

ИЗМЕНЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КВАЗИРЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПАРАХ КАЛИЯ

Г. С. САРКИСЯН, В. О. ЧАЛТЫКЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 7 мая 1996 г.)

Приведены результаты измерения поляризационных параметров Стокса излучения ВКР рубинового лазера в хлороформе после квазирезонансного взаимодействия с парами калия. Наблюдался поворот осей эллипса поляризации излучения. Показано теоретически, что расчет угла поворота хорошо согласуется с результатами измерений, что может быть использовано для экспериментального определения атомных констант, плотности числа атомов, либо длины взаимодействия в среде.

Экспериментальное и теоретическое исследование всевозможных проявлений эффекта самовоздействия излучения при распространении в среде, ставшее возможным благодаря появлению мощных источников, продолжает привлекать внимание как в связи с возможностью получения таким образом точной информации о спектроскопических свойствах вещества, так и в связи с практическим применением в современных устройствах.

Одним из весьма интересных с этой точки зрения проявлений указанного эффекта является изменение поляризационных свойств излучения при взаимодействии с атомами, имеющими переходы, близкие к резонансу с этим излучением.

Одной из первых работ по теоретическому изучению поляризационных свойств излучения при взаимодействии с квазирезонансными атомами была работа [1], а один из первых экспериментов по наблюдению самовращения плоскости поляризации света вблизи резонанса с переходом атомов калия описан в статье [2]. В работе [2] использовалось излучение стоксовой компоненты ВКР рубинового лазера в нитробензоле. Частота этого излучения отстроена от частоты перехода $4S_{1/2}—4P_{3/2}$ атома калия на 12 см^{-1} . Использовалось также само излучение рубинового лазера. В присутствии одного из этих излучений поворот плоскости поляризации наблюдался на слабом излучении от лазера на красителе, имеющем широкий спектр, перекрывающий оба перехода атома калия из основного состояния в дублет первого возбужденного.

В настоящей работе сообщается о результатах измерений параметров Стокса излучения на частоте $\omega=13066\text{ см}^{-1}$, взаимодействующего с парами калия. Это излучение является второй стоксовой компонентой ВКР излучения рубинового лазера в хлороформе. Оно отстро-

ено от перехода $4S_{1/2}-4P_{3/2}$ атома калия ($\omega_0=13043\text{ см}^{-1}$) на величину $\varepsilon=\omega_0-\omega=23\text{ см}^{-1}$ и от перехода $4S_{1/2}-4P_{1/2}$ ($\omega'_0=12985\text{ см}^{-1}$) на величину $\varepsilon'=\omega'_0-\omega=81\text{ см}^{-1}$.

Использовавшийся в эксперименте оптический квантовый генератор работал в режиме гигантских импульсов мощностью 50 МВт. Излучение рубинового лазера направлялось в кювету с хлороформом длиной 14 см, помещенную в телескопическую систему. Пройдя кювету с хлороформом, лазерное излучение устранилось фильтром ФС-7, а стоксовое излучение направлялось в кювету с парами калия, после чего регистрировалось спектрографом ДФС-13. Для поляризационных измерений перед щелью спектрографа ставилась система поляризаторов либо четвертьволновая пластинка. Мощность излучения хлороформа составляла примерно 15 МВт.

Одновременно в эксперименте измерялись поляризационные характеристики излучения хлороформа. Эти измерения показали, что при линейно-поляризованном рубиновом излучении ВКР в хлороформе также линейно-поляризовано. Степень поляризации в хлороформе была равна $\eta\approx\eta_3\approx 0,87$.

Система поляризаторов (либо пластинка $\lambda/4$) после кюветы с парами калия устанавливалась таким образом, чтобы измерять параметры Стокса η_1, η_2, η_3 , где η_3 есть степень поляризации вдоль оси X , задаваемой направлением поляризации излучения хлороформа, η_1 есть степень поляризации под углом 45° к оси X , а η_2 —степень круговой поляризации. Измерялась также полная степень поляризации $\eta=(\eta_1^2+\eta_2^2+\eta_3^2)^{1/2}$.

Измерение параметров Стокса проводилось в интервале температур паров калия от 20 до 320°C , что соответствует интервалу плотностей числа атомов от 10^9 до 10^{15} см^{-3} , при фиксированных значениях интенсивности возбуждающего излучения, а также в интервале интенсивностей от 15 до 5 МВт (уменьшение интенсивности осуществлялось стопами поглощающего элемента) при фиксированных значениях температуры паров.

В условиях эксперимента ширины атомных линий поглощения D_1 и D_2 определяются в основном резонансными столкновениями между атомами калия и эффектом Доплера. В указанном интервале температур эти ширины не превышают гигагерца, т. е. пренебрежимо малы по сравнению с расстройкой резонанса. Ширина линии излучения хлороформа также составляет не более 1 см^{-1} , чем также можно пренебречь при данных расстройках резонанса ($\varepsilon, \varepsilon'$). Кроме того, поскольку $\varepsilon'\gg\varepsilon$, то вкладом перехода $4S_{1/2}-4P_{1/2}$ в изменение поляризационных характеристик излучения можно пренебречь по сравнению с переходом $4S_{1/2}-4P_{3/2}$.

Таким образом, в рассматриваемых условиях взаимодействие излучения хлороформа с парами калия должно хорошо описываться двухуровневой моделью атома с переходом $1/2-3/2$ без учета ширины

атомных уровней, дипольно взаимодействующих с монохроматическим, полностью поляризованным излучением. Такая модель была рассмотрена в работе [1], где показано, что чисто линейная либо чисто круговая поляризация излучения при распространении в среде остается без изменения, а если монохроматическая волна поляризована по эллипсу, то происходит поворот осей эллипса без их деформации. Для угла поворота осей эллипса поляризации в [1] получено следующее выражение:

$$\gamma = 2qz \left(\frac{1}{\sqrt{1+\xi_1}} + \frac{1}{\sqrt{1+\xi_2}} \right), \quad (1)$$

где z — длина прохождения в среде, а параметр плотности q и параметры интенсивности $\xi_{1,2}$ определяются как

$$q = \frac{\pi |d|^2 \omega_0}{12 \hbar \epsilon} N, \quad \xi_{1,2} = \frac{\omega_0^2 |d|^2}{6 (\hbar \epsilon)^2} (3|A^{(\pm)}|^2 + |A^{(\mp)}|^2). \quad (2)$$

В формулах (2) ω_0 и d суть круговая частота и приведенный матричный элемент дипольного момента атомного перехода, N — плотность числа атомов, $A = A_x \pm iA_y$, $A_{x,y} = |A_{x,y}| \exp(i\varphi_{x,y})$ — комплексные амплитуды декартовых компонент электрического вектора волны

$$E_i = -\frac{2\omega}{c} |A_i| \sin(kz - \omega t + \varphi_i), \quad i = x, y. \quad (3)$$

Величины $A_{x,y}$, $\varphi_{x,y}$, входящие в выражение (1), являются входными значениями, поскольку полная интенсивность проходящего излучения не меняется ввиду отсутствия поглощения в среде. Поэтому величина угла поворота поляризации характеризуется величинами $|A_{x,y}|$ и разностью фаз $\alpha = \varphi_y - \varphi_x$ декартовых компонент поля.

Вычисляя сферические компоненты

$$|A^{(\pm)}|^2 = |A_x|^2 + |A_y|^2 \mp 2|A_x||A_y|\sin\alpha,$$

и вводя параметр $P = |A_y|/|A_x|$, получим

$$\xi_{1,2} = \xi (1 \mp p \sin\alpha + p^2), \quad \xi = \frac{2}{3} \frac{\omega_0^2 |d|^2}{(\hbar \epsilon)^2} |A_x|^2.$$

Поскольку измеренное значение p равно $\approx 0,13$, можно разложить выражение (1) по p . Тогда, с точностью до членов порядка p получим

$$\gamma = qz \xi / (1 + \xi)^{3/2} \cdot p \sin\alpha, \quad p \ll 1. \quad (4)$$

В формуле (4) параметры плотности и интенсивности можно привести к виду

$$q = 1,4 \cdot 10^{20} \frac{N |d|^2}{\epsilon}, \quad \xi = 4 \cdot 10^{21} \frac{P |d|^2}{\epsilon^2}, \quad (5)$$

где плотность мощности P измеряется в эрг/см², d — в ед. CGSE, ξ — в

см^{-1} , N — в см^{-1} . Для вышеприведенных величин мощности излучения хлороформа и расстройки резонанса имеем

$$\xi = 1,13 \cdot 10^{33} |d|^3.$$

Силы осцилляторов переходов атомов калия достаточно точно измерены и вычислены и дают для перехода $4S_{1/2} - 4P_{3/2}$ величину $7 \cdot 10^{35}$ ед. CGSE, что приводит к величине $\xi \sim 0,1$, т. е. при численных оценках и сравнении с результатами измерений можно пренебречь ξ в знаменателе выражения (4), которое теперь может быть представлено в виде

$$\gamma = qz\xi p \sin \alpha = 6,9 \cdot 10^{51} N z |d|^4 p \sin \alpha. \quad (6)$$

Расчет параметров Стокса после прохождения длины z в среде дает [1]

$$\eta_3(z) = \eta_3 \cos \gamma - \eta_1 \sin \gamma, \quad \eta_1(z) = \eta_3 \sin \gamma + \eta_1 \cos \gamma. \quad (7)$$

Из формул (7) следует, что параметры $\eta_{1,3}(z)$ осциллируют с длиной. Считая, как в данном эксперименте, $\eta_1 \ll 1$, получим $\eta_3(z) \sim \eta_3 \cos \gamma$, откуда следует, что длина z_0 , на которой параметр η_3 при прохождении обращается в нуль, определяется из соотношения

$$6,9 \cdot 10^{51} N z_0 |d|^4 p \sin \alpha = \pi/2 + \pi n, \quad (8)$$

где $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Формула (8) дает возможность экспериментального определения одной из входящих в нее величин, если остальные точно известны либо найдены из других измерений.

Перейдем теперь к изложению результатов измерений. При линейно-поляризованном излучении хлороформа ($\alpha = 0$) измерение величины η_3 показывает, что она практически не меняется в интервале температур от 20 до 320°C (таблица 1). Отклонение от входного зна-

Таблица 1.
Зависимость параметра η_3 от температуры паров калия в кювете для случая линейной поляризации.

η_3	$t^\circ\text{C}$
0.87	92
0.86	150
0.89	222
0.87	250
0.90	261
0.88	285
0.86	320
$\pm 10\%$	

чения 0,87 составляет не более 5%. При температурах выше 320°C η_3 несколько уменьшается. Изменение интенсивности возбуждающего излучения при фиксированной в указанном интервале температуре также не приводит к изменению величины η_3 . Таким образом, приве-

денная таблица подтверждает неизменность линейной поляризации вплоть до температур порядка 350°C. При больших плотностях приближения, сделанные в приведенных расчетах, перестают работать (в частности, имеет место поглощение).

При внесении разности фаз $\alpha = \pi/2$ поляризация излучения хлороформа становится эллиптической. В этом случае эксперимент показывает вращение эллипса поляризации. В таблице 2 приведены измеренные значения параметра η_3 в зависимости от температуры паров. В согласии с расчетами наблюдается осцилляционная зависимость η_3 от температуры. Параметр η_1 также проявляет осцилляционную зависимость от температуры, которая в пределах точности измерений согласуется с тем фактом, что эллипс поляризации не деформируется (т. е. с законом сохранения энергии). Отклонения от последнего начинают проявляться при температурах выше 350°C, как и в случае измерений с линейно-поляризованным возбуждающим излучением. Оценки по формуле (6) проведем для величины N , считая $z = 30$ см (длина кюветы с калием) и $\gamma = 1/4$ при температуре 165°C (более точный расчет производится при значении угла $\gamma = \arctg(\eta_3/\eta_1)$, следующем из формул (7) при $\eta_3 = 0$). Отметим, что поскольку есть некоторое (в пределах указанной точности измерений) различие между температурой, при которой наблюдается первый нуль параметра η_3 , и температурой, при которой параметр η_1 достигает первого максимума, то для оценок использовалась не 150°C, как следует из табл. 2, а 165°C.

Таблица 2

Зависимость параметра η_3 от температуры паров калия в кювете для случая эллиптической поляризации.

η_3	$t^\circ \text{C}$
0.7	92
0.1	144
0	150
-0.1	162
-0.2	222
-0.1	234
0	250
0.12	255
0.18	261
0.08	271
0	285
0.06	303
0.1	320
$\pm 10\%$	

Оценка величины N на порядок отличается от табличной плотности. Такое различие может быть обусловлено двумя факторами: а) температура в эксперименте измерялась термопарой, приложенной к стенке, температура которой отличается от температуры в центре кюветы примерно на 30—50°C; б) длина взаимодействия в условиях эксперимента может быть меньше длины кюветы (например, в результате самофокусировки). Соответствующие оценки показывают, что с

учетом этих факторов согласно расчетной плотности паров с табличной вполне удовлетворительное. Таким образом, измерение параметров Стокса может служить достаточно точным и чувствительным методом экспериментального определения плотности паров либо длины взаимодействия в среде при достаточно точно известных параметрах атомного перехода и излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Арутюнян, Е. Г. Канесян, В. О. Чалтыкян. ЖЭТФ, 62, 908 (1972).
2. В. М. Арутюнян, Т. А. Папазян, Г. Г. Адонц. ЖЭТФ, 68, 44 (1975).

ԿՎԱԶՐԵՆԱՆՏՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ԺԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԲԵՎԵՌԱՅՄԱՆ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅՈՒՆԸ ԿԱԼԻՈՒՄԻ ԳՈԼՈՐՇԻՆԵՐՈՒՄ

Գ. Ս. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Վ. Շ. ՉԱԼԹԻԿՅԱՆ

Չափված են ուսդինային լազերի քլորոֆորմում ՍԿՑ-ն ճառագայթման բևեռացումային Ստոքսի պարամետրերը կալիումի գոլորշու հետ փոխազդեցությունից հետո: Դիտված է բևեռացման էլիպսի առանցքների պտույտը: Ցույց է տրված, որ պտույտի անկյան տեսական հաշվարկը բավարար չափով համընկնում է չափումների արդյունքների հետ, որը կարող է օգտագործվել ատոմային հաստատունների, գոլորշիների խտության, կամ փոխազդեցության երկարության փորձնական որոշման համար:

VARIATION OF POLARIZATION CHARACTERISTICS OF QUASI-RESONANT RADIATION IN POTASSIUM VAPOR

G. S. SARKISYAN, V. O. CHALTYKYAN

The polarization Stokes parameters of radiation of SRS of ruby laser in chloroform after nearresonant interaction with potassium vapor were measured. The rotation of axes of polarization ellips was observed. The theoretical calculation of the rotation angle is shown to be in good agreement with the results of measurements, which may be used for experimental determination of atomic constants, number density of atoms, or the interaction length in the medium.