

УДК 621.378.325

НЕЛИНЕЙНЫЕ РЕЗОНАНСЫ ПРИ НАЛИЧИИ ПОТОКОВ АТОМОВ В ДОЛГОЖИВУЩИХ КВАНТОВЫХ СОСТОЯНИЯХ

М. Б. Горный, Б. Г. Матисов

Рассмотрены нелинейные резонансы в форме линии перехода между долгоживущими квантовыми состояниями при возбуждении лазерным излучением встречных макроскопических потоков атомов газа, находящихся в этих состояниях. Показано, что характер резонансов существенно зависит от вида пробного СВЧ поля. Исследовано влияние расстройки лазерного излучения и давления буферного газа на резонансы.

1. Значительный прогресс в развитии лазерной техники сделал доступным очень широкий круг экспериментов по оптическому возбуждению любых атомных и молекулярных уровней. В связи с этим стал актуален вопрос о монохроматической лазерной накачке радиочастотных и СВЧ переходов (см., например, [1-4]). В отличие от оптической накачки с помощью традиционных источников света, у которых линия накачки сильно уширена и все атомы независимо от их скоростей имеют равную вероятность возбуждения, лазерные источники позволяют селективно по скоростям взаимодействовать с атомами газа. Это приводит к существенному перераспределению атомов по скоростям (демаксвеллизация) в долгоживущих квантовых состояниях, между которыми наблюдаются радиочастотные и СВЧ переходы. В проблеме стабилизации частоты основной вопрос, как известно [5], — изменение спектральных характеристик мощности поглощения (излучения) СВЧ поля в присутствии оптической накачки. Использование лазерных источников приводит к ряду интересных физических явлений. В частности, в работах [6, 7] указывалось на возникновение встречных макроскопических потоков частиц газа, находящихся в различных квантовых состояниях. При этом потоковая скорость v_n может быть весьма значительна и достигать значений порядка средней тепловой скорости v_T . Поэтому атомы, находящиеся в данных квантовых состояниях, по-разному взаимодействуют с СВЧ полем, вызывающим переходы между этими состояниями, а именно резонансные частоты для каждой группы атомов сдвинуты друг относительно друга на величину $\sim |q|v_n$, где q — волновой вектор СВЧ поля. В результате этого сдвига коэффициент поглощения на СВЧ переходе становится отрицательным в определенном частотном интервале, что приводит к усилению излучения.

В настоящей работе исследуется нелинейное изменение спектральных характеристик мощности поглощения (испускания) СВЧ поля при возбуждении макроскопических потоков атомов (молекул) лазерным излучением. Анализируется зависимость этих изменений от интенсивности и расстройки монохроматического оптического излучения.

Рассмотрены особенности проявлений нелинейных резонансных процессов на доплеровском контуре перехода пробного СВЧ поля в двух практически важных случаях: 1) поле в виде бегущей волны, 2) поле в виде стоячей волны. Исследовано влияние давления p буферного газа на резонансы. В частности, показано, что для стоячей волны в области давлений $p \sim 10^{-1}$ Тор крутизна формы линии в ее центре увеличивается.

2. Рассмотрим объем, заполненный парами активного вещества (например, парами щелочных атомов). Будем считать активные атомы трехуровневыми,

причем уровни 1 и 2 — это сверхтонкие (СТ) подуровни основного состояния, а 3 — оптический уровень. Положим, что к переходам 1—3 и 2—3 приложены когерентные электромагнитные поля в виде бегущих монохроматических волн (двухмодовое лазерное излучение). В результате взаимодействия атомов с этими полями максвелловское распределение по скоростям частиц на уровнях 1 и 2 деформируется, приобретая беннетовскую структуру. Асимметрия распределений приводит к возникновению встречных потоков частиц в состояниях $|1\rangle$ и $|2\rangle$. Возбуждение потоков наиболее эффективно при выполнении двух условий [7]. Первое из них заключается в равенстве амплитуд полей, приложенных соответственно к переходам 1—3 и 2—3. Второе — в коллинеарности их волновых векторов, причем возможны два случая: 1) волновой вектор \mathbf{k}_1 первого поля параллелен волновому вектору \mathbf{k}_2 второго поля, 2) \mathbf{k}_1 антипараллелен \mathbf{k}_2 . При этом, однако, налагаются разные условия на расстройки полей. В первом случае $\Omega_1 = -\Omega_2 = \Omega$, где $\Omega_1 = \omega_1 - \omega_{31}$, $\Omega_2 = \omega_2 - \omega_{32}$, ω_1 — частота первого поля, ω_2 — частота второго поля. Во втором случае $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega$, следовательно, здесь расстройка между ω_1 и ω_2 в точности равняется частоте ω_{21} СТ перехода. Изменение знака расстройки Ω на противоположное значение приводит к изменению направлений потоков атомов в состояниях $|1\rangle$ и $|2\rangle$.

Система уравнений для матрицы плотности активных атомов имеет вид [7] ($\mu, \nu = 1, 2; \mu \neq \nu$)

$$\hat{L}_{\mu\mu} f_{\mu\mu} = \frac{A}{2} f_{33} + \frac{\gamma_0}{2} f_{\nu\nu} + 2 \operatorname{Re} \{iV_{3\mu} \exp[i(\mathbf{k}_\mu \mathbf{r} - \omega_\mu t)] f_{\mu\nu}\},$$

$$\hat{L}_{33} f_{33} = -2 \sum_{\mu} \operatorname{Re} \{iV_{3\mu} \exp[i(\mathbf{k}_\mu \mathbf{r} - \omega_\mu t)] f_{\mu 3}\},$$

$$\hat{L}_{\mu 3} f_{\mu 3} = iV_{3\mu}^* \exp[i(\omega_\mu t - \mathbf{k}_\mu \mathbf{r})] (f_{\mu\mu} - f_{33}) + iV_{3\nu}^* \exp[i(\omega_\nu t - \mathbf{k}_\nu \mathbf{r})] f_{\mu\nu},$$

$$\hat{L}_{12} f_{12} = iV_{32} \exp[i(\mathbf{k}_2 \mathbf{r} - \omega_2 t)] f_{13} - iV_{13} \exp[i(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \mathbf{r})] f_{32},$$

$$f_{11} + f_{22} + f_{33} = \mathcal{M}(v), \quad (1)$$

где

$$\hat{L}_{ik} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla + \Gamma_{ik}, \quad \Gamma_{33} = A, \quad \Gamma_{\mu\mu} = \gamma_0/2, \quad \Gamma_{\mu 3} = A/2 - i\omega_{3\mu}, \quad \Gamma_{12} = \Gamma_0 - i\omega_{21},$$

$\gamma_0 = T_1^{-1}$ и $\Gamma_0 = T_2^{-1}$ — скорости продольной и поперечной релаксаций перехода 1—2, A^{-1} — время жизни уровня 3, $\hbar V_{3\mu}$ — матричный элемент дипольного взаимодействия поля с активным атомом, $\mathcal{M}(v)$ — распределение Максвелла, f_{ii} — функции распределения атомов по скоростям в состоянии $|i\rangle$ ($i=1, 2, 3$), f_{ij} ($i \neq j$) — соответствующие когерентности (недиагональные элементы матрицы плотности).

Стационарное пространственно-однородное решение (1) приводит к следующему выражению для инверсии $f(v) = f_{22}(v) - f_{11}(v)$ в пространстве скоростей между уровнями 2 и 1:

$$f(v) = \frac{\Delta W}{W} \mathcal{M}(v). \quad (2)$$

Здесь

$$\Delta W = \frac{1}{2} (W_1 - W_2), \quad W = \gamma_0 + \frac{1}{2} (W_1 + W_2), \quad W_\mu = |V_{3\mu}|^2 \frac{A}{A^2/4 + (\Omega_\mu - \mathbf{k}_\mu \mathbf{v})^2}. \quad (3)$$

При выводе (2) предполагалось, что $|V_{31}|, |V_{32}| \ll \Delta_D$, где Δ_D — доплеровская ширина линий переходов 1—3 и 2—3. Для щелочных атомов $k_1 \simeq k_2 \equiv k$ ($k \sim 10^5 \text{ см}^{-1}$, $k_1 - k_2 \sim 1 \text{ см}^{-1}$), $\Delta_D = kv_T \sim 10^9 \text{ с}^{-1}$.

При выполнении условий наиболее эффективного возбуждения потоков, о которых говорилось выше, из (2) следует, что инверсия в пространстве скоростей $f(v; \Omega)$ является нечетной функцией как переменной v , так и параметра Ω

$$f(-v) = -f(v), \quad f(-\Omega) = -f(\Omega).$$

Графики для f приведены на рис. 1, кривые 1, 2.

Интересно отметить, что в рассматриваемом случае, разность заселенностей (интегральная по скоростям) между уровнями 2 и 1 равна нулю

$$\rho = \int d^3v f(v) = 0,$$

т. е. не осуществляется никакой накачки, а происходит лишь деформация скоростного распределения атомов (молекул).

3. Приложим к исследуемой системе пробное СВЧ поле, частота ω' которого резонансна частоте ω_{21} СТ перехода. При этом считаем поле слабым и пренебрегаем его влиянием на заселенности состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$. Будем интересоваться формой линии СТ перехода в двух случаях: 1) пробное поле в виде бегущей волны, 2) пробное поле в виде стоячей волны.

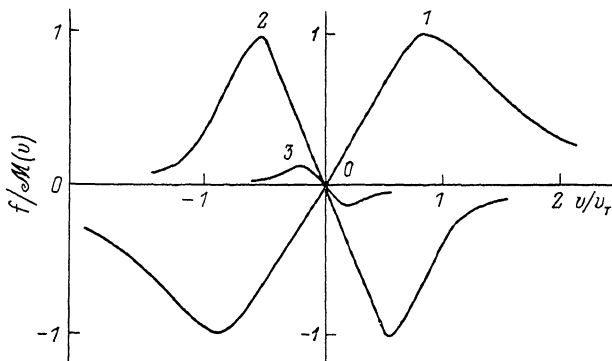


Рис. 1. Функция распределения инверсии заселенности по скоростям.

$\gamma_0 = \Gamma_0 = 100 \text{ c}^{-1}$, $\Delta_D = 2 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}$, $A = 4 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$, $V = 3 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$. 1 — $\Omega = \Delta_D$, $v = 0$; 2 — $\Omega = -0.3 \Delta_D$, $v = 0$; 3 — $\Omega = -0.3 \Delta_D$, $v = 10^6 \text{ c}^{-1}$, $v' = 3v$.

Как известно (см., например, [3, 8]), мощность излучения (поглощения) пробного поля определяется следующим выражением:

$$P_{21} = 2\hbar\omega' \text{Re} \langle iu_{21} \exp(i\omega't) f_{12} \rangle, \quad (4)$$

где угловые скобки означают усреднение по скоростям атомов, $\hbar u_{21}$ — матричный элемент взаимодействия СВЧ поля с атомом, а уравнение для когерентности f_{12} , определяющей форму линии СТ перехода, приобретает вид

$$\frac{\partial f_{12}}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla f_{12} = -(\Gamma_0 - i\omega_{21}) f_{12} - iu^*(\mathbf{r}, t) f(\mathbf{v}; \Omega). \quad (5)$$

Здесь f дается выражением (2), вид $u(\mathbf{r}, t)$ зависит от вида пробного поля.

Для бегущей волны

$$u(\mathbf{r}, t) = u_{21} \exp[i(\mathbf{q}\mathbf{r} - \omega't)], \quad (6)$$

а для стоячей волны

$$u(\mathbf{r}, t) = u_{21} \exp(-i\omega't) \sin \mathbf{q}\mathbf{r}. \quad (7)$$

Пусть пробное СВЧ поле представляет собой бегущую волну, распространяющуюся коллинеарно вектору \mathbf{k}_1 . Решая (5) с учетом (6), в стационарном пределе находим

$$P_{21} = 2\hbar\omega' |u_{21}|^2 F_{\pm}(\omega; \Omega),$$

$$F_{\pm}(\omega; \Omega) = \text{Re} \int_{-\infty}^{\infty} dv \frac{f(v; \Omega)}{\Gamma_0 + i(\omega \mp qv)}, \quad (8)$$

где $\omega = \omega' - \omega_{21}$, $F_{\pm}(\omega; \Omega)$ — форм-фактор, характеризующий контур линии СТ перехода, причем значок «+» соответствует варианту $\mathbf{q} \parallel \mathbf{k}_1$, а знак «-» — варианту $\mathbf{q} \perp \mathbf{k}_1$ (q направлен антипараллельно \mathbf{k}_1). Функции $F_{\pm}(\omega; \Omega)$ обладают рядом свойств

$$F_{\pm}(-\omega) = -F_{\pm}(\omega), \quad (9a)$$

$$F_{\pm}(-\Omega) = -F_{\pm}(\Omega), \quad (9б)$$

$$F_{\pm}(\omega) = -F_{\mp}(\omega), \quad (9в)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\omega F_{\pm}(\omega) = 0, \quad (9г)$$

причем последнее свойство указывает на проявление известного нелинейного интерференционного эффекта [3, 8]. Графики $F_{\pm}(\omega)$ представлены на рис. 2.

Из соотношения (9а) следует, что при любом знаке лазерной расстройки Ω имеется область частот ω , где $F_{\pm}(\omega) < 0$, т. е. в этом участке спектра пробное поле усиливается средой без инверсии заселенностей ($\rho=0$). Изменение знака Ω меняет область частот по ω , при которых $F_{\pm}(\omega) < 0$ (формула (9б)). К аналогичному следствию приводит изменение направления распространения пробного поля (9в). Объяснение этим особенностям в поведении F_{\pm} , а также появлению отрицательного поглощения достаточно простое и состоит в следующем. Хотя

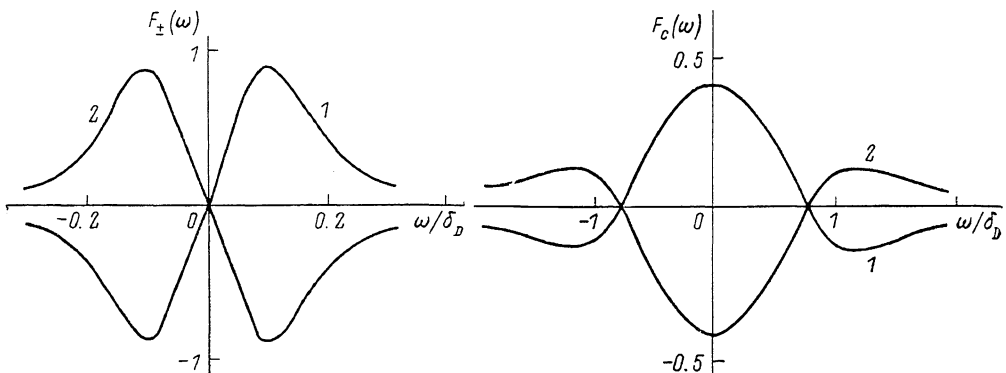


Рис. 2. Форм-фактор $F_{\pm}(\omega)$.

$\nu=0$, $\delta_D=4 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$. 1 — $\Omega=0.1 \Delta_D$, 2 — $(-0.1) \Delta_D$. Значения остальных параметров те же, что и на рис. 1.

Рис. 3. Форм-фактор $F_c(\omega)$.

$\nu=0$. 1 — $\Omega=0.9 \Delta_D$, 2 — $-0.9 \Delta_D$. Значения остальных параметров те же, что и на рис. 1.

полная инверсия ρ заселенностей в такой системе отсутствует, инверсия в пространстве скоростей отлична от нуля (рис. 1) и меняет знак, как при изменении знака ν , так и при изменении знака Ω . Наличие встречных потоков в состояниях $|1\rangle$ и $|2\rangle$ приводит к тому, что атомы, находящиеся в этих состояниях, взаимодействуют из-за эффекта Доплера с внешним СВЧ полем на разных резонансных частотах. Так, например, если атомы в состоянии $|2\rangle$ эффективно взаимодействуют с СВЧ полем на частоте $\omega_+ = \omega' - qv_{\parallel}$, то атомы в состоянии $|1\rangle$ — на частоте $\omega_- = \omega' + qv_{\parallel}$. Поточковая скорость [6] может достигать значений порядка тепловой скорости v_T . В результате контуры линий излучения и поглощения для СТ перехода оказываются раздвинутыми на величину $\sim qv_{\parallel}$, что для данного перехода сравнимо с его доплеровской шириной $\delta_D = qv_T$.

При $\omega > 0$ и $\mathbf{q} \parallel \mathbf{k}_1$ с СВЧ полем будут взаимодействовать атомы, движущиеся в одном направлении с бегущей волной. В данном случае таких атомов будет больше в состоянии $|2\rangle$, чем в $|1\rangle$, следовательно, в области частот $\omega > 0$ будет происходить усиление пробного поля (отрицательное поглощение). При $\omega < 0$ с полем эффективно взаимодействуют атомы, движущиеся навстречу волне, таких атомов больше в состоянии $|1\rangle$, поэтому при $\omega < 0$ СВЧ поле поглощается. При смене знака лазерной расстройки Ω изменяются направления потоков атомов, находящихся соответственно в состояниях $|1\rangle$ и $|2\rangle$, изменяется поэтому и область частот ω , где $F_{\pm}(\omega) < 0$.

Рассмотрим теперь случай, когда пробное СВЧ поле представляет собой стоячую волну (7). В стационарном пределе уравнение (5) сводится к обыкновенному дифференциальному уравнению первого порядка с заданной правой

частью. Интегрируя указанное уравнение и опуская промежуточные выкладки, имеем для форм-фактора в стоячей волне

$$F_c(\omega, \Omega) = \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{\infty} dvqv \frac{f(v; \Omega)}{(qv)^2 + (\Gamma_0 + i\omega)^2}. \quad (10)$$

Графики F_c , рассчитанные по (10), приведены на рис. 3. В зависимости от знака лазерной расстройки Ω в окрестности точного резонанса $\omega=0$ имеет место либо резкое поглощение, либо резкое усиление пробного поля. Положение максимума (минимума) центрального резонанса не зависит ни от величины интенсивности лазерного излучения, ни от его расстройки Ω . Для F_c выполняются свойства

$$F_c(-\omega) = F_c(\omega), \quad (11a)$$

$$F_c(-\Omega) = -F_c(\Omega), \quad (11b)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\omega F_c(\omega) = 0. \quad (11b')$$

Структура F_c (рис. 3) связана со специфическими особенностями взаимодействия поля стоячей волны с атомами. Как известно [9], атомы, скорость которых локализована вблизи нулевой скорости ($|v| \ll \Gamma_0/q$), дают так называемые резонансы четного порядка [10] (не изменяющие внутреннего состояния атома), которыми обусловлено появление центрального пика или провала в $F_c(\omega)$ при $\omega \simeq 0$.

4. Рассмотрим теперь влияние буферного газа на нелинейные резонансы в линии СТ перехода. При наличии буферного газа в кювете упругие столкновения активных и буферных атомов приводят к двум наиболее важным процессам. С одной стороны, буферный газ тормозит встречные потоки атомов в состояниях $|1\rangle$ и $|2\rangle$, в связи с чем инверсия в пространстве скоростей уменьшается, а вместе с ней уменьшается и амплитуда контура линии. С другой стороны, для СТ перехода сказывается эффект Дикке, приводящий к сужению линии.

При анализе влияния столкновений необходимо в систему кинетических уравнений (1) добавить столкновительные члены, учитывающие как упругие, так и неупругие столкновения с частицами буферного газа. Явный вид их можно найти в [3, 8].

Для получения аналитических выражений воспользуемся известными приближениями. Так, для оптических когерентностей f_{13} и f_{23} интегралы столкновений используем в отсутствие «фазовой памяти» [8]. Напротив, на микроволновом переходе 1—2 упругие столкновения проявляются с сохранением «фазовой памяти», поэтому в интеграле столкновения для f_{12} мы будем удерживать приходный член, так же как и для диагональных элементов матрицы плотности активных атомов (населенностей).

Так как амплитуды рассеяния отличаются слабо [11] в состояниях $|1\rangle$ и $|2\rangle$ для СТ перехода, то неупругие столкновения активных атомов с буферными могут быть учтены, как и в [12], переопределением скоростей продольной и поперечной релаксаций и введением столкновительного сдвига $\Delta_{\sigma\tau}$ в уравнение для f_{12}

$$\gamma = \gamma_0 + 2\eta^2\nu, \quad \Gamma = \Gamma_0 + 2\eta^2\nu, \\ \Delta_{\sigma\tau} = \eta\nu, \quad (12)$$

где η — параметр, представляющий собой по порядку величины отношение амплитуды неупругого рассеяния на переходе 1—2 к газокинетической амплитуде; $|\eta| \ll 1$ (подробнее см. [11]); ν — частота упругих столкновений в основном состоянии. Учитывая выше сказанное и записывая столкновительные интегралы в рамках модели сильных столкновений [8], имеем

$$\tilde{S}f_{ij} = -\nu_{ij}f_{ij} + \nu_{ij}\mathcal{M}(v) \int d^3v f_{ij}(v), \quad (13)$$

где

$$v_{11} = \tilde{v}_{11} = v_{22} = \tilde{v}_{22} = v_{12} = \tilde{v}_{12} \equiv v, \quad v_{33} = \tilde{v}_{33}, \quad v_{31} = v_{32} \equiv v' + iv'', \quad \tilde{v}_{31} = \tilde{v}_{32} = 0. \quad (14)$$

Решение системы (1) со столкновительными членами (13) можно привести к виду (2), где, однако,

$$W = \gamma + v + \frac{1}{2} (W_1 + W_2),$$

$$W_{\mu} = |V_{3\mu}|^2 \frac{A + 2v'}{(A + 2v')^2/4 + (\Omega_{\mu} - \mathbf{k}_{\mu}v)^2}, \quad (15)$$

$$\Omega_1 = \omega_1 - \omega_{31} - v'', \quad \Omega_2 = \omega_2 - \omega_{32} - v''.$$

Поведение f при разных v показано на рис. 1, кривые 2, 3. Видно, что с ростом давления буферного газа (с ростом v) инверсия в пространстве скоростей уменьшается.

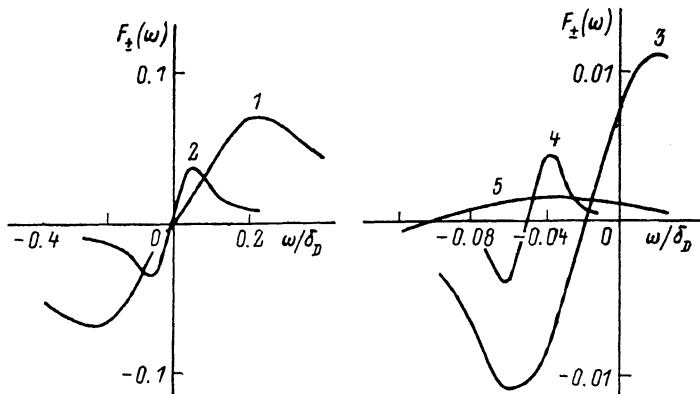


Рис. 4. Влияние давления буферного газа на форму линии в поле бегущей волны.

$\Omega = 0.1 \Delta_D$, $\eta = -3 \cdot 10^{-4}$. 1 — $v = 10^5$, 2 — $5 \cdot 10^5$, 3 — $2 \cdot 10^6$, 4 — $5 \cdot 10^6$, 5 — 10^7 с $^{-1}$. Значения остальных параметров те же, что и на рис. 1.

Уравнение (5) для f_{12} при учете столкновений заменяется на

$$\frac{\partial f_{12}}{\partial t} + v \nabla f_{12} = -[\Gamma + v - i(\omega_{21} + \Delta_{cr})] f_{12} + v \mathcal{M}(v) \int d^3v f_{12}(v) - iu^*(\mathbf{r}, t) f(\mathbf{v}; \Omega), \quad (16)$$

где $f(\mathbf{v}; \Omega)$ определяется (2) и (15).

Дальнейшие расчеты вполне аналогичны проделанным в разделе 3. Приведем окончательные выражения для форм-фактора F_{\pm} линии СТ перехода в пробном поле бегущей волны и форм-фактора F_c в пробном поле стоячей волны

$$F_{\pm}(\omega; \Omega) = \text{Re} \left\{ \frac{\int_{-\infty}^{\infty} dv f(v; \Omega) (\Gamma + v + i\Delta_{\pm})^{-1}}{1 - v \int_{-\infty}^{\infty} dv v \mathcal{M}(v) (\Gamma + v + i\Delta_{\pm})^{-1}} \right\}, \quad (17)$$

где $\Delta_{\pm} = \omega - \Delta_{cr} \mp pv$,

$$F_c(\omega; \Omega) = \text{Re} \left\{ \frac{\int_{-\infty}^{\infty} dv v q v f(v; \Omega) [(qv)^2 + (\Gamma + v + i\Delta)^2]^{-1}}{1 - v(\Gamma + v + i\Delta) \int_{-\infty}^{\infty} dv v \mathcal{M}(v) [(qv)^2 + (\Gamma + v + i\Delta)^2]^{-1}} \right\}, \quad (18)$$

где $\Delta = \omega - \Delta_{cr}$.

Функции $F_{\pm}(\omega; \Omega)$ и $F_c(\omega; \Omega)$ обладают теми же свойствами, что (9а—9г) и (11а—11в), но, естественно, с учетом столкновительного сдвига Δ_{cr} по частоте ω . Графики F_{\pm} и F_c для разных давлений буферного газа представлены на рис. 4 и 5. Заметно, что амплитуды резонансов с ростом давления резко

падают, однако их ширины (см., например, рис. 5) ведут себя в зависимости от p немонотонно. Так, сперва с ростом p (или ν) ширины резонансов уменьшаются, достигая минимальной величины в условиях сужения Дикке для СВЧ диапазона, в дальнейшем с ростом давления ширины начинают возрастать сначала из-за влияния упругих, а затем и неупругих столкновений. Кроме этого, с ростом p увеличивается солкновительный сдвиг линии СТ перехода. Минимальная ширина резонансов достигается при $\nu \sim (2-5) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, что соответствует давлению буферного газа $p \sim 0.1 \text{ Тор}$. Так, для случая пробного поля в виде

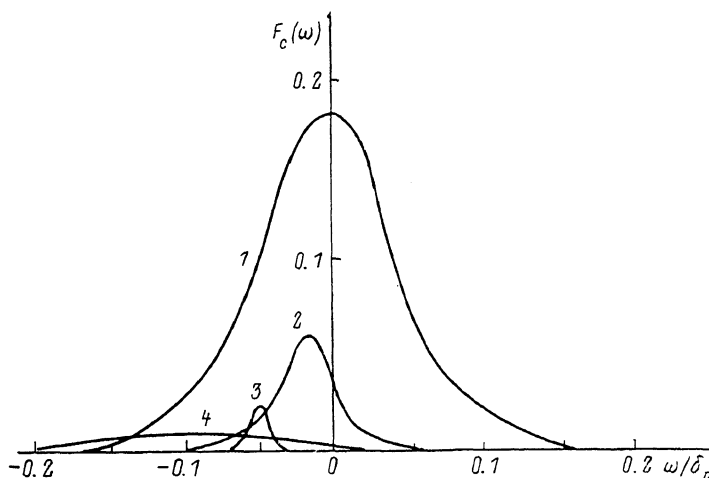


Рис. 5. Влияние давления буферного газа на форму линии в поле стоячей волны.

$\omega = 0.9 \Delta p$. 1 — $\nu = 5 \cdot 10^6$, 2 — $2 \cdot 10^6$, 3 — $5 \cdot 10^5$, 4 — 10^7 с^{-1} . Значения остальных параметров те же, что и на рис. 1. Отрицательные крылья при данных ν не видны в масштабе рисунка.

стоячей волны минимальная ширина центрального пика (провала) равна при этом примерно 60 Гц. Таким образом, как видно из рис. 5, в области давлений $p \sim 0.1 \text{ Тор}$ крутизна центрального резонанса возрастает по сравнению с ситуацией отсутствия буферного газа, и положение его не зависит от характеристик лазерного излучения, а определяется лишь давлением буферного газа. Резонанс сдвигается в область отрицательных ω при использовании, например, в качестве буферного газа Ar, Kr или Xe и в область положительных ω , если в качестве буферного газа используется Ne. Укажем, что этот сдвиг можно убрать подбором соответствующей смеси буферных газов, как это принято в технике стабилизации частоты [5].

Авторы признательны Е. Б. Александрову и Р. А. Житникову за полезные обсуждения настоящей работы.

Литература

- [1] Arditi M., Picque J. L. J. Phys. Lett., 1980, v. 41, p. 379—381.
- [2] Лазерная спектроскопия атомов и молекул / Под ред. Г. Вальтека. М.: Мир, 1979. 432 с.
- [3] Попов А. К. Введение в нелинейную спектроскопию. Новосибирск: Наука, 1983. 274 с.
- [4] Будкин Л. А., Пихтелев А. И., Пузанов С. Л. и др. Техника средств связи. Сер. Радиометрическая техника, 1983, № 1 (47), с. 69—72.
- [5] Григорьянц В. В., Жаботинский М. Е., Золин В. Ф. Квантовые стандарты частоты. М.: Наука, 1968.
- [6] Агапьев Б. Д., Горный М. Б., Матисов Б. Г. Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 18, с. 1141—1145.
- [7] Агапьев Б. Д., Горный М. Б., Матисов Б. Г. Опт. и спектр., 1986, т. 61, № 6, с. 1155—1158.
- [8] Раутиан С. Г., Смирнов Г. И., Шалагин А. М. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. Новосибирск: Наука, 1979. 312 с.
- [9] Летохов В. С., Чеботаев В. П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. М.: Наука, 1975. 280 с.

- [10] *Миногин В. Г., Летохов В. С.* Давление лазерного излучения на атомы. М.: Наука, 1986. 224 с.
- [11] *Батыгин В. В., Гужва Ю. Г., Матисов Б. Г., Топтыгин И. Н.* ЖЭТФ, 1977, т. 73, № 12, с. 2107—2121.
- [12] *Агапьев Б. Д., Горный М. Б., Матисов Б. Г.* Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 5, с. 315—318.

Ленинградский политехнический
институт им. М. И. Калинина

Поступило в Редакцию
26 июня 1987 г.
В окончательной редакции
25 декабря 1987 г.

