Версия f_0 в модели \hat{M}_2 на третьем этапе диалога соответствует модельным представлениям спектра поглощения в предположении наличия одной лишь фазы Li_{0,5}Fe_{2,5}O₄ в исследуемом веществе, т. е. двух квадрупольных дублетов в спектре f (рис. 2, β). При этом $\alpha = 0,672$, однако величина $h = 0,12 \cdot 10^6$ не дает еще возможности судить о том, насколько обоснованной является эта версия.

Четвертый этап диалога, на котором изменяется лишь «коридор» φ , позволяет признать несостоятельность выбранной версии: $\alpha = 0,015$ ($h = 0,043 \cdot 10^6$). Низкая надежность версии f_0 , соответствующей однофазности образца, свидетельствует о наличии примеси, что согласуется с данными рентгеноструктурных исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Пытьев Ю. П.//Матем. сб. 1982. 118 (160), № 1. С. 19. [2] Пытьев Ю. П.// //Матем. сб. 1983. 120 (162), № 2. С. 240. [3] Пытьев Ю. П.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1986. 27, № 3. С. 14. [4] Козлов А. А., Николаев В. И., Пытьев Ю. П. и др.//Тез. II Совещ. по ядерно-спектрометрическим исслед. сверхтонких взаимодействий. Грозный, 1987. С. 193. [5] Николаев В. И., Русаков В. С. Мёссбауэровские исследования ферритов. М., 1985. [6] Николаев В. И., Олейников Н. Н., Русаков В. С., Шипилин А. М.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1987. 28, № 1. С. 96. [7] Кудрявцева Г. П., Гаранин В. К., Жиляева В. А., Трухин В. И. Магнетизм и минералогия природных ферромагнетиков. М., 1982.

Поступила в редакцию 18.06.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 6

УДК 535.37.038.823

ВЛИЯНИЕ НАСЫЩЕНИЯ НА СТРУКТУРУ ПОЛЯ Суперлюминесценции в анизотропно усиливающей среде

Н. А. Домнина, В. В. Лебедева, А. И. Одинцов, Р. И. Соколовский

(кафедра оптики и спектроскопии)

Теоретически и экспериментально исследовано влияние насыщения усиления на оптические характеристики суперлюминесценции в сильноточном газовом разряде на линии NeI λ =614,3 нм. Качественные изменения в структуре поля объясняются различным темпом насыщения π -и σ -компонент излучения в анизотропно усиливающей среде.

Оптическая анизотропия сильноточных газовых разрядов, вызванная зеемановским расщеплением атомных уровней в магнитном поле разряда, может оказывать сильное влияние на пространственные и поляризационные характеристики суперлюминесценции (СЛ) на усиливающих переходах [1]. Формирование поля СЛ в такой среде в линейном режиме усиления анализировалось в работах [2, 3] на основе представления о модах анизотропного усиливающего канала (волновода). В настоящей работе теоретически и экспериментально исследуется влияние насыщения усиления на характеристики поля анизотропной СЛ. Показано, что в случае сильного насыщения происходят качественные изменения в структуре поля, обусловленные различным темпом насыщения π - и о-компонент излучения.

Эксперименты проводились на линии NeI с $\lambda = 614,3$ нм (переход $2p_6 - 1s_5$). Использовалась установка, аналогичная описанной в [3], с двумя разрядными трубками с внутренним диаметром 3 мм и длиной 20 см, одна из которых служила в качестве задающего генерато-

ра, другая являлась усилителем. Трубки, заполнявшиеся неоном при давлении ~ 0.1 мм рт. ст., возбуждались высоковольтными импульсами от генератора Аркадьева—Маркса с частотой повторения 10 Гц. Длительность импульса СЛ составляла несколько наносекунд, показатель усиления слабого сигнала достигал 0,5 см⁻¹. Уровень насыщения трубки-усилителя регулировался ослабляющими фильтрами на ее входе.

Эффект анизотропии усиления удобно исследовать, помещая усиливающую трубку между скрещенными поляризаторами [1]. В этом случае распределение интенсивности в выходном излучении имеет вид четырехлепестковой розетки, которая в линейном режиме усиления является симметричной (рис. 1, *a*). Появление насыщения вызывает



Рис. 1. Фотографии пучка СЛ в скрещенных поляризаторах в линейном режиме усиления (а), при слабом (б) и сильном (в) пасыщении

деформацию розетки, лепестки которой прижимаются к оси входного поляризатора (рис. 1, σ). При дальнейшем увеличении уровня насыщения вид распределения поля изменяется: возникают дополнительные узловые линии, и розетка превращается в восьмилепестковую (рис. 1, σ).

Качественные особенности наблюдаемой структуры поля СЛ при сильном насыщении могут быть объяснены в приближении геометрической оптики. В отличие от линейного режима усиления влияние дифракции здесь менее существенно ввиду того, что каналирование пучка отсутствует, а дифракционная длина, определяемая поперечным размером области усиления, значительно превышает длину усиливающей трубки [1].

Ограничиваясь параксиальными лучами, положим, что излучение имеет вид плоской волны, распространяющейся вдоль оси трубки (ось z). Для азимутальной \mathcal{E}_0 и радиальной \mathcal{E}_1 компонент поля тензор коэффициента усиления диагонален [2], и связанные уравшения переноса могут быть записаны в виде

$$\frac{d\mathscr{F}_i}{dz} = \alpha(r) g_i(r, \mathscr{E}_0, \mathscr{E}_1) \mathscr{E}_i \quad (i = 0, 1).$$
(1)

Здесь $\alpha(r)$ — начальный (ненасыщенный) показатель усиления в отсутствие зеемановского расщепления, множители g_0 и g_1 описывают влияние на усиление компонент поля расщепления уровней и насыщения. В расчетах принималась простейшая модель однородно уширенного перехода с полным моментом верхнего уровня J=1 и невырожденным нижним уровнем с J=0. Предполагалось, что частота поля совпадает с центральной частотой атомного перехода. В линейном режиме усиления $g_0=1$, $g_1=1/(1+\Omega^2)$, где $\Omega=\Omega(r)$ — величина зеемановского расщепления, нормированная к ширине линии перехода. Величина $\Omega(r)$ пропорциональна напряженности магнитного поля тока разряда в данной точке. Для параболического профиля плотности тока и показателя усиления

$$\alpha(r) = \alpha_0 \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right), \quad \Omega(r) = \Omega_0 \frac{r}{R} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right], \tag{2}$$

где R — радиус усиливающей трубки. Величина Ω_0 определяется значением плотности тока на оси трубки, а также характеристиками расщепления и шириной линии перехода.

Расчет множителей g_0 и g_1 при насыщении был основан на численном решении уравнений для матрицы плотности атомной системы в магнитном поле [4] при заданных произвольных амплитудах полей \mathscr{E}_0 и \mathscr{E}_1 . Ширина линии принималась равной $\Gamma = \gamma_1 + \gamma_2$, где γ_1 и γ_2 — вероятности распада верхнего и нижнего уровней. Находилось стационарное решение при постоянной во времени накачке на верхний уровень. Величины g_0 , g_1 определялись как отношение мощности индуцированного излучения атома для соответствующей компоненты поля к ее значению в отсутствие зеемановского расщепления и насыщения.

Численное интегрирование уравнений (1) для заданного поля на входе трубки (z=0) $\mathscr{E}_{i}^{\text{вх}}(r, \varphi)$ дает поле на выходе трубки (z=l) $\mathscr{E}_{i}^{\text{вых}}(r, \varphi)$ и определяет коэффициенты усиления компонент поля $G_{i}(r, \varphi) = \mathscr{E}_{i}^{\text{вых}}/\mathscr{E}^{\text{вх}}$. Различие фазовых набегов волн в среде не учитывается, поэтому G_{i} — действительные величины.

Пусть на входе трубки имеется осесимметричное поле, линейно поляризованное вдоль оси x с амплитудой $\mathscr{E}_x^{\text{вх}}(r)$ и соответствующими значениями азимутальной и радиальной компонент:

$$\mathscr{E}_0^{\mathrm{BX}}(r, \varphi) = \mathscr{E}_x^{\mathrm{BX}}(r) \cos \varphi, \quad \mathscr{E}_1^{\mathrm{BX}}(r, \varphi) = - \mathscr{E}_x^{\mathrm{BX}}(r) \sin \varphi.$$
(3)

При выделении на выходе трубки поляризации, ортогональной к входной, получаем

$$\mathscr{E}_{\mathcal{Y}}^{\text{BMX}}(r, \varphi) + \mathscr{E}_{0}^{\text{BX}}G_{0}\cos\varphi + \mathscr{E}_{1}^{\text{BX}}G_{1}\sin\varphi = -(1/2)\,\mathscr{E}_{x}^{\text{BX}}(r)\,\Delta G(r, \varphi)\sin 2\varphi, \quad (4)$$

где $\Delta G(r, \varphi) = G_0 - G_1$.

Результаты расчетов представлены на рис. 2, где приведены линии уровня интенсивности $I_y(r, \varphi) = |\mathscr{E}_y^{\text{вых}}|^2$ после выходного поляризатора для одного из квадрантов поля. Приняты значения параметров, отвечающие условиям эксперимента: $\alpha_0 l = 10$, $\Omega_0 = 1,4$ (это соответствует величине параметра анизотропии, введенному в [2], $\mu = 0,5$). В линейном режиме коэффициенты усиления компонент G_0 и G_1 не зависят от φ (причем всегда $G_0 > G_1$), и распределение интенсивности имеет вид симметричной 4-лепестковой розетки (рис. 2, *a*). Насыщение приводит к уменьшению коэффициентов усиления и появлению зависимости величин G_0 и G_1 от φ . С учетом различия угловых зависимостей интенсивностей компонент \mathscr{E}_0 и \mathscr{E}_1 входного поля (см. (3)) легко видеть, что при изменении φ от 0 до $\pi/2$ величина $\Delta G = G_0 - G_1$ должна монотонно убывать. Это приводит, согласно (4), к отмеченному выше нарушению симметрии 4-лепестковой розетки (рис. 2, *б*). При сильном насыщении в области углов, близких к $\pi/2$, уменьшение G_0 может быть настолько значительным, что величина ΔG станет отрицательной. В этой области насыщение качественным образом изменяет анизотропные свойства среды. Геометрическое место точек, для которых $\Delta G=0$, образует узловую линию, где, согласно (4), интенсивность $I_{y}^{\text{вых}}$ обращается в нуль (рис. 2, в). В этих точках насыщение полностью компенсирует начальную анизотропию среды. Ниже узловой линии, как и в случае линейного режима, преобладающим является усиление азимутальной компоненты ($\Delta G>0$). Таким образом, распределение интенсивности приобретает вид 8-лепестковой розетки. Отметим характерную асимметрию лепестков, предсказываемую теорией и наблюдаемую экспериментально (см. рис. 1, в). Точное количественное сравнение экспериментальных и теоретических распределений затруднено из-за приближенного характера положенной в основу расчетов теоретической модели.





Рис. 2. Линии уровня интенсивности $I = 0.5 I_{\text{max}}$ СЛ в скрещенных поляризаторах. Значения интенсивности входного сигнала, нормированной к параметру насыщения, $I_0 = 10^{-4}$ (a), $3 \cdot 10^{-3}$ (б) и 0,15 (в). Штриховая кривая — узловая линия, точки — экспериментальные данные

Рис. 3. Степень поляризации СЛ при различных уровнях насыщения: $I_0 = = 10^{-4}$ (1), $3 \cdot 10^{-3}$ (2) и 0,15 (3). Точ-ки — экспериментальные данные

В случае, когда на вход усиливающей трубки поступает неполяризованное излучение, на выходе излучение является частично поляризованным. Степень поляризации определяется соотношением P(r) = $= (I_0 - I_1)/(I_0 + I_1)$, где I_0 и I_1 — интенсивности азимутальной и радиальной компонент поля. На рис. З приведены результаты расчетов величины P(r) для различных интенсивностей входного сигнала I_0 , нормированных к интенсивности насыщения Is, вместе с данными экспериментальных измерений. Видно, что насыщение приводит к уменьшению степени поляризации. Рассчитанные значения P(r) находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными результатами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Одинцов А. И., Туркин Н. Г., Якунин В. П.//Письма в ЖТФ. 1978. 4, № 3. С. 153. [2] Одинцов А. И., Соколовский Р. И., Якунин В. П.//Изв. АН СССР, сер. физ. 1979. 43, № 2. С. 255. [3] Домнина Н. А., Одинцов А. И., Соколовский Р. И., Туркин Н. Г.//Письма в ЖТФ. 8, № 8. С. 455. [4] Раутиан С. Г., Смирнов Г. И., Шалагин А. М. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. Новосибирск, 1979.

Поступила в редакцию 03.08.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 6

УДК 621.373.826.038.824

КОМБИНИРОВАННАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ МОД Ar+-ЛАЗЕРА

А. А. Ангелуц, Д. П. Криндач, В. И. Новодережкин

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Теоретически и экспериментально исследованы активный, пассивный и комбинированный режимы синхронизации мод Ar+-лазера. Рассмотрены зависимости длительности и энергии импульсов от плотности их энергии в усилителе и прозрачности выходного зеркала.

Использование Ar⁺-лазера с синхронизацией мод для синхронного возбуждения лазеров на красителе приводит к задаче повышения энергии его импульсов при возможном сокращении их длительности и стабилизации характеристик излучения. Обычно режим синхронизации мод получается путем модуляции потерь Ar⁺-лазера активным методом (ACM), с помощью внутрирезонаторного модулятора [1], либо пассивным (ПСМ), с использованием газоразрядного [2] или жидкостного [3] насыщающегося поглотителя. В настоящей работе сопоставляются оба метода и рассматривается режим, создаваемый одновременным действием акустооптического модулятора и газоразрядного поглотителя, — режим комбинированной синхронизации мод (КСМ).

Рис. 1. Схема резонатора Аг⁺лазера при комбинированном методе синхронизации мод: УС усилитель ГЛ-301, МОД — модулятор МЛ-202, ПОГЛ — насыщающийся поглотитель



В опытах использовался Ar⁺-лазер (λ =488 нм) с длиной резонатора $L \sim 4$ м (рис. 1). Середина усиливающего элемента ГЛ-301 находилась на расстоянии L/6 от выходного зеркала ($R_1=5$ м, $r_1=r=$ =0,85); середина поглощающего (ГЛ-301 с повышенным давлением аргона) — на расстоянии L/3 от глухого зеркала ($R_2=\infty$, $r_2\simeq1$). При выключенном поглотителе, в свободном режиме, такой лазер обеспечивал генерацию TEM₀₀-моды со средней мощностью $P_{ren}\sim0.5$ Вт, а в режиме ПСМ с несколько меньшей мощностью мог генерировать три импульса на периоде резонатора $T_0=2L/c$ с интервалом T=9.6 нс (f=105 МГц), встречавшихся попарно в середине поглотителя. Акустооптический модулятор МЛ-202 располагался во второй точке встре-

39