

Письма в ЖЭТФ, том 15, вып. 4, стр.186 – 191 20 февраля 1972 г.

ДИСПЕРСИЯ РЕЗОНАНСНОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ В ПАРАХ КАЛИЯ

*С. А. Ахманов, А. И. Ковригин, С. А. Максимов,
В. Е. Оглуздин*

1. Предметом настоящей статьи является изложение результатов экспериментального исследования дисперсии нелинейной восприимчивости паров калия вблизи переходов $4S_{1/2} - 4P_{3/2}$ ($\nu_{01} = 13043 \text{ см}^{-1}$) и $4S_{1/2} - 4P_{1/2}$ ($\nu_{02} = 12985 \text{ см}^{-1}$). Использование в качестве источника мощного импульсного параметрического генератора света (ПГС), перестраиваемого по частоте, по наблюдению эффектов самомодуляции, самофокусировки и самодефокусировки позволило впервые проследить дисперсию модуля и знака нелинейной восприимчивости во всей области частот $\nu > \nu_{01}$; $\nu_{01} > \nu > \nu_{02}$; $\nu < \nu_{02}$.

Новыми обстоятельствами, отличающими самовоздействия в парах от самовоздействий в конденсированных средах, являются сильное влияние насыщения нелинейности и дисперсии групповой скорости. Оба фактора заметно проявлялись в описанных ниже экспериментах

2. ПГС на кристалле LiJ O_3 возбуждался второй гармоникой одномодового неодимового лазера и работал как в однорезонаторной, так и в двухрезонаторной схемах. Длительность импульса генератора $\tau_{\Gamma} = 7 \cdot 10^{-9} \text{ сек}$, максимальная мощность 1 Мвт ; диаметр пучка от 1 до 2,5 мм. В зависимости от режима работы и резонаторной системы

ширина линии изменялась от $0,5$ до 15 см^{-1} ; широкий спектр образовывался четко выраженными группами мод (так называемые "кластеры" ПГС, см. рис. 1).

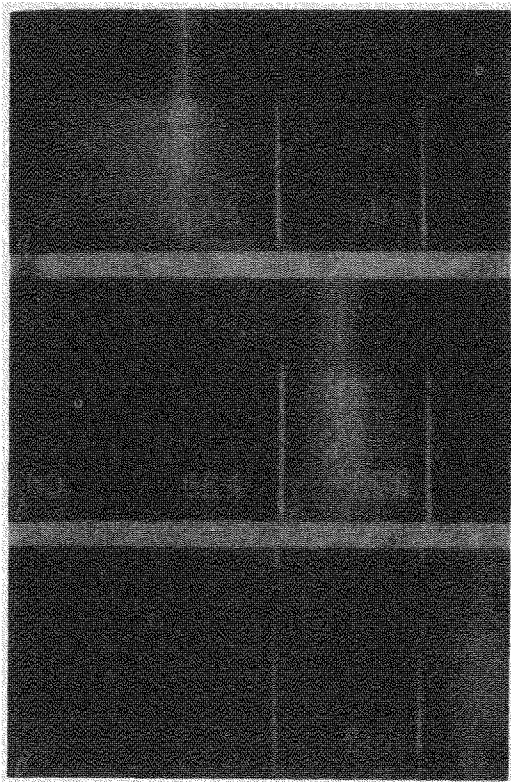


Рис. 1. Типичные спектрограммы спектров на входе (верхняя часть спектрограммы) и на выходе (нижняя часть спектрограммы) кюветы с парами калия. Спектрограмма рис. 1, а соответствует расстройке $\nu - \nu_{01} = 51 \text{ см}^{-1}$ мощности $P = 500 \text{ квт}$; $t = 180^\circ\text{C}$; для спектрограммы рис. 1, б $\nu - \nu_{02} = 34 \text{ см}^{-1}$ $P = 1 \text{ Мвт}$, $t = 180^\circ\text{C}$, для рис. 1, в $\nu_{02} - \nu = 23 \text{ см}^{-1}$, $P = 215 \text{ квт}$, $t = 180^\circ\text{C}$

3. Для изучения дисперсии нелинейной восприимчивости мы исследовали частотную зависимость эффектов самовоздействия в калии вблизи резонансных переходов. Ранее самовоздействия в парах наблюдались на фиксированных частотах в [1 - 4]; количественные данные о кубической восприимчивости калия при $\nu = \nu_{01} + 12 \text{ см}^{-1}$ содержатся в [2]). Нами исследовались уширения частотного спектра, самофокусировка и самодефокусировка. На рис. 1 приведены типичные спектрограммы уширенных спектров; на рис. 2 - экспериментальные графики относительных уширений $Y = \Delta\nu_{\text{вых}}/\Delta\nu_{\text{вх}}$ спектра излучения, прошедшего через пары.

Видно, что при $\nu - \nu_{01} > 70 \text{ см}^{-1}$ уширение практически отсутствует; по мере приближения ν к ν_{01} со стороны высоких частот уширения сначала нарастают, а затем убывают, исчезая в резонансе. В области $\nu_{01} > \nu > \nu_{02}$ экспериментальная зависимость $Y(\nu)$ имеет два максимума; Y_{min} соответствует $\nu \approx \nu_{02} + 17 \text{ см}^{-1}$. Более слабые (при той же мощности пучка) уширения сохраняются при $\nu < \nu_{02}$. Указанные закономерности наблюдались при температурах $t = 160 + 280^\circ\text{C}$;

при $t > 280^\circ\text{C}$ нелинейные эффекты наблюдать не удастся. Измерения были выполнены в нефокусированном пучке; длина кюветы с парами составляла $l = 35 \text{ см}$.

Исследования ближнего и дальнего поля дали следующие результаты. В области $\nu > \nu_{01}$ отчетливо наблюдалась самофокусировка пучка ПГС; она регистрировалась по появлению "горячих" точек в ближнем поле и большой расходимости — в дальнем. Качественная картина аналогична описанной в [2]. Напротив, в областях $\nu_{гр} < \nu < \nu_{01}$ (см. рис. 2) и $\nu < \nu_{02}$ наблюдалась самодефокусировка; здесь и в ближнем и в дальнем поле происходит увеличение диаметра пучка. Измеренные значения расходимостей пучка после прохождения через пары при $\nu < \nu_{02}$ сведены в таблицу (приведены значения угла расходимости θ на входе и выходе кюветы с парами, соответствующие значения радиуса пучка a и его мощности P).

$\theta_{вх}$	$\theta_{вых}$	$a, мм$	$P, кВт$	$\nu_{02} - \nu$	t°, C
0,00086	0,0045	0,5	22,8	79,5	170
—	0,0017	0,8	129,0	4,1	160
—	0,0034	0,7	79,0	19,2	120
—	0,0022	0,7	65,7	16,0	120
—	0,0018	0,5	41,0	31,0	120

4. Нелинейные изменения углового спектра (самофокусировка, самодефокусировка) удовлетворительно описываются результатами теории (см. [5, 7]) нелинейного показателя преломления для двухуровневой системы. Штарк-эффектом (ср. [8]) можно было пренебречь. При расстройках $\Delta\nu = \nu - \nu_{01} \gg T^{-1}$ (где T — время поперечной релаксации) и мощностях не превышающих $10^3 - 10^4$ *вт* показатель преломления паров

$$n = n_0 + n_2 |E|^2. \quad (1)$$

Оценки величины n_2 , полученные из экспериментов по самофокусировке в области $\nu > \nu_{01}$, удовлетворительно согласуются с данными [2]. Результаты экспериментов по дефокусировке при $\nu < \nu_{02}$, полученные в условиях применимости (1) и при умеренных мощностях, обрабатывались по формуле

$$n_2 = \frac{[\theta_{вых} - \theta_{вх}] n_0 a}{E_0^2 l},$$

справедливой для внешней дефокусировки. Определенные таким образом значения $|n_2|$ (здесь $n_2 < 0$) при $t = 150^\circ C$ и $\Delta\nu = 20 \div 30 \text{ см}^{-1}$ составляют $|n_2| = 1 \cdot 3 \cdot 10^{-11}$ CGSE. Расчетные значения n_2 (с учетом трудностей определения концентрации паров) удовлетворительно согласуются с экспериментальным значением.

5. Наблюдавшиеся уширения спектра естественно интерпретировать как результат АМ-ФМ конверсии (форма огибающей на выходе из па-

ров вдали от резонанса изменяется мало; мощность резонансной четырехфотонной параметрической люминесценции пренебрежимо мала).

Качественный вид кривых $Y = Y(\Delta\nu)$ (см. рис. 2) согласуется с представлениями о поведении нелинейной восприимчивости двухуровневой системы. Заслуживает внимания точка между резонансными линиями ($\nu_{\text{ГР}} = \nu_{02} + \tilde{\Delta}$), в которой величина Y проходит через

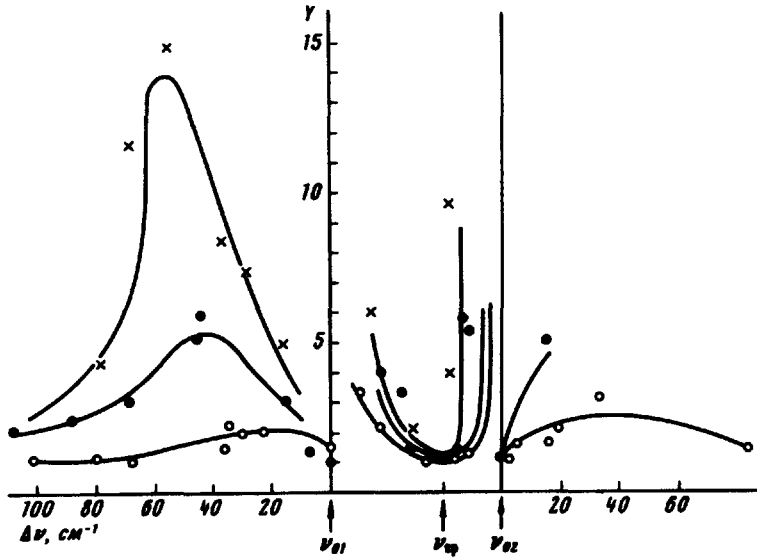


Рис. 2. Экспериментальные значения относительных уширений спектра в парах калия в зависимости от расстройки средней частоты излучения ПГС относительно частот ν_{01}, ν_{02} . Температура паров $T = 200^\circ\text{K}$: разным кривым соответствуют различные мощности ПГС (для кривой \circ — интенсивность $I = 5 \text{ Мвт/см}^2$; \bullet — $I = 16 \text{ Мвт/см}^2$; \times — $I = 26 \text{ Мвт/см}^2$)

минимум. Его появление следует приписать компенсации вкладов в нелинейный показатель преломления от линий ν_{01} и ν_{02} . Если для n использовать (1),

$$Y = n_2 k \ell E_0^2, \quad n_2 = \frac{2\pi p^4}{\hbar^3 \Delta\nu^3}, \quad (2)$$

то получим $\tilde{\Delta} = 20 \text{ см}^{-1}$ (ср. рис. 2); отметим, что величина $\tilde{\Delta}$ (как видно из рис. 2) мало изменяется в пределах диапазона использованных нами мощностей¹⁾.

Пользуясь (2) из данных по Y можно оценить n_2 (см. рис. 3). В области применимости (1) наряду с экспериментальными значениями

¹⁾ В опытах Бонч-Бруевича и сотрудников [4], исследовавших "линзовые" свойства паров калия с помощью широкополосного светового источника при расстройке $\tilde{\Delta}$ также наблюдалась особенность.

n_2 по формуле (2) построена сплошная кривая, (рис. 3, а). Данные, полученные при $\nu < \nu_{02}$, согласуются с данными, полученными из дефокусировки. В области резонансных линий существенны эффекты насыщения (в том числе насыщение, обусловленное самим уширенным спектром) и описание экспериментальных данных в терминах n_2 является условным. Заметим, что во всей области $\nu > \nu_{01}$ экспериментальные значения n_2 примерно на порядок выше теоретических, что связано с увеличением напряженности поля за счет самофокусировки.

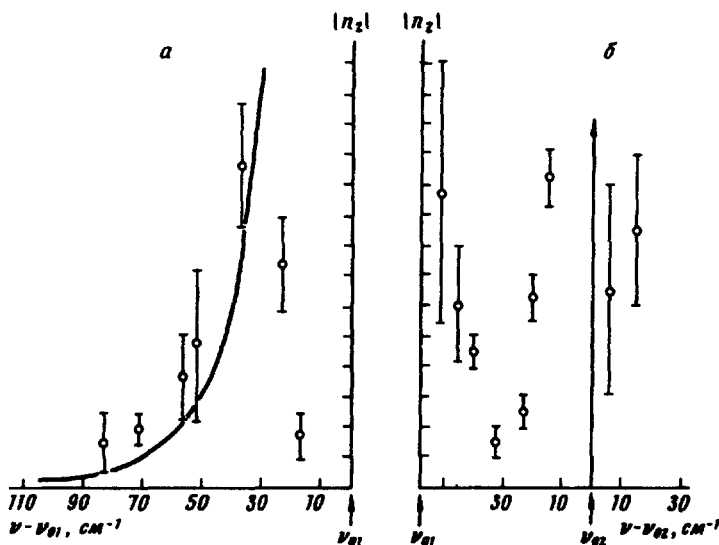


Рис. 3. Дисперсия $|n_2|$ в области резонансных линий калия; область $\nu > \nu_{01}$ (рис. 3, а) измерена при $T = 220^\circ\text{C}$: (сплошная кривая построена по теоретической формуле без учета насыщения). Область $\nu_{01} > \nu$ (рис. 3, б) измерена при $t = 200^\circ\text{C}$. Значения $|n_2|$ даны в относительных единицах

6. Структура уширенных спектров отличается от таковой, известной для жидкостей; (если поглощение несущественно спектры симметричны, однако фазовые соотношения нарушены). Это связано, как показывают оценки, с влиянием дисперсии групповой скорости (применительно к экспериментам с парами на это указывалось в [6]).

В области резонанса, в наших условиях возможны нестационарные когерентные эффекты – период амплитудной модуляции излучения ПГС сравним с характерными временами релаксации T_1, T_2 резонансного перехода.

7. Значительная резонансная нелинейность позволяет осуществить эффективную перестраиваемую четырехфотонную генерацию, а при определенных условиях – и генерацию третьей гармоники. При интенсивной узкополосной накачке, нами наблюдались узкие линии, которые могут быть приписаны четырехфотонной генерации.

8. Отметим в заключение, что использование ПГС в нелинейной спектроскопии открывает и ряд других возможностей, не реализованных в этой работе. ПГС по необходимости является многочастотным генератором; в нашей схеме имеются синхронизованные во времени гигантские импульсы на частотах ν_1, ν_2, ν_H ($\nu_1 + \nu_2 = \nu_H$), $\nu_H/2$. Это может быть использовано для комбинационных воздействий, схем с пробным сигналом, регистрирующим поляризацию или разность населенностей уровней и т. п.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
14 января 1972 г.

Литература

- [1] В.М.Арутюнян, Н.Н.Бадалян, В.А.Ирадян, М.Е.Мовсесян. ЖЭТФ, 58, 36, 1970.
 - [2] A.Grishovsky. Phys. Rev. Lett., 24, 866, 1970.
 - [3] Ю.М.Кирич, С.Г.Раутиан, А.Е.Семенов, Б.М.Черноброд. Письма в ЖЭТФ, 11, 340, 1970.
 - [4] А.М.Бонч-Бруевич, В.А.Ходовой, В.В.Хромов. Письма в ЖЭТФ, 11, 431, 1970.
 - [5] A.Javan, P.Kelley IEEE Quantum Electronics, QE-2, 9, 470, 1966.
 - [6] Б.Я.Зельдович, И.И.Собельман. Письма в ЖЭТФ, 13, 182, 1971.
 - [7] В.С.Бутылкин, А.Е.Каплан, Ю.Г.Хронополо. ЖЭТФ, 59, 921, 1970.
 - [8] А.М.Бонч-Бруевич, В.А.Ходовой. УФН, 93, 71, 1967.
-