и сравнивая (3) и (2), получим

$$Q = -\oint_{S} \left(\varphi i k \cos \beta + \frac{\partial \varphi}{\partial n} \right) \exp \left(- i k a \cos \alpha \right) ds.$$
 (4)

Если источник не является монополем, то, вычисляя потенциал прямого поля по формуле (2) для точек x, принадлежащих сфере, получим $Q = Q(\theta, \phi)$ — диаграмму направленности.

Таким образом, по значениям потенциала и его нормальной производной, измеренным на поверхности S, можно, например, путем численного интегрирования на ЭВМ определить диаграмму направленности излучателя. При этом, как это следует из (1), процедура измерений и расчета будет в точности такой же, как и при использовании метода непосредственного измерения градиента давления для расчета диаграмм направленности по измерениям в ближнем поле в условиях свободного поля.

Отметим, что методика измерений несущественно изменяется по сравнению с использованной в [4]. Подчеркнем также, что не требуется определять акустические характеристики отражающих объектов, что существенно упрощает как процедуру измерений, так и расчет.

Автор благодарен С. Н. Ржевкину и Л. Н. Захарову за обсуждение результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Вакег D. D. Determination of far-field characteristics of large underwater tranducers from near-field measurements. — J. Acoust. Soc. Amer., 1962, 34, N 11, p. 1737—1744. [2] Schenk H. A. Improved integral formulation for acoustic radiation problems. — J. Acoust. Soc. Amer., 1968, 44, N 1, p. 41—58. [3] Римский-Корсаков А. В., Цукерников И. Е. О расчете диаграммы направленности по результатам измерения звукового давления в ближнем поле излучателя. — Акуст. журн., 1977, 23, № 6, с. 919—928. [4] Бронтвей М. Д., Захаров А. Н., Ильин С. А., Шуринова Т. Н. Определение акустической производительности направленных источников звука в слое пресного водоема. — Акуст. журн., 1979, 25, № 5, с. 646—652. [5] Бреховских Л. М. Излучение источника звука в воде, расположенного на небольшой глубине. — ДАН СССР, 1945, 47, № 6, с. 412—416. [6] Анареев Н. Н., Бреховских Л. М., Розенберг Л. Д. Влияние глубины погружения источника звука в воде на его излучение. — ДАН СССР, 1945, 47, № 6, 417—419.

Поступила в редакцию 01.04.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, т. 22, № 2

УДК 621.373:535

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫНУЖДЕННОГО ТРЕХФОТОННОГО РАССЕЯНИЯ Света при возбуждении вблизи резонансных переходов атома рубидия

В. А. Михайлов, В. И. Одинцов

(кафедра оптики)

Вынужденное трехфотонное рассеяние (ВТР) вблизи резонансного перехода атома рубидия $5^2S_{1/2}$ — $5^2P_{3/2}$ ранее наблюдалось в [1]. В настоящей работе проведено исследование спектрального распределения и интенсивности ВТР при возбуждении вблизи резонансных переходов $5^2S_{1/2}$ — $5^2P_{1/2,3/2}$ с использованием узкой (0,2 см⁻¹), перестраиваемой по частоте линии накачки (см. также [2]). Сравнение с теоретическим расчетом показало, что наблюдаемое спектральное распределение ВТР может быть объяснено проявлением оптического эффекта Штарка*. Длительность импульса накачки τ_L равнялась 25 нс. Длина кюветы с парами Rb составляла l=18 см. Исследование самовоздействия луча накачки вблизи резонансных переходов показало, что существует примыкающая к резонансу область длинноволновых расстроек $\Delta_L = \omega_L - \omega_0 < 0$ (ω_L — частота накачки, ω_0 — частота перехода для невозмущенного атома), в которой достаточно интенсивное излучение не претерпевает самодефокусировки

[2]. Эта область наиболее благоприятна для 5² р_{з/2} сравнения с теоретическими оценками.

При перестройке ω_L в окрестности каждого из резонансных переходов Rb происхо- 5² р_{1/2} дило эффективное возбуждение ВТР (см. рис. 1). Линия ВТР наблюдалась в широком интервале температур $t = 200 - 300^{\circ}$ C. С увеличением t[°] энергия импульса BTP WT возрастала. ВТР наблюдалось как так и в обратном направв прямом, лении с приблизительно одинаковой эффективностью. Энергия W_T достигала максимального значения ~3.10-4 Дж при длиннорасстройках 1-4 см-1. При волновых увеличении расстройки ВТР ослабевало и в возникновения самодефокусировки 5²S_{1/2} момент скачком исчезало. В непосредственной близости к резонансу W_T резко падала. При $|\Delta_L| \leq 0.5$ см⁻¹ линия ВТР была очень слаба или вообще не наблюдалась. ВТР возбуждалось в виде широкой линии, имевшей харак-





терную асимметричную форму. Значительно более медленный спад интенсивности всегда наблюдался с края линии. ударезонансной частоты ω₀. Ha рис. 2, а, ленного OT представвозбуждавшегося в лена форма линии BTP, обратном на-5²S_{1/2}—5²P_{1/2} при пиковой интенправлении вблизи перехода сивности накачки $I_{Lm} = 30$ MBT/см², t = 260°C (плотность атомов N = $=6 \cdot 10^{15}$ см⁻³), $\Delta_L = -10$ см⁻¹, и ее положение относительно «несмещенной» частоты трехфотонного перехода $\omega_T^0 = 2\omega_L - \omega_0$. Здесь $\delta\omega_T =$ $=\omega_T - \omega_T^0 < 0$, так что смещение линии относительно ω_T^0 согласуется с направлением штарковского сдвига уровней (см. рис. 1). При фиксированной расстройке положение и форма линии ВТР практически не зависели от пиковой интенсивности накачки. Излучение ВТР в направлении распространения накачки имело ширину линии в 1,5-2 раза больше, чем обратное ВТР. В основном уширялось крыло линии, удаленное от ω_0 . Сдвиг максимума линии относительно частоты ω_{τ}^0 оставался таким же, как и при обратном ВТР. Можно предположить, что это уширение обусловлено четырехфотонным параметрическим процессом.

Сдвиг частоты максимума линии ВТР ω_{Tm} относительно ω_{T}^{0} $\delta\omega_{Tm} = \omega_{Tm} - \omega_{T}^{0}$, в зависимости от Δ_{L} представлен на рис. 3 ($I_{Lm} = 30 \text{ MBT/cm}^2$, $t = 260^{\circ} \text{ C}$).

При перестройке ω_L в окрестности переходов $5^2S_{1/2}$ — $5^2P_{1/2,3/2}$ наряду с ВТР происходило возбуждение ВКР [2]. Линия ВКР возникала при бо́льших значениях I_L и t° , чем линия ВТР. Исключение состав-

* Смещение линии ВТР вследствие оптического эффекта Штарка наблюдалось ранее в парах калия [3, 4].

ляла область малых расстроек $|\Delta_L| \leqslant 1$ см $^{-1}$, в которой ВТР слабо, а интенсивность ВКР достигает максимума.

При теоретическом расчете спектрального распределения ВТР положим $a^2 = \left(\frac{\mu E_L}{\hbar \Delta_L}\right)^2 \ll 1$, где μ — дипольный матричный элемент перехода, E_L — амплитуда поля накачки (в условиях эксперимента при достаточно больших $|\Delta_L|$ ВТР развивается при значениях a^2 , существенно меньших 1). Коэффициент усиления «на проход» для ВТР «вперед» на участке 0, *z* запишем в виде $G(z) = \int_0^z a (N_1 - N_2) I_L^2 dz'$, где $a \sim \mu^6 / \Delta^4_L$, N_1 , N_2 — концентрации атомов на начальном и конеч-



Рис. 2. Экспериментальная (а) и теоретическая (б) форма линии ВТР Рис. 3. Экспериментальный сдвиг максимума линии ВТР в зависимости от расстройки Δ_L

ном уровнях і и 2. Будем считать, что энергия импульса ВТР достаточно велика, так что насыщение перехода 1—2 является существенным. Пусть $\hat{z}(t)$ — точка кюветы, в которой мощность рассеяния вперед $P_T(t)$ достигает некоторого уровня \hat{P}_T , который выбирается не слишком малым по сравнению с пиковой мощностью ВТР и в то же время таким, чтобы в точке $\hat{z}(t)$ в момент t существенное насыщение перехода 1—2 еще не имело места. Значение G, необходимое для достижения мощности \hat{P}_T , обозначим \hat{G} . В наших условиях $\hat{P}_T \sim$ ~0.1 кВт, $\hat{G} \sim 25$.

Пороговая интенсивность накачки I_L , определяемая по достижению излучением ВТР мощности \hat{P}_T , находится из соотношения $aNI^2{}_L l = \hat{G}$. При $I_L > \hat{I}_L$ с ростом I_L вплоть до I_{Lm} точка \hat{z} удаляется влево от конца кюветы z = l. При $z > \hat{z}$ вследствие большой величины G(z) P_T уже на малой длине $\Delta z \ll l$ возрастает до таких значений, при которых населенности уровней 1 и 2 практически сравниваются за время, много меньшее τ_L . Это позволяет перейти к упрощенной модели, в которой пренебрегается длиной переходного участка Δz и считается, что в каждый момент t $N_2=0$, $N_1=N$ при $z < \hat{z}(t)$ н $N_1=N_2=N/2$ при $\hat{z}(t) < z < l$. С учетом как рассеяния вперед, так и обратного рассеяния движение точки \hat{z} определяется условием $aNl^2{}_L(2\hat{z}-l) = G$. Энергия ВТР, излученная вперед или назад к моменту t, составит $W_T(t) = (1/2)\hbar\omega_T N \sigma(l-\hat{z})$, где σ площадь поперечного сечения пучка. Для мощности $P_T(t) = \frac{dW_T}{dt}$ получим $P_T(t) = \frac{1}{2}\hbar\omega_T \frac{\sigma G}{al_1^3} \frac{dI_L}{dt}$.

78

Частота ω_T определяется штарковским смещением уровней и, следовательно, является функцией I_L : $\omega_T = \omega_T(I_L)$. Учитывая это, получим для спектральной плотности ВТР

$$\mathcal{W}_{T}(\omega_{T}) = \frac{1}{2} \hbar \omega_{T} \frac{\sigma G}{a I_{L}^{3}(\omega_{T})} \left| \frac{d I_{L}(\omega_{T})}{d \omega_{T}} \right|,$$

где $I_L(\omega_T)$ есть функция, обратная $\omega_T(I_L)$. Это выражение справедливо для значений ω_T , определенных условием $\widehat{I}_L < I_L(\omega_T) < I_{Lm}$; вне соответствующего интервала частот $\mathcal{W}_T = 0$. Видно, что $\mathcal{W}_T(\omega_T)$ не зависит от формы импульса и пиковой интенсивности накачки. Используя величину штарковского сдвига

$$\delta\omega_T = \omega_T - \omega_T^0 = \Delta_L \ (\sqrt{1 + \alpha^2} - 1) \approx \frac{4\pi\mu^2 I_L}{c\hbar^2 \Delta_L},$$

получим

$$\mathcal{W}_{T}(\omega_{T}) = \frac{8\pi^{2}G\sigma\omega_{T}\mu^{4}}{c^{2}a\Delta_{L}^{2}\hbar^{3}|\delta\omega_{T}|^{3}}, \quad \delta\widehat{\omega}_{T} = \widehat{\omega}_{T} - \omega_{T}^{0} = \frac{4\pi\mu^{2}}{c\hbar^{2}\Delta_{L}}\widehat{I}_{L},$$

где $\widehat{\omega}_T = \omega_T(\widehat{I}_L)$. Теоретическая форма $\mathscr{W}_T(\omega_T)$ для перехода $5^2S_1/_2$ — $5^2P_1/_2$ при $\Delta_L = -10 \text{ см}^{-1}$ представлена на рис. 2, б. Расчет в общем случае произвольных α также дает $\widehat{I}_L \sim \Delta^2_L$, $\delta \widehat{\omega}_T \sim \Delta_L$, а $\mathscr{W}_T(\omega_T)$ по-прежнему не зависит от формы и пиковой интенсивности накачки.

При взятой расстройке положение максимума теоретической кривой хорошо согласуется с экспериментом (см. рис. 2). Однако при малых $|\Delta_L|$ экспериментальный сдвиг остается постоянным (см. рис. 3), в то время как теоретически он убывает $\sim |\Delta_L|$. Как показано в [2], согласие теории с экспериментом можно значительно улучшить, если учесть истощение накачки, которое при малых $|\Delta_L|$ является существенным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Бадалян Н. Н., Ирадян В. А., Мовсесян М. Е. Вынужденное рассеяние в парах рубидия. — Письма в ЖЭТФ, 1968, 8, с. 518—520. [2] Михайлов В. А., Одинцов В. И. Исследование ВКР, трехфотонного рассеяния света и высокочастотного эффекта Штарка в парах рубидия при возбуждении вблизи переходов 5²S_{1/2}—5²P_{1/2,3/2}. — Деп. ВИНИТИ, 1977, № 4209—77, с. 1—19. [3] Арутюнян В. М., Бадалян Н. Н., Ирадян В. А., Мовсесян М. Е. Трехфотонное взаимодействие при встречном движении воли и эффект Штарка в парах калия. — ЖЭТФ, 1971, 60, с. 62—65. [4] Арутюнян В. М., Папазян Т. А., Чилингарян Ю. С., Карменян А. В., Саркисян С. М. Изучения через пары калия. — ЖЭТФ, 1974, 66, с. 509—519.

Поступила в редакцию 29.04.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1991, т. 22, № 2

УДК 621.315.592:546.289

ИЗМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ РЕАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ГЕРМАНИЯ ПРИ АДСОРБЦИИ АТОМОВ ВОДОРОДА

В. И. Гринев, В. Ф. Киселев

(кафедра общей физики для химического факультета)

Хемосорбция атомов Н часто используется в качестве удобной модельной системы в теоретических работах по физике поверхности [1,