

УДК 535.3: 539.184

*А. Ч. СВИСТУН, Л. С. ГАЙДА, А. М. МАРТИНОВИЧ**

ЗАВИСИМОСТИ СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВБЛИЗИ ОБЛАСТИ НУЛЕВОЙ ДИСПЕРСИИ ОТ ПАРАМЕТРОВ НАКАЧКИ

The dependence of scattering spectra of emission near to zero dispersion area of sodium atoms on pump wave length is experimentally investigated. The spectral-angular characteristics of three-photon scattered emission are measured. It is shown, that the spectrum structure of scattered emission depends on density of pump power and sodium atoms concentration. The carried out researches have allowed to reveal new behaviors in a spectrum of generated emission.

Исследованию двухуровневых и трехуровневых квантовых систем при резонансном взаимодействии с когерентным монохроматическим и бихроматическим излучением посвящен ряд работ [1-7]. Интерес к этим проблемам обусловлен многообразием нелинейно-оптических эффектов, таких как когерентное пленение населенностей [8], усиление оптического излучения без инвер-

* Авторы статьи - сотрудники кафедры лазерной физики и спектроскопии ГрГУ им. Янки Купалы.

сии, электромагнитно-индуцированная прозрачность [9, 10], модификация спектра спонтанного излучения, которые являются следствием нелинейных интерференционных процессов. Последние могут сопровождаться появлением в некоторой полосе частот знакопеременных контуров спектральных линий поглощения, т. е. лазерно-индуцированной прозрачности при ненулевых разностях населенностей на резонансных переходах, а также поглощением излучения на переходах с инвертированными населенностями и его усилением без инверсии. В основном исследования посвящены изучению двухуровневых атомных систем - атомов бария [7, 11, 12], свинца [13], в некоторых случаях - паров натрия.

В данной работе подробно проанализированы нелинейные эффекты, возникающие в атомной системе под действием сильного поля резонансной частоты. Авторы более ранних исследований рассматривали только отдельные случаи, чаще всего - высокочастотные отстройки вблизи точки нулевой дисперсии атомов натрия, мотивируя это тем, что при низкочастотных отстройках эффекты дефокусировки значительно уменьшают интенсивность излучения накачки и, как следствие, эффективность взаимодействия. Подчеркивая, что рассеянное излучение распространяется в конусе, многие исследователи не дают характеристики его спектрально-углового состава. Поэтому проведение комплексного изучения нелинейных эффектов, возникающих при коротко- и длинноволновых отстройках вблизи точки нулевой дисперсии, является актуальным.

Исследование спектрально-угловых характеристик рассеянного парами натрия излучения позволило выявить новые закономерности в его спектре.

Экспериментальная установка

Для исследования взаимодействия мощного лазерного излучения с парами натрия используются два узкополосных лазера на красителе ЛК1 и ЛК2 (родамин 6G) с независимой перестройкой длины волны (рис. 1), один из которых работает с усилителем. При накачке усилителя используется образованная зеркалом Z_1 (плоскопараллельная кварцевая пластинка) и поворотной призмой P_1 линия задержки, обеспечивающая снижение уровня широкополосного фона усиленной спонтанной люминесценции в выходном сигнале.

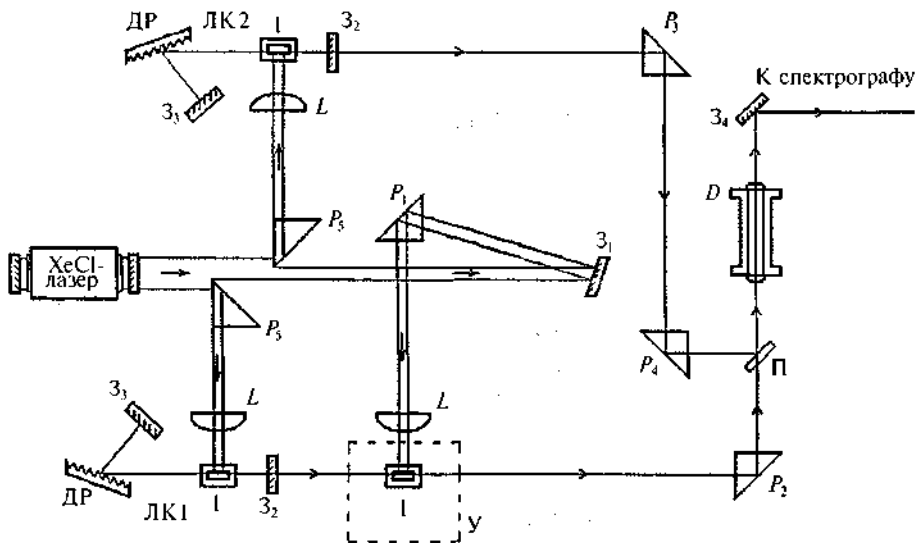


Рис. 1. Оптическая схема экспериментальной установки:

ЛК1 и ЛК2 – узкополосные лазеры на красителе, L – линза, $Z_1 - Z_4$ – зеркала, DR – дифракционная решетка, $У$ – усилитель, D – кювета, $P_1 - P_5$ – призмы, Z – краситель, P – плоскопараллельная пластинка

Резонатор лазера на красителе образован выходным зеркалом Z_2 , дифракционной решеткой ДР, работающей в режиме скользящего падения, и зеркалом Z_3 , коэффициент отражения которого в области генерации красителя равен 100 %. Такая схема резонатора обеспечивает ширину линии генерации $\approx 0,3$ нм.

Накачка красителя осуществляется электроразрядным эксимерным ХеС1-лазером (энергия в импульсе до 15 мДж, длительность импульса ~ 15 нс по полувысоте). Часть излучения лазера накачки поворачивалась призмой и фокусировалась цилиндрической линзой на кювету с красителем. Кювета расположена под углом к оси резонатора, что исключает генерацию на стенках кюветы.

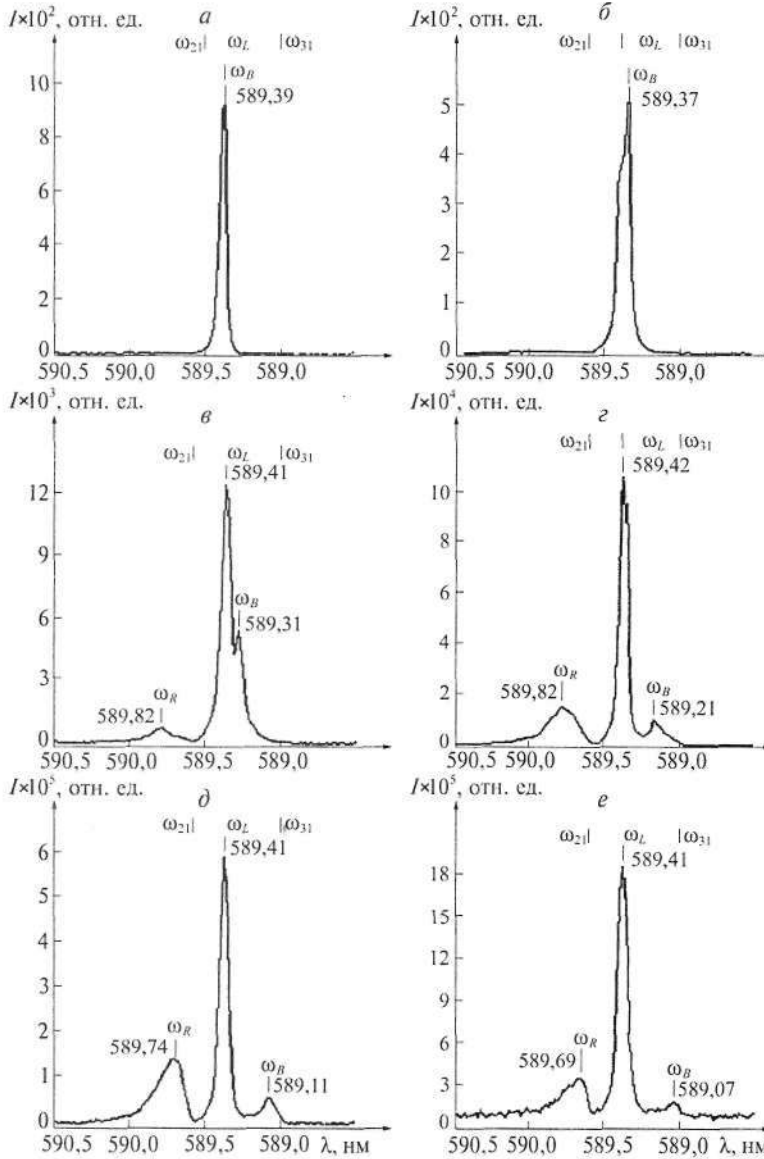


Рис. 2. Спектр излучения при накачке в область нулевой дисперсии с фокусирующей линзой ($f=13$ см, $I_L=1$ МВт·см⁻², $N_{Na}=10^{14}$ см⁻³).
 Θ : а-0, б-7, в-10, з-15, д-24, е-33 мрад

Излучение, сформированное узкополосным ЛК1, пройдя через усилитель У, с помощью поворотной призмы P_2 направляется в кювету, выполненную по типу тепловой трубы, в которой находятся пары Na. После прохождения кюве-

ты излучение изменяет свое направление под действием поворотного зеркала Z_4 , попадает в спектрограф и регистрируется CCD-линейкой ILX511. Разрешающая способность системы регистрации - 0,01 нм.

Сформированное ЛК2 излучение поворотными призмами P_3 и P_4 и плоскопараллельной пластинкой П направляется в кювету D , а после ее прохождения поворачивается зеркалом Z_4 и также попадает в спектрограф.

Спектрально-угловые характеристики рассеянного излучения при накачке вблизи точки нулевой дисперсии в атоме натрия

Состав регистрируемого спектра рассеяния наблюдается в случае, когда частота накачки ω_L находится в окрестности точки нулевой дисперсии 589,4 нм. Близость показателя преломления к единице приводит к появлению ряда эффектов, не возникающих около «желтого» резонансного дублета D -линий натрия: в регистрируемом спектре исчезают боковые компоненты ω_1 и ω_2 и наблюдаются только компоненты ω_R и ω_B , смещенные соответственно в «красную» и «синюю» сторону от ω_L (рис. 2).

Кроме того, необходимо заметить, что спектральный состав рассеянного излучения сильно зависит от угла наблюдения. На рис. 2 четко прослеживается зависимость длин волн и интенсивности боковых компонент ω_B и ω_R от угла наблюдения. При величине угла наблюдения менее 10 мрад (см. рис. 2 а, б) в регистрируемом спектре преобладает излучение линии ω_B , которое при малых углах более интенсивно, чем излучение накачки. Изменение кривизны длинноволнового крыла линии ω_B доказывает, что рядом с ней расположена более слабая линия ω_L , что подтверждается спектрами рассеяния, зарегистрированными под углами наблюдения (Θ) более 20 мрад (см. рис. 2 в - е).

Из рис. 2 также видно, что с увеличением угла наблюдения изменяется распределение энергии между спектральными компонентами. Так, линия ω_B , имеющая наибольшую интенсивность при малых углах наблюдения $\Theta < 7$ мрад (см. рис. 2 а), с увеличением угла наблюдения уменьшается и при $\Theta \approx 33$ мрад имеет наименьшую интенсивность (см. рис. 2 ё). Кроме того, с увеличением угла наблюдения спектральные компоненты ω_R и ω_B смещаются в коротковолновую область спектра, причем компонент ω_B смещается в большей степени, чем ω_R (рис. 3).

Отметим, что линия на частоте ω_B испытывает наибольшее смещение при малых углах наблюдения ($\Theta = 0-20$ мрад), а ω_R - при больших ($\Theta = 15-33$ мрад).

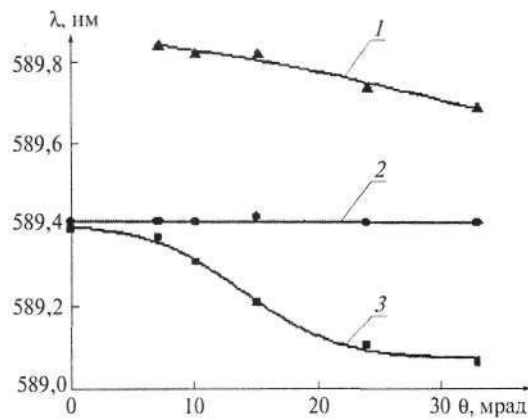


Рис. 3. Зависимость положений максимумов в спектре рассеянного излучения от угла наблюдения ($f=13$ см, $I_L=1,6$ МВт·см⁻², $N_{Na}=10^{14}$ см⁻³): 1 - ω_R , 2 - ω_L , 3 - ω_B

Без фокусировки линзой, а следовательно, при меньших плотностях энергии накачки регистрируемый спектр несколько изменяется, но изменения носят, скорее, количественный, чем качественный характер (рис. 4). При небольших углах наблюдения (см. рис. 4 а) в регистрируемом спектре преобладает излучение накачки, и только изменение кривизны коротковолнового крыла линии ω_L позволяет предположить, что рядом с ω_L расположена более слабая линия ω_B . Изучение спектров рассеяния, зарегистрированных под большими

(см. рис. 4 б - з) углами, подтверждает это предположение. Из рис. 4 также видно, как с увеличением угла наблюдения изменяется распределение энергии между спектральными компонентами: так, линия ω_R , не зарегистрированная при $\Theta < 10$ мрад (см. рис. 2 а), при $\Theta \approx 37$ мрад имеет наибольшую интенсивность (см. рис. 2 д). Кроме того, из данных, приведенных на рис. 4, видно, что компоненты ω_R и ω_B также зависят от угла наблюдения (рис. 5).

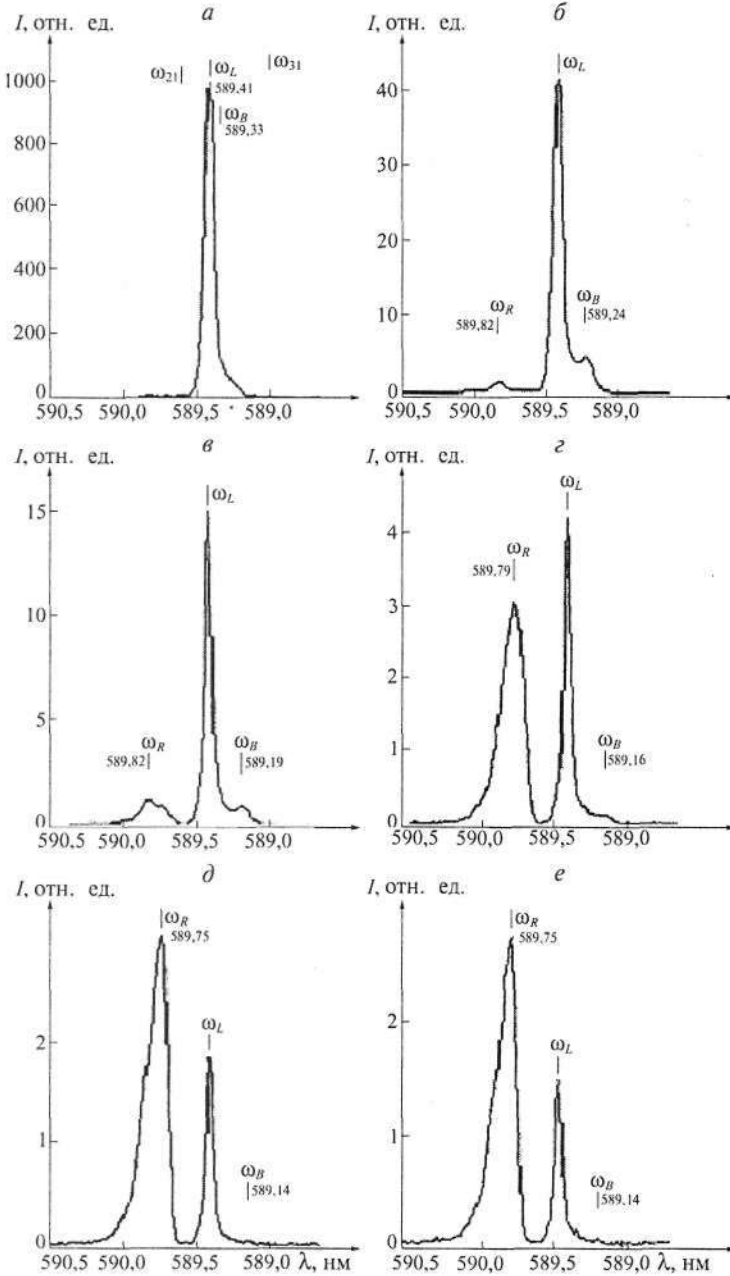


Рис. 4. Спектр рассеяния при накачке в область нулевой дисперсии без фокусирующей линзы ($I_L=0,1 \text{ МВт}\cdot\text{см}^{-2}$, $N_{\text{Na}}=3\cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$).
 Θ : а - 10, б - 15, в - 20, г - 30, д - 37; е - 40 мрад

Необходимо отметить случай, когда при плотности мощности накачки $I_L=0,5 \text{ МВт}\cdot\text{см}^{-2}$ и концентрации атомов натрия $N_{\text{Na}}=3\cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при длине вол-

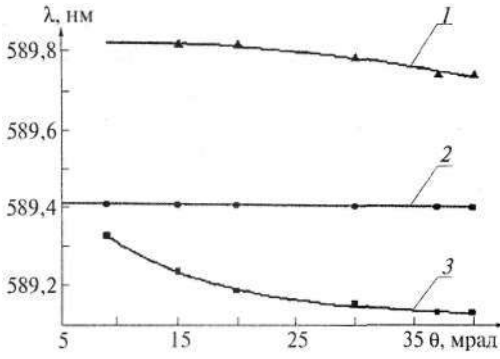


Рис. 5. Зависимость положений максимумов в спектре рассеянного излучения от угла наблюдения без фокусирующей линзы ($I_L=0,1$ МВт·см⁻², $N_{Na}=3 \cdot 10^{14}$ см⁻³):
1 - ω_R , 2 - ω_L , 3 - ω_B

ны накачки $\lambda=589,38$ нм наряду с линиями ω_R и ω_B , наблюдавшимися ранее, появляются еще две, одна из них - на длине волны $\lambda_{B1} \approx 588,56$ нм, а другая - на $\lambda_{R1} \approx 590,05$ нм (рис. 6). Заметим также, что положение линий ω_{R1} и ω_{B1} слабо зависит от угла наблюдения (рис. 7).

Выполнение соотношения $2 \cdot \omega_L \approx \omega_{B1} + \omega_{R1}$ позволяет предположить, что в основе генерации линий ω_{B1} , ω_{R1} лежит процесс невырожденного четырехволнового смешения. Кроме того, если предположить, что у компонент ω_R и ω_B

должны быть симметричные им относительно ω_L компоненты ω'_R и ω'_B , и считать их по формуле $2 \cdot \omega_L \approx \omega + \omega'$, то получим, что ω'_R изменяется в диапазоне

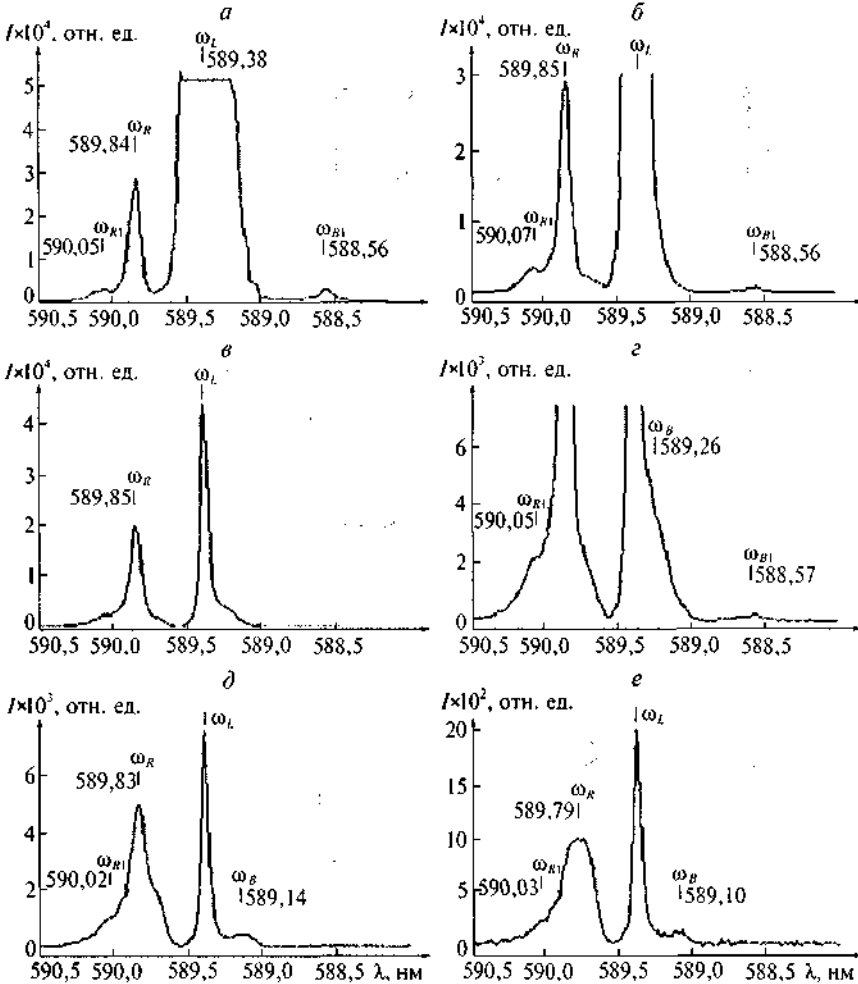


Рис. 6. Спектр рассеяния при накачке в область нулевой дисперсии с фокусирующей линзой ($f=32$ см, $I_L=0,5$ МВт·см⁻², $N_{Na}=3 \cdot 10^{14}$ см⁻³).
Θ: а - 6, б - 12, в - 20, г - 20 (увеличенный), д - 30, е - 40 мрад

от 589,5 до 589,66 нм, а λ'_B - от 589,9 до 589,97 нм, т. е. возможно, что излучение на этих длинах волн генерируется, но так как эти диапазоны попадают на максимумы контуров поглощения D -линий натрия, мы не в состоянии его зарегистрировать из-за сильной реабсорбции.

Расчеты квазиэнергетического спектра атома на основе нестационарной теории возмущения [14] показывают, что в случае возбуждения атома натрия сильным полем с длиной волны $\lambda=589,38$ нм образуется система квазиэнергетических уровней, на которых возможна генерация излучения с длинами волн (в нм): $\lambda_1=588,76$, $\lambda_2=588,98$, $\lambda_3=589,15$, $\lambda_4=589,38$, $\lambda_5=589,6$, $\lambda_6=589,77$, $\lambda_7=590,0$.

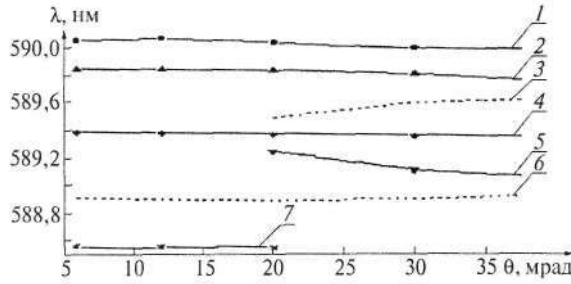


Рис. 7. Спектрально-угловое распределение максимумов рассеянного излучения при накачке в область нулевой дисперсии ($\lambda=589,38$ нм, $f=32$ см, $I_L=0,5$ МВт·см⁻², $N_{Na}=3 \cdot 10^{14}$ см⁻³):
 1 - ω_{R1} , 2 - ω_R , 3 - ω'_R , 4 - ω_L , 5 - ω_B , 6 - ω'_B , 7 - ω_{B1}

Как можно видеть, экспериментальные и расчетные данные достаточно близки.

Анализ результатов экспериментов показывает, что увеличение плотности мощности накачки путем применения различных фокусирующих линз приводит к значительной модификации регистрируемых спектров. Изменение же концентрации атомов натрия сколько-нибудь существенного влияния на эти спектры не оказывает.

Таким образом, возбуждение атома натрия сильным лазерным излучением с длиной волны, попадающей в область нулевой дисперсии, приводит к появлению в спектре рассеяния ряда компонент, смещенных относительно длины волны накачки в «красную» и «синюю» стороны. Появление этих компонент может быть объяснено процессом невырожденного четырехволнового смешения.

В ходе исследований была изучена зависимость вида спектров рассеяния при различных отстройках волны накачки вблизи точки нулевой дисперсии. Полученные спектрально-угловые характеристики рассеянного излучения дают возможность сделать следующий вывод: процесс невырожденного четырехволнового смешения имеет определяющее значение в образовании рассеянного излучения при переносе энергии накачки квазирезонансного лазерного поля в компоненту рассеянного излучения.

Появление боковых компонент в спектре флуоресценции паров атомов натрия, возбуждаемых сильным резонансным ω_{31} полем, может быть обусловлено двумя процессами - трехфотонным рассеянием и четырехволновым смешением - как следствием параметрической связи распространяющихся волн - волны накачки на частоте ω_L и сигнальной волны ω_1 , в результате чего генерируется излучение на частоте $\omega_2=2 \cdot \omega_L - \omega_1$

1. Meyer Y. H. // Optics Communications. 1980. Vol. 34. № 3. P. 439.
2. Boyd R. W., Raymer M. G., Narum P., Harter D. J. // Physical Review A. 1981. Vol. 24. № 1. P. 411.
3. Плеханов А. И., Раутиан С. Г., Сафонов В. П. и др. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 2. С. 426.
4. Гайдаренко Д. В., Леонов А. Г., Пантелеев А. А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 55. № 4. С. 228.
5. Старостин А. Н., Пантелеев А. А., Лебедев В. И. и др. // ЖЭТФ. 1995. Т. 108. № 4(10). С. 1203.
6. Shevy Y., Rosenblum M. // Optics Letters. 1987. Vol. 12. № 4. P. 257.
7. Chalupczak W., Gawlik W., Zachorowski J. // Physical Review A. 1994. Vol. 44. № 6. P. 4895.

8. Архипкин В.Г., Манушкин Д.В., Мысливец С.А., Попов А.К. // Квант. электроника. 1998. Т. 25. № 7. С. 655.
9. Архипкин В.Г. // Там же. 1997. Т. 24. № 4. С. 352.
10. Архипкин В.Г. // Оптика и спектроскопия. 1995. Т. 79. № 2. С. 270.
11. Skinner C.H., Kleiber P.D. // Physical Review A. 1980. Vol. 21. № 1. P. 151.
12. Chalupczak W., Gawlik W., Zachorowski J. // Optics Communications. 1994. Vol. 111. P. 613.
13. Maneesh J., Xia H., Yin G. et al. // Physical Review Letters. 1996. Vol. 77. № 21. P. 4326.
14. Зон Б.Г., Кацнельсон Б. Г. // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. С. 947.

Поступила в редакцию 14.06.2004.

Андрей Чеславович Свистун - аспирант. Научный руководитель - Л.С. Гайда.

Леонид Станиславович Гайда - кандидат физико-математических наук, доцент.

Андрей Иванович Мартинович - младший научный сотрудник.