

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ПРОЯВЛЕНИЯ НАСЫЩЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДОВ СОБСТВЕННЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Э. Г. Сапрыкин^{a,*}, С. Н. Селезнев^b, В. А. Сорокин^{b,**}

^a Новосибирский государственный университет
630090, Новосибирск, Россия

^b Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 30 ноября 2002 г.,
после переработки 13 мая 2003 г.

Вынужденное поглощение собственного спонтанного излучения газоразрядной плазмы может быть причиной существенного роста населенности излучающих состояний, дополнительного сравнительно с их населенностью, задаваемой неупругими столкновениями и спонтанным распадом с вышележащих уровней. Наложение магнитного поля уменьшает эффект такого самонасыщения и позволяет выделить его вклад в населенность уровня. Рассматриваются изменения доплеровского контура поглощения слабого монохроматического излучения как функции магнитного поля, которые обусловлены радиационными переходами, вынужденными насыщающим спонтанным излучением.

PACS: 32.60.+i, 33.55.-b, 42.50.-p, 51.70.+f

1. ВВЕДЕНИЕ

Со времен Эйнштейна осознана роль вынужденных радиационных переходов в кинетике квантовых состояний. Но широкие исследования их многообразных следствий начались с появлением лазеров. Это связано с тем, что вынужденные переходы заметно проявляются, когда их вероятности, зависящие от интенсивности излучения, индуцирующего переходы, сравнимы с вероятностями спонтанных переходов. Необходимые для этого интенсивности легко достигаются при использовании лазерного излучения. Под его воздействием сравниваются заселенности уровней оптического перехода, сокращаются времена жизни уровней, наблюдаются другие проявления присутствия вынужденных радиационных переходов (см., например, [1]). В отсутствие насыщающего лазерного излучения скорости вынужденных переходов под действием собственного спонтанного излучения газоразрядной плазмы низкого давления, как правило, малы по сравнению со скоростями спонтанного распада уровней. Поэтому их

влияние трудно обнаружить на фоне других процессов, имеющих место в плазме (неупругие столкновения с электронами и атомами, спонтанный распад вышележащих уровней), и их вкладом пренебрегали. Роль вынужденных переходов в формировании характеристик газоразрядной плазмы стала осознаваться только в последнее время. Так, в недавних работах [2–4] показано, что и в обычной низкотемпературной газоразрядной плазме при определенных условиях роль вынужденных переходов может быть существенной.

В первую очередь это относится к метастабильным состояниям, спонтанный распад которых отсутствует, и вынужденное поглощение может быть эффективной причиной их разрушения [2]. По оценкам [2] частота вынужденных переходов ν из-за поглощения излучения в расчете на один метастабильный атом в 1 см^3 в типичных условиях газоразрядной плазмы тлеющего разряда в неоне находится на уровне 10^6 с^{-1} . Если предположить, что концентрация возбужденных атомов, излучение которых индуцирует вынужденные переходы, пропорциональна концентрации электронов, то в интервале такой пропорциональности радиационный механизм туше-

*E-mail: saprykin@gorodok.net

**E-mail: sorokin@iae.nsk.su

ния метастабилей оказывается на порядок сильнее электронного.

Во-вторых, роль вынужденных переходов заметна при обмене магнитной когерентностью между вырожденными уровнями с близкими ширинами. В этих условиях даже малые по сравнению со скоростью спонтанной релаксации A_{mn} частоты вынужденного обмена магнитной когерентностью уровней ($\nu_{nm} \sim 10^6-10^7 \text{ с}^{-1} \sim 0.1A_{mn}$) могут приводить к существенному изменению ширин (сужению и уширению) резонансов магнитной когерентности [3]. Явления вынужденного переноса и обмена магнитной когерентностью интересны тем, что разрушение когерентности зеемановских подуровней в слабых магнитных полях допускает возможность их прямого экспериментального наблюдения. Об обнаружении переноса магнитной когерентности (выстраивания) уровней и обмена выстраиванием под действием собственного излучения разряда сообщено в работе [4]. Характерно, что, несмотря на относительную малость вероятностей вынужденных переходов, амплитуды оптикомагнитных резонансов выстраивания, перенесенных с нижних уровней, оказались не намного меньше амплитуд собственных резонансов выстраивания исследуемого уровня. Это связано с тем, что, в отличие от времен релаксации, где важна частота вынужденных переходов в расчете на один атом, для амплитуд важен полный приход выстроенных атомов на верхний уровень, а он пропорционален произведению частоты вынужденного ухода с нижнего уровня на концентрацию выстроенных атомов на нижнем уровне. При этом большая концентрация выстроенных атомов на нижних уровнях, компенсирует малость вероятностей переноса.

Однако эффекты, наблюдаемые для выстраивания (поляризационного момента второго ранга уровня), конечно, будут иметь место и для населенности уровня (поляризационного момента нулевого ранга). И здесь возможна компенсация малой вероятности переходов «вверх», индуцированных собственным излучением, большой концентрацией атомов на нижних уровнях. При этом изменение разности заселенностей уровней под действием собственного излучения разряда, обычно служащее критерием величины насыщения, остается малым, но относительный рост населенности слабо заселенного уровня может быть большим и приводить к заметным спектроскопическим явлениям. Спонтанное излучение начинает выступать как фактор, способствующий дополнительному заселению распадающегося состояния. Однако, в отличие от случая магнитной когерентности, механизм выделения вклада в населенность радиа-

ционных переходов, индуцированных собственным спонтанным излучением, до сих пор отсутствовал.

Именно в плане выявления вклада в населенность уровней переходов, вынуждаемых собственным спонтанным излучением (самонасыщения переходов), выполнено данное исследование. Основанием для его постановки послужили результаты работы [5], в которой была зарегистрирована асимметрия формы линии поглощения пробного монохроматического излучения на переходе $3s_2-2p_4$ неона как функции продольного магнитного поля, в условиях отстройки частоты лазера от центра перехода. Предпринятые в работе [5] анализ и проверка возможных причин асимметрии оставили одну возможную гипотезу — о связи асимметрии с зависящим от магнитного поля переносом заселенности с нижележащих уровней на зондируемый. Однако механизм переноса остался не вполне ясен.

Качественно природа влияния магнитного поля на радиационный перенос населенности, лежащая в основе предлагаемого метода, состоит в следующем. Рассмотрим двухуровневый возбужденный газ с трехкратно вырожденным нижним или верхним уровнем. Поместим его в магнитное поле, расщепляющее линию спонтанного излучения на интервал, превышающий ее ширину. В направлении, ортогональном магнитному полю, будут излучаться три линейно поляризованные спектральные компоненты. Одна из них, с поляризацией параллельной магнитному полю (π -компонента), не смещается магнитным полем и в создании эффекта не участвует. Две другие имеют одинаковую поляризацию, которая ортогональна магнитному полю (σ -компоненты), но испытывают противоположный частотный сдвиг при наложении магнитного поля. В условиях большого зеемановского расщепления каждая из этих компонент спонтанного излучения индуцирует радиационные переходы (насыщает переход) между своей парой подуровней. Однако при уменьшении магнитного поля эти спектральные компоненты перекрываются и на каждый из переходов воздействует уже удвоенная интенсивность (суммарная интенсивность «своего» и «чужого» излучения), что приводит к росту вероятности вынужденных переходов, к большему самонасыщению и к росту населенности верхнего уровня. Эту добавку к населенности, представляющую собой колоколообразную зависимость с центром на нуле магнитного поля, можно обнаружить многими способами — и в спонтанном испускании, и при лазерном зондировании. Таким образом, появились экспериментальные предпосылки выделения вклада самонасыщения в населенность уровней

на фоне других процессов их заселения.

Цель нашей работы заключается в определении формы сигнала при лазерном зондировании в реальных условиях теплового движения атомов, изотропности насыщающего спонтанного излучения разряда, различия угловых моментов, факторов Ланде уровней и условий наблюдения.

2. ЭФФЕКТ НАСЫЩЕНИЯ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Будем решать задачу о поглощении пробного монохроматического излучения в присутствии насыщающего изотропного широкополосного излучения на примере трехуровневой системы, приведенной на рис. 1. Примем, что для заселенностей уровней выполняется соотношение $N_n \gg N_m \gg N_l$. Для тлеющего разряда в неоне, например, различие заселенностей нижних энергетических уровней может достигать четырех порядков [6]. Пробное лазерное излучение круговой поляризации резонансно верхней паре уровней. Для измерения его спектра поглощения применяется метод магнитного сканирования. Магнитное поле, как и в работе [5], параллельно волновому вектору \mathbf{k}_μ пробной волны, распространяющейся вдоль оси z . В качестве насыщающего изотропного широкополосного излучения будем рассматривать спонтанное излучение с уровня m , которое представим совокупностью плоских волн, распространяющихся во всех направлениях.

2.1. Каскадная система с невырожденным промежуточным уровнем

Уровень m примем невырожденным, при этом изменения магнитооптических спектров поглощения с этого уровня будут связаны только с эффектами, зависящими от заселенности. Тогда верхний и нижний уровни l и n следует принять трехкратно вырожден-

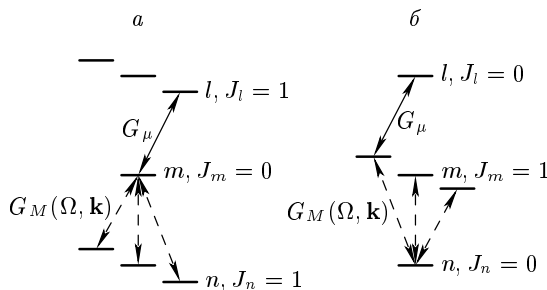


Рис. 1. Схемы оптических переходов

ными по магнитному квантовому числу (их угловые моменты $J_l = J_n = 1$), фактор Ланде для уровня n , g_n , может отличаться от g_l . Для вычисления работы пробного поля в описанных выше условиях воспользуемся разложением выражения (8.79) из работы [1] (стр. 137) по степеням интенсивности насыщающего излучения (см. также формулу (13.4)) для модели релаксационных констант:

$$P_\mu = P_\mu^{(0)} + P_\mu^{(1)},$$

$$P_\mu^{(0)} = -2\hbar\omega_\mu \left\langle \frac{\Gamma_{lm} N_m W(\mathbf{v}) |G_\mu|^2}{\Gamma_{lm}^2 + (\Omega_\mu + \Delta_\mu - \mathbf{k}_\mu \cdot \mathbf{v})^2} \right\rangle_{\mathbf{v}},$$

$$P_\mu^{(1)} = -2\hbar\omega_\mu \left\langle \frac{\Gamma_{lm} N_n W(\mathbf{v}) |G_\mu|^2}{\Gamma_{lm}^2 + (\Omega_\mu + \Delta_\mu - \mathbf{k}_\mu \cdot \mathbf{v})^2} \times \right. \quad (1)$$

$$\left. \times \sum_{M=-1}^1 \frac{2\Gamma_{mn}}{\Gamma_{mm}} \frac{|G_M(\Omega, \mathbf{k})|^2}{\Gamma_{mn}^2 + (\Omega + \Delta M - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})^2} \right\rangle_{\mathbf{v}, \mathbf{k}, \Omega}.$$

Здесь $\Gamma_{lm}, \Gamma_{mn}, \Gamma_{mm}$ — константы релаксации в системе термов l, m, n ; $W(\mathbf{v})$ — распределение Максвелла по скоростям; G_μ — частота Раби для пробного излучения; $\Omega_\mu = \omega_\mu - \omega_{lm}$, $\Omega = \omega - \omega_{mn}$ — отстройки частот пробного, ω_μ , и насыщающего, ω , излучений от центра переходов ω_{lm} и ω_{mn} ; $\Delta = \mu_B g_l H$, $\Delta_\mu = \mu_B g_l H$ определяют зеемановский сдвиг магнитных подуровней уровней n и l ; индекс M означает суммирование по магнитным подуровням уровня n ; $G_M(\Omega, \mathbf{k})$ — частота Раби для спонтанного излучения на переходе между уровнями m и n , распространяющегося в направлении, задаваемом вектором \mathbf{k} , в зависимости от магнитного квантового числа M уровня n . В формуле (1) суммирование по магнитным подуровням уровня n фактически означает суммирование по поляризациям спонтанного излучения, представленным в сферическом базисе с ортами $\mathbf{e}_{+1}, \mathbf{e}_z, \mathbf{e}_{-1}$ (ось z параллельна магнитному полю). Угловые скобки в (1) обозначают усреднение по параметрам, вынесенным в индексы за угловыми скобками: скорости атома \mathbf{v} , ориентации волнового вектора \mathbf{k} и отстройки насыщающего излучения Ω . Результат суммирования по магнитным подуровням в (1) можно рассматривать как величину, пропорциональную первой нелинейной поправке к заселенности уровня m .

В линейном приближении в (1) требуется усреднение лишь по продольной компоненте скорости атома — v_z . В первом нелинейном приближении необходимо проводить усреднение по всем проекциям скорости. Из-за предполагаемого интегрирования по Ω в формулах (1) оставлены только слагаемые, отвечающие изменению заселенности уровня m под дей-

ствием насыщающего спонтанного излучения. Нелинейные интерференционные эффекты в этом случае обращаются в нуль и удерживать их в начальных выражениях нет необходимости. Также в разложении (1) не учитываются эффекты полевого расщепления, так как они малы при $N_n \gg N_m$ (см. стр. 210 [1]).

Насыщающее излучение $|G_M(\Omega, \mathbf{k})|^2$ в (1) представлено тремя поляризационными компонентами: $|G_{+1}(\Omega, \mathbf{k})|^2$, $|G_0(\Omega, \mathbf{k})|^2$, $|G_{-1}(\Omega, \mathbf{k})|^2$. Распределение $|G_M(\Omega, \mathbf{k})|^2$ изотропно по азимутальному углу φ , а по полярному углу Θ определяется проекциями колебаний атомного диполя на плоскость, перпендикулярную направлению распространения, которое задается вектором \mathbf{k} . Известно, что колебания электрического диполя, разложенные по сферическим ортам \mathbf{e}_{+1} , \mathbf{e}_z , \mathbf{e}_{-1} в трех взаимно перпендикулярных направлениях, отвечают правилам отбора по магнитному квантовому числу для электродипольного излучения. Колебания диполя вдоль оси квантования магнитного поля z порождают несмещенную по частоте компоненту излучения, поляризованную вдоль магнитного поля (π -компоненту). Колебания, перпендикулярные оси z , порождают право- и левополяризованные σ -компоненты излучения со смещенными из-за эффекта Зеемана частотами. Проецирование колебаний диполя на плоскость, перпендикулярную вектору \mathbf{k} , осуществляется поворотом системы координат вокруг оси y от лабораторной системы ($z \parallel \mathbf{H}$) к системе координат с осью $z \parallel \mathbf{k}$ с помощью матрицы Вигнера $D^1(0\beta 0) = d^1(\beta)$ при $\beta = \Theta$ [7]. Углы Эйлера α и γ для $D^1(\alpha\beta\gamma)$ можно положить равными 0. Они вносят лишь фазовый сдвиг в компоненты излучения с круговыми поляризациями, не оказывая влияния на интенсивность излучения ввиду их некогерентности при спонтанном испускании. Далее векторы поляризаций насыщающего излучения необходимо преобразовать обратно к лабораторной системе координат:

$$\mathbf{E}_1 = d^1(-\Theta)P_E d^1(\Theta)\mathbf{E},$$

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_{+1} \\ E_0 \\ E_{-1} \end{bmatrix}, \quad P_E = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Здесь E_{+1} , E_0 , E_{-1} — плоские волны, отвечающие колебаниям атомного диполя, P_E — проецирующая матрица, учитывающая поперечные свойства электромагнитной волны. Поскольку при спонтанном испускании E_{+1} , E_0 , E_{-1} имеют случайные фазы, интерференцию E_{+1} , E_0 , E_{-1} учитывать не будем. Окончательное выражение для $|G_M(\Omega, \mathbf{k})|^2$ с уче-

том распределения Максвелла по скоростям излучающих атомов имеет вид

$$\begin{aligned} |G_{+1}(\Omega, \mathbf{k})|^2 &= I_0 d^2 \left\{ \exp \left[- \left(\frac{\Omega + \Delta}{kV_T} \right)^2 \right] \times \right. \\ &\times \left(\frac{1 + \cos^2 \Theta}{2} \right)^2 + \exp \left[- \left(\frac{\Omega}{kV_T} \right)^2 \right] \times \\ &\times \frac{(\cos \Theta \sin \Theta)^2}{2} + \\ &\left. + \exp \left[- \left(\frac{\Omega - \Delta}{kV_T} \right)^2 \right] \left(\frac{1 - \cos^2 \Theta}{2} \right)^2 \right\}, \\ |G_0(\Omega, \mathbf{k})|^2 &= I_0 d^2 \left\{ \exp \left[- \left(\frac{\Omega + \Delta}{kV_T} \right)^2 \right] \times \right. \\ &\times \frac{(\cos \Theta \sin \Theta)^2}{2} + \exp \left[- \left(\frac{\Omega}{kV_T} \right)^2 \right] \sin^4 \Theta + \\ &\left. + \exp \left[- \left(\frac{\Omega - \Delta}{kV_T} \right)^2 \right] \frac{(\cos \Theta \sin \Theta)^2}{2} \right\}, \\ |G_{-1}(\Omega, \mathbf{k})|^2 &= I_0 d^2 \left\{ \exp \left[- \left(\frac{\Omega + \Delta}{kV_T} \right)^2 \right] \times \right. \\ &\times \left(\frac{1 - \cos^2 \Theta}{2} \right)^2 + \\ &\left. + \exp \left[- \left(\frac{\Omega}{kV_T} \right)^2 \right] \frac{(\cos \Theta \sin \Theta)^2}{2} + \right. \\ &\left. + \exp \left[- \left(\frac{\Omega - \Delta}{kV_T} \right)^2 \right] \left(\frac{1 + \cos^2 \Theta}{2} \right)^2 \right\}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь величина I_0 пропорциональна интегральной интенсивности спонтанного излучения, определяемой заселенностью N_m уровня m и первым коэффициентом Эйнштейна, d — приведенный дипольный момент перехода $m \rightarrow n$. Как уже отмечалось выше, распределение $|G_M(\Omega, \mathbf{k})|^2$ изотропно по азимутальному углу φ , поэтому зависимость от φ отсутствует, $\cos \Theta = \mathbf{k} \cdot \mathbf{H} / kH$. Выражения (3) не являются вполне строгими в смысле нормировки электромагнитного поля, но вполне достаточны для качественного квазиклассического описания пространственных, поляризационных и спектральных характеристик спонтанного излучения ансамбля атомов в магнитном поле. Нетрудно убедиться, что при $\Delta = 0$ суммарная интенсивность излучения, $|G_+|^2 + |G_-|^2 + |G_0|^2$, не зависит от угла Θ , как и положено для изотропного спонтанного распада. Кроме того, компоненты $|G_+|^2$, $|G_-|^2$, $|G_0|^2$ не порождают интегральных по телесному углу компонент тензора поляризации ненулевого ранга ([1], стр. 157, формула (10.33)).

Из соотношений (3) следует, что лишь для света, распространяющегося вдоль оси z ($\Theta = 0$), резонансные условия выполняются независимо от величины магнитного поля. При этом фотон, излученный на переходе с изменением магнитного квантового числа, $M_m - M_n = +1$ (или -1), будет поглощаться на переходе того же типа. Для излучения, идущего под некоторым углом Θ к оси z , фотоны, испущенные на переходе какого-либо одного типа, например с $M_m - M_n = +1$, будут поглощаться на переходах всех типов. В присутствии магнитного поля для той части излучения, которая поглощается на «чужом» переходе, резонансные условия нарушаются. Этот эффект наиболее очевиден для излучения, распространяющегося поперек оси z . В этом случае обе σ -компоненты излучения, расщепленные по частоте из-за поперечного эффекта Зеемана, имеют одинаковую линейную поляризацию, перпендикулярную магнитному полю. Обе они взаимодействуют с обоими переходами с $M_m - M_n = \pm 1$ отдельно и только для половины излучения выполняются резонансные условия. Для фотонов, поляризованных параллельно магнитному полю (π -компонента излучения), резонансные условия выполняются лишь при $\Theta = 0$ (излучение отсутствует) и $\Theta = \pi/2$ (максимальная интенсивность излучения). Максимальная интенсивность нерезонансного излучения для π -компоненты достигается при $\Theta \approx 51^\circ$.

Выражение для линейной части работы пробного поля в (1) возникает во многих задачах и достаточно хорошо изучено (см., например, [1], стр. 252). Оно представляет интерес лишь в сравнении с нелинейной частью. Нелинейная часть работы пробного поля после стандартной процедуры усреднения по продольной компоненте скорости атома, V_z , и спектру спонтанного излучения, Ω , (для большого доплеровского уширения $kV_T, k_\mu V_T \gg \Gamma_{lm}, \Gamma_{mn}$, и не очень больших Ω_μ по сравнению с $k_\mu V_T$) может быть представлена тремя слагаемыми:

$$P_\mu^{(1)} = \frac{2\hbar\omega_{lm}|G_\mu|^2 I_0 d^2 N_n \sqrt{\pi}}{(k_\mu V_T)(kV_T)} \times \exp\left[-\left(\frac{\Omega_\mu + \Delta_\mu}{k_\mu V_T}\right)^2\right] \times \left\langle \left(\frac{3}{2} + \frac{3\cos^4\Theta}{2} - \cos^2\Theta\right) \exp(-Z^2) + \cos^2\Theta \sin^2\Theta \times \left\{ \exp\left[-\left(Z - \frac{\Delta}{kV_T}\right)^2\right] + \exp\left[-\left(Z + \frac{\Delta}{kV_T}\right)^2\right] \right\} + \right.$$

$$\left. + \frac{\sin^4\Theta}{4} \left\{ \exp\left[-\left(Z - \frac{2\Delta}{kV_T}\right)^2\right] + \exp\left[-\left(Z + \frac{2\Delta}{kV_T}\right)^2\right] \right\} \right\rangle_{\Theta, \varphi, V_\rho/V_T}, \quad (4)$$

где

$$Z = \frac{\Omega_\mu + \Delta_\mu}{k_\mu V_T} \cos\Theta + \frac{V_\rho}{V_T} \sin\Theta \cos\varphi.$$

Первое слагаемое в угловых скобках связано с взаимодействием спонтанного излучения со «своим» переходом и не зависит от величины магнитного поля. Второе и третье слагаемые обусловлены взаимодействием с «чужим» переходом, сдвинутым по частоте вследствие зеемановского расщепления.

Усреднение по поперечным компонентам скорости V_ρ с распределением Максвелла может быть проведено в явном виде. При этом возникают интегралы типа

$$F(A, B) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \exp[-(A + Bx)^2 - x^2] x dx = \frac{1}{2\pi(1 + B^2)} \left\{ \exp(-A^2) - \sqrt{\frac{\pi}{1 + B^2}} \times AB \exp\left(-\frac{A^2}{1 + B^2}\right) \left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{AB}{\sqrt{1 + B^2}}\right)\right] \right\}, \quad (5)$$

где

$$B = \sin\Theta \cos\varphi, \quad A = \frac{\Omega_\mu + \Delta_\mu}{k_\mu V_T} \cos\Theta \pm \frac{N\Delta}{kV_T}, \quad x = \frac{V_\rho}{V_T}.$$

Множитель N принимает значения 0, 1, 2. Для первого резонансного слагаемого в угловых скобках в (4) $N = 0$. Для второго и третьего слагаемых, ответственных за нерезонансное поглощение спонтанного излучения, $N = 1, 2$. Усреднение нелинейной части работы поля по азимутальному углу φ сводится к интегрированию выражений вида

$$F_\varphi(A, s) = \int_0^{2\pi} F(A, s, \cos\varphi) d\varphi, \quad s = \sin\Theta. \quad (6)$$

В элементарных функциях интегрирование выражения (6) невозможно. Однако оно вычисляется точно при $s = 0$ и $s = 1$:

$$F_\varphi(A, 0) = \exp(-A^2), \quad F_\varphi(A, 1) = \frac{\exp(-A^2/2)}{\sqrt{2}}.$$

Поскольку параметр $|s|$ в (6) меняется от 0 до 1, в промежуточной области значений с достаточно хорошей точностью (0.1%) возможно представление выражения (6) интерполяционной формулой:

$$F_\varphi(A, s) = \exp(-A^2)(1 - 1.506s^2 + 0.506s^4) + \frac{\exp(-A^2/2)}{\sqrt{2}}(1.551s^2 - 0.551s^4). \quad (7)$$

Численные коэффициенты в (7) подобраны методом наименьших квадратов для области изменения значений параметра $|A| < 3$. Интегрирование формулы (4) по полярному углу дает окончательное выражение для работы пробного поля:

$$P_\mu = -2\hbar\omega_\mu |G_\mu|^2 \frac{\sqrt{\pi}}{k_\mu V_T} \exp(-x^2) \times \left\{ N_m + \frac{N_n I_0 d^2}{k V_T} [F_0(x) + F_1(x, y) + F_2(x, y)] \right\},$$

$$F_0(x) = \int_0^\pi F_\varphi(x \cos \Theta, \sin \Theta) \times \left(\frac{3}{2} + \frac{3 \cos^4 \Theta}{2} - \cos^2 \Theta \right) \sin \Theta d\Theta,$$

$$F_1(x, y) = \int_0^\pi [F_\varphi(x \cos \Theta + y, \sin \Theta) + F_\varphi(x \cos \Theta - y, \sin \Theta)] \cos^2 \Theta \sin^3 \Theta d\Theta,$$

$$F_2(x, y) = \int_0^\pi [F_\varphi(x \cos \Theta + 2y, \sin \Theta) + F_\varphi(x \cos \Theta - 2y, \sin \Theta)] \frac{\sin^4 \Theta}{4} \sin \Theta d\Theta,$$

$$x = \frac{\Omega_\mu + \Delta_\mu}{k_\mu V_T}, \quad y = \frac{\Delta_\mu g_n}{k V_T g_l}.$$

Графики функций $F_0(x)$, $F_1(x, y)$, $F_2(x, y)$, описывающие изменение заселенности уровня m из-за поглощения собственного спонтанного излучения, приведены на рис. 2. Для этих функций при необходимости нетрудно подобрать подходящие аппроксимирующие выражения.

Величина в фигурных скобках формулы (8) является полной заселенностью уровня m . Если учесть, что интегральная интенсивность излучения I_0 пропорциональна заселенности N_m уровня m , то N_m можно вынести за фигурную скобку. В итоге оказывается, что поправка к линейному доплеровскому контуру пропорциональна произведению заселенности нижнего уровня N_n на вероятность спонтанного распада верхнего уровня. Поскольку N_n может на порядки величины превышать N_m , даже

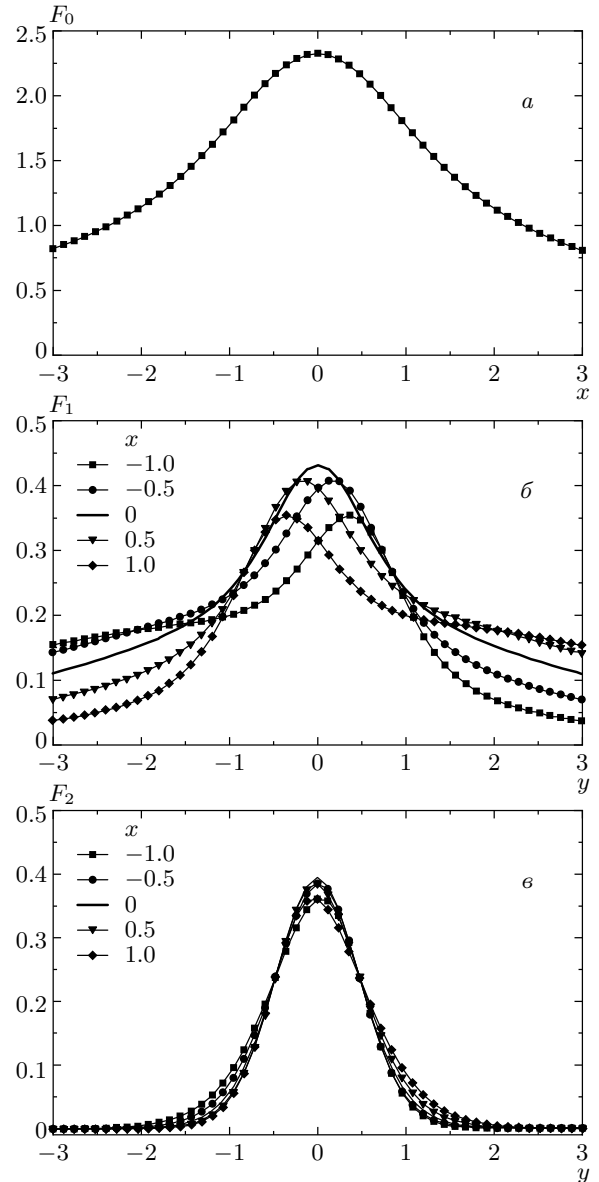


Рис. 2. Графики аппроксимирующих функций: а — $F_0(x)$, б — $F_1(x, y)$, в — $F_2(x, y)$

слабое по интегральной интенсивности спонтанное излучение способно существенно изменить заселенность уровня m по сравнению с начальной заселенностью N_m . Наложение магнитного поля будет частично уменьшать добавку населенности вследствие эффекта самонасыщения. Этот процесс найдет свое отражение, в частности, в изменении симметричных свойств оптикомагнитного контура.

На рис. 3а приведены графики производных оптикомагнитных спектров, рассчитанные для слу-

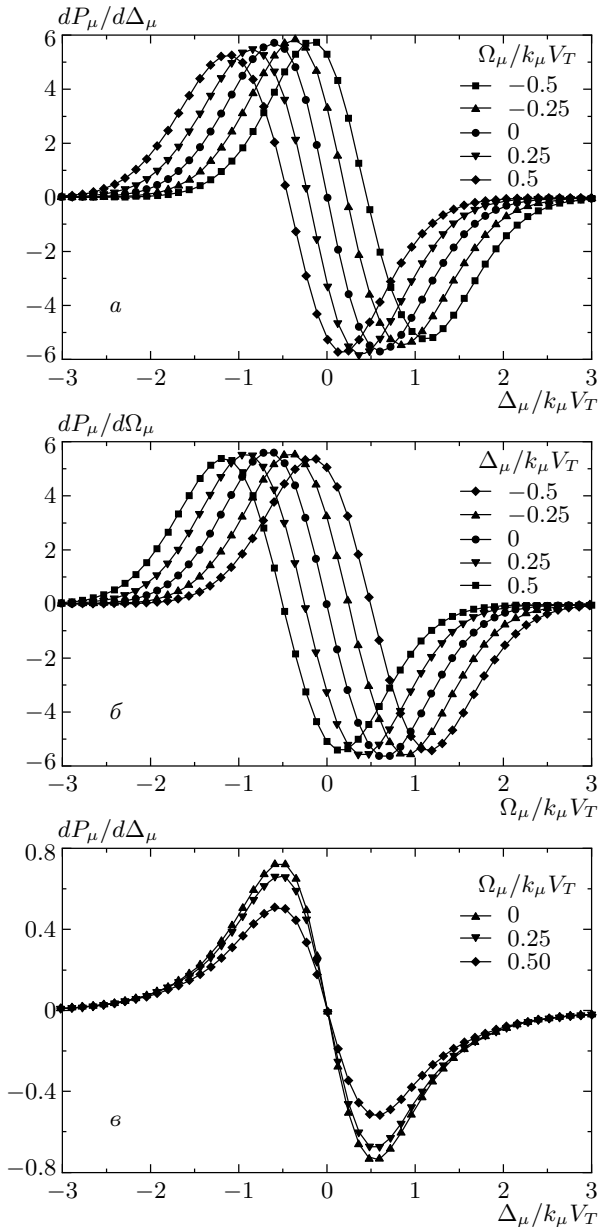


Рис. 3. Форма производных контуров поглощения пробного излучения: *a* — при сканировании продольного магнитного поля и различных отстройках Ω_μ , *b* — при частотном сканировании и различных отстройках Δ_μ , *v* — для π -поляризации пробного излучения и поперечной ориентации сканируемого магнитного поля

ния, $k_\mu = k$ и $g_n/g_l = 1$. Виден рост асимметрии опτικοмагнитных контуров при увеличении отстройки Ω_μ . Нарушение симметрии проявляется в различии амплитуд для «красного» и «синего» крыльев контуров при

$$0 < \left| \frac{\Omega_\mu}{k_\mu V_T} \right| < 0.5.$$

Численный счет показывает, что главный вклад в асимметрию дает более узкая в шкале зеемановского расщепления функция $F_2(x, y)$. Вклад асимметричной при $\Omega_\mu \neq 0$ функции $F_1(x, y)$ заметен меньше. Если «выключить» нерезонансные процессы, связанные с $F_1(x, y)$ и $F_2(x, y)$, асимметрия контуров исчезнет, и останутся лишь трудно обнаружимые визуальное искажения формы доплеровского контура из-за функции $F_0(x)$. «Выключение» нерезонансных процессов возможно, например, при $g_n/g_l \ll 1$ или при очень больших отстройках зондирующего излучения $|\Omega_\mu/k_\mu V_T| \gg 1$. При $g_n/g_l > 1$ асимметрия проявляется еще заметнее. Очевидно, что асимметрия будет наблюдаться лишь при наличии переноса населенности и при использовании метода магнитного сканирования линии поглощения. При регистрации контура поглощения пробного поля методом частотного сканирования асимметрия не наблюдается, что демонстрирует рис. 3б.

При изменении поляризации пробного излучения с правой круговой на левую круговую в формуле (8) для работы поля нужно изменить знак перед Δ_μ . На рис. 3а это эквивалентно зеркальному отражению серии графиков относительно вертикальной оси, проходящей через точку $\Delta_\mu = 0$. При линейной поляризации пробного излучения опτικοмагнитный контур поглощения можно представить в виде суммы вкладов от право- и левополяризованных компонент пробного поля. Суммарный контур поглощения будет симметричным, как и в отсутствие процессов переноса населенности, хотя и более сложной формы. При больших отстройках частоты зондирующего излучения он приобретает двугорбую форму. Перенос населенности дает поправки к форме контура поглощения без изменения его симметрии, поэтому они трудно обнаружимы визуально и могут быть выделены только при численной обработке контура.

2.2. Каскадная система с вырожденным промежуточным уровнем

Аналогичные расчеты нетрудно провести и для системы уровней с $J_l = J_n = 0, J_m = 1$. В формуле (1) от суммирования по магнитным подуровням уровня останется лишь одно слагаемое, отвечающее

чая, когда половина заселенности N_m ¹⁾ порождается поглощением собственного спонтанного излуче-

¹⁾ Такое значение величины добавки населенности вследствие самонасыщения выбрано для обеспечения качественного совпадения рассчитанной асимметрии с асимметрией, зарегистрированной в работе [5].

общему для пробного и насыщающего излучений магнитному подуровню уровня m . Структура оптикомагнитного контура будет подобна формулам (8) с несколько другим видом функций $F_0(x)$, $F_1(x, y)$, $F_2(x, y)$:

$$F_{0(010)}(x) = \int_0^\pi F_\varphi(x \cos \Theta, \sin \Theta) \left(\frac{1 + \cos^2 \Theta}{2} \right) \sin \Theta d\Theta,$$

$$F_{1(010)}(x, y) = \int_0^\pi [F_\varphi(x \cos \Theta + y, \sin \Theta)] \frac{\cos^2 \Theta \sin^3 \Theta}{2} d\Theta,$$

$$F_{2(010)}(x, y) = \int_0^\pi [F_\varphi(x \cos \Theta + 2y, \sin \Theta)] \frac{\sin^4 \Theta}{4} \sin \Theta d\Theta.$$

Графики этих функций качественно схожи с графиками, представленными на рис. 2 (индексы, заключенные в скобки, отвечают каскадной системе уровней 0–1–0). Увеличивается лишь (более чем в 2 раза) относительный вклад нерезонансного слагаемого $F_{2(010)}(x, y)$ по отношению к $F_{0(010)}(x)$. В итоге асимметрия, отвечающая одинаковому переносу населенности, окажется больше, чем для трехуровневой системы 1–0–1. К тому же и сам перенос населенности более эффективен для системы 0–1–0, поскольку в три раза больше статистический вес и населенность состояния, порождающего спонтанное излучение. В линейной поляризации, как и в системе 1–0–1, перенос населенности не приводит к асимметрии контура.

При произвольных значениях угловых моментов системы уровней и равенстве g -факторов всех уровней удобно воспользоваться представлением неприводимых сферических операторов. Структура формул (1) при этом останется прежней. Суммирование по магнитным подуровням заменится на суммирование по поляризациям, записанным в представлении поляризационных моментов. В итоге качественный характер явления не изменится. При оптическом переносе населенности будет возникать асимметрия $P_\mu(\Delta)$ при сканировании продольного магнитного поля.

Для произвольных значений угловых моментов уровней и их g -факторов ситуация более сложная.

В случае различия g_l и g_m (если $J_l, J_m \geq 1$) асимметрия, качественно схожая с (8), будет наблюдаться при линейном поглощении и в отсутствие процессов переноса населенности. Контур линейного поглощения — это сумма по совокупности переходов с $M_m - M_l = +1$:

$$P_\mu^{(0)} \propto \sum_M |\langle J_l M J_m - (M-1) | 11 \rangle|^2 \times \exp \left[- \left(\frac{\Omega_\mu + \mu_B H [g_l M - g_m (M-1)]}{k_\mu V_T} \right)^2 \right] = \sum_M |\langle J_l M J_m - (M-1) | 11 \rangle|^2 \times \exp \left[- \left(\frac{\Omega_\mu + \Delta + M \delta \Delta}{k_\mu V_T} \right)^2 \right]. \quad (9)$$

Здесь $\langle \dots | \dots \rangle$ — $3j$ -символ Вигнера, определяющий интенсивность переходов для разных магнитных квантовых чисел,

$$\Delta = \mu_B g_m H, \quad \delta = \frac{g_l - g_m}{g_m}.$$

Сумма (9) как функция магнитного поля — это совокупность нескольких компонент с разными интенсивностями, центрированными при различных значениях

$$H_0 = \frac{\Omega_\mu}{\mu_B (g_l M - g_m M + g_m)},$$

и с различными ширинами $k_\mu V_T (1 + \delta M)$. Суммарный оптикомагнитный контур при $\Omega_\mu \neq 0$ оказывается асимметричным, как в случае переноса населенности снизу вынужденными переходами. Здесь разделение эффектов возможно, как и в случае с линейной поляризацией, только при численной расшивке экспериментально зарегистрированного контура.

При $g_l = g_m \neq g_n$ асимметрия в линейном поглощении отсутствует и проявление переноса населенности с уровня n опять напрямую сказывается на симметрии формы оптикомагнитного контура. При неравенстве факторов Ланде на уровнях m и n ($J_n, J_m \geq 1$) вклад в асимметрию начинает давать излучение, распространяющееся вдоль оси. Это обусловлено тем, что работа пробного поля будет иметь структуру, аналогичную выражению (8), в том числе и для света, идущего вдоль оси z . При $\Theta = 0$ работу поля будут давать вклады слагаемые вида

$$\exp \left[- \left(\frac{\Omega_\mu + \Delta}{k_\mu V_T} \cos \Theta + \frac{V_\rho}{V_T} \sin \Theta \cos \varphi \pm \frac{M \delta \Delta}{k V_T} \right)^2 \right],$$

которые аналогичны слагаемым для внеосевого излучения в формуле (4). Это, в итоге, обеспечит зависимость заселенности уровня m от магнитного поля и связанную с ней асимметрию P_μ при $\Omega_\mu \neq 0$. Вклад асимметричной добавки для продольного излучения, очевидно, усиливается с ростом разности g -факторов комбинирующих уровней. Существует и зависимость от угловых моментов уровней. Например, при $J_l = 1, J_m = 2, J_n = 1$ асимметрия меньше, чем в случае $J_l = 1, J_m = 2, J_n = 2$. Это связано с различием вероятностей переходов для различных значений M_m . Если для продольного излучения рассмотреть поглощение на «чужом» переходе (испускание для одного значения M_m , а поглощение вне резонанса на переходе с другим значением M_m), то для системы уровней $J_l = 1, J_m = 2, J_n = 2$ действие «чужого» излучения окажется сильнее, чем для случая $J_l = 1, J_m = 2, J_n = 1$.

Асимметрия оптикомагнитного контура, по-видимому, будет слабо проявляться в системе уровней $1/2-1/2-1/2$. В этом случае в выражении для P_μ будут отсутствовать функции типа $F_2(x, y)$, дающие главный вклад в асимметрию.

3. ЭФФЕКТ НАСЫЩЕНИЯ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Результаты расчетов нетрудно обобщить для поперечного по отношению к \mathbf{k}_μ магнитного поля. В силу принятого предположения об изотропности насыщающего спонтанного излучения абсолютное направление магнитного поля не играет роли с точки зрения величины добавки к населенности, обусловленной эффектом самонасыщения. Однако при различных ориентациях магнитного поля по отношению к волновому вектору пробного излучения²⁾ она проявляется на фоне различающихся по форме контуров линейного поглощения, имеющих место в отсутствие переноса населенности. В этом случае возможно большее разнообразие в выборе поляризации пробного излучения. При ориентации вектора электрического поля пробной волны параллельно магнитному полю (π -поляризация) зондирующее излучение взаимодействует с переходом, частота которого не зависит от величины магнитного поля. Зависимость поглощения пробной волны от магнитного поля будет иметь место только в случае присутствия зависящего от него переноса заселенности на уровень m , и оптикомагнитный контур поглоще-

ния пробного излучения будет целиком определяться процессами вынужденного переноса. Окончательное выражение для работы пробного поля P_μ эквивалентно формуле (9), в которой g -фактор уровня l нужно положить равным нулю. Параметры x и y для функций $F_0(x), F_1(x, y), F_2(x, y)$ будут следующими:

$$x = \frac{\Omega_\mu}{k_\mu V_T}, \quad y = \frac{\Delta}{kV_T}.$$

Форма оптикомагнитных контуров для π -компоненты пробного излучения приведена на рис. 3в. Изменение отстройки Ω_μ меняет только амплитуду оптикомагнитных контуров и не приводит к асимметрии. При ориентации вектора электрического поля пробной волны ортогонально магнитному полю (σ -поляризация) ситуация схожа со случаем продольного магнитного поля и линейной поляризации пробной волны. Контур поглощения пробного излучения P_μ будет симметричным независимо от того, есть перенос населенности с уровня n или нет, а при больших отстройках — двугорбым. При круговой поляризации зондирующего излучения также будет наблюдаться симметричный суммарный контур. В двух последних случаях невозможно обнаружить присутствие вынужденного переноса населенности на качественном уровне и потребуются детальная количественная обработка контура. Отметим также, что в случае поперечного магнитного поля различие g -факторов уровней не будет приводить к асимметрии контура, но скажется на его ширине.

Регистрация π -поляризации пробного излучения при поперечной ориентации магнитного поля кажется наиболее предпочтительной для качественного обнаружения вынужденного переноса населенности на нулевом фоне. Однако при этом необходимо особо озаботиться чистотой поляризации и отсутствием вклада в оптикомагнитный контур компоненты пробного излучения с поляризацией, ортогональной магнитному полю. В протяженных кюветах, где пробное излучение проходит вдоль ее оси, применение поперечного магнитного поля может дать выигрыш при исследовании низких давлений, когда спонтанное излучение не изотропно и вынужденные переходы могут быть обусловлены его продольной компонентой.

4. МНОГОУРОВНЕВЫЕ СИСТЕМЫ

Остановимся на некоторых особенностях спектрального проявления эффекта самонасыщения оптических переходов в реальных условиях многоуров-

²⁾ Как правило, его направление выбирается вдоль оси рядной трубки.

невой системы термов. Наиболее близким к рассмотренным выше трехуровневым системам является случай с зондированием поглощения с резонансных уровней. В неоне, где впервые была обнаружена асимметрия контура линии, связанная с этим эффектом [5], и который изначально служит пробным камнем нелинейной спектроскопии, — это уровни $1s_2$ и $1s_4$ (в обозначениях Пашена). Длина пробега фотонов, испущенных при их спонтанном распаде, мала, и спонтанное излучение изотропно даже в тонких разрядных капиллярах при реально используемых давлениях неона. При количественной обработке магнитограмм следует иметь в виду, что это излучение сильно реабсорбировано и форма контура обусловленной вынужденными переходами добавки к населенности негауссова, тогда как для «обычных» контуров коэффициента поглощения можно использовать доплеровскую форму с шириной, определяемой температурой разряда. Следует также учитывать возможность изменения линейного поглощения, обусловленную влиянием магнитного поля на температуру и концентрацию электронов [8]. Однако этот эффект по-иному зависит от величины магнитного поля и может быть учтен при расшифровке контуров³⁾. В качестве тестового опыта, реализующего иные условия проявления этих двух эффектов, может служить зондирование поглощения с метастабильного уровня $1s_5$. Здесь спонтанный распад отсутствует и, как следствие, нет прихода населенности снизу вследствие переходов, вынужденных спонтанным излучением.

Если исследовать поглощение с более высоко лежащих $2p$ -уровней, форма нелинейной добавки к населенности будет более сложной. Одна из причин этого заключается в том, что каждый из этих уровней (кроме $2p_9$) распадается на 2–3 уровня. Например, в неоне для перехода $3s_2-2p_4$ с практически нормальным эффектом Зеемана ($g_l = 1.302$, $g_m = 1.298 \approx g_l$) уровень $2p_4$ оптически связан с тремя более низкими состояниями $1s_2$, $1s_4$, $1s_5$. Заселенности этих состояний превышают заселенность уровня $2p_4$ на несколько порядков величины [6]. Применительно к формуле (9) это означает, что существует несколько сортов N_n , причем для каждого выполняется условие $N_n \gg N_m$, но масштаб контуров в шкале магнитного поля будет различным в силу различия факторов Ланде $1s$ -уровней и доплеровских

ширин переходов. Понятно, что наряду с этим в сигнале будет присутствовать и зависящая от магнитного поля часть добавок к населенности, индуцируемых на резонансных уровнях $1s_2$ и $1s_4$ вынужденными переходами и переносимых вверх неупругими столкновениями с электронами. Это также усложняет контур, но увеличивает зависящую от магнитного поля добавку к населенности этих уровней.

При обсуждении влияния магнитного поля на населенность уровней газоразрядной плазмы нельзя не упомянуть эффект изменения населенности уровней вследствие скрытого выстраивания уровней — выстраивания в системе координат движущегося атома (эффект Калласс–Чайки) [9]. Этот эффект, как и рассмотренный выше, также связан с действием компонент σ -поляризации излучения, но проявляется на масштабе зеемановского расщепления, отвечающего ширинам уровней, поскольку обусловлен когерентным взаимодействием компонент с зеемановскими подуровнями и носит интерференционный характер. Для скрытого выстраивания характерно различие знака выстраивания медленных и быстрых атомов. В силу этого меняются ширины доплеровских линий, связанных со скрыто выстроенными уровнями. Слабые магнитные поля, расщепляющие уровни и разрушающие выстраивание, восстанавливают исходную ширину линий, что приводит к изменению коэффициентов перепоглощения излучения и, как следствие, к зависимости населенности уровней (включая и невырожденные) от магнитного поля. Однако этот и обсуждаемый в статье эффекты имеют различные масштабы в шкале магнитного поля (ширина уровня против доплеровской ширины линии) и легко разделяются.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение еще раз отметим, что обнаружение влияния эффекта самонасыщения оптических переходов на форму линии поглощения возможно только при ее развертке с помощью магнитного поля. Лишь в шкале магнитного поля контур работы поля теряет симметрию или приобретает иные особенности, связанные с вынужденным переносом населенности. При частотном сканировании поглощения условия проявления вынужденных переходов не меняются и форма спектрального контура сохраняется. При частотной развертке спектра наличие эффекта самонасыщения будет проявляться только в изменении амплитуды контура линии поглощения. Частотная развертка спектра в присутствии магнитного по-

³⁾ Это более широкая сравнительно с доплеровским контуром зависимость, к тому же различная по знаку для продольного и поперечного по отношению к оси разряда магнитных полей.

ля, конечно, будет давать изменение формы линии поглощения. Но это будут обычные изменения формы, обусловленные присутствием магнитного поля, влияние же самонасыщения будет проявляться только через изменения амплитуды этой новой формы. Поэтому информацию об эффектах самонасыщения из одного такого опыта получить нельзя.

В силу рождения нового качества — асимметрии оптикомагнитного контура — перенос населенности обнаружим, даже если он мал, с помощью специальных методов регистрации (выделения) несимметричной части коэффициента поглощения. Игнорирование самонасыщения переходов может приводить к ошибкам в определении формы контуров спектральных линий, сечений электронного возбуждения уровней, правильной интерпретации токовых зависимостей параметров разряда. Как пример случая, когда наличие этого эффекта имело принципиальное значение, приведем работу [5]. В работе [10] был предсказан новый радиационный процесс — перенос (спонтанный или вынужденный) оптической когерентности (дипольного момента) с одного атомного перехода на другой. Последствия такого переноса проявляются в асимметрии доплеровской линии излучения. Естественно было попытаться обнаружить эти слабые изменения формы линии (десятые доли процента для случая спонтанного переноса) методом магнитного сканирования. Для отладки методики на переходе, где влияния переноса оптической когерентности не должно быть, и были предприняты опыты, описанные в работе [5]. Однако обнаруженная асимметрия, связанная с эффектом самонасыщения (порядка 5%), перечеркнула надежды на обнаружение переноса оптической когерентности методом магнитного сканирования.

Отметим, что проявляющийся в методе магнитного сканирования эффект самонасыщения составляет лишь часть полного эффекта. Из описанной во Введении двумерной модели следует, что прирост населенности, выявляемый при магнитном сканировании, составляет лишь четвертую часть полной добавки, обусловленной вынужденными переходами. В создании эффекта не участвует излучение π -компоненты, которое составляет половину интенсивности линии, а эффект, обусловленный σ -компонентами, проявляется как различие между насыщением, вызываемым их полной и половинной интенсивностями. На практике законы термодинамического равновесия могут еще больше сгладить влияние магнитного поля на населенность уровней.

Поскольку эффект самонасыщения оптических переходов максимален в отсутствие магнитного по-

ля, следует ожидать его проявления и в этих условиях. С точки зрения наиболее контрастного проявления эффекта самонасыщения необходимо искать различия в заселении резонансных и метастабильных уровней. Но для резонансных уровней, наряду с электронным возбуждением и разрушением за счет спонтанного излучения, большую роль в заселении играет механизм пленения резонансного излучения, который также необходимо учитывать (см., например, [6]). Этот механизм оптического заселения в том виде, как он сформулирован в литературе, отличается от обсуждаемого в статье эффекта самонасыщения оптических переходов. Он связан с увеличением эффективного времени жизни уровней при пленении излучения. Для резонансных переходов эффективное время жизни уровня зависит от вероятности перехода, населенности основного состояния и размеров кюветы. В нашем случае эти параметры также важны. В частности, размер кюветы определяет время накопления излучения, т. е. его интенсивность [2]. Однако особое значение имеет населенность возбужденного состояния — величина, не фигурирующая в существующих описаниях роста времени жизни уровней вследствие пленения излучения. Рост населенности излучающего состояния с ростом концентрации электронов (тока разряда) должен приводить к дополнительному заселению этого состояния вследствие роста эффекта самонасыщения. В случае же механизма пленения излучения подобный рост может привести только к уменьшению населенности, обусловленному укорочением времени жизни возбужденных состояний за счет роста частоты неупругих столкновений с ростом концентрации электронов⁴).

Таким образом, влияние эффекта самонасыщения должно проявляться в опытах с изменением тока разряда. И, действительно, нечто подобное присутствует в представленных в работе [6] данных для сечений электронного возбуждения резонансных уровней неона (табл. 3) и отсутствует в аналогичных данных для метастабильных состояний (табл. 4), где нет эффекта самонасыщения. В работе [6] причиной обнаруженной в

⁴ Отметим, что один и тот же рост пленения излучения может быть достигнут или увеличением концентрации атомов на поглощающем состоянии, или увеличением размеров сосуда с газом. Первый случай будет сопровождаться сокращением длины пробега спонтанно испущенного фотона и уменьшением времени накопления насыщающего излучения в разряде. При неизменной населенности излучающего состояния это может привести к уменьшению роли эффекта самонасыщения. Во втором случае ситуация может быть обратной.

случае резонансных уровней зависимости от тока разряда (рост сечений, если пренебречь изменениями при минимальном токе) была названа неточность зондовых измерений концентрации и температуры электронов, а совпадение данных в случае метастабильных состояний было признано случайным. Однако нам кажется, что автор зря грешил на точность измерений. Если ошибки и были существенны, то, по-видимому, только при минимальном токе разряда. Мы уверены, что в условиях работы [6] уже проявились последствия самонасыщения резонансных переходов.

Авторы благодарны С. Г. Раутиану и А. М. Шалагину за обсуждение работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы «Университеты России» (проект УР.01.01.054) и РФФИ (грант № 02-02-17923).

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Г. Раутиан, Г. И. Смирнов, А. М. Шалагин, *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул*, Наука, Новосибирск (1979).
2. Л. А. Вайнштейн, В. Р. Мироненко, С. Г. Раутиан и др., *Опт. и спектр.* **87**, 372 (1999).
3. С. Г. Раутиан, Э. Г. Сапрыкин, *Опт. и спектр.* **92**, 385 (2002).
4. Э. Г. Сапрыкин, С. Н. Селезнев, В. А. Сорокин, *Письма в ЖЭТФ* **76**, 322 (2002).
5. И. В. Барыбин, В. А. Сорокин, *Опт. и спектр.* **95**(6) (2003).
6. С. Э. Фриш, в сб. *Спектроскопия газоразрядной плазмы*, Наука, Ленинград (1970), с. 244.
7. Л. Биндерхарн, Дж. Лаук, *Угловой момент в квантовой физике*, Мир, Москва (1984), с. 54.
8. В. Л. Грановский, *Электрический ток в газе*, Наука, Москва (1971), с. 462.
9. М. П. Чайка, *Интерференция вырожденных состояний*, Изд-во ЛГУ, Ленинград (1975).
10. С. Г. Раутиан, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 461 (1995); *ЖЭТФ* **108**, 1186 (1995).