

УДК 621. 373:535

Т. С. БИМАГАМБЕТОВ

ГЕНЕРАЦИЯ ВЫНУЖДЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА РЕЗОНАНСНОМ ПЕРЕХОДЕ АТОМА РУБИДИЯ ПРИ ОПТИКО-СТОЛКНОВИТЕЛЬНОМ ЗАСЕЛЕНИИ

Экспериментально исследовано вынужденное излучение на резонансном переходе $5S_{1/2} - 5P_{1/2}$ атома рубидия при оптико-столкновительном заселении исходного уровня в присутствии буферного газа аргона. Получена зависимость мощности вынужденного излучения от расстройки частоты лазерного излучения. При интенсивности лазера $10 \text{ МВт}/\text{см}^2$ мощность вынужденного излучения достигала до 100 Вт. Пороговая интенсивность накачки при концентрации $N = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ расстройки 20 см^{-1} , равнялась $5 \text{ МВт}/\text{см}^2$. Оценена относительная разность населеностей на резонансном переходе и параметра gL генерируемого излучения.

Введение. В работах [1-5] теоретически и экспериментально исследованы возможности создания инверсной населенности двухуровневого атома в сильном поле при присутствие буферного газа. В [1] теоретически показано, что фазовое уширение двухуровневого атома с учетом неупругого характера этого уширения в сильном поле приводит к стационарной инверсной населенности основного и резонансного уровня при положительной расстройке. При таком описании процессы перехода энергии от атома к полю и обратно неравноправны и при наличии внешнего поля с частотой Раби $G = d_{mn}E/2\hbar$ (G – частота Раби, E – амплитуда электрического поля излучения, d_{mn} – матричный элемент дипольного момента перехода) взаимодействие с полем, модулирующим атомную частоту, не является строго упругим из-за ненулевой величины кванта взаимодействия $\hbar\Omega$ ($\Omega = \omega_L - \omega_m$ расстройка лазерного излучения от резонансного перехода). Тогда Больцманское распределение населенности по уровням энергии для двухуровневого атома с основным уровнем n и возбужденным m описывается соотношением $N_n = N_m \exp(-\hbar\Omega/kT)$. Отсюда следует, что при положительной расстройке частоты ($\Omega > 0$) населенность верхнего уровня больше, чем населенность нижнего уровня, т.е. возникает инверсия населенности. На рис. 1 изображены процессы вынужденного излучения (пунктирная линия) и схема отдачи квантов энергии $\hbar\Omega$ поступательному движению атома и обратно. В пределах больших расстроек амплитуда процесса с участием верхнего квазиуровня пренебрежимо, а нижний уровень совпадает с

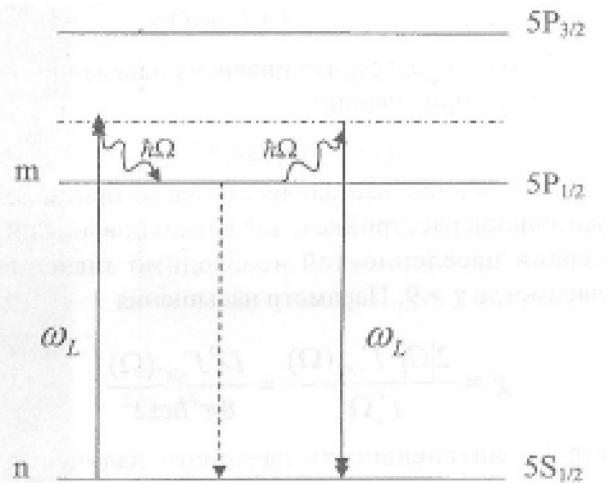


Рис. 1. Схема отдачи и замыкания кванта энергией $\hbar\Omega$ поступательному движению атома

реальным уровнем (на рисунке эти квазиуровни не показаны).

В работах [3, 4] в парах натрия получены инверсии заселенностей и генерации вынужденного излучения в основном и резонансных переходах $3S_{1/2} - 3P_{3/2,1/2}$ (D_1 и D_2 – линии) при непрерывном лазерном возбуждении. Генерация наблюдалась в широком диапазоне положительных расстроек излучения лазера и только в присутствии буферного газа. Установление инверсии населенностей теоретически получено на основе рассмотрения компаунд-системы «атом + сильное поле» («одетый» атом). Из этих теорий при большом столкновительном уширении линии (большой ударной области) уравнения баланса населенности уровня m имеет следующий вид:

$$\frac{dN_m}{dt} + \Gamma_m N_m = \chi \Gamma_m [N_n - \xi N_m], \Omega > 0; \quad (1)$$

$$\frac{dN_n}{dt} + \Gamma_n N_n = \chi \Gamma_n [\xi N_n - N_m], \quad \Omega < 0,$$

где $\xi = \exp(-\frac{\hbar|\Omega|}{kT})$, $\chi = \frac{2|G|^2 \Gamma_{oc}(\Omega)}{\Gamma_* \Omega^2}$ – параметр насыщения для перехода $m - n$; G – частота Раби, $\Gamma_{oc}(\Omega)$; Γ_m – оптико-столкновительное и естественное уширение линии; Ω – расстройка лазерного излучения от резонансных уровней. Из формулы (1) для разности населенностей уровней m и n получено

$$N_m - N_n = N \frac{\chi(1-\xi)\text{sign}\Omega - 1}{1 + (1+\xi)\chi}. \quad (2)$$

Отсюда следует, что инверсия населенности возникает при условии

$$\chi(1-\xi)\text{sign}\Omega > 1. \quad (3)$$

Это условие выполняется только при положительной расстройке и для возникновения инверсии населенностей необходимо значение параметра $\chi > 9$. Параметр насыщения

$$\chi = \frac{2|G|^2 \Gamma_{oc}(\Omega)}{\Gamma_* \Omega^2} = \frac{I\lambda^2 \Gamma_{oc}(\Omega)}{8\pi^2 \hbar c \Omega^2}, \quad (4)$$

где I – интенсивность лазерного излучения,

$|G|^2 = \frac{I\lambda^2 \Gamma_m}{16\pi^2 \hbar c}$. Так как частота Раби зависит от интенсивности лазера, то необходима большая интенсивность лазера, чтобы параметр насыщения был $\chi \gg 1$.

Для использования формулы полученной для непрерывного режима излучения, необходимо выполнение условия

$$\Gamma_m(1+\chi)\tau_L \gg 1, \quad (5)$$

где τ_L – длительность импульса излучения. При этом условии за время действия импульса успевает установиться тот баланс населенностей, который характерен для непрерывного излучения. При оценке полученных результатов используем эти формулы.

В настоящей работе представлено возникновение инверсной населенности и вынужденного излучения на резонанском уровне $5S_{1/2} - 5P_{1/2}$ атома рубидия при нерезонанском поглощении импульсного лазерного излучения.

Описание экспериментальной установки. Общая схема экспериментальной установки приведена на рис. 2, в качестве источника накачки использовался лазер на красителе 2 с перестраиваемой частотой, возбуждавшийся одним импульсом рубинового лазера 1. Рубиновый лазер работал в режиме модулированной добротности, которая осуществлялась с помощью просветляющего фильтра. Перестройка частоты лазера на красителях осуществлялась с помощью дифракционных решеток. Для сужения линии генерации внутри резонатора помещался наклонный эталон Фабри-Перо с различной толщиной базы. Мощность красителя измерялась калориметром 3, на который направлялось отражение накачки от одной поверхности стеклянной подложки 4. Световой пучок лазера направлялся в кювету 6 с парами щелочных металлов. Для увеличения интенсивности возбуждающего излучения использовалась телескопическая система 5, уменьшающая диаметр светового пучка внутри кюветы до 1 мм. Вынужденное излучение, выходящее из кюветы, направлялось с помощью диэлектрического зеркала 7 на щель дифракционного спектрографа 8

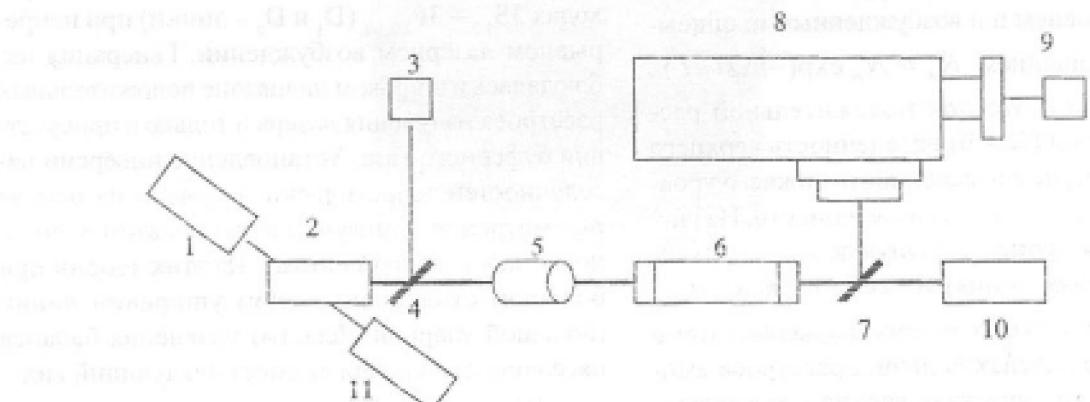


Рис. 2. Схема экспериментальной установки

и интенсивность измерялась приемником 9, ширина аппаратной функции составляла $0,5 \text{ см}^{-1}$. Юстировка экспериментальной установки проводилась с помощью двух гелий-неоновых лазеров 10, 11, один из них лазер 10 являлся основным и задавал оптическую ось всей системы, а вспомогательный газовый лазер 11 задавал оптическую ось рубинового лазера. Его луч пересекался с оптической осью системы внутри кюветы с красителем лазера. Сьюстированный по лучу гелий – неонового лазера рубиновый лазер обеспечивал генерацию лазера на красителях вдоль главной оптической оси системы. При этом оптическая ось резонаторов лазеров на красителях была отклонена на небольшой угол (15–20°) от направления генерации рубинового лазера. Что позволило достичь наибольшего коэффициента преобразования возбуждающего излучения.

Экспериментальные результаты

Работа проводилась с использованием лазера на красителях с максимальной мощностью $P = 300 \text{ кВт}$ с перестраиваемой частотой и шириной линии $0,2 \text{ см}^{-1}$, длительность импульса 15 нс. Концентрация атомов изменялась в интервалах от $N = 0,5 \cdot 10^{15}$ – $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Рабочая область паров рубидия – 20 см и давления буферного газа аргона – 1 атм. Средний диаметр светового пучка внутри кюветы 2 мм, при этом интенсивность достигала до 10 МВт/см^2 . Частота лазера на красителе с положительной расстройкой настраивалась на резонансный переход атома рубидия $5S_{1/2} - 5P_{1/2}$.

Экспериментально наблюдалось вынужденное излучение на частоте ω (D_1 – линия, 794,8 нм) на резонансном переходе. Генерация возникала только в присутствие буферного газа и существовала в указанных диапазонах концентрации. Пороговая интенсивность накачки при $N = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (оптимальная концентрация) и расстройки 20 см^{-1} , равнялась 5 МВт/см^2 . При интенсивности лазера 10 МВт/см^2 мощность вынужденного излучения достигала до 100 Вт. На рис. 3 представлены результаты мощности вынужденного излучения в зависимости от расстройки. Из графика видно, что зависимость $P(\Omega)$ возникает в широкой области настройки и положение максимума при $I = 10 \text{ МВт/см}^2$ составляет $\Omega_{\max} \approx 20 \text{ см}^{-1}$.

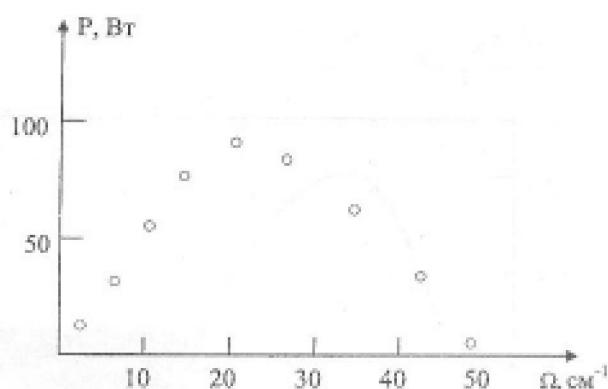


Рис. 3. Зависимость мощности вынужденного излучения от расстройки частоты лазерного излучения

Обсуждение результатов

Для оценки зависимости мощности вынужденного излучения от расстройки частоты лазерного излучения необходимо вычислить разность населенностей уровней $m - n$, а затем коэффициент усиления g или параметр gL , где L – длина активной среды.

Из условия (3) следует, что для возникновения инверсии населенностей необходимое значение параметра насыщения должно быть больше 9. Примем, что $I = 10 \text{ МВт/см}^2$, $N = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, длина волны на резонансном переходе $\lambda = 794,8 \text{ нм}$, максимальная расстройка $\Omega = 50 \text{ см}^{-1}$ (чем меньше Ω , тем больше χ) и с характерным уширением частицами буферного газа порядка 10 МГц/торр. , тогда ударная полуширина линии при давлении буферного газа 1 атм. составляет приблизительно $(\Gamma_{oc}) 0,25 \text{ см}^{-1}$. В этих условиях параметр насыщения по формуле (4) составляет $\chi \approx 60$. Тогда при $\Gamma_m = 10^7 \text{ Гц}$ и длительности импульса 15 нс $\Gamma_m(1 + \chi)\tau_L \approx 10$. Таким образом, требуемые условия (3) и (6) выполняются.

На рис. 4 показаны зависимости инверсии населенностей и параметра gL от расстройки частоты возбуждающего излучения. Инверсия населенностей рассчитана по формуле (2), а коэффициент усиления связан с разностью населенностей уровней соотношением [5]

$$g = \frac{\lambda^2 \Gamma_m}{4\pi \Gamma_{oc}} (N_m - N_n). \quad (7)$$

Инверсия населенностей и параметр gl имеют одинаковую зависимость от расстройки частоты лазерного излучения и их максимум

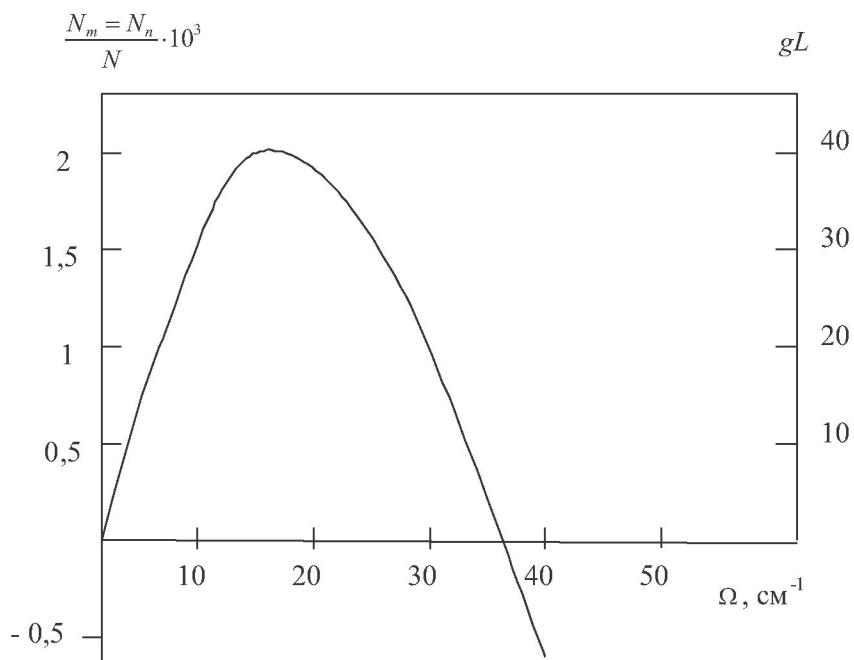


Рис. 4. Зависимость относительной инверсии населенностей и параметра gL от расстройки частоты лазерного излучения

соответствует расстройке 15 см^{-1} . В этом максимуме при длине активной среды 20 см параметр gL составляет ≈ 40 , при таком значении получаем вынужденное излучение за один проход (в режиме сверхизлучений $gL \approx 30$). При неистощенном значении населенностей и накачки оценим интенсивность генерируемого излучения по формуле $I = I_0 \exp(gL - g_0 L)$, где $g_0 L$ – потеря среды, $I_0 = 1 \text{ Вт}/\text{см}^2$ затравочная интенсивность на входе в усиливающую среду (спонтанное излучение на переходе m и n). При расстройке 20 см^{-1} $gL \approx 38$ и $I \approx 3 \text{ кВт}/\text{см}^2$. Это согласуется с полученным экспериментальным значением мощности вынужденного излучения, которое составляет 100 Вт при диаметре светового пучка лазера 2 мм .

Заключение. В работе экспериментально исследовано вынужденное излучение на резонансном переходе атома рубидия в присутствии буферного газа аргона. Вынужденное излучение возникало только при положительной расстройке от резонансного уровня и в присутствии буферного газа. Это является следствием того, что переход энергии от атома к полю и обратно при ОС (столкновение атомов рубидия с атомами аргона) заселении неравноправны. Получена зависимость мощности вынужденного излучения от расстройки частоты лазерного излучения. Установлена пороговая интенсивность накачки при концентрации $N = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и расстройке 20 см^{-1} . Оценена относительная разность населенностей

и по ней определен параметр gL генерирующего излучения. Полученные экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с теоретическими расчетами.

ЛИТЕРАТУРА

- Гришанин Б.А. Инверсия однородно уширенного двухуровневого атома монохроматическим внешним полем // Вестник МГУ. Сер. Физика. Астрономия. 1988. Т. 29, № 6. С. 61-64.
- Бимагамбетов Т.С., Гришанин Б.А., Одинцов В.И. Оптико-столкновительное заселение энергетических уровней атомов // Препринт №20/1987. Физический факультет МГУ.
- Марков Р.В., Плеханов А.И., Шалагин А.М. Инверсия заселенностей на переходах в основное состояние атомов при нерезонансном поглощении лазерного излучения // ЖЭТФ. 2001. Т. 120. С. 1185-1193.
- Марков Р.В., Пархоменко А.И., Плеханов А.И., Шалагин А.М. Генерация на резонансном переходе атомов натрия при нерезонансном оптическом возбуждении // ЖЭТФ. 2009. Т. 136. С. 211-223.
- Мэйтленд А., Данн М. Введение в физику лазеров. М.: Наука, 1978.

Резюме

Аргон буфер газының катысымен оптика-соктығысу қоныстаудағы рубиди атомының $5S_{1/2} - 5P_{1/2}$ резонанстық деңгейіндегі еріксіз шығарылған сәулеңін тәжірибелік зерттелуі ұсынылған. Еріксіз шығарылған сәуле қуаты лазер жиілігін төүелсіздігі анықталды. Лазер қарқындылығының $10 \text{ МВт}/\text{см}^2$ мәнінде еріксіз шығарылған сәуле қуаты 100 Вт шамасын құраган. Атом концентрациясының $N = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ және лазер жиілі-

гінің резонанс деңгейінен 20 см^{-1} қашықтықта лазер кар-
қындылығының табалдырығы (ең кіші мәні) 5 МВт/см^2 .
Резонанстық деңгейінің салыстырмалық қоныстану ай-
ырымы мен еріксіз шығарылған сәуленін gL параметр-
леріне баға берілді.

Summary

We experimentally studied the stimulated emission at the resonance transition $5S_{1/2} - 5P_{1/2}$ atoms of rubidium in the opto-collisional population of the initial level in the presence of argon

buffer gas. The dependence of the power of stimulated emission on the detuning frequency of the laser radiation. When the laser intensity 10 Mw/sm^2 power stimulated emission reaches up to 100 watts. The threshold pump intensity at a concentration of $N = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ sm}^{-3}$ and detuning of 20 sm^{-1} , was 5 Mw/sm^2 . We estimate the relative population difference in the resonance transition and the parameter gL generated radiation.

*Алматинский институт
энергетики и связи*

Поступила 20.04.2010г.