

УДК 621.373.826

ПРЯМОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА ШТАРКА В ДВУХФОТОННОМ ПОГЛОЩЕНИИ И ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

В. В. Красников, М. С. Пшеничников, В. С. Соломатин

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Измерено возмущение энергии $4s_{1/2}$ уровня атома натрия в поле линейно- и циркулярно поляризованного оптического излучения, резонансного частоте $4s_{1/2} - 4p_{1/2,3/2}$ перехода. Зарегистрированы сдвиг, уширение и расщепление $4s_{1/2}$ уровня.

В поле мощной электромагнитной волны происходит изменение энергетической структуры атома (см., напр., [1]). Воздействие излучения приводит к сдвигу и расщеплению уровней, причем величины сдвига и расщепления определяются как интенсивностью и частотой мощной волны (штарковского поля), так и параметрами самой среды. Значительный интерес, который проявляется в последнее время к этим вопросам [2—5], обусловлен необходимостью корректного учета динамического эффекта Штарка в спектроскопии высокого разрешения, оптических стандартах частоты, резонансном нелинейно-оптическом преобразовании излучений и др. Кроме того, регистрация спектра штарковского расщепления дает прямую информацию о дипольных моментах, так как в резонансных условиях величина расщепления пропорциональна произведению напряженности поля и дипольного момента перехода. Это выгодно отличает такой метод от других нелинейно-оптических методов, в основном позволяющих измерять составные матричные элементы многофотонных переходов.

Определение величины расщепления может проводиться самыми разнообразными методами, основанными на линейных и нелинейных свойствах среды. К таким методам, в частности, относятся регистрация линейного и многофотонного поглощений, люминесценции с возбужденных состояний, многофотонной ионизации и т. д. Все эти методы основаны на измерении дисперсии мнимой части линейной или нелинейной восприимчивости. Аналогичная информация также содержится в дисперсии модуля нелинейной восприимчивости, измерение которой легко проводить при параметрическом смещении частот. Методы, основанные на многофотонных когерентных и некогерентных процессах, дают возможность зондировать уровни, недоступные линейной спектроскопии. Кроме того, эти методы не требуют существенного изменения населенности исследуемого уровня, что позволяет зондировать высоколежащие состояния без дополнительного возбуждения промежуточных уровней.

В настоящем сообщении изложены результаты экспериментальной работы по спектроскопии динамического эффекта Штарка методами двухфотонного (ДФ) поглощения и параметрического преобразования. Спектральные измерения наиболее интересно проводить в случае мак-

симального возмущения энергетического уровня, т. е. при точном резонансе. В связи с этим измерялось возмущение энергии $4s_{1/2}$ уровня атома натрия в поле излучения, резонансного $4s_{1/2} - 4p_{1/2, 3/2}$ переходу.

При использовании метода ДФ поглощения регистрировалась величина ДФ поглощения (или коэффициента пропускания k) слабой пробной волны E_2 в поле мощной волны E_1 . Для этого сумма частот YAG: Nd лазера (E_1) и лазера на красителе (E_2) перестраивалась вблизи ДФ резонанса с частотой $3s_{1/2} - 4s_{1/2}$ перехода (рис. 1). Основные характеристики используемых лазеров приведены в таблице. Зондирование $4s_{1/2}$ уровня проводилось излучениями E_1 и E_2 с одинаковой линейной поляризацией, т. е. одновременно зондировались оба магнитных подуровня.

В качестве источника излучения штарковского поля использовался параметрический генератор света (ПГС), частота которого перестраивалась вблизи частот $4s_{1/2} - 4p_{1/2, 3/2}$ переходов. Интенсивность штарковского поля в кювете с парами натрия составляла 250 кВт/см^2 . Для частичной компенсации доплеровского уширения ДФ перехода и, следовательно, увеличения нелинейной восприимчивости при точном ДФ резонансе применялась схема со встречным распространением излучений E_1 и E_2 . Частотная привязка к ДФ резонансу осуществлялась с помощью измерения коэффициента пропускания сигнальной волны как при наличии (k), так и в отсутствие (k_0) штарковского поля.

Спектры коэффициентов пропускания сигнального излучения при настройке частоты линейно поляризованного излучения ПГС на частоту $4s_{1/2} - 4p_{3/2}$ перехода приведены на рис. 2, а. Два минимума на кривых зависимости коэффициента пропускания соответствуют ДФ резонансу

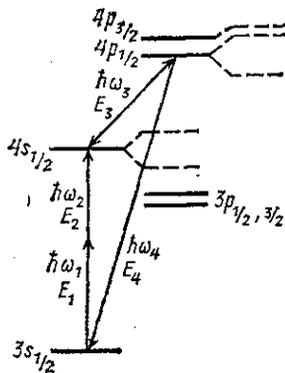


Рис. 1. Схема энергетических уровней и взаимодействующих волн

Основные характеристики используемых генераторов

Тип	Длина волн, мкм	Длительность импульса, нс	Спектральная ширина, см^{-1}	Мощность, кВт	Стабильность, %
АИГ	1,064	25	$\ll 0,01$	500	2
ЛОК	0,612	10—12	$\gg 0,05$	5	7—10
ПГС	2,2	10—12	$\sim 0,5$	2	10—15

с расщепленными подуровнями. Асимметрия зависимости $k(\Delta)$ относительно невозмущенного ДФ резонанса и различные величины минимумов кривой связаны с неточной настройкой частоты ПГС на частоту $4s_{1/2} - 4p_{3/2}$ перехода. Уширение спектра обусловлено влиянием спектральной ширины излучения E_3 и импульсным характером взаимодействующих излучений. Аналогичные зависимости были получены при настройке частоты ПГС на частоту $4s_{1/2} - 4p_{1/2}$ перехода.

Дипольные моменты в приближении LS-связи переходов $4s_{1/2}(m = +1/2) - 4p_{3/2}(m = +1/2)$ и $4s_{1/2}(m = -1/2) - 4p_{3/2}(m = -1/2)$ равны между собой, поэтому в случае линейно поляризованного штарковского поля оба магнитных подуровня расщепляются одинаковым образом. В случае циркулярной поляризации штарковского поля матричные элементы переходов $4s_{1/2}(m = +1/2) - 4p_{3/2}(m = +3/2)$ и $4s_{1/2}(m =$

$= -1/2$) — $4p_{3/2}(m=+1/2)$ различаются в $\sqrt{3}$ раз. Штарковское поле снимает вырождение по магнитному квантовому числу, и происходит расщепление $4s_{1/2}$ уровня на четыре подуровня. Таким образом, использование циркулярно поляризованного штарковского поля позволяет получить дополнительную спектроскопическую информацию.

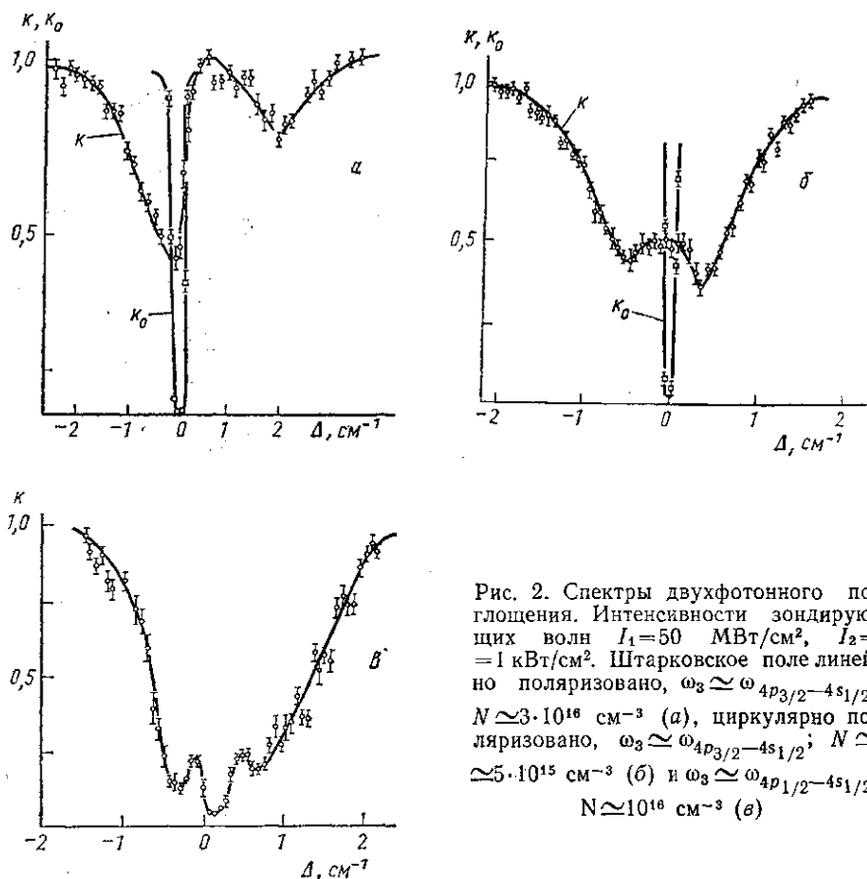


Рис. 2. Спектры двухфотонного поглощения. Интенсивности зондирующих волн $I_1=50$ МВт/см², $I_2=1$ кВт/см². Штарковское поле линейно поляризовано, $\omega_3 \approx \omega_{4p_{3/2}-4s_{1/2}}$; $N \approx 3 \cdot 10^{16}$ см⁻³ (а), циркулярно поляризовано, $\omega_3 \approx \omega_{4p_{3/2}-4s_{1/2}}$; $N \approx 5 \cdot 10^{15}$ см⁻³ (б) и $\omega_3 \approx \omega_{4p_{1/2}-4s_{1/2}}$; $N \approx 10^{16}$ см⁻³ (в)

Для получения циркулярно поляризованной волны E_3 использовался ромб Френеля. Степень эллиптичности поляризации анализировалась поляридом — призмой Глана. Отличие поляризации волны E от круговой составило не более 10%. Спектр коэффициента пропускания сигнального излучения приведен на рис. 2, б. Вследствие штарк-эффекта контур уширяется от $\sim 0,1$ см⁻¹ до ~ 2 см⁻¹, однако на экспериментальной зависимости хорошо различаются только два минимума. Это прежде всего связано с уширением каждого из расщепленных подуровней, обусловленным импульсным характером и спектральной шириной штарковского поля. Небольшой сдвиг всей зависимости как целого в синюю область спектра объясняется смещением $4s_{1/2}$ уровня из-за квазирезонанса штарковского поля с $4s_{1/2} - 4p_{1/2}$ переходом.

Иная картина наблюдается при настройке излучения ПГС в резонанс с переходом $4s_{1/2} - 4p_{1/2}$ (рис. 2, в). В этом случае в соответствии с выбранным направлением циркулярной поляризации происходит рас-

щепление лишь одного магнитного подуровня с $m=+1/2$, так как по правилам отбора дипольные моменты всех остальных переходов с уровня $4s_{1/2}(m=-1/2)$ на уровень $4p_{1/2}$ равны нулю. В спектре коэффициента пропускания сигнального излучения появляются три минимума: один почти соответствует точному ДФ резонансу (с учетом общего сдвига уровня $4s_{1/2}$), а два других — ДФ резонансам с расщепленными подуровнями. Коэффициент пропускания сигнального излучения k в этих минимумах больше, чем в центральном, что связано с уширением расщепленных подуровней.

Основной недостаток спектроскопии динамического эффекта Штарка методом ДФ поглощения заключается в необходимости регистрировать изменения энергии сигнального излучения на фоне флуктуирующего среднего значения этой энергии. Кроме того, для увеличения коэффициента ДФ поглощения приходится увеличивать концентрацию частиц или интенсивность волны накачки, что не всегда приемлемо. Существенными преимуществами над методом ДФ поглощения обладает когерентная четырехфотонная спектроскопия [6]. Эти преимущества обусловлены потенциально большей точностью, бесфоново́стью и возможностью использования излучений не слишком большой мощности.

Дисперсия квадрата модуля нелинейной восприимчивости третьего порядка $|\chi^{(3)}|^2$ определялась по энергии генерируемой волны суммарной частоты $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3$. Как и раньше, штарковское расщепление уровней вызывалось полем E_3 с частотой ω_3 , которое одновременно участвовало в преобразовании в качестве одной из волн. Линейно поляризованное излучение ПГС настраивалось в однофотонный резонанс с $4s_{1/2} - 4p_{3/2}$ переходом, а концентрация паров снижалась до $N = 7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Как показывают расчеты, линейное поглощение генерируемой волны и фазовое рассогласование взаимодействующих волн при таких концентрациях незначительны, поэтому $\mathcal{E}_4 \sim |\chi^{(3)}|^2$.

Типичная экспериментальная зависимость энергии генерируемой волны \mathcal{E}_4 от отстройки от ДФ резонанса приведена на рис. 3 (кривая 1). Измеренная энергетическая структура расщепленных подуровней имела тот же вид, что и полученная методом ДФ поглощения (см. рис. 2, а). При небольшой перестройке частоты ПГС около частоты $4s_{1/2} - 4p_{3/2}$ перехода амплитуды правого и левого максимума сначала

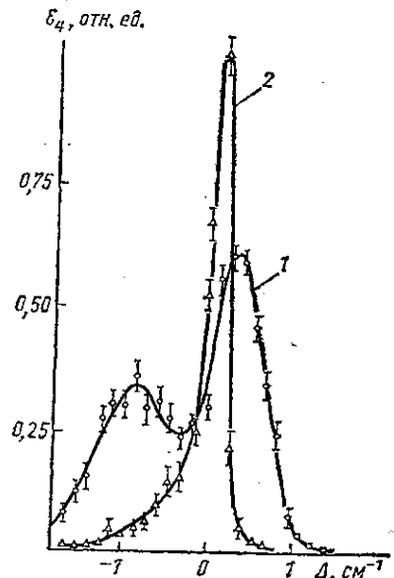


Рис. 3. Спектры резонансного параметрического преобразования. Интенсивности зондирующих волн $I_1 = 50 \text{ МВт/см}^2$, $I_2 = 1 \text{ кВт/см}^2$, $I_3 = 250$ (1) и 50 кВт/см^2 (2)

ла сравнивались, а затем левый пик становился больше правого. Как уже отмечалось, это связано с отстройкой частоты штарковского поля от однофотонного резонанса. При уменьшении интенсивности штарковского поля в пять раз максимальная энергия генерируемой волны возрастала почти в два раза (рис. 3, 2). Кроме того, уменьшалась спек-

ральная ширина контура преобразования, а его максимум почти точно соответствовал невозмущенному ДФ резонансу.

При спектроскопии динамического эффекта Штарка методом четырехфотонного смещения желательнее не использовать штарковское поле в качестве одной из параметрически взаимодействующих волн. В противном случае интерпретация полученного спектра усложняется наличием как ДФ резонанса на частоте $\omega_1 + \omega_2$, так и трехфотонного на частоте $\omega_1 + \omega_2 + \omega_3$. Однако в нашем случае можно показать, что при сканировании частоты ω_2 из всех мод волны E_3 наиболее эффективно участвуют в параметрическом процессе те, для которых выполняются условия трехфотонного резонанса с $3s_{1/2} - 4p_{3/2}$ переходом. Таким образом, на спектр ДФ резонанса накладывается контур с шириной порядка ширины линии ПГС, много большей ширины ДФ перехода, что приводит только к уменьшению контрастности измеренных спектров.

Экспериментальные зависимости, приведенные на рис. 2, 3, качественно соответствуют теоретическим представлениям. Для корректного количественного сравнения необходимо учитывать импульсный характер излучения и спектральную ширину штарковского поля [7]. Интерпретация результатов упрощается при использовании узкополосного штарковского поля. Тем не менее даже при использовании относительно широкополосного источника удается получить информацию о величинах дипольных матричных элементов переходов. Дополнительные спектроскопические данные извлекаются при поляризационных измерениях. Спектроскопия динамического эффекта Штарка методом параметрического смещения может быть применена при исследовании энергетических характеристик высоколежащих состояний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Делоне Н. Б., Крайнов В. П. Атом в сильном световом поле. М., 1978.
[2] Knight P. L., Milonni P. W. // Phys. Rep. 1980. 66. P. 21—46. [3] Samprago J. C., Frueholz R. P., Volk C. H. // Phys. Rev. 1983. A27. P. 1914—1924. [4] Li L., Porter R. N., Johnson P. M. // Phys. Rev. Lett. 1984. 53. P. 1336—1339. [5] Li L., Yang B.-X., Johnson P. M. // J. Opt. Soc. Am. 1985. B2. P. 748—752. [6] Ахманов С. А., Коротеев Н. И. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеянного света. М., 1981. [7] Zoller P. // J. Phys. B. 1982. 15. P. 2911—2933.

Поступила в редакцию
24.10.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 2

УДК 621.375.826:666.189.2

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МНГОВОЛОКОННОГО Nd^{3+} -ЛАЗЕРА

М. Л. Карпова, Л. С. Корниенко, В. В. Радченко

(НИИЯФ)

Для многоволоконного безрезонаторного лазера на стекле в режиме свободной генерации исследованы допороговое свечение, влияние торцов на пороговые характеристики, эволюция ширины спектра и длительности импульса при изменении накачки.

В настоящее время имеется достаточно большое число работ, посвященных исследованию различных аспектов работы стекловолоконных Nd^{3+} -лазеров. Однако в большинстве работ исследовались режимы самомодуляции добротности и самосинхронизации мод в волоконном лазере за счет возникновения радиационных дефектов в активном стекле под действием ультрафиолетовой части спектра излучения на-