УДК 537.29 : 535.33/34

О СПЕКТРАХ ИСПУСКАНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ В СИЛЬНОМ ПОЛЕ

Р. И. Соколовский

Исследуется изменение формы линии излучения и поглощения атомной системы, помещенной в сильное резонансное электромагнитное поле оптической частоты. Рассматривается переход, смежный переходу, резонансному сильному полю. Под действием поля на допплеровском контуре линии излучения (поглощения) появляется тонкая структура, связанная с тремя явлениями: 1) образованием неравновесного распределения по скоростям, 2) расщеплением атомных уровней, 3) нелинейным интерференционным эффектом (НИЭФ). Детально анализируются явления, связанные с расщеплением атомных уровней и НИЭФ.

В последнее время появилось большое число теоретических и экспериментальных работ, в которых изучалось изменение формы линии излучения, поглощения и генерации газа в сильном резонансном монохроматическом поле [1–8]. Было установлено, что изменения формы линии перехода, смежного с переходом, резонансным сильному полю, связаны с тремя явлениями: 1) образованием неравновесного распределения по скоростям, 2) расщеплением атомных уровней, 3) нелинейным интерференционным эффектом (НИЭФ) [1, 3, 5]. Наибольшее внимание было уделено НИЭФ, так как вследствие этого явления в спектре излучения, поглощения и генерации при определенных условиях появляется тонкая структура с шириной у́же естественной ширины линии для данного перехода [1, 2, 5]. Явления, связанные с расщеплением атомных уровней, либо были совсем выпущены [2], либо проанализированы лишь частично [1, 5, 8]. Устранению этого пробела в теории и посвящена настоящая работа.

Интерес к явлению расщепления уровней связан с тем, что оно также приводит к образованию чрезвычайно резкой структуры в спектре [8]. Ширина последней с ростом напряженности сильного поля, при условиях наиболее благоприятных для НИЭФ, растет медленнее ширины «пичка», связанного с НИЭФ. И уже при параметре насыщения $\varkappa \geqslant 1$ тонкая структура линии определяется в основном расщеплением атомных уровней.

Качественно это можно понять следующим образом. С ростом напряженности поля растет ширина беннетовского распределения по скоростям, а следовательно, и ширины уровней «эффективного атома» [5]. Изменение ширин уровней «эффективного атома» приводит к невозможности их расщепления полем и, как следствие, к резкому уширению интерференционного пичка [5]. С другой стороны, расщепление уровней обычного (не «эффективного») атома вовсе не зависит от заселенностей уровней, комбинирующих с сильным полем, и уширение беннетовского распределения на нем не сказывается. Поэтому при достаточно большом параметре насыщения наиболее резкая структура на допплеровском контуре линии связана с явлением расщепления атомных уровней, а не с НИЭФ.

Перейдем к количественному описанию интересующих нас явлений. Рассмотрим атомную систему в поле двух плоских волн: сильном поле

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos(\omega t - \mathbf{kx}), \tag{1}$$

резонансном переходу $m—n$, и слабом поле

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_\mu \cos(\omega_\mu t - \mathbf{kx}), \tag{2}$$

резонансном какому-либо из переходов $f-m$, $m-l$, $g-n$, $n-j$, смежным с переходом $m-n$ (рис. 1). Для определенности выберем переход $g-n$, т. е. будем считать, что частота поля ω_μ близка к частоте перехода ω_{gn}.

Мощность, излучаемая (поглощаемая) атомной системой на частоте ω_μ, определяется формулой

$$W_{gn} = -\hbar\omega_\mu 2\,\mathrm{Re}\left\langle iV_{gn}e^{i\omega_{gn}t}\rho_{ng}\right\rangle.$$

Здесь и в дальнейшем угловые скобки означают усреднение по максвелловскому распределению атомов по скоростям; V_{gn} — матричный элемент взаимодействия атомной системы с полем (2), ρ_{ng} — элемент матрицы плотности атома в полях (1) и (2). Его можно найти, решив в резонансном приближении систему уравнений для ρ-матрицы при однородном в пространстве и постоянном во времени возбуждении. В вычислениях следует ограничиться первым приближением по V_{gn}. Выполняя стандартные выкладки [5], найдем, что

$$W_{gn} = 2\hbar\omega_\mu G_\mu^2\,\mathrm{Re}\left\langle\left[i\Omega'_\mu + \Gamma_{ng} + \frac{G^2}{\Gamma_{gm} + i(\Omega'_\mu - \Omega')}\right]^{-1}\left\{N_g - N_n - (N_m - N_n)\times\right.\right.$$
$$\left.\left.\times\frac{\pi G^2}{\Gamma_Б}w_Б(v)\left[\frac{2\Gamma}{\Gamma_n}\left(1-\frac{\gamma_{mn}}{\Gamma_m}\right) + \frac{\Gamma + i\Omega'}{i(\Omega'_\mu - \Omega') + \Gamma_{gm}}\right]\right\}\right\rangle. \qquad (3)$$

Здесь Γ_{gm}, Γ_{ng}, $\Gamma_{mn} = \Gamma$ — константы релаксации соответствующих переходов, Γ_m, Γ_n — константы релаксации уровней, γ_{mn} — коэффициент Эйнштейна перехода $m-n$; $\Omega = \omega - \omega_{mn}$, $\Omega' = \Omega - \mathbf{k}\mathbf{v}$, $\Omega_\mu = \omega_\mu - \omega_{gn}$, $\Omega'_\mu = \Omega_\mu - \mathbf{k}_\mu\mathbf{v}$;

$$G = \left|\frac{\mathbf{d}_{mn}\mathbf{E}_0}{2\hbar}\right|, \quad G_\mu = \left|\frac{\mathbf{d}_{gn}\mathbf{E}_\mu}{2\hbar}\right|,$$

N_m, N_n, N_g — интегральные заселенности уровней, $w_Б(v) = \frac{1}{\pi}\frac{\Gamma_Б}{(\Omega'^2 + \Gamma_Б^2)}$ — распределение Беннета, $\Gamma_Б = \Gamma\sqrt{1+\varkappa}$, $\varkappa$ — параметр насыщения

$$\varkappa = \left(1 - \frac{\gamma_{mn}}{\Gamma_m + \Gamma_n}\right)\left(\frac{1}{\Gamma_m} + \frac{1}{\Gamma_n}\right)\frac{2G^2}{\Gamma}.$$

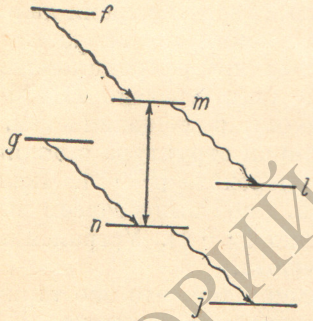

Рис. 1. Схема рассматриваемых переходов.

Если отбросить в формуле (3) угловые скобки, то получится формула, которая описывает изменение формы линии атома, двигающегося с постоянной скоростью v. Множитель, стоящий перед фигурной скобкой, имеет два полюса, соответствующие расщеплению уровня n на два подуровня под действием поля [4]. Для очень сильных полей, когда величина расщепления превосходит допплеровскую ширину ($G \gg k\bar{v}$) линии перехода $g-n$, спектр излучения (поглощения) должен состоять из двух компонент [1]. Экспериментально это явление наблюдалось в работах [9, 10] для паров атомов калия в поле гигантского импульса рубинового лазера.

В другом предельном случае $G \ll k\bar{v}$ ($\Gamma \ll k\bar{v}$) явление расщепления атомных уровней маскируется эффектом Допплера и непосредственно не наблюдается. Однако при определенных условиях существование расщепления для каждого отдельного атома все же приводит к изменению формы линии излучения (поглощения) ансамбля атомов с максвелловским распределением по скоростям. Чтобы это понять, нужно подробнее рассмотреть динамику взаимодействия ансамбля атомов с полем излучения. При этом удобно, в случае $\Omega' \neq 0$, тот подуровень уровня n, который в пределе $G \to 0$ совпадает с n, называть основным, а второй — виртуальным. Расстояние между подуровнями зависит от расстройки Ω', а следовательно, и от скорости атома. Поэтому при фиксированных ω и ω_μ часть атомов переходит с уровня g на основной подуровень ($N_g > N_n$), а часть — на виртуальный с излучением кванта $\hbar\omega_\mu$. Среди атомов, которые совершают переходы между основным подуровнем и уровнем g, можно выделить группу, связанную с действием на атомную систему поля G. Их число при $G \to 0$ пропорционально G^2. Реализоваться могут два случая: 1) атомы этой группы поглощают ($N_g > N_n$), а атомы, переходящие на виртуальный уровень, излучают; 2) обе группы атомов излучают. С помощью формулы (3) нетрудно убедиться, что число атомов в обеих группах одинаково. Следовательно, в первом случае существование расщепления уровней не сказывается на излучаемой (поглощаемой) мощности. Во втором случае изменением ω_μ можно добиться слияния группы атомов, совершающих переходы на основной уровень, с группой атомов, совершающих переходы на виртуальный уровень. В результате излучаемая мощность должна уменьшиться. Соответственно на контуре линии перехода g—n появляется узкая структура в виде «провала», обусловленная расщеплением уровня n.

Для иллюстрации вышеизложенного рассмотрим ситуацию, когда изменение формы линии определяется только расщеплением уровня n ($N_m - N_n = 0$), и ограничимся первым порядком теории возмущений по G^2. С помощью формулы (3) можно найти зависимость излучаемой (поглощаемой) мощности от скорости атома при фиксированных ω и ω_μ и параллельных k и k_μ.

$$W(\bar{v}) = 2\hbar\omega_\mu G_\mu^2 (N_g - N_n)(\sqrt{\pi}\bar{v})^{-3} \exp\left\{-\frac{v^2}{\bar{v}^2}\right\} \left[\left(1 + \frac{k - k_\mu}{k_\mu}\frac{k_\mu}{k}\frac{G^2}{z^2}\right)\frac{\Gamma_{ng}}{(\Omega_\mu - \eta)^2 + \Gamma_{ng}^2} + \right.$$

$$\left. + \left(\frac{k - k_\mu}{k}\right)^2 \frac{G^2}{z^2} \frac{\Gamma_{gm}}{\left(\Omega_\mu - \Omega - \frac{k_\mu - k}{k_\mu}\eta\right)^2 + \Gamma_{gm}^2}\right], \quad (4)$$

$$z = \Omega_\mu - \frac{k_\mu}{k}\Omega, \quad \eta = k_\mu v, \quad \bar{v} = \sqrt{\frac{2kT}{M}},$$

$$\mathbf{kk}_\mu > 0, \quad |z| \geqslant \Gamma_k = \frac{k_\mu}{k}\Gamma_{gm} + \left(1 - \frac{k_\mu}{k}\right)\Gamma_{ng}.$$

Проанализируем полученную формулу. Имеется два «пичка» в распределении по скоростям (4), амплитуда которых пропорциональна G^2. Пички имеют лорентцеву форму с ширинами Γ_{ng} и Γ_{gm} соответственно. Первый пичок соответствует атомам, излучающим ($k > k_\mu$) или поглощающим ($k < k_\mu$) квант $\hbar\omega_\mu$ при переходе между уровнем g и основным подуровнем уровня n. Второй пичок соответствует атомам, излучающим квант $\hbar\omega_\mu$ при переходе на виртуальный подуровень. Площади пичков одинаковы. Первый случай реализуется, когда $k < k_\mu$. Число атомов, переходящих на основной подуровень, уменьшается за счет действия поля, зато во столько же раз увеличивается число атомов, переходящих на виртуальный подуровень. Суммарная мощность не меняется, и расщепление уровней не проявляется.

Во втором случае ($k > k_\mu$) с ростом поля увеличивается как число атомов, переходящих на основной подуровень, так и число атомов, переходящих на виртуальный подуровень. При изменении Ω_μ центры пичков могут совпасть, что приведет к уменьшению излучаемой мощности. На контуре линии излучения ($N_g > N_n$) появится «провал», центр которого можно найти, приравняв абсциссы максимумов в распределении (4): $\Omega_\mu = \frac{k_\mu}{k_\mu - k}(\Omega_\mu - \Omega)$, откуда $\Omega_\mu = \frac{k_\mu \Omega}{k}$.

Чтобы найти форму провала, нужно провести в формуле (3) усреднение по скоростям для параллельных k и k_μ при $N_m - N_n = 0$. В результате для излучаемой (поглощаемой) мощности получится следующая формула ($\Gamma \ll k\bar{v}$, $G \ll k\bar{v}$):

$$W = 2\hbar\omega_\mu G_\mu^2 \frac{\sqrt{\pi}}{k\bar{v}} e^{\frac{-\Omega_\mu^2}{(k\bar{v})^2}} (N_g - N_n) \operatorname{Re}\left[1 - \frac{k-k_\mu}{k}\frac{k_\mu}{k}\frac{2G^2}{\Gamma_k^2}\Theta(k-k_\mu) J_1(\Omega_\mu)\right], \quad (5)$$

где

$$J_1(\Omega_\mu) = \frac{\frac{\Gamma_k^2}{2}}{W(\zeta)\left[\frac{\zeta}{2} + W(\zeta)\right]}; \quad W(\zeta) = \sqrt{\left(\frac{\zeta}{2}\right)^2 + \frac{k-k_\mu}{k}\frac{k_\mu}{k}|G|^2}; \quad (6)$$

$$\zeta = \Gamma_k + iz, \quad z = \Omega_\mu - \frac{k_\mu}{k}\Omega, \quad \Gamma_k = \frac{k_\mu}{k}\Gamma_{gm} + \left(1 - \frac{k_\mu}{k}\right)\Gamma_{ng}.$$

Из формул (5) и (6) следует, что параметр «насыщения» явления расщепления $\varkappa_p = \frac{k-k_\mu}{k}\frac{k_\mu}{k}\frac{G^2}{\Gamma_k^2}$ отличен от $\varkappa$. Например, в условиях наиболее благоприятных для проявления НИЭФ [5] $\left(\frac{\Gamma}{\Gamma_k}\right)^2 \varkappa_p \ll \varkappa$. Поэтому в ряде случаев $\varkappa_p \ll 1$ даже при конечных $\varkappa$ и удобно пользоваться приближенным выражением

$$J_1(\Omega_\mu) \simeq J_1^0(\Omega_\mu) = \left[\frac{\Gamma_k}{\Gamma_k + i\left(\Omega_\mu - \frac{k_\mu}{k}\Omega\right)}\right]^2. \quad (7)$$

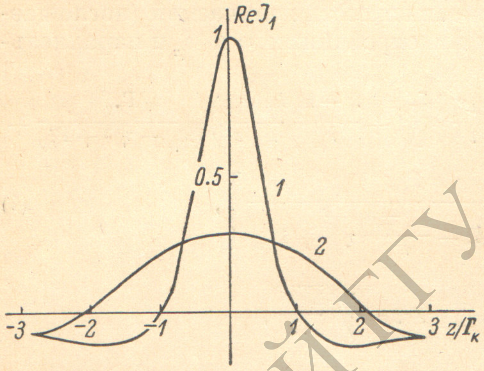

Рис. 2. Графики функции $\operatorname{Re} J_1(\Omega_\mu)$.
1 — бесконечно малый параметр насыщения $\varkappa_p$, *2* — $\varkappa_p = 1$.

Графики функции $\operatorname{Re} J_1(\Omega_\mu)$ изображены на рис. 2. Первая кривая соответствует $\varkappa_p \ll 1$ и построена по формуле (7), вторая кривая соответствует $\varkappa_p = 1$. Из сравнения кривых можно заключить, что с ростом $\varkappa_p$ особенность, связанная с расщеплением уровней, размывается.

В общем случае, когда $N_m - N_n \neq 0$, наряду с расщеплением уровней начинают играть роль НИЭФ и неравновесное распределение по скоростям на уровнях m и n. Усреднение по скоростям в формуле (3) для параллельных и антипараллельных k и k_μ также может быть выполнено в предположении, что $\Gamma \ll kv$, $G \ll kv$. Полученную формулу удобно представить в виде

$$W = \pm 2\hbar\omega_\mu G_\mu^2 \frac{\sqrt{\pi}}{k_\mu v} e^{\frac{-\Omega_\mu^2}{(k_\mu\bar{v})^2}} \operatorname{Re}\{(N_g - N_n)[1 - \bar{J}_1(\Omega_\mu)] -$$

$$- (N_m - N_n)[F_\pm(\Omega_\mu) + f_\pm(\Omega_\mu) + \bar{J}_2(\Omega_\mu)]\}. \quad (8)$$

Здесь $F_\pm(\Omega_\mu)$, $f_\pm(\Omega_\mu)$ — функции, описывающие изменение формы линии «эффективного неподвижного атома» [5]

$$F_\pm(\Omega_\mu) + f_\pm(\Omega_\mu) = \frac{k_\mu}{k}\frac{2G^2}{\sqrt{1+\varkappa}} \frac{\Gamma_n^{-1}\left(1 - \frac{\gamma_{mn}}{\Gamma_m}\right)[\Gamma_\pm + iz] + \left(\frac{1 \pm \sqrt{1+\varkappa}}{2}\right)}{(\Gamma_0 + iz)(\Gamma_\pm + iz) + G^2}, \quad (9)$$

$$\Gamma_0 = \Gamma_{ng} + \frac{k_\mu}{k}\Gamma_Б, \quad \Gamma_\pm = \Gamma_{gm} + \left(\frac{k_\mu}{k} \mp 1\right)\Gamma_Б.$$

Знаки $+$ и $-$ в (9) означают соответственно k_μ вдоль и против k. Функция

$$\tilde{J}_1(\Omega_\mu) = \Theta(k - k_\mu)\,\Theta(kk_\mu)\,\frac{k - k_\mu}{k}\,\frac{k_\mu}{k}\,\frac{2G^2}{\Gamma_k^2}\,J_1(\Omega_\mu) \tag{10}$$

описывает расщепление уровней для ансамбля атомов с максвелловским распределением по скоростям. Соответственно функция

$$\tilde{J}_2(\Omega_\mu) = -\Theta(k - k_\mu)\,\Theta(kk_\mu)\times \times\frac{k - k_\mu}{k}\,\frac{k_\mu}{k}\,\frac{2G^2}{\Gamma_k^2}\,J_2(\Omega_\mu), \tag{11}$$

где

$$J_2(\Omega_\mu) = -\frac{k - k_\mu}{k}\,\frac{\frac{\Delta(\zeta)}{2}}{W(\zeta)}\times \times\frac{\Gamma_k^2}{[iz + \Delta(\zeta) + \Gamma_{gm}]^2 - \left(1 - \frac{k_\mu}{k}\right)^2\Gamma_Б^2}\times \times\left\{\frac{2\Gamma}{\Gamma_n}\left(1 - \frac{\gamma_{mn}}{\Gamma_m}\right) - \frac{1}{\Delta(\zeta)}\,\frac{k}{k - k_\mu}\times \times\left[iz + \Delta(\zeta) + \Gamma_{gm} + \left(1 - \frac{k_\mu}{k}\right)\Gamma\right]\right\}, \tag{12}$$

$$\Delta(\zeta) = \left(W(\zeta) - \frac{\zeta}{2}\right)\frac{k}{k_\mu}$$

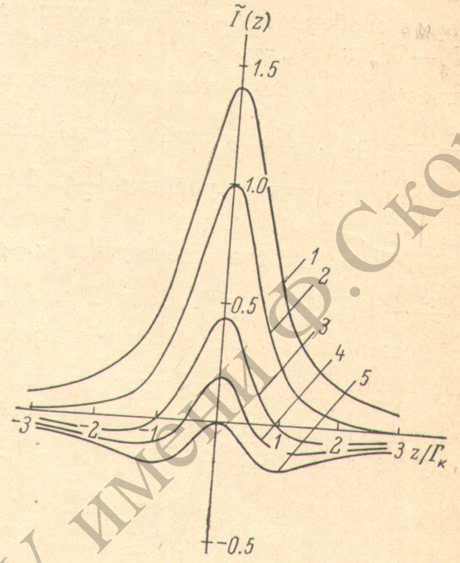

Рис. 3. Графики функции $\tilde{I}(z) = \left[\left(\frac{\xi}{\varepsilon} - 1\right)^2 + 4\right]^{-1/2} I(z)$ для разных значений параметра $\frac{\xi}{\varepsilon}$.

$1 - \frac{\xi}{\varepsilon} = 3$, $2 - \frac{\xi}{\varepsilon} = 1$, $3 - \frac{\xi}{\varepsilon} = 0$, $4 - \frac{\xi}{\varepsilon} = -0.5$, $5 - \frac{\xi}{\varepsilon} = -1$.

описывает расщепление для неравновесной добавки к максвелловскому распределению вкупе с НИЭФ. При малом параметре насыщения $\varkappa_p$ ($\varkappa_p \ll I$) $\Delta(\zeta) \simeq 0$ и вместо (12) можно пользоваться приближенной формулой

$$J_2(\Omega_\mu) \simeq \frac{\Gamma_k^2}{iz + \Gamma_k}\,\frac{iz + \Gamma_{gm} + \left(1 - \frac{k_\mu}{k}\right)\Gamma}{(iz + \Gamma_{gm})^2 - \left(1 - \frac{k_\mu}{k}\right)^2\Gamma_Б^2}. \tag{13}$$

Проанализируем формулу (8) при малых параметрах насыщения $\varkappa \ll 1$, $\varkappa_p \ll 1$. В этом случае функции $J_2(\Omega_\mu)$, $f_+(\Omega_\mu)$, $F_+(\Omega_\mu)$ следует разложить в ряд по соответствующим малым параметрам и ограничиться первыми неисчезающими поправками. Затем, если объединить соответствующие приближенные выражения для функций $J_1(\Omega_\mu)$, $J_2(\Omega_\mu)$ и $f_+(\Omega_\mu)$, то можно получить формулу ($k > k_\mu$, $\mathbf{kk}_\mu > 0$)

$$W \simeq 2\hbar\omega_\mu G_\mu^2\,\frac{\sqrt{\pi}}{k\bar{v}}\,e^{\frac{-\Omega_\mu^2}{(k\bar{v})^2}}\left\{N_g - N_n - (N_m - N_n)\,\frac{2G^2}{\Gamma_0\Gamma_n}\,\frac{k_\mu}{k}\,\Lambda(z)\right\}, \tag{14}$$

где

$$\left.\begin{aligned}
\Lambda(z) &= \left(1 - \xi - \frac{\gamma_{mn}}{\Gamma_m}\right)\frac{\Gamma_0^2}{\Gamma_0 + z^2} + \varepsilon\,\frac{\Gamma_0}{\Gamma_k}\,I(z),\\
I(z) &= \left(\frac{\xi}{\varepsilon} - 1\right)\frac{\Gamma_k^2}{\Gamma_k^2 + z^2} + 2\left(\frac{\Gamma_k^2}{\Gamma_k^2 + z^2}\right)^2,\\
\varepsilon &= \frac{N_g - N_n}{N_m - N_n}\,\frac{k - k_\mu}{k}\,\frac{\Gamma_n}{\Gamma_k},\quad \xi = \frac{\Gamma_n}{\Gamma - \Gamma_{mg} + \Gamma_{ng}}.
\end{aligned}\right\} \tag{15}$$

Когда константы релаксации определяются лишь радиационным затуханием, $\xi = 1$, кроме того, для высоко возбужденных состояний обычно $\frac{\gamma_{mn}}{\Gamma_m} \ll 1$. Поэтому в большинстве случаев изменение формы линии в основном определяется функцией $I(z)$. Графики этой функции приведены на рис. 3 для различных значений параметра $\frac{\xi}{\varepsilon}$. Их анализ показывает, что форма особенности резко зависит от отношения разности заселенностей $N_g - N_n$ к $N_m - N_n$. В предельных случаях изменение формы линии определяется либо только расщеплением уровней $\left(\frac{\xi}{\varepsilon} = 0\right)$, либо НИЭФ $\left(\frac{\xi}{\varepsilon} = \pm\infty\right)$. Последний случай как раз и рассматривался в работе [5], но тем не менее условие $\frac{\xi}{\varepsilon} \gg 1$ в соответствующем месте упомянуто не было.

При параметре насыщения $\varkappa \sim 1$ наиболее интересен случай, когда $\left(\frac{k_\mu}{k} - 1\right)\Gamma_Б \ll \Gamma_{gm}$ [5]. Если Γ и Γ_{gm} величины одного порядка, то $\varkappa_p \ll 1$ и можно пользоваться приближенными формулами (7) и (13), выбросив из них члены, пропорциональные $\left(1 - \frac{k_\mu}{k}\right)$. После несложных алгебраических преобразований приближенное выражение для мощности в этом случае выглядит так ($k > k_\mu$, $\mathbf{k}_\mu \mathbf{k} > 0$):

$$W \approx 2\hbar\omega_\mu G_\mu^2 \frac{\sqrt{\pi}}{k\bar{v}} e^{\frac{-\Omega_\mu^2}{(k\bar{v})^2}} \operatorname{Re}\left\{ N_g - N_n - (N_m - N_n)\left[F_+(\Omega_\mu) + \right.\right.$$

$$\left.\left. + f_+(\Omega_\mu) - 2\varkappa_p\left(1 + \frac{N_g - N_n}{N_m - N_n}\right) J_1^0(\Omega_\mu)\right]\right\}. \qquad (16)$$

Из формулы (16) следует, что с ростом напряженности сильного поля наиболее резкая структура на допплеровском контуре линии определяется явлением расщепления уровней, так как ширина функции $f_+(\Omega_\mu)$ при конечном параметре насыщения $\varkappa$ резко возрастает [5] в связи с ростом ширин «эффективного» атома.

Литература

[1] Г. Е. Ноткин, С. Г. Раутиан, А. А. Феоктистов. ЖЭТФ, *52*, 1673, 1967.
[2] M. S. Feld, A. Javan. Phys. Rev., *177*, 540, 1969.
[3] С. Г. Раутиан, А. А. Феоктистов. ЖЭТФ, *56*, 227, 1969.
[4] С. Г. Раутиан. Тр. ФИАН, *43*, 3, 1968.
[5] Т. Я. Попова, А. К. Попов, С. Г. Раутиан, Р. И. Соколовский. ЖЭТФ, *57*, 850, 1969.
[6] H. K. Holt. Phys. Rev., Letts, *20*, 410, 1968.
[7] И. М. Бетеров, В. П. Чеботаев. ЖЭТФ, Письма в Редакцию, *9*, 216, 1969.
[8] T. Hänsch, R. Kell, A. Schabert, Ch. Schmelzev, P. Toschek. Zs. f. Phys., *226*, 293, 1969.
[9] А. М. Бонч-Бруевич, Н. Н. Костин, В. А. Ходовой, В. В. Хромов. ЖЭТФ, *56*, 144, 1969.
[10] Ю. М. Кирин, Д. П. Ковалев, С. Г. Раутиан, Р. И. Соколовский. ЖЭТФ, Письма в Редакцию, *9*, 7, 1969.

Поступило в Редакцию 5 ноября 1969 г.