

до своих максимальных значений. При токе длительностью 160 мксек. на линии генерации появляется провал, который тем больше, чем больше длительность тока, амплитуда импульса генерации при этом немного уменьшается. Начиная с длительности тока ~300 мксек, вторая компонента импульса генерации совсем исчезает, а амплитуда первой остается неизменной.

Генерация в разряде чистого СО в наших условиях наблюдалась при значениях $E/N = 1.7 \cdot 10^{-15}$ в см² (E — напряженность электрического поля в в/см, N — число частиц среды в 1 см³). Расчет, проведенный в [2], показал, что в этом случае основная часть энергии электронов идет на электронное возбуждение молекулы СО. Поэтому можно предположить, что в этих условиях заселение колебательных уровней основного состояния главным образом происходит за счет распада верхних электронных состояний. Можно предположить, что основная накачка идет через состояние А¹Π, эффективное сечение возбуждения электронами для которого велико [3]. В этом случае наиболее эффективно могут заселяться колебательные уровни с 4 по 10. Наблюдаемый спектр генерации в чистом СО соответствует этим значениям v . Таким образом, в данном случае инверсия возникает в результате селективного заселения определенных колебательных уровней. Однако полное число колебательно возбужденных молекул здесь, судя по всему, невелико, так как первоначальная энергия распределяется между большим числом электронных состояний.

Быстрый срыв генерации в послесвечении для этого механизма определяется тем, что в результате обмена энергией между колебательными уровнями происходит перераспределение в сторону увеличения заселенности нижних колебательных уровней, первоначально слабо заселенных каскадом сверху. В результате этого инверсия будет уменьшаться и за время, характерное для обмена колебательными квантами, полностью исчезнет. В разряде чистого СО это время для указанных уровней составляет в среднем около 100 мксек. и согласуется с наблюдаемой нами длительностью генераций.

В заключение следует отметить, что генерация подобного вида наблюдалась нами при определенных условиях и в разряде СО с добавками гелия. Однако для смесей СО с гелием более характерна гораздо более мощная и длительная генерация. Она развивается в основном в послесвечении, наблюдается на переходах между более высокими колебательными уровнями и, судя по всему, связана с иным механизмом возбуждения колебательных уровней молекулы СО.

Более подробное изложение результатов исследования генерации в смесях СО с различными инертными газами будет дано в другом месте.

Литература

- [1] А. В. Анохин, С. В. Маркова, Г. Г. Петраш. Кр. сооб. физ., № 8 15, 1970.
- [2] W. L. Nighan. Phys. Rev., 2A, 1989, 1970.
- [3] В. В. Скученич. Автореф. канд. дисс., Харьков, 1969.

Поступило в Редакцию 22 мая 1972 г.

УДК 621.373 : 535

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ В КРИСТАЛЛЕ ИОДАТА ЛИТИЯ ПРИ «ОЕЕ» ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВОЛН

А. Г. Калинин, В. Д. Волосов и Р. Б. Андреев

Условиями эффективной генерации оптических гармоник в нелинейных средах являются наличие фазового согласования взаимодействующих волн, с одной стороны, и отличие от нуля соответствующих компонент тензора нелинейной поляризуемости, с другой [1, 2].

Выражение для нелинейной поляризуемости $P^{2\omega}$ в случае «оое» взаимодействия для кристалла LiIO_3 имеет вид [3, 4].

$$P^{2\omega} \sim d_{14} \sin[2\theta](E^\omega)^2, \quad (1)$$

а для «оое» взаимодействия

$$P^{2\omega} \sim d_{15} \sin \theta (E^\omega)^2. \quad (2)$$

Однако в соответствии с перестановочными соотношениями Клейнмана [5], для кристалла LiIO_3 (класс симметрии C_6) компонента тензора нелинейной поляризуемости $d_{14} = -d_{25}$ должна быть равна нулю. Отсюда следует полученный в работе [3] вывод о невозможности ГВГ при «оое» взаимодействии в кристалле LiIO_3 даже при реализации в нем фазового согласования взаимодействующих волн.

Следует отметить, что соотношения Клейнмана справедливы лишь при отсутствии дисперсии и вдалеке от полос поглощения нелинейных сред. В то же время в кристалле LiJO_3 дисперсия велика (в 3—4 раза больше, чем в кристалле KDP), а, кроме того, при ГВГ излучения неодимового лазера близок край полосы поглощения (у образца, с которым авторы проводили эксперимент, край полосы лежал в области 4000 Å). Эти причины приводят к тому, что запрещенная соотношениями Клейнмана компонента d_{14} отлична от нуля, хотя и не велика по сравнению с другими компонентами, например d_{15} . Действительно, в работах [6, 7] были измерены компоненты тензора нелинейной поляризуемости, а в работе [7] впервые зарегистрирована вторая гармоника неодимового лазера при «оee» взаимодействии. Однако никаких данных относительно угловых и спектральных характеристик преобразования частоты получено не было.

Авторами настоящего сообщения были рассчитаны и экспериментально измерены основные характеристики кристалла LiJO_3 , определяющие процесс генерации гармоники расходящимися монохроматическими (реальными) пучками: параметр K , связывающий угловую и фазовую расстройки и дисперсия направления синхронизма $d\theta/d\Delta$ [8]. Указанные характеристики были исследованы как для неизученного «оee» взаимодействия, так (для сравнения) и для известного «оee» взаимодействия. Результаты исследования, выполненные на образцах кристалла длиной 15 мм, приведены в таблице.

Вид взаимодействия	Угол синхронизации		K , $\text{см}^{-1} \text{рад}^{-1}$		$d\theta/d\Delta$, $\text{мин}/\Delta$		Относительная интенсивность ГВГ
	расчет	эксперимент	расчет	эксперимент	расчет	эксперимент	
«оee»	43°58'	43°45'	5420	5500	0.51	0.35	$\sim 10^{-4}$ 1.0
«оee»	30°2'	30°	9440	9000	0.33	0.28	

Как видно из таблицы, угловая ширина синхронизма при «оee» взаимодействии более чем в полтора раза шире, а дисперсия направления синхронизма больше, чем при «оee» взаимодействии. Как и следовало ожидать, ввиду малости компоненты тензора d_{14} относительная интенсивность гармоники невелика.

Литература

- [1] С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов. Проблемы нелинейной оптики. ВИНТИ, М., 1964.
- [2] Н. Бломберген. Нелинейная оптика. Изд. «Мир», М., 1966.
- [3] G. Nath, S. Haussühl. Appl. Phys. Lett., 14, 154, 1969.
- [4] J. E. Midwinter, J. Warner, Brit. J. Appl. Phys., 16, 1135, 1965.
- [5] D. A. Kleiman. Phys. Rev., 126, 1977, 1962.
- [6] S. Haussühl. Phys. Stat. Solidi, 29, 2159, 1968.
- [7] M. Okada, S. Teiri. Phys. Lett., 34A, 63, 1971.
- [8] В. Д. Волосов, Р. Б. Андреев. Опт. и спектр., 26, 789, 1969.

Поступило в Редакцию 7 июня 1972 г.

УДК 535.373.2

БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНЫЙ ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ ОТ ИОНОВ РЕДКИХ ЗЕМЕЛЬ К ОРГАНИЧЕСКИМ РАДИКАЛАМ

Т. А. Шахвердов

В работах [1-4] нами было показано, что безызлучательный перенос энергии от ионов редких земель (ИРЗ) к органическим красителям с возбуждением их состояний $^1\Gamma^*$ осуществляется по индуктивно-резонансному механизму. Теоретический анализ результатов, проведенный для твердых (по Ферстеру [5]) и жидких (по Розману [6]) растворов обнаружил хорошее согласие эксперимента и теории диполь-дипольного $d-d$ -переноса энергии.

Представляло интерес исследовать влияние мультиплетности энергетических состояний акцепторов энергии на механизм такого переноса энергии от ИРЗ. С этой целью в качестве акцепторов мы использовали катион-радикалы ароматических углеводородов. Как известно, их основное состояние является дублетным ($^2\Gamma$), а электронные переходы в поглощении ($^2\Gamma \rightarrow ^2\Gamma^*$) достаточно интенсивны в видимой и ИК области спектра. В этих условиях можно было ожидать наличие обменного переноса энергии.