## ИССЛЕДОВАНИЕ ИНДУЦИРОВАННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ В ПАРАХ НАТРИЯ

#### В. М. АРУТЮНЯН, А. Ж. МУРАДЯН, А. В. КАРМЕНЯН

Исследуется индуцированная лазерным излучением оптическая анизотропия в поле линейно-поляризованной волны. Показано, что вдали от линий поглощения в газовой среде индуцируются оптические одноосные свойства. Приведены экспериментальные результаты в атомарных парах натрия.

В поле мощного лазерного излучения газовая среда приобретает анизотропные оптические свойства. Вид оптической анизотропии зависит от поляризации интенсивного излучения: в поле интенсивной волны круговой поляризации вдали от линий поглощения газовая среда обладает гиротропными свойствами, а в поле интенсивной волны линейной поляризации в газе индуцируются одноосные свойства с оптической осью вдоль электрического вектора волны. На линиях поглощения проявляется индуцированный дихроизм. Даже при малых нелинейностях индуцированная анизотропия приводит к значительному изменению поляризации пробного сигнала, проходящего через резонансную среду. Это явление было теоретически предсказано и экспериментально наблюдено в парах калия в [1]. В парах натрия поворот плоскости поляризации был обнаружен в [2, 3]. В спектроскопии изменение поляризации пробного сигнала использовалось для исследования β-линий Бальмера [4], различных линий и сверхтонкой структуры газообразного неона [5], колебательной и вращательной структур некоторых молекул [6]. Теоретическое исследование индуцированной анизотропии в парах щелочных металлов вблизи однофотонного и двухфотонного резонансов было проведено в [7, 8]. В [9] теоретически было исследовано вращение плоскости поляризации с учетом релаксаций среды и уширения спектральных линий.

Ниже изучается явление индуцированной оптической анизотропии в атомарных парах натрия в условиях однофотонного резонанса. Частота  $\omega$  интенсивной волны и частота  $\omega'$  слабой зондирующей волны близки к частоте  $\omega_0$  перехода из основного состояния  $3\,S_{1/2}$  в состоянии  $3\,P_{1/2}$ ,  $_{3/2}$  первого возбужденного дублета. Заметим, что переход в состояние  $3P_{1/2}$  к индуцированным одноосным свойствам не приводит. Для компонент тензора дивлектрической проницаемости в поле интенсивной волны линейной поляризации в приближении, когда можно пренебречь трехфотонным возбуждением уровня  $3\,P_{3/2}$  (например, когда волны распространяются навстречу друг другу), получаем

$$\begin{aligned} \varepsilon_{i} &= \varepsilon_{xx} = 1 + q \left( \frac{\sqrt{1+\xi}+1}{2\sqrt{1+\xi}} \right)^{2} \frac{1}{\varepsilon' + \varepsilon (\sqrt{1+\xi}-1)}, \\ \varepsilon_{\perp} &= \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = 1 + \frac{q}{4} \left( \frac{\sqrt{1+\xi}+1}{2\sqrt{1+\xi}} \right)^{2} \frac{1}{\varepsilon' + \varepsilon (\sqrt{1+\xi}-1)} + \end{aligned}$$

$$+\frac{3q}{4}\left(\frac{\sqrt{1+\xi}+1}{2\sqrt{1+\xi}}\right)\frac{1}{\epsilon'+\frac{\epsilon}{2}(\sqrt{1+\xi}-1)},$$

где х и z — направления поляризации и распространения мощной волны,  $q=2\pi N|d|^2/3\hbar$ , N — плотность атомов, d — приведенный матричный элемент перехода,  $\xi=2|d|^2|E|^2/3\hbar^2\varepsilon^2$  — безразмерный параметр интенсивности, E — амплитуда напряженности электрического поля,  $\varepsilon=\omega_0-\omega$  — расстройка резонанса мощной волны,  $\varepsilon'=\omega_0-\omega'$  — расстройка резонанса слабой волны.

Изменение поляризации зондирующей волны рассмотрим в случае, когда она распространяется против направления интенсивной волны (эксперимент был проведен именно в таких условиях). В координатной системе, ось x' которой направлена вдоль поляризации слабого поля до вхождения в среду (под углом  $\alpha$  к оси x), связь между компонентами электрического вектора дается уравнением

$$\left(E_{x'} + \frac{E_{y'}}{\operatorname{tg} 2 \, a}\right)^2 + \left(\frac{E_{y'}}{\sin 2a \cdot \operatorname{tg} \times z}\right)^2 = (2 \, E_0 \cos \times z)^2, \tag{1}$$

где 
$$E_0-$$
амплитуда слабого поля, х $=rac{w'}{2c}(\sqrt[]{arepsilon_1}-\sqrt[]{arepsilon_\perp})$ . Линейная по

ляризация зондирующей волны с прохождением превращается в эллиптическую с осциллирующими значениями главных осей. Одновременно с осцилляциями происходит и колебание осей эллипса. Изменения поляризационных свойств слабой волны незначительны, когда ее поляризация при вхождении в среду почти параллельна поляризации интенсивной волны или перпендикулярна  $\alpha$  ней. С увеличением  $\alpha$  растет изменение поляризационных свойств, которое является наибольшим при  $\alpha = 45^\circ$ . Колебания эллипса в этом случае отсутствуют и эллипс поляризации принимает вид

$$\frac{E_{x'}^2}{(2E_0\cos xz)^2} + \frac{E_{y'}^2}{(2E_0\sin xz)^2} = 1.$$

Эллипс поляризации при этом пульсирует до линии, перпендикулярной к направлению при вхождении.

Для экспериментального изучения индуцированной анизотропии в парах натрия нами использован лазер на красителе с накачкой от азотного лазера  $A\Lambda$ -201 (рис. 1). Лазер на красителе был собран по схеме с отражающей дифракционной решеткой. В качестве среды использовался раствор R6G в этаноле с концентрацией  $5 \cdot 10^{-3}$  моль/л. Ширина генерации лазера  $\Delta v \simeq 1$  см<sup>-1</sup>, длительность импульса — 5 нсек. Пары натрия находились в отпаянной кювете, расположенной в печи, при помощи которой регулировалась плотность атомов натрия. Анализатор выставлялся так, чтобы на выходе можно было регистрировать параллельные и перпендикулярные к плоскости поляризации. Это давало возможность регистрации интенсивности слабого поля с повернутой плоскостью поляризации по сравнению с интенсивностью того же сигнала при отсутствии измещим по сравнению с интенсивностью того же сигнала при отсутствии измещим по сравнению с интенсивностью того же сигнала при отсутствии измещим по сравнению с интенсивностью того же сигнала при отсутствии измещим по сравнению с интенсивностью того же сигнала при отсутствии измещим по сравнению с интенсивностью того же сигнала при отсутствии измещим по сравнению с интенсивностью того же сигнала при отсутствии измещим по сравнению с интенсивностью того же сигнала при отсутствии измещим по сравнению с интенсивностью того же сигнала при отсутствии измещим по сравнению с интенсивностью того же сигнала при отсутствии измещим по сравнению с интенсивностью того же сигнала при отсутствии измещим по сравнению с интенсивностью того же сигнала при отсутствии измещения при отсутствии измещение с интенсивностью сигнала при отсутствии измещение при отсутствии измещение с интенсивностью сигнала при отсутствии измещение с интенсивностью с интен

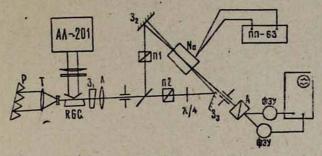
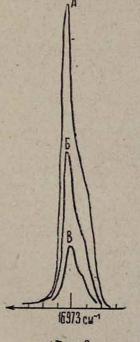


Рис. 1.

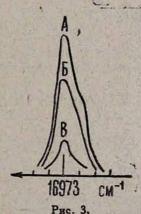
нения поляризации. Регистрация этих сигналов проводилась на двух ФЭУ с выходом на двухлучевой осциллограф С1-17.

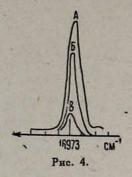
Изменения поляризации, как и предсказывает теория, наблюдались только вблизи резонансного перехода 3  $S_{1/2} - 3P_{3/2}$ . Поляризация слабой волны составляла некоторый угол с линейной поляризацией сильной волны. Нами изучена угловая зависимость резонансного изменения пробного сигнала для нескольких значений температур газа и интенсивностей сильной волны. Результаты приведены на рис. 2-4, где оси ординат соответствуют энергии перпендикулярной поляризации слабого поля в относительных единицах, а оси абсцисс-частоте лазерного излучения (в см-1): Для рис. 2 и 3 температура газа составляет 287°С, но в случае рис. 3 интенсивность сильной волны меньше в 5,5 раз. На рис. 4 интенсивность такая же, что и для рис. 2, но температура понижена до 232°С. Как и сле-



PRC. 2.

дует из теории, максимальное изменение поляризации наблюдается при  $\alpha = 45^{\circ}$  (кривые A). С отклонением угла между поляризациями слабого и сильного полей от 45° наблюдается уменьшение повернутой компоненты вондирующего поля до нуля при  $\alpha = 0^{\circ}$ , 90°. Кривые Б и В соответству-





ют вначениям  $\alpha = 30^\circ$  и  $\alpha = 20^\circ$ . Отношение интенсивностей для разных углов удовлетворительно согласуется с теорией.

Ереванский государственный университет

Поступила 25.VII.1978

#### **ЛИТЕРАТУРА**

- 1. В. М. Арутюнян и др. ЖЭТФ, 68, 44 (1975).
- 2. P. F. Liao, G. C. Bjorklund. Phys. Rev. Lett., 36, 584 (1976).
- 3. P. F. Liao, G. C. Bjorklund. Phys. Rev., A 15, 2009 (1977).
- 4. C. Weiman, T. W. Hansch. Phys. Rev. Lett., 36, 1170 (1976).
- 5. J. C. Keller, C. Delsart. Opt. Communs, 20, 147 (1977).
- В. Штерт. Тезисы IX Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике, Москва, 1978, ч. II, стр. 40.
- 7. В. М. Арутюнян, А. Ж. Мурадян. Препринт ПЛРФ 77-09, Ереван, 1977.
- 8. В. М. Аругюнян, А. Ж. Мурадян. Изв. АН АрмССР, Физика, 14, 87 (1979).
- 9. В. М. Арутюнян, Г. Г. Адону. Преприят ПАРФ 78-01, Ереван, 1978.

## ԻՆԴՈՒԿՑՎԱԾ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԱՆԻԶՈՏՐՈՊՈՒԹՅԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ ՆԱՏՐԻՈՒՄԻ ԳՈԼՈՐՇԻՆԵՐՈՒՄ

4. U. LUPAPPSAPESUE, U. J. UAPPUTSUE, U. 4. 4UPUTESUE

Գծային բևեռացված լազերային ճառագայիման դաշտում զազային միջավայրը ձեռք է բերում միառանցջանի օպտիկական հատկություններ։ Այդպիսի անիզոտրոպությունը բերում է, մասնավորապես, թույլ ազգանշանի բևեռացման փոփոխությանը։ Փոփոխության չափը կախ-ված է միջավայր մտնելիս թույլ և ուժեղ դաշտերի բևեռացումների ուղղությունների կազմած անկյունից։ Բերված են անկյունային կախվածության համար նատրիումի գոլորջիներում կատարված փորձնական հետապոտությունների արդյունջները։

# INVESTIGATION OF INDUCED OPTICAL ANISOTROPY IN SODIUM VAPOURS

#### V. M. HARUTYUNYAN, A. J. MURADYAN, A. V. KARMENYAN

The optical anisotropy in sodium vapours induced by linearly polarized intense wave was investigated. The components of the permittivity tensor were calculated for the one-photon transition far from the absorption lines. The results of experimental investigation of the angular dependence are given.