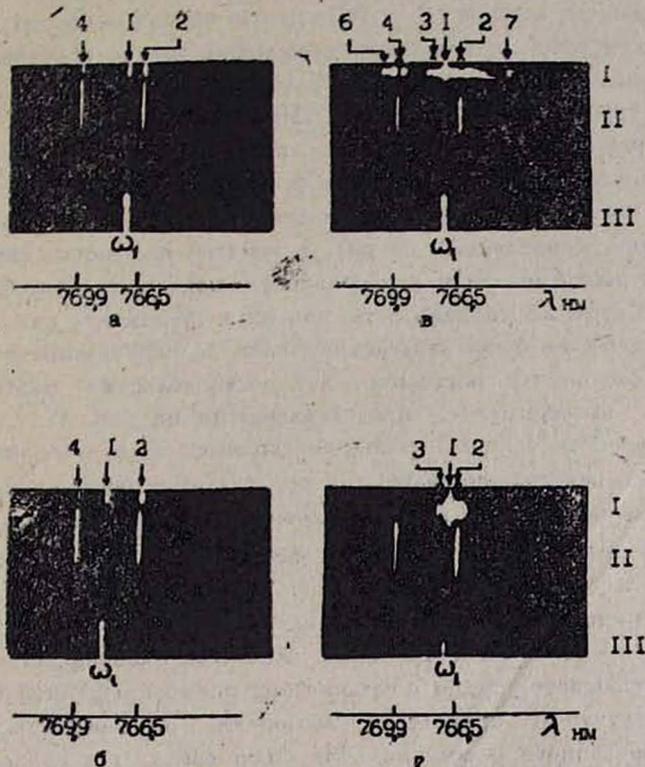


Рис. 1. Спектрограммы обратной волны при температурах среды  $T = 200^\circ \text{C}$  (а, б);  $284^\circ \text{C}$  (в);  $256^\circ \text{C}$  (г): I — спектр обратной волны; II — спектр калиевой лампы (линии  $D_1, D_2$ ); III — спектр волны накачки. В верхней части рисунка цифрами обозначены частоты  $\omega^{(i)}$  ( $i = 1, 2, \dots$ ).

температуре  $T = 200^\circ \text{C}$  ( $N \approx 1,3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) независимо от расстроек  $\epsilon_1, \epsilon_2$  были зарегистрированы три области обращения вблизи частот  $\omega^{(1)}, \omega^{(2)}$  и  $\omega^{(4)}$ . С ростом температуры при  $T = 284^\circ \text{C}$  ( $N \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ),  $\epsilon_1 \approx -14 \text{ см}^{-1}$  в эксперименте наблюдалось шесть областей обращения вблизи частот  $\omega^{(1)} - \omega^{(4)}$  и  $\omega^{(6)}, \omega^{(7)}$  с широким обратным фоном (рис. 1в). Частотные области  $\omega^{(6)}$  и  $\omega^{(7)}$ , не следующие из условия фазового синхронизма, совпадают с частотой прямого и обратного вынужденного электронно-комбинационного рассеяния (между заселенными в поле с дублетно расщепленными уровнями  $4P_{1/2}$  и  $4P_{3/2}$ ). Появ

ление в отраженной волне этих областей по всей видимости обусловлено когерентными взаимодействиями между «незаселенными уровнями» дублета [15—17]. Фотометрирование вблизи частоты  $\omega^{(7)}$  показывает, что коэффициент отражения на этой частоте превышает близлежащий фон примерно в 1,5 раза. Столь малое отличие от фона связано с тем, что для частот  $\omega^{(6)}$  и  $\omega^{(7)}$  при данной геометрии эксперимента не выполняется условие фазового синхронизма. При необходимости, однако, соответствующим подбором геометрии взаимодействующих пучков можно добиться увеличения коэффициента отражения на несколько порядков.

Наблюдаемая зависимость процесса ОВФ от температуры связана с тем, что коэффициент обращения при ЧВВ обычно прямо пропорционален квадрату плотности атомов ( $R \sim N^2$ ), и при низких температурах среды, когда плотности малы, наблюдается обращение только в резонансных областях с большим коэффициентом отражения. При дальнейшем увеличении температуры, например при  $T = 330^\circ \text{C}$  ( $N \approx 1,1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ), эффективность обращения ухудшается, что, видимо, обусловлено увеличением ширины атомных линий поглощения и ростом нелинейного поглощения.

Отличие интенсивностей обращенных симметричных (относительно накачки) линий, приведенных на рис. 1, по всей видимости связано с неравномерным распределением интенсивности падающей сигнальной волны по частоте. С этим же связано и то, что на эксперименте одновременно с другими линиями не была зарегистрирована далекая линия  $\omega^{(5)}$  вблизи частоты трехфотонного рассеяния. Это обстоятельство подтверждается результатами эксперимента, представленными на рис. 1z, где широкий спектр падающей сигнальной волны перекрывает только  $D_2$ -линию калия. При этом были зарегистрированы три области обращения: одна — вблизи частоты волны накачки  $\omega^{(1)}$  и две симметричные — вблизи частоты  $\omega^{(2)}$  резонансного перехода  $4S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}$  и частоты  $\omega^{(3)}$  трехфотонного рассеяния этого же перехода.

На спектрограммах (рис. 1в, г) при больших плотностях атомов  $N$  наблюдаются провалы в спектральных областях обращения  $\omega^{(2)}$  —  $\omega^{(4)}$ . Это нельзя связывать только с самопоглощением отраженной волны, ибо в противном случае эти провалы не наблюдались бы в области  $\omega^{(3)}$  вблизи частоты трехфотонного рассеяния. На наш взгляд это связано с влиянием уширения атомных линий на условие фазового синхронизма. Рассматривая для простоты двухуровневую среду, получаем, что с учетом ширины линии  $\gamma$  атомного перехода условию фазового синхронизма удовлетворяют уже не три спектральные области (как это было бы без учета ширины линии), а минимум пять, где новые частотные области расположены очень близко к невырожденным спектральным областям  $\omega^{(2)}$  и  $\omega^{(3)}$ . Частотный сдвиг  $\Delta\nu$  между ними при больших расстройках резонанса и при малых плотностях среды прямо пропорционален плотности атомов. Например, при  $\varepsilon_1 = -10 \text{ см}^{-1}$  имеем  $N = 10^{14} \text{ см}^{-3} - \Delta\nu \approx 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ ;  $N = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} - \Delta\nu \approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ . Однако при больших плотностях, например при  $1,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$   $\Delta\nu \sim 1 \text{ см}^{-1}$ , зависимость сдвига  $\Delta\nu$  от плотности атомов уже не линейная, а имеет сложную форму. Поэтому при низких температурах этот частотный сдвиг лежит вне разрешающей способности экспериментальной установки, при повышении же температу-

ры появляется возможность наблюдения данного частотного сдвига. Таким образом, приведенный анализ для двухуровневой среды качественно объясняет наблюдаемые провалы. К сожалению количественного согласия теоретических и экспериментальных результатов не удалось достичь из-за самопоглощения и сопутствующего большого обращенного фона.

В эксперименте обращенная волна регистрировалась при различных длинах волн накачки. В частности, частота накачки была настроена как вблизи линии  $D_2$ , так и вблизи линии  $D_1$  ( $-65 \text{ см}^{-1} \leq \varepsilon_1 \leq 10 \text{ см}^{-1}$ ). При всех значениях расстройки накачки длина отраженной волны хорошо совпадала с рассчитанной по формулам (1).

Как уже отмечалось выше, области частот эффективного невырожденного обращения волнового фронта зависят от плотности резонансной среды. Проанализируем формулы (1) для  $\varepsilon_i \geq -20 \text{ см}^{-1}$  или  $\varepsilon_i \leq -39 \text{ см}^{-1}$  при температурах среды ниже  $340^\circ \text{C}$ . В этом случае можно пренебречь влиянием второго из дублетно расщепленных уровней  $4P_{1/2}$  ( $4P_{3/2}$ ). Тогда получим следующее соотношение

$$(\varepsilon'_i - \varepsilon_i)^2 - \varepsilon_i^2 = p_i = \frac{\pi |d_i|^2 \omega_{3i}}{3h} N,$$

где  $\varepsilon'_i = \omega^{(2i)} - \omega_{3i}$  ( $i=1, 2$ ). На рис. 2 приведен график зависимости величины  $\{(\varepsilon'_i - \varepsilon_i)^2 - \varepsilon_i^2\}$  от плотности среды.

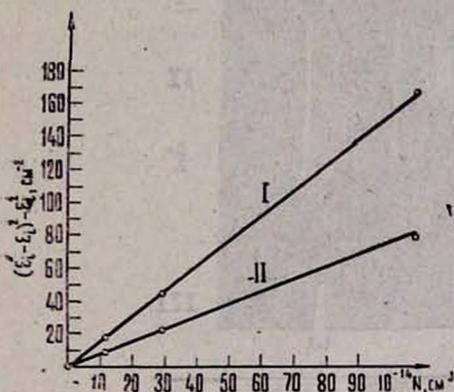


Рис. 2. Зависимость величины  $\{(\varepsilon'_i - \varepsilon_i)^2 - \varepsilon_i^2\}$  ( $i=1, 2$ ) от плотности среды  $N$ .

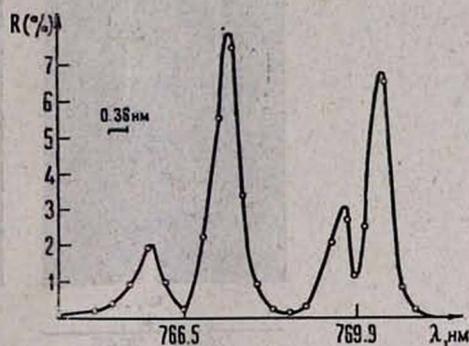


Рис. 3. Зависимость коэффициента обращения  $R$  на частоте  $\omega^{(1)}$  от длины волны накачки при температуре среды  $T=256^\circ \text{C}$ .

Как видим, полученные данные хорошо аппроксимируются линейной зависимостью. Отличие угловых коэффициентов линий I и II обусловлено различием приведенных матричных элементов соответствующих переходов калия ( $|d_1|^2/|d_2|^2 \approx 2$ ).

К сожалению, из-за малости коэффициента преобразования ОВФ на невырожденных частотах исследование качества обращенной волны было сильно затруднено.

Для исследования ОВФ в вырожденном режиме, когда частоты всех взаимодействующих волн совпадают, экспериментальная установка была несколько видоизменена, а именно, в качестве сигнальной волны была использована часть опорной волны ( $I_{\text{сиг}}/I_{\text{оп}} \sim 10^{-2}$ ). Неоднородное поле

сигнала формировалось при прохождении этой волны через диафрагму и фазовую пластину, изображение которой в середине кюветы с парами калия строилось линзой. После обратного прохождения через фазовую пластину и диафрагму обращенная волна попадала на фотоприемник. Снималась зависимость коэффициента преобразования  $R$  сигнальной волны в обращенную от расстройки резонанса при  $T = 256^\circ \text{C}$  и  $I_{\text{оп}} = 1 \text{ МВт/см}^2$  (рис. 3). Несимметричное поведение  $R$  в зависимости от знака расстройки резонанса по всей видимости связано с изменением условий самовоздействия волн накачки:  $\epsilon_{1,2} > 0$  соответствует режиму самофокусировки, а  $\epsilon_{1,2} < 0$  — режиму дефокусировки.

Представляет интерес изучение поляризационных особенностей ОВФ при ЧВВ. Нами экспериментально исследовался процесс обращения волнового фронта в поле поляризованной накачки. Рассмотрим ЧВВ монохроматического поляризованного излучения с трехуровневой средой. Известно, что уровни  $4P_{1/2}$  и  $4P_{3/2}$  вырождены по проекциям магнитного момента  $m$ , и, естественно, взаимодействие поляризованного излучения с

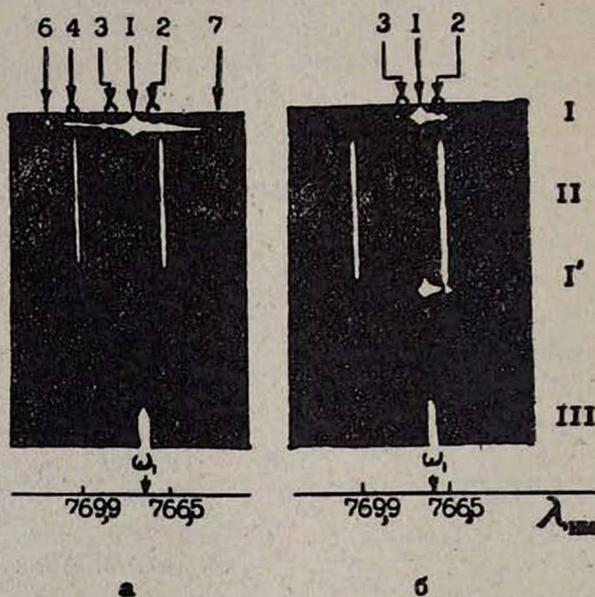


Рис. 4. Спектрограммы обращенной волны при температуре среды  $T = 284^\circ \text{C}$  в случаях различных поляризаций волн: накачка и сигнальная волна имеют взаимно параллельную линейную поляризацию (а); накачка поляризована по кругу, а сигнальная волна имеет линейную поляризацию и перекрывает только  $D_2$ -линию калия (б). В случае, когда обе волны имеют круговую поляризацию или же накачка поляризована линейно, а слабая волна поляризована по кругу, полученная спектрограмма ничем не отличается от случая (б). I — спектр обращенной волны в параллельной плоскости поляризации, I' — спектр обращенной волны в перпендикулярной плоскости поляризации (относительно плоскости поляризации сигнальной волны). Остальные обозначения те же, что и на рис. 1.

этими уровнями происходит по определенным правилам отбора. В случае линейно-поляризованной опорной волны накачки удобно ось квантования направить вдоль электрического вектора опорной волны. Тогда по

сильному полю связываются только подуровни с  $\Delta m = 0$  и независимо от взаимной ориентации поляризаций опорной и сигнальной волн (взаимно параллельно или взаимно перпендикулярно) обращенная волна имеет поляризацию сигнальной волны. Когда опорная волна поляризована по кругу (предположим по правому кругу), то по правилам отбора связываются только подуровни с  $\Delta m = -1$  (ось квантования направлена по волновому вектору). В этом случае независимо от поляризации сигнальной волны обращенная волна имеет поляризацию опорной волны.

Для проведения экспериментального исследования установка была модифицирована. На рис. 4 приведены спектрограммы процессов в случаях различных поляризаций волн.

Таким образом, экспериментально было зарегистрировано шесть спектральных областей обращенной волны, положение и расстояние между которыми определяются, в основном, расстройкой резонанса накачки и плотностью атомов. Зависимость положения этих компонент в спектре обращенного излучения от  $\epsilon$  и  $N$  позволяет управлять спектральными и энергетическими характеристиками обращенного излучения, что может иметь практическое значение.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Обращение волнового фронта оптического излучения. Под ред. В. И. Беспалова. Горький, ИПФ АН СССР, 1979, ч. 1, с. 205; 1982, ч. 2, с. 248.
2. Bloom D. M., Liao P. F., Economou H. P. Opt. Lett., 2, 58 (1978); Appl. Phys. Lett., 32, 813 (1978).
3. Tan-no N., Hoshimiya T., Inaba H. IEEE, J. Quant. Elect., QE-16, 147 (1980).
4. Nilsen J., Yariv A. Appl. Opt., 18, 145 (1979).
5. Fy Tao-Yi, Sargent III M. Opt. Lett., 4, 366 (1979).
6. Апанасевич П. А., Афанасьев А. А., Жвавий С. П. Квантовая электроника, 10, 294 (1983).
7. Nilsen J., Yariv A. Opt. Commun., 39, 199 (1981).
8. Афанасьев А. А. ЖПС, 37, 752 (1982).
9. Галко М. В. ЖПС, 38, 564 (1983).
10. Saikan S., Wakata N. Opt. Lett., 6, 281 (1981).
11. Nilsen J., Cluck N. S., Yariv A. Opt. Lett., 6, 380 (1981).
12. Гюламирян А. Л. и др. Оптика и спектр., 52, 387 (1982).
13. Арутюнян В. М. и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 338 (1977).
14. Арутюнян В. М. и др. ЖПС, 38, 983 (1983).
15. Blombergen N. Laser Spectroscopy IV, Springer Series in Optical Sciences, 21, 340 (1979).
16. Prior I. et al. Phys. Rev. Lett., 46, 111 (1981).
17. Grynberg G. J. Phys., B14, 2089 (1981).

ՈՉ ԱՅԼԱՍԵՐՎԱԾ ՔԱՌԱԼԻՔ ԱԼԻՔԱՅԻՆ ՃԱԿԱՏԻ ՇՐՋՄԱՆ  
ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ԵՌԱՄԱԿԱՐԴԱԿ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ  
ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Վ. Մ. ՉԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ա. Ռ. ԱՐԱՄՅԱՆ, Ս. Գ. ԻՇԽԱՆՅԱՆ, Բ. Ա. ՓԱՓԱԶՅԱՆ

Ոչ ալլասերված բառալիք փոխազդեցությունը ուսումնասիրվել է ալիքային ճակատի շրջումը կալիումի սեզոնանսային զուրոշիներում: Հաշվի առնելով ՈՐ զրգոված մակարդակի զուրկտու-  
բյունը, ցույց է տրված, որ շրջված ալիքի սպեկարումը ընդգրկվում են ֆազային սինխրոնիզմի

պայմանին բավարարող հինգ բնորոշ հաճախություններին մոտ գտնվող ուժեղացման տիրույթներ: Փորձնականորեն հետազոտելով շրջված ալիքի սպեկտրը, հայտնաբերվել է, որ ալիքի ճակատի էֆեկտիվ շրջում տեղի ունի վեց սպեկտրալ տիրույթներում, որոնցից երկուսը, որոնք շնչ հետևում ֆազային սինխրոնիզմի պայմանից, պայմանավորված են զուրկահի Երնակեցված մակարդակների» միջև կոհերենտ փոխազդեցությամբ: Հետազոտվել է շրջված հաճախային տիրույթների վերալարումը կախված զրգոող ալիքի ուղղանսային աղալարքից և միջավայրի խտությունից: Գիտարկվել են ոչ ալլասերված ալիքային ճակատի շրջման բեռնացման յուրահատկությունները ալիքների տարբեր բեռնացումների դեպքում:

## INVESTIGATION OF OPTICAL PHASE CONJUGATION BY NONDEGENERATED FOUR-WAVE MIXING IN THREE LEVEL RESONANT MEDIUM

V. M. ARUTYUNIAN, A. R. ARAMIAN, S. P. ISHKHANIAN, T. A. PAPA ZIAN

The optical phase conjugation by four-wave mixing in potassium vapor is investigated. A theoretical analysis allowing for the doublet structure of excited  $nP$  levels indicates that frequency ranges of amplification appear in the spectrum of phase conjugated wave near five characteristic frequencies, which satisfy the phase-matching conditions. Experimental observations show that effective phase conjugation takes place in six spectral ranges, two of which not derived from phase-matching conditions are due to the coherent interactions between "unpopulated levels" of the doublet. The tuning of phase conjugation frequency regions versus the pump detuning and the density of medium is studied. The polarization features of nondegenerated phase conjugation in different cases of wave polarization are obtained.