

ВЛИЯНИЕ СВЕТОВОГО ДАВЛЕНИЯ НА ФОРМУ РЕЗОНАНСА НАСЫЩЕННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ПАРОВ ЦЕЗИЯ

*А.М.Акульшин, В.Л.Величанский, Р.Г.Гамидов,
А.П.Казанцев, В.А.Саутенков, Г.И.Сурдутович,
В.П.Яковлев*

Исследовано влияние светового давления на форму резонанса насыщенного поглощения и на скоростное распределение атомов цезия. Используются высококогерентные инжекционные лазеры с внешним резонатором ($\Gamma < 1$ МГц).

Световое поле воздействует на резонансные атомы двояким образом — изменяет внутреннее состояние и поступательное движение частиц. Под действием силы светового давления меняется функция распределения атомов по скоростям ¹. В результате этого нелинейная восприимчивость газа содержит вклад, обусловленный световым давлением ². Эксперименты по наблюдению эффекта светового давления проводились главным образом с атомными пучками ³⁻⁵. Первое наблюдение влияния светового давления на восприимчивость атомного газа было осуществлено в ⁶. Был зарегистрирован частотный сдвиг доплеровского контура восприимчивости паров иттербия.

В настоящей работе рассмотрено проявление светового давления в нелинейной вундтридоплеровской спектроскопии резонансного газа. В этом случае время взаимодействия атомов с полем определяется временем пролета атома через световой пучок, $\tau \sim a/v_T \sim \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ с (a – диаметр светового пучка, v_T – тепловая скорость атомов). При выполнении цикличности возбуждения (двухуровневая модель атома) световое давление должно заметно влиять на форму резонанса насыщения.

Пусть на газовую среду действуют два однонаправленных насыщающее $E_1 \exp(ik_1x - i2\pi\Delta_1 t)$ и пробное $E_2 \exp(ik_2x - i2\pi\Delta_2 t)$ поля, где $E_1 \gg E_2$, $\Delta_1 = \nu_1 - \nu_0$, $\Delta_2 = \nu_2 - \nu_0$, ν_0 – резонансная частота ². Коэффициент поглощения пробного излучения, зависящий от E_1 , имеет вид ²:

$$\alpha(\nu_2) = \alpha_0(\nu_2) [1 - 2G(1 + \epsilon_r \tau \delta)(1 + \delta^2)^{-2}]. \quad (1)$$

Здесь $G = (E_1 d / h\gamma) < 1$ – параметр насыщения, d и γ – дипольный момент и полная радиационная ширина атомного перехода, $\alpha_0(\nu_2)$ – равновесный коэффициент поглощения, $\delta = 2(\nu_2 - \nu_1) / \gamma$.

Нелинейное слагаемое в (1), независящее от τ и четное по δ , обусловлено перераспределением частиц между основным и возбужденным состояниями (дырка Беннета).

Если поля $E_1(x, t)$ и $E_2(x, t)$ пространственно не перекрываются, но расположены близко друг к другу, то вместо (1) получаем выражение

$$\alpha(\nu_2) = \alpha_0(\nu_2) [1 - 2G\epsilon_r \tau \delta (1 + \delta^2)^{-2}]. \quad (2)$$

В эксперименте исследовалось влияние светового давления на скоростное распределение и форму резонансов насыщенного поглощения газа атомов ^{133}Cs при возбуждении перехода $6S_{1,2} (F=4) - 6P_{3,2} (F'=5)$. ($\lambda = 852,1$ нм, $\gamma = 5,3$ МГц, доплеровская ширина 380 МГц при комнатной температуре).

В качестве источников резонансного излучения использовались два одинаковых инжекционных лазера с внешним резонатором ИЛВР-1 и ИЛВР-2 ⁷. Ширина спектра излучения лазеров не превышала 1 МГц, мощность излучения 3 мВт. Частоты генерации ИЛВР-1 и ИЛВР-2 стабилизировались по конфокальным перестраиваемым интерферометрам ⁷. Пробный ИЛВР-2 служил для регистрации особенностей в спектре поглощения паров цезия. Насыщающий ИЛВР-1 имел фиксированную частоту генерации вблизи невозмущенной частоты ν_{45} перехода $6S_{1,2} (F=4) - 6P_{3,2} (F'=5)$. Пучки излучения от ИЛВР-1 и ИЛВР-2 с расхождением $< 10^{-3}$ рад, сечением $0,15 \times 0,8$ см и $0,15 \times 0,2$ см, соответственно, направлялись на стеклянную кювету с парами ^{133}Cs длиной $l = 3$ см, находящуюся при комнатной температуре. Угол между лазерными лучами составлял $\theta < 10^{-2}$ рад. Мощность пробного излучения в кювете составляла 50 мкВт, а мощность насыщающего излучения могла варьироваться от 0 до 2 мВт. Для устранения доплеровской подставки в спектре насыщенного поглощения использовалась традиционная техника синхронного детектирования сигнала на частоте прерывания насыщающего лазерного луча ⁷. Для обеспечения цикличности взаимодействия атомов с излучением на переходе $6S_{1,2} (F=4) - 6P_{3,2} (F'=5)$ создавалась специальная схема возбуждения атомов, при которой разрешены только переходы с изменением магнитного квантового числа $\Delta m = 1$. Для этого в кювете формировалось продольное магнитное поле $H = 1$ Гс и лазерные лучи были одинаково циркулярно поляризованы ³⁻⁵.

На рис. 1 приведен внутридоплеровский резонанс насыщенного поглощения, зарегистрированный на нулевом фоне при отстройке частоты генерации ИЛВР-1 в высокочастотную область на 50 МГц относительно частоты перехода ν_{45} . Мощность насыщающего пучка 2 мВт, сечение $0,1$ см². Пробный пучок совмещен с центром насыщающего светового пучка. Пропускание пробного пучка в кювете на частоте ν_{45} без насыщающего излучения составляло 40%. На рис. 1, 2 единица измерения соответствует изменению пропускания пробного излучения на 1%. Асимметрия нелинейного резонанса (рис. 1) обусловлена влиянием светового

давления на атомы. Световое давление искажает форму резонанса и сдвигает его вершину. Видно, что форма внутридоплеровского резонанса насыщенного поглощения качественно описывается выражением (1) при $G \approx 1$, $\epsilon_r \tau \approx 1$, поскольку $T = [1 - \alpha(\nu)l]$.

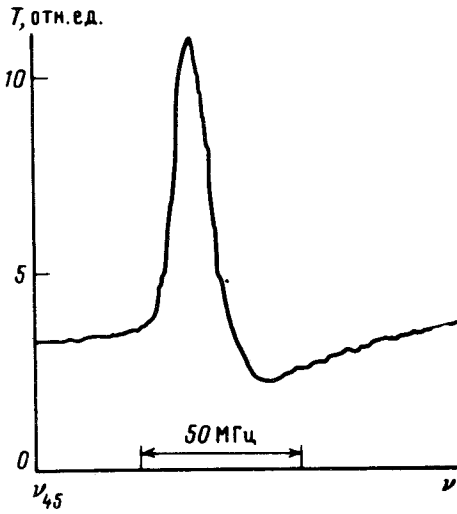


Рис. 1

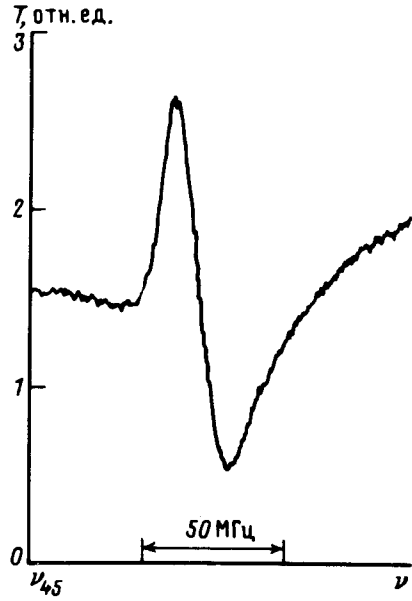


Рис. 2

Представляет интерес выделение нелинейной добавки коэффициента поглощения, связанной только с изменением поступательных степеней свободы. Для регистрации такого нелинейного резонанса насыщающий и пробный пучки были разведены в пространстве на 2 мм. Остальные экспериментальные условия оставались без изменения. Провал и пик на рис. 2 связаны со смещением группы атомов в окрестности $\delta \sim 1$ в высокочастотную область под действием силы светового давления. При $G \approx 1$ и $a = 0,8$ см за время пролета атома через световой пучок происходит $\sim 10^3$ актов переизлучения, и сила светового давления увеличивает продольную составляющую скорости этих атомов на величину $\delta v \sim \gamma c/\nu \sim 3$ м/с. Общий вид и зависимость амплитуды резонансов подобного типа от мощности и поперечного размера насыщающего лазерного пучка качественно подтверждают выражение (2). Однако следует обратить внимание, что выражение (2) нечетно по отстройке, ширины пика и провала должны быть равны. На рис. 2 резонанс, соответствующий минимуму пропускания излучения, имеет ширину примерно в 2 раза больше, чем резонанс, соответствующий максимуму пропускания. Одной из причин расхождения теоретических и экспериментальных данных по-видимому является то, что расчет был проведен в рамках теории возмущения ($G < 1$, $\epsilon_r \tau < 1$, $\alpha l < 1$)².

Таким образом, эффекты светового давления в газе меняют форму нелинейных резонансов. Изменяется четность резонансов как функция расстройки. Нелинейный отклик зависит от диаметра светового пучка. Наконец, взаимодействие световых пучков может быть нелокальным из-за изменения скоростного распределения атомов, прошедших через световой пучок. Все эти обстоятельства могут быть существенны в нелинейной спектроскопии высокого разрешения.

Литература

1. Краснов И.В., Шапарев Н.Я. ЖЭТФ, 1979, 77, 899.
2. Казанцев А.П. и др. Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 222.

3. *Балыкин В.И. и др. УФН, 1985, 147, 117.*
4. *Watts R., Wieman C.E. Opt. Lett., 1986, 11, 291.*
5. *Prentiss M.G., Ezekiel S. Phys. Rev., 1987, 35, 222.*
6. *Grimm R., Mlynek J. Phys. Rev. Lett., 1988, 61, 2308.*
7. *Акульшин А.М и др. ЖЭТФ, 1989, 96, 107.*

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11 июля 1989 г.
