

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫНУЖДЕННОГО И ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПАРАХ Rb ПРИ ДВУХФОТОННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ УРОВНЕЙ

$5^2D_{3/2, 5/2}$  и  $7^2S_{1/2}$

Ф. А. Королев, В. В. Мартынов, В. И. Одинцов и А. О. Фахми

В условиях перестройки частоты излучения накачки изучено вынужденное излучение на ряде инфракрасных атомных переходов Rb, возникающее при двухфотонном возбуждении уровней  $5^2D_{3/2, 5/2}$  и  $7^2S_{1/2}$ . Одновременно наблюдалось мощное параметрическое излучение вблизи переходов  $5^2S_{1/2} - 6^2P_{3/2}$  (420.2 нм) и  $5^2S_{1/2} - 6^2P_{1/2}$  (421.5 нм). Показано, что порог возбуждения и поляризация ИК излучения удовлетворительно согласуются с теоретическими оценками.

Мощное ИК излучение, возникающее при двухфотонном возбуждении уровня  $6^2S_{1/2}$  в парах К [1, 2], в последнее время было подробно изучено в [3, 4]. В [5] было зарегистрировано интенсивное ИК излучение при двухфотонном возбуждении уровней  $5^2D_{3/2, 5/2}$  в парах Rb, однако его свойства не были исследованы, а разрешение отдельных спектральных линий было недостаточным. Основной целью настоящей работы явилось исследование ИК излучения в парах Rb при двухфотонном возбуждении как уровней  $5^2D_{3/2, 5/2}$ , так и уровня  $7^2S_{1/2}$ . Плавная перестройка частоты накачки позволила изучить частотную зависимость порога возбуждения ИК излучения. В отличие от работ [1-5] двухфотонное возбуждение могло осуществляться без заселения резонансных уровней атома, что существенно облегчает теоретическую интерпретацию результатов.

### Экспериментальная часть

В работе использовались два лазера на красителях с плавной перестройкой частоты (лазеры А и В), отличавшиеся друг от друга спектральным диапазоном генерации. Длительность импульсов обоих лазеров составляла  $\tau = 40-50$  нс, а спектральная ширина излучения была  $\sim 10$  см<sup>-1</sup>. Излучение лазеров было линейно поляризовано в вертикальной плоскости. Диаметр светового пучка в кювете с парами Rb составлял 1.5-2 мм. Кювета имела сапфировые окна с вертикальной ориентацией оптической оси. ИК излучение проходило через монохроматор и регистрировалось фотосопротивлением Ge-Au. Ввиду своей инерционности этот приемник не позволял определять длительность импульсов ИК излучения и использовался только для определения их энергии. Ниже для удобства сравнения будут приводиться средние мощности ИК излучения, вычислявшиеся путем деления энергии импульса на длительность возбуждающего импульса  $\tau$ .

Двухфотонное возбуждение уровней  $5^2D_{3/2, 5/2}$  осуществлялось излучением лазера А, частота которого  $\omega_A$  могла изменяться в окрестности двухфотонного резонанса для перехода  $5^2S_{1/2} - 5^2D_{3/2, 5/2}$  (рис. 1). При этом в ИК области спектра наблюдалось мощное направленное излучение на атомных переходах Rb  $6^2P_{3/2} - 5^2D_{3/2}$  (5.23 мкм),  $6^2P_{1/2} - 5^2D_{3/2}$  (5.04 мкм),

$6^2S_{1/2} - 6^2P_{3/2}$  (2.73 мкм) и  $4^2D_{3/2, 5/2} - 6^2P_{3/2}$  (2.25 мкм).<sup>1</sup> Приводимые ниже данные относятся к излучению, распространяющемуся в направлении возбуждающего пучка. При максимальной мощности импульса накачки  $P_A \sim 500$  кВт и давлении паров  $p \sim 0.2$  мм рт. ст. средняя мощность излучения линии 5.23 мкм достигала 1–2 кВт. Относительная интенсивность линий составляла (в порядке убывания длины волны)  $\sim 4:0, 4:0, 5:2, 5$ . С ростом давления паров до  $\sim 0.3$  мм рт. ст. интенсивность ИК линий увеличивалась, а затем ее рост прекращался. Учет аппаратурной ширины прибора, составлявшей  $\sim 3$  см<sup>-1</sup> в области  $\lambda \sim 5$  мкм, показал, что ширина линий 5.23 и 5.04 мкм вряд ли превышала 1 см<sup>-1</sup>. В пределах ошибки измерений ( $\sim 0.5$  см<sup>-1</sup> для линий 5.23 и 5.04 мкм)

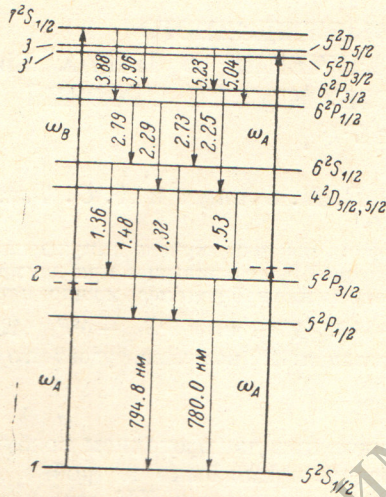


Рис. 1. Схема уровней атома рубидия.

Длины волн, за исключением резонансных переходов, даны в микрометрах.

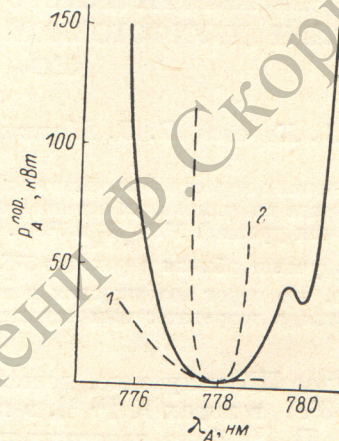


Рис. 2. Зависимость порога возбуждения линии 5.23 мкм от длины волны накачки.

Сплошная линия — экспериментальная кривая, штриховые линии — расчетные кривые для лорентцовской (1) и гауссовой (2) форм линии накачки.

частоты ИК линий не испытывали заметного смещения при изменении длины волны накачки  $\lambda_A$  от 776 до 780 нм.

На рис. 2 дана зависимость пороговой мощности накачки  $P_A^{пор}$  для линии 5.23 мкм от  $\lambda_A$ , полученная при  $p = 0.25$  мм рт. ст. За порог возбуждения принималось появление импульса ИК излучения со средней мощностью  $\sim 2$  Вт. Пороговая кривая появления импульса ИК излучения имеет минимум вблизи длины волны  $\lambda_A = 777.9$  нм, соответствующей двухфотонному резонансу. Минимальная пороговая мощность накачки составляет  $1 \div 2$  кВт. Некоторое снижение порога возбуждения при  $\lambda_A = 780$  нм связано, по-видимому, с увеличением скорости заселения уровней  $5^2D_{3/2, 5/2}$  вблизи однофотонного резонанса  $5^2S_{1/2} - 5^2P_{3/2}$ .

Линии 5.23, 5.04 и 2.73 мкм были поляризованы в вертикальной плоскости, т. е. так же, как и излучение накачки. В отличие от них линия 2.25 мкм характеризовалась относительно низкой степенью поляризации (30–50%) с преимущественным направлением колебаний в горизонтальной плоскости.

Излучение тех же ИК линий было обнаружено и в обратном направлении, однако его интенсивность была приблизительно на порядок меньше.

Для двухфотонного возбуждения уровня  $7^2S_{1/2}$  использовались оба лазера А и В. Их световые пучки совмещались с помощью полупрозрачного зеркала и распространялись в кювете в одном направлении. Частота

<sup>1</sup> Линии ИК переходов  $5^2P_{1, 3/2} - 6^2S_{1/2}$  и  $5^2P_{1, 3/2} - 4^2D_{3/2, 5/2}$  не могли быть зарегистрированы нашей аппаратурой.

лазера  $A_D$ ,  $\omega_A$  устанавливалась вблизи одного из резонансных переходов  $5^2S_{1/2} - 5^2P_{3/2}$  или  $5^2S_{1/2} - 5^2P_{1/2}$ , а частота лазера  $B$ ,  $\omega_B$  определялась из условия двухфотонного резонанса  $\hbar\omega_A + \hbar\omega_B \approx E_{7S} - E_{5s}$ , где  $E_{7S}$ ,  $E_{5s}$  — энергии уровней  $7^2S_{1/2}$  и  $5^2S_{1/2}$ . В направлении распространения возбуждающего пучка наблюдалось мощное излучение на ИК переходах Rb  $6^2P_{3/2} - 7^2S_{1/2}$  (3.96 мкм),  $6^2P_{1/2} - 7^2S_{1/2}$  (3.88 мкм),  $6^2S_{1/2} - 6^2P_{1/2}$  (2.79 мкм),  $6^2S_{1/2} - 6^2P_{3/2}$  (2.73 мкм),  $4^2D_{3/2} - 6^2P_{1/2}$  (2.29 мкм) и  $4^2D_{3/2, 5/2} - 6^2P_{3/2}$  (2.25 мкм). Отношение интенсивностей линий 3.96 и 3.88 мкм составляло 2:1. Эти линии были в несколько раз интенсивнее линий 2.25 и 2.29 мкм, отношение интенсивностей которых также равнялось  $\sim 2:1$ . Наименее интенсивными были линии 2.73 и 2.79 мкм, из них последняя была особенно слабой и иногда не возникала.

Минимум порога возбуждения ИК излучения достигался при точной настройке на двухфотонный резонанс. При приближении  $\omega_A$  к резонансным переходам  $5^2S_{1/2} - 5^2P_{1/2, 3/2}$  вблизи ИК линий  $6^2P_{1/2, 3/2} - 7^2S_{1/2}$  наблюдалось мощное излучение вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР), связанного с переходом атома с резонансного уровня на уровни  $6^2P_{1/2, 3/2}$ .

Одновременно с ИК излучением при двухфотонном возбуждении уровней  $5^2D_{3/2, 5/2}$  и  $7^2S_{1/2}$  в направлении распространения возбуждающего пучка возникало мощное параметрическое излучение вблизи переходов Rb  $5^2S_{1/2} - 6^2P_{3/2}$  (420.2 нм) и  $5^2S_{1/2} - 6^2P_{1/2}$  (421.5 нм). Ранее при возбуждении уровней  $5^2D_{3/2, 5/2}$  оно наблюдалось в [6-8], а при возбуждении уровня  $7^2S_{1/2}$  в [9]. Вдали от однофотонного резонанса с уровнями  $5^2P_{1/2, 3/2}$  наблюдались относительно узкие фиолетовые линии с шириной  $\sim 0.5 \div 1.5 \text{ см}^{-1}$ . Они обнаруживали смещение в ту или другую сторону от атомного перехода, изменявшееся от долей обратных сантиметров до  $1 \div 2 \text{ см}^{-1}$ . Отношение интенсивностей коротковолновой и длинноволновой линий в случае возбуждения уровней  $5^2D_{3/2, 5/2}$  составляло  $\sim 10:1$  и более, а при возбуждении уровня  $7^2S_{1/2} \sim 2:1$ .

### Обсуждение

Ниже будет рассматриваться возбуждение вдали от однофотонного резонанса. Однако и в этом случае строгий теоретический подход наталкивается на большие трудности. Для упрощения задачи будем исходить из представления, что наиболее важными звеньями в возникающем сложном многофотонном процессе являются двухфотонное заселение верхних уровней  $5^2D_{3/2, 5/2}$  или  $7^2S_{1/2}$  и каскадные вынужденные переходы  $5^2D_{3/2, 5/2} (7^2S_{1/2}) \rightarrow 6^2P_{1/2, 3/2} \rightarrow 6^2S_{1/2}$ ,  $4^2D_{3/2, 5/2} \rightarrow 5^2P_{1/2, 3/2}$ , возникающие вследствие создания инверсии населенностей между соответствующими уровнями. Как будет показано ниже, каскадный механизм сверхизлучения ИК линий хорошо объясняет их низкий порог возбуждения и поляризацию, а также дает правильную оценку интенсивности. Мощное ИК излучение на переходах  $5^2D_{3/2, 5/2} (7^2S_{1/2}) \rightarrow 6^2P_{1/2, 3/2}$  приводит совместно с излучением накачки к параметрической четырехфотонной генерации фиолетовых линий вблизи атомных переходов  $5^2S_{1/2} - 6^2P_{1/2, 3/2}$ . В такой концепции в отличие от [10] первичным является вынужденное ИК излучение, что хорошо согласуется с низким значением порога возбуждения фиолетовых линий [6].

Вычислим вероятность двухфотонного перехода,<sup>2</sup> ограничиваясь учетом одного промежуточного уровня 2 (здесь и в дальнейшем используются цифровые обозначения уровней, данные на рис. 1). Выберем ось квантования  $z$  вдоль направления поляризации возбуждающего излучения. Тогда при возбуждении с основного уровня 1 ( $5^2S_{1/2}$ ) у верхнего уровня 3 будут заселяться только состояния со значениями магнитного квантового числа

<sup>2</sup> Расчет вероятности двухфотонного перехода был выполнен Гепперт—Майер [11]. В ряде работ было рассмотрено влияние статистических свойств излучения накачки на процесс двухфотонного поглощения [12].

$M = \pm 1/2$ , причем вклад в вероятность перехода будут вносить только состояния промежуточного уровня с  $M = \pm 1/2$ .

В наших условиях излучение накачки по своим статистическим свойствам, по-видимому, должно быть близко к тепловому излучению. При этом предположении с помощью нестационарной теории возмущений и «золотого правила» можно получить следующее выражение для вероятности двухфотонного перехода  $1 \rightarrow 3$  в единицу времени

$$W_{13}(t) = \frac{8\pi^3}{c^2 \hbar^4} \mu_{12}^2 \mu_{23}^2 I_A(t)^2 \int_0^\infty \int_0^\infty \left| \frac{1}{\omega_{21}^0 - \omega - i\Gamma_2} + \frac{1}{\omega_{21}^0 - \omega' + i\Gamma_2} \right|^2 \times \\ \times \tilde{S}_A(\omega) \tilde{S}_A(\omega') S_{31}(\omega + \omega' - \omega_{31}^0) d\omega d\omega'. \quad (1)$$

Здесь  $\mu_{ij}$  — модуль матричных элементов дипольного момента для  $\pi$ -переходов между состояниями  $M = \pm 1/2$  уровней  $i$  и  $j$ ;  $I_A(t)$  — плотность мощности накачки, усредненная по промежутку времени  $\Delta t \gg (\Delta\omega_A)^{-1}$ , но  $\Delta t \ll \tau$  ( $\Delta\omega_A$  — спектральная ширина накачки; форма импульса накачки предполагается достаточно гладкой);  $\omega_{21}^0$  и  $\omega_{31}^0$  — центральные частоты переходов  $1-2$  и  $1-3$ ;  $\Gamma_2 = \Delta\omega_2/2$ ,  $\Delta\omega_2$  — ширина уровня  $2$ ;  $\tilde{S}_A$  — нормированная на  $1$  функция, определяющая спектральное распределение накачки;  $S_{31}$  — нормированная на  $1$  форма линии перехода  $1-3$ .

В (1) пренебрегается доплеровским уширением спектральных линий. Интенсивность накачки считается достаточно малой, чтобы не вызвать заметного штарковского уширения энергетических уровней. Предполагается, что возбуждение осуществляется вдали от однофотонного резонанса,  $|\omega_{21}^0 - \omega| \gg \Gamma_2$ . Формула (1) отражает независимое действие различных пар спектральных компонент  $\omega, \omega'$ , связанных условием двухфотонного резонанса  $\omega + \omega' \approx \omega_{31}^0$ . Она показывает, что двухфотонное возбуждение излучением с широким спектром может быть эффективным и в системах с узкими энергетическими уровнями, позволяя использовать всю интегральную интенсивность накачки.

Если расстройка от промежуточного уровня существенно больше, чем ширина линии накачки,  $|\omega_A^0 - \omega_{21}^0| > \Delta\omega_2$ , где  $\omega_A^0$  — центральная частота накачки, то выражение (1) дает

$$W_{13}(t) = \frac{32\pi^3}{c^2 \hbar^4} \frac{\mu_{12}^2 \mu_{23}^2}{(\omega_{21}^0 - \omega_A^0)^2 + \Gamma_2^2} I_A(t)^2 S_A \otimes S_A \otimes S'_{31}(\omega_{31}^0 - 2\omega_A^0), \quad (2)$$

где  $S_A$  — форма линии накачки,  $S_A(\omega - \omega_A^0) = \tilde{S}_A(\omega)$ ; функция  $S'_{31}$  определяется равенством  $S'_{31}(x) = S_{31}(-x)$ , а значок  $\otimes$  обозначает операцию свертки.

Для случая возбуждения двумя лазерами с центральными частотами  $\omega_A^0$  и  $\omega_B^0$  и плотностями мощности  $I_A(t)$  и  $I_B(t)$  при достаточно большой расстройке от промежуточного уровня получим вместо формулы (2)

$$W_{13}(t) = \frac{16\pi^3}{c^2 \hbar^4} \mu_{12}^2 \mu_{23}^2 I_A(t) I_B(t) \left| \frac{1}{\omega_{21}^0 \omega_A^0 + i\Gamma_2} + \frac{1}{\omega_{21}^0 - \omega_B^0 - i\Gamma_2} \right|^2 \times \\ \times S_A \otimes S_B \otimes S'_{31}(\omega_{31}^0 - \omega_A^0 - \omega_B^0), \quad (3)$$

где  $S_A$  и  $S_B$  — нормированные на  $1$  формы линий двух лазеров. Предполагается, что частоты  $\omega_A^0$  и  $\omega_B^0$  таковы, что излучение каждого лазера по отдельности не может вызывать двухфотонный переход.

Плотность мощности накачки может значительно возрасти вследствие явления самофокусировки. Однако порог самофокусировки, обусловленной двухфотонным возбуждением атома [14], согласно проведенной теоретической оценке, оказывается существенно выше порога возбуждения ИК излучения (самофокусировка не должна возникать, пока средняя мощность линий  $6^2 P_{1/2, 3/2} - 5^2 D_{3/2, 5/2}$  или  $6^2 P_{1/2, 3/2} - 7^2 S_{1/2}$  не превышает  $\sim 50$  Вт). Что касается самофокусировки, обусловленной однофотонным возбуждением [13], то, как показали соответствующие оценки, вдали

от однофотонного резонанса она не должна возникать по крайней мере при не слишком больших мощностях накачки.

Вычислим вероятность двухфотонного возбуждения уровней  $5^2D_{3/2, 2/2}$  излучением одного лазера при условии, что самофокусировка отсутствует. Поскольку  $\Delta\omega_A$  значительно больше ширины уровней атома в поле излучения, то для расчета  $W_{13}$  будем использовать формулу (2), пренебрегая в ней шириной линии перехода  $I-3$ . Положим форму линии накачки гауссовой и пренебрежем величиной  $\Gamma_2$ . Тогда в случае точной настройки на двухфотонный резонанс ( $2\omega_A^0 = \omega_{31}^0$ ) при  $P_A = 2$  кВт на оси возбуждающего пучка  $I_A \sim 60$  кВт/см<sup>2</sup> и  $W_{13} = 1.5 \cdot 10^5$  с<sup>-1</sup>,  $W_{13'} = 2.8 \cdot 10^3$  с<sup>-1</sup>.<sup>3</sup>

Пороговая инверсная населенность существенно зависит от ширины атомного перехода. Беря в целях приближенной оценки значение последней  $1$  см<sup>-1</sup>, которое является заведомо завышенным при малых  $P_A$ , получим для линии  $5.23$  мкм пороговую разность концентраций атомов на уровнях  $5^2D_{3/2}$  и  $6^2P_{3/2}$   $\Delta N_{\text{пор.}} \sim 3 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>. Столь же низкие значения  $\Delta N_{\text{пор.}}$  имеют место и для других ИК линий.

При  $P_A = 2$  кВт,  $\omega_A^0 = \omega_{31}^0/2$ ,  $p = 0.25$  мм рт. ст. (полная концентрация атомов  $N \sim 5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>) инверсная населенность на переходе  $6^2P_{3/2} - 5^2D_{3/2}$  создается в 1-й половине импульса накачки, а средняя мощность линии  $5.23$  мкм должна составлять несколько ватт, что хорошо согласуется с экспериментом. Что касается изменения пороговой мощности накачки с частотой, то оно в соответствии с (2) существенно зависит от формы линии накачки (рис. 2).

Малая скорость возбуждения уровня  $5^2D_{3/2}$  обуславливает слабость линии  $5.04$  мкм и отсутствие линий на переходах  $6^2S_{1/2} - 6^2P_{1/2}$  и  $4^2D_{3/2} - 6^2P_{1/2}$ .

Приведенные выше низкие значения  $\Delta N_{\text{пор.}}$  объясняют возможность наблюдения вынужденного ИК и параметрического фиолетового излучения при низких давлениях паров Rb ( $\sim 10^{-3}$  мм рт. ст. и менее).

Каскадное сверхизлучение ИК линий сопровождается заселением комплекса верхних уровней  $6^2P_{1/2, 3/2}$ ,  $6^2S_{1/2}$ ,  $4^2D_{3/2, 5/2}$  и  $5^2P_{1/2, 3/2}$ . Численные оценки показывают, что при  $P_A \sim 50$  кВт к моменту максимума импульса накачки большая часть атомов переводится на верхние уровни. Энергия излучения линии  $5.23$  мкм, определенная по числу переходов, необходимых для полного заселения уровней  $6^2P_{3/2}$ ,  $6^2S_{1/2}$ ,  $4^2D_{3/2, 5/2}$  и  $5^2P_{1/2, 3/2}$  при  $p = 0.2$  мм рт. ст., составляет  $\sim 5 \cdot 10^{-5}$  Дж, что соответствует средней мощности  $\sim 1$  кВт.

Когда с уменьшением разности населенностей уровней  $5^2S_{1/2}$  и  $5^2P_{1/2, 3/2}$  реабсорбция резонансного излучения сильно ослабляется, становится возможным эффективное опустошение уровней  $5^2P_{1/2, 3/2}$  вследствие спонтанных переходов. Мощность ИК излучения на этой стадии существенно зависит от уширения линий резонансных переходов, влияющего на величину реабсорбции. При  $p = 0.2$  мм рт. ст. предельная мощность, получаемая без учета реабсорбции резонансного излучения, составляет для линии  $5.23$  мкм  $\sim 0.3$  кВт. Оценки показывают, что реальная мощность могла бы быть близка к предельной только при достаточно большой ширине линии резонансного перехода, превышающей  $\sim 0.5$  см<sup>-1</sup>.

Каскадное сверхизлучение ИК линий ограничивает инверсную населенность уровней  $5^2D_{3/2, 5/2}$  ( $7^2S_{1/2}$ ) и  $5^2P_{1/2, 3/2}$ , вследствие чего коэффициенты усиления на соответствующих переходах оказываются слишком малы и сверхизлучение на них не может наблюдаться.

Механизм каскадного сверхизлучения хорошо согласуется с поляризацией ИК линий, исследованной в случае возбуждения уровней  $5^2D_{3/2, 5/2}$ . Обозначим  $k^{\parallel}$  и  $k^{\perp}$  коэффициенты усиления для излучения, поляризованного параллельно и перпендикулярно оси  $z$ . Поскольку на уровнях  $5^2D_{3/2, 5/2}$  заселены только состояния с  $M = \pm 1/2$ , то при равномерном заселении всех состояний нижнего уровня для перехода  $6^2P_{1/2} - 5^2D_{3/2}$

<sup>3</sup> Матричные элементы в (2) вычислялись на основании данных работы [15].

оказывается  $k''/k' = 4$ , а для перехода  $6^2P_{3/2} - 5^2D_{3/2}$   $k''/k' = 3$  (ввиду малой вероятности перехода и малой скорости заселения уровня  $5^2D_{3/2}$  вынужденное излучение на переходе  $6^2P_{3/2} - 5^2D_{3/2}$  не должно возникать). Отсюда следует, во-первых, что поляризация линии 5.04 мкм должна быть вертикальной, и, во-вторых, что состояния  $M = \pm 1/2$  уровня  $6^2P_{3/2}$  заселяются только путем  $\pi$ -переходов, причем их населенность оказывается больше населенности состояний  $M = \pm 3/2$ . Последнее приводит к тому, что заселение нижних уровней  $6^2S_{1/2}$  и  $4^2D_{3/2, 5/2}$ , а через них и  $5^2P_{1/2, 3/2}$  идет только из состояний  $M = \pm 1/2$  уровня  $6^2P_{3/2}$  (исключение составляют лишь состояния  $M = \pm 5/2$  уровня  $4^2D_{5/2}$ , которые заселяются из состояний  $M = \pm 3/2$ ). В результате вертикальная компонента поляризации линии 5.23 мкм оказывается много сильнее горизонтальной. Для перехода  $6^2S_{1/2} - 6^2P_{3/2}$   $k''/k' = 4$ , что дает вертикальную поляризацию линии 2.73 мкм. Относительно ожидаемой поляризации линии 2.25 мкм не может быть сделан определенный вывод. Если учесть только переходы из состояний  $M = \pm 1/2$  уровня  $6^2P_{3/2}$ , то для перехода  $4^2D_{3/2} - 6^2P_{3/2}$   $k''/k' = 4/3$ , а для перехода  $4^2D_{5/2} - 6^2P_{3/2}$   $k''/k' = 1/7$ . При заселении состояний  $M = \pm 5/2$  уровня  $4^2D_{5/2}$  из состояний  $M = \pm 3/2$  уровня  $6^2P_{3/2}$  возникает излучение, поляризованное в горизонтальной плоскости.

В целом эти данные позволяют утверждать, что линия 2.25 мкм должна иметь невысокую степень поляризации.

При двухфотонном возбуждении уровня  $7^2S_{1/2}$  для вынужденных переходов  $6^2P_{1/2, 3/2} - 7^2S_{1/2}$   $k'' = k'$ . В этом случае излучение линий 3.96 и 3.88 мкм может быть поляризованным из-за влияния упоминавшегося выше резонансного четырехфотонного параметрического процесса. Поляризация этих линий путем преимущественного заселения определенных состояний нижних уровней может обусловить наличие поляризации других ИК линий.

При определенных допущениях о ходе заселения уровней наблюдаемая относительная интенсивность ИК линий в большинстве случаев может быть удовлетворительно объяснена на основе каскадного механизма сверхизлучения. Однако интенсивность линий на переходе  $6^2P_{3/2} - 5^2D_{3/2}$  и особенно  $6^2P_{1/2, 3/2} - 7^2S_{1/2}$  оказывается больше ожидаемой, что может быть обусловлено увеличением интенсивности этих линий вследствие четырехфотонного процесса. Вместе с тем относительная интенсивность линий показывает, что шестифотонный процесс, аналогичный рассмотренному в [3, 4] для атома К, по-видимому, не играет существенной роли в формировании интенсивности ИК излучения. Этот вывод согласуется с тем фактом, что в наших условиях излучение на резонансных переходах  $5^2S_{1/2} - 5^2P_{1/2, 3/2}$  было слабым и часто вообще не возникало.

Преимущественное излучение ИК линий в направлении «вперед» может быть связано с действием ряда факторов. Для линий  $6^2P_{1/2, 3/2} - 5^2D_{3/2, 5/2}$  (или  $6^2P_{1/2, 3/2} - 7^2S_{1/2}$ ) оно может быть вызвано действием четырехфотонного процесса. Пространственно-временное изменение населенности уровней, обусловленное флуктуациями излучения накачки и этих линий при учете большой скорости вынужденных переходов, может привести к преимущественному излучению других ИК линий в том же направлении. Увеличение интенсивности при излучении «вперед» может быть вызвано также действием упомянутого шестифотонного процесса [3, 4]. Наряду с этим не исключено влияние когерентных эффектов в возбуждении верхних уровней [16].

Теоретическая оценка мощности параметрического фиолетового излучения, выполненная с учетом измеренной мощности линии 5.23 мкм, показала, что при  $P_A \sim 2$  кВт,  $p = 0.2$  рт. ст. мощность параметрического излучения вблизи перехода 420.2 нм должна составлять  $\sim 1$  Вт, что согласуется с низким порогом возбуждения фиолетового излучения. Тот факт, что при больших мощностях накачки не наблюдается быстрый рост мощности фиолетового, а соответственно и ИК излучения на переходах  $6^2P_{1/2, 3/2} - 5^2D_{3/2, 5/2}$  ( $7^2S_{1/2}$ ) с увеличением мощности накачки можно

объяснить «насыщением» резонансного четырехфотонного процесса, происходящим вследствие выравнивания населенностей уровней.

В заключение отметим, что вертикальная поляризация линий 5.23 и 5.04 мкм и возбуждающего излучения однозначно определяет вертикальную поляризацию фиолетовых линий [6].

### Литература

- [1] S. Yatsiv, W. G. Wagner, G. S. Picus, F. J. McClung. Phys. Rev. Lett., 15, 614, 1965.
- [2] M. Rokni, S. Yatsiv. Phys. Lett., 24A, 277, 1967.
- [3] Ю. М. Кирип, С. Г. Раутиап, В. П. Сафоноу, Б. М. Черноброд. Сб. «Нелинейные процессы в оптике», 2, 114. Изд. «Наука», Новосибирск, 1972.
- [4] Ю. М. Кирип, Ю. Н. Попов, С. Г. Раутиап, В. П. Сафоноу. Б. М. Черноброд. Квантовая электроника, 1, 430, 1974.
- [5] А. М. Бонч-Бруевич, В. А. Ходовой, В. В. Хромов. Письма ЖЭТФ, 14, 487, 1971.
- [6] Ф. А. Королев, С. А. Бахрамов, В. И. Одинцов. Письма ЖЭТФ, 12, 131, 1970.
- [7] Ф. А. Королев, С. А. Бахрамов, В. И. Одинцов. Опт. и спектр., 30, 788, 1971.
- [8] Ф. А. Королев, В. И. Атрощенко, С. А. Бахрамов, В. И. Одинцов. Опт. и спектр., 34, 1020, 1973.
- [9] В. И. Атрощенко. Дипломная работа, МГУ, 1971.
- [10] В. А. Голубев, Ю. М. Кирип, Д. П. Ковалев, С. Г. Раутиап, Б. Н. Черноброд. ЖЭТФ, 59, 661, 1970.
- [11] M. Goerbert-Mayer. Ann. Phys., 9, 273, 1931.
- [12] B. R. Mollow. Phys. Rev., 175, 1555, 1968.
- [13] A. Javan, P. L. Kelley. IEEE Journ. Quant. Electr., QE-2, 470, 1966.
- [14] В. С. Бутылкин, А. Е. Каплян, Ю. Г. Хронопуро. ЖЭТФ, 59, 921, 1970.
- [15] Э. М. Андерсон, В. А. Зилитис. Опт. и спектр., 16, 382, 1964.
- [16] N. Tan-no, K. Kan-no, K.-I. Yokot, H. Inaba. IEEE Journ. Quant. Electr., QE-9, 423, 1973.

Поступило в Редакцию 14 марта 1975 г.

---