

УДК 535. 33: 621.373. 8

Оценка характеристик лазерного излучения на подготовленном магнитоmultipольном переходе

В. П. Лопасов

Представлены оценки характеристик лазерного излучения магнитоmultipольной природы. Показано, что функционально свойства лазерного излучения магнитоmultipольной природы на порядки превосходят свойства лазерного излучения электродипольной природы.

PACS: 42.55.-e, 42.50.Nn, 42.55.Tv

Ключевые слова: молекула, лазер, оптически активная среда, когерентность, винтовой фронт волны, угловой орбитальный момент.

Введение

Физические принципы генерации лазерного излучения магнитоmultipольной природы обоснованы в работах [1, 2]. Это излучение самовозбуждается в ансамбле оптически активных наночастиц электрон—ион на частоте магнитоmultipольного нежесткого электронного перехода (НЭП), подготовленного в области слабозапрещенного магнитоmultipольного перехода молекул-детекторов под действием коллектива внешних полей. Ансамбль наночастиц самоорганизуется в молекулярном газе, состоящем из молекул-детекторов m_D и молекул-источников m_b электрической и магнитной индукции. Молекулы-детекторы имеют разрешенный низкочастотный электродипольный и слабозапрещенный высокочастотный магнитоmultipольный переходы вращательного (или колебательно-вращательного) типа, объединенные низшим состоянием в V -схему.

Коллектив полей состоит из электрических $\mathbf{D}_{\perp||q}^C + \mathbf{E}_{\perp||q}^B + \mathbf{D}_{\perp||q}^R \rightarrow \mathbf{D}_{\perp||q}^\Sigma$ и магнитных $\mathbf{B}_{\perp||q}^C + \mathbf{H}_{\perp||q}^B + \mathbf{B}_{\perp||q}^R \rightarrow \mathbf{B}_{\perp||q}^\Sigma$ компонент поля упругого столкновения (С) молекул-детекторов с молекулами-источниками, бигармонической световой волны (БСВ) π -поляризации (В) и релеевского рассеяния (R). Здесь $q = 0, 1, 2, 3 \dots q^* = \omega_{+q=0} / \omega_{-q=0} \approx 10^3 - 10^6$ — номер шага $\delta t_q \approx T_{+q} / 4 = 10^{-15}$ с полей $\mathbf{D}_{\perp||q}^\Sigma, \mathbf{B}_{\perp||q}^\Sigma$

на разности $\omega_{-q} = (\omega_{1q} - \omega_{2q}) / 2$ и сумме $\omega_{+q} = (\omega_{1q} + \omega_{2q}) / 2$ частот ω_{1q} и ω_{2q} БСВ.

Совокупность молекул-детекторов m_D в объеме когерентности $\Delta V_{q=0} \rightarrow \Delta V_{q^*}$ эволюционирует в ансамбль наночастиц в форме многоцилиндрического "оптического соленоида-резонатора" со свойствами диамагнитного фотонного кристалла за время

$$\Delta t'_{0q^*} = 4 \sum_{q=0}^{q^*} q T_{+q} / 4 \approx 10^{-12} \text{ с} \leq \tau_{ЕСМ} \sim 10^{-11} \text{ с}, \quad (1)$$

меньше длительности одного упругого столкновения молекул $\tau_{ЕСМ}$.

Диамагнитный фотонный кристалл преобразует электрические фотоны поля БСВ π -поляризации в магнитные фотоны поля бегущей волны σ -поляризации. Поле бегущей волны σ -поляризации имеет когерентность m_D -го порядка [3], винтовой фронт [1] и большой угловой орбитальный момент $L_{q^*} = m_D M_{Jq^*} \hbar$ (КВБ-излучение, КВБ-лазер). Здесь $m_D \sim 10^6 - 10^{10}$ — возможное число молекул-детекторов на стартовом состоянии V -схемы переходов при атмосферном давлении газа; M_{Jq^*} — магнитное квантовое число верхнего смешанного состояния подготовленного магнитоmultipольного НЭП.

В данной статье приведены оценки, выявляющие преимущество характеристик КВБ-излучения (Б) перед лазерным излучением электродипольной природы (А).

Монохроматичность, когерентность, направленность лазерного излучения (А) и КВБ-излучения (Б)

Выявление преимущества КВБ-излучения (Б) перед лазерным излучением (А) целесообразно

Лопасов Владимир Павлович, профессор.
Институт оптики атмосферы им. В. Е. Зуева СО РАН.
Россия, 634021, Томск, пл. Академика Зуева, 1.
E-mail: lopasov@iao.ru

Статья поступила в редакцию 20 ноября 2011 г.

© Лопасов В. П., 2012

начать с характеристики молекулярных состояний, электрических и магнитных фотонов.

1. Состояние молекулы характеризуется угловым моментом J и четностью P_{\pm} . Переход молекулы между состояниями регламентируется правилами отбора по моменту J и четности P_{\pm} [4]. Молекула испускает на излучательном переходе квант энергии (фотон) векторного поля со спином $S = 1$. Полный угловой момент фотона — векторная сумма $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$, где L — ранг сферических функций Y_{Lm} , входящих в состав волновой функции фотона.

Фотоны с орбитальным моментом $L = J \pm 1$ и четностью $(-1)^J$ называют электрическими или EJ -фотонами. Фотоны с орбитальным моментом $L = J$ и четностью $(-1)^{J+1}$ называют магнитными или MJ -фотонами. Таким образом, лазерное излучение электродипольной природы — это совокупность электрических фотонов, каждый из которых несет энергию $\hbar\omega$. КВБ-излучение магнитоультипольной природы — это совокупность магнитных фотонов, каждый из которых несет энергию $\hbar\omega_{ph}$, соответствующую кванту магнитного потока $2\pi\hbar c / e$ [Дж / А] вдоль оси Z .

Переход молекул между рабочими состояниями электродипольного перехода $2 \rightarrow 1$ регламентируется правилами отбора для электрического дипольного момента, ориентированного ортогонально оси Z [5]. Переход ансамбля наночастиц электрон—ион m_D между состояниями приготовленного магнитоультипольного НЭП регламентируется правилами отбора для магнитного дипольного момента, ориентированного вдоль оси Z . КВБ-излучение σ -поляризации генерируется на частоте приготовленного магнитоультипольного НЭП в режиме spin-flip с проекцией углового орбитального момента $L_{q*} = m_D M_{Jq*} \hbar$ на ось Z .

2.А. Монохроматичность лазерного излучения определяется, во-первых, тем, что излучение на частоте $\omega_r = (E_2 - E_1) / \hbar$ электродипольного перехода $2 \rightarrow 1$ усиливается только в активной среде, помещенной в резонатор [6].

Во-вторых, монохроматичность излучения определяется тем, что его генерация происходит только на собственных частотах резонатора лазера. Этот фактор приводит к уменьшению ширины спектра лазерного излучения до 10 порядков величины относительно ширины линии перехода $2 \rightarrow 1$, наблюдаемой при спонтанном излучении [6].

2.Б. Монохроматичность КВБ-излучения оценим, исходя из времени жизни фотона $\tau_{phq*} =$

$= \Delta z_{0q*} / c\gamma_{q*}$ в объеме когерентности ΔV_{q*} при добротности Q резонатора [6], имеющего форму многоцилиндрического "оптического соленоид-резонатора". Регулярные радиационные потери [7] $\gamma_q = (2e^2 \Omega_{\perp||q}^2) / (3m_e c^3)$ возникают в объеме ΔV_{q*} по V -схеме. Причина потерь — торможение колебания электрической поляризуемости $\delta\alpha_{\perp q}^C$ молекул-детекторов на электродипольном переходе с частотой ω_{-q} и усиление колебания ее диамагнитной восприимчивости $-\delta\chi_{d||q}^C$ с накоплением (поглощением, $\gamma_q = \gamma_{rad} + \gamma_{disq}$) диамагнитной энергии на слабозапрещенном магнитоультипольном переходе с частотой $2\omega_{+q}$.

Будем интерпретировать добротность резонатора [6], во-первых, как $Q = \omega_{phq*} / \delta\omega_{phq*}$, т. е. как отношение резонансной частоты ω_{phq*} данной моды (зоны Френеля с учетом τ_{phq*}) к ширине линии резонатора $\delta\omega_{phq*}$. Во-вторых, как $Q = 2\pi \times (\text{запасенная энергия}) / (\text{энергия, теряемая за период})$. Монохроматичность КВБ-излучения можно представить в виде

$$\delta\omega_{phq*} \approx P_{emisq*} / 2\pi U_{storq*} \quad (2)$$

для поля БСВ как части поля полихроматического лазерного излучения—накачки [8].

Условия эксперимента [8], где получен сигнал переизлучения, приводят к следующей оценке монохроматичности КВБ-излучения. Диамагнитная энергия, запасенная ансамблем наночастиц и полем стоячей волны σ -поляризации [1], равна $U_{storq*} \approx 2 \cdot 10^4$ эрг при $\Delta V_{q*} \approx 0,8 \cdot 10^2 \text{ см}^3$ ($S \approx 0,8 \text{ см}^2$ и $\Delta z_{0q*} \approx 10^2 \text{ см}$). Пороговая мощность КВБ-излучения за период $T_{+q*} = \lambda_{phq*} / c \approx 2,31 \cdot 10^{-15} \text{ с}$ равна $P_{emisq*} \approx \hbar\omega_{phq*} / T_{+q*} = 1,23 \cdot 10^3 \text{ Вт}$ при $\omega_{phq*} \approx 2,71 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$. Из (2) следует, что пороговая монохроматичность КВБ-излучения составляет $\delta\omega_{phq*} \approx 1,9 \cdot 10^{-2} \text{ Гц}$.

3.А. Временная когерентность лазерного излучения вводится при рассмотрении напряженности электрического поля E волны в точке r между моментами времени t и $t + \tau$.

Временная когерентность на интервале τ реализуется при наличии разности фаз и постоянной задержке τ . Стационарная волна с полной временной когерентностью — это волна, напряженность E (и H) поля которой представлена синусоидой

$E = A \sin(\omega t + \phi)$, где амплитуда A и фаза ϕ не зависят от времени. При разности фаз в моменты t и $t + \tau$, равной $\Delta\phi = [\omega(t + \tau) + \phi - (\omega t + \phi)] = \omega\tau$, величина $\Delta\phi$ действительно не зависит от времени [6].

Стационарная волна, представляющая собой синусоидальное электромагнитное поле, испытывает скачкообразные изменения фазы через время когерентности $\tau_0 > \tau > 0$. При этом ширина сигнала $\delta\omega = 2\pi / \tau_0$ напрямую связана с временем когерентности $\tau_0 = 2\pi / \delta\omega$ и с понятием монохроматичности излучения. В случае нестационарного (или периодически повторяющегося) излучения, полученного за счет модуляции добротности резонатора или синхронизации мод лазера, время когерентности не имеет прямой обратной связи с шириной спектра, и может на много порядков превышать $2\pi / \delta\omega$.

Пространственная когерентность вводится для двух точек \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 , находящихся в момент времени $t = 0$ в плоскости волнового фронта волны с полем $E(\mathbf{r}_1, t_1)$ и $E(\mathbf{r}_2, t_2)$ в этих точках. По определению, в момент времени $t = 0$ разность фаз напряженностей поля в этих точках равна нулю. Если $\Delta\phi$ остается равной нулю в любой момент времени $t > 0$, то между точками \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 имеется полная пространственная когерентность.

Временная и пространственная когерентности 1-го порядка не связаны друг с другом в рамках полуклассической теории света [6]. В квантовой теории света степень оптической когерентности определяют через исчезновение полос интерференционной картины [3]. При этом когерентность 1-го порядка для полей в пространственно-временных точках (\mathbf{r}_1, t_1) и (\mathbf{r}_2, t_2) описывается корреляционной функцией

$$g^{(1)}(\mathbf{r}_1, t_1; \mathbf{r}_2, t_2) \equiv g_{12}^{(1)} = \left| \left\langle E^*(\mathbf{r}_1, t_1) E(\mathbf{r}_2, t_2) \right\rangle \right| / \left(\left\langle |E(\mathbf{r}_1, t_1)|^2 \right\rangle \left\langle |E(\mathbf{r}_2, t_2)|^2 \right\rangle \right)^{1/2} = 1. \quad (3)$$

Здесь угловые скобки означают усреднение по ансамблю при статистическом определении поля $E(\mathbf{r}, t)$. В точках (\mathbf{r}_1, t_1) и (\mathbf{r}_2, t_2) свет когерентен в 1-м порядке, если $g_{12}^{(1)} = 1$, некогерентен, если $g_{12}^{(1)} = 0$, и частично когерентен при промежуточных значениях $g_{12}^{(1)}$.

3.Б. Порядок когерентности КВБ-излучения оценим по числу молекул-детекторов m_D , участ-

вующих в самоорганизации ансамбля наночастиц и заполняющих многоцилиндрический "оптический соленоид-резонатор" $\Delta V_{q=0} \rightarrow \Delta V_{q^*}$.

Критерием когерентности излучения в газе является соотношение $\mathbf{k}\mathbf{v} \cdot \tau_{mil} \cong \ell_{mil} 2\pi / \lambda$ [7]. Поскольку $v \cdot \tau_{mil} \approx \ell_{mil}$, то вопрос о когерентности вынужденных колебаний частиц в теории дисперсии сводится к сравнению ℓ_{mil} с λ . Здесь v и τ_{mil} — скорость частицы и время ее свободного пробега; $\ell_{mil} = 1 / m_b \sigma_{scat}$ и $\sigma_{scat} \approx 8\pi k^4 |\alpha(\omega)|^2 / 3 = 3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ — длина свободного пробега и сечение релеевского рассеяния при атмосферных условиях для $\lambda \approx 500 \text{ нм}$; $\alpha(\omega)$ — поляризуемость непоглощающих ($\gamma = \gamma_{rad}$) и изолированных частиц.

Молекулы-детекторы, поглощая на магнитодипольном переходе ($\gamma_q = \gamma_{rad} + \gamma_{disq}$) и взаимодействуя между собой через поля $\mathbf{D}_{\perp\parallel q}^\Sigma$, $\mathbf{V}_{\perp\parallel q}^\Sigma$, формируют соотношение $\mathbf{k}_{+\perp\parallel q} \mathbf{v}_{D\perp q} \tau_{mil\perp q} \cong \ell_{mil\perp q} 2\pi / \lambda_{+\perp\parallel q}$, имеющее смысл критерия когерентности КВБ-излучения. Поскольку $\mathbf{v}_{D\perp q} \tau_{mil\perp q} \approx \ell_{mil\perp q}$, то вопрос о когерентности КВБ-излучения в объеме $\Delta V_{q=0} \rightarrow \Delta V_{q^*}$ сводится к сравнению изменений $\ell_{mil\perp q}$ и $\lambda_{+\perp\parallel q}$ за время (1). Изменения $\ell_{mil\perp q}$ и $\lambda_{+\perp\parallel q}$ накапливаются в объеме $\Delta V_{q=0} \rightarrow \Delta V_{q^*}$ ортогонально и вдоль оси Z , если в молекулах-детекторах m_D реализуется синхронизация колебаний $\delta\alpha_{\perp q}^C$ и $-\delta\chi_{d\parallel q}^C$ на каждом шаге $\delta t_q \approx T_{+q} / 4 = 10^{-15} \text{ с}$ под действием полей $\mathbf{D}_{\perp\parallel q}^\Sigma$, $\mathbf{V}_{\perp\parallel q}^\Sigma$. Здесь $\mathbf{v}_{D\perp q}$ и $\tau_{mil\perp q}$ — скорость молекул-детекторов m_D в моменты t'_q , и время их свободного пробега в окружении молекул-источников $m_D \ll m_b$.

Фотоны КВБ-излучения зарождаются в объеме $\Delta V_{q=0} \rightarrow \Delta V_{q^*}$ в такой момент $t'_{q \approx \infty}$, когда возникшее в каждой молекуле-детекторе m_D синхронное смещение электрона $-e_{\perp\parallel q}$ относительно иона $i_{\perp q}$ способно к моменту t'_{q^*} создать анизотропную конфигурацию $\lambda_{+\perp q^*} / 2$ и $\lambda_{+\parallel q^*}$ орбиты электрона $-e_{\perp\parallel q}$ ортогонально и вдоль зон Френеля. Молекулы-детекторы в момент $t'_{q \approx \infty}$ начинают эволюционировать в диамагнитные наноловушки, которые, удерживая заряды $-e_{\perp\parallel q}$ и $i_{\perp q}$ в пределах $(\lambda_{+\perp q^*} / 2) / \lambda_{+\parallel q^*}$ по высоте/толщине, формируют ансамбль наночастиц. Ансамбль наночастиц обра-

зует "плоскую микролинзовую систему", расположенную ортогонально оси Z с шагом $\lambda_{\perp q^*} / 2 + \delta\lambda_{\perp q^*} / 2$ и вдоль оси Z с шагом $\lambda_{\parallel q^*} + \delta\lambda_{\parallel q^*}$ при интервалах между наночастицами $\delta\lambda_{\perp q^*} / 2$ и $\delta\lambda_{\parallel q^*}$, соответственно.

Таким образом, молекулы-детекторы $m_D \sim 10^6 - 10^{10}$, находящиеся в момент $t'_{q=0}$ на стартовом состоянии V -схемы переходов в окружении молекул-источников m_b , участвуют в формировании генерации КВБ-излучения с когерентностью m_D -порядка.

4.А. Направленность лазерного излучения является следствием того, что активную среду помещают в резонатор. При этом свойства оптических волн рассматриваются с позиции полной и частичной пространственной когерентности [6].

Согласно принципу Гюйгенса волновой фронт пучка в плоскости $R(z)$ за экраном представляют как результат суперпозиции элементарных волн, испущенных из каждой точки отверстия с диаметром D . При полной пространственной когерентности угол дифракции равен

$$\theta_d = \lambda / D. \quad (4)$$

Если задано поперечное распределение интенсивности пучка, то получают соотношение $\theta_d = \beta\lambda / D$, где β — коэффициент, зависящий от формы отверстия и распределения интенсивности пучка. Для равномерно освещенного круглого отверстия получают $\beta = 1,22$ и $\beta = 2 / \pi$ — для пучка неограниченного поперечного размера с гауссовым поперечным распределением интенсивности.

При частичной пространственной когерентности расходимость пучка больше дифракционной (4) с углом $\theta = \beta\lambda / (S_c)^{1/2}$. Пучки, испущенные из разных областей когерентности S_c , некоррелированы (т. е. некогерентны), и в дальней зоне угол расходимости равен $\theta = \beta\lambda / D_c$. Здесь $S_c(r)$ — площадь, характеризующая частичную пространственную когерентность излучения, D_c — диаметр когерентного поперечного пучка от соседствующих источников, пучки которых некоррелируют друг с другом.

4.Б. Направленность КВБ-излучения оценим, исходя из того, что ансамбль наночастиц заполняет многоцилиндрический "оптический соленоид-резонатор".

Так как все наночастицы m_D ансамбля когерентно взаимодействуют между собой через коллективные поля $\mathbf{D}_{\perp||q^*}^{\Sigma}$, $\mathbf{V}_{\perp||q^*}^{\Sigma}$, то оптическая волна на выходе из диамагнитного фотонного кристалла с

диаметром D_{q^*} будет иметь полную пространственно-временную когерентность. В этом случае поле БСВ с гауссовым поперечным распределением интенсивности на входе фотонного кристалла создаст на его выходе пучок КВБ-излучения с расходимостью

$$\theta_{\perp||q^*} = \beta_{\perp||q^*} \lambda_{+q^*} / D_{q^*}, \quad (5)$$

что на порядок меньше дифракционной расходимости лазерного излучения. Здесь $\beta_{\perp||q^*} \approx 1 / 4\pi$ — коэффициент, характеризующий пространственно-временную упорядоченность наночастиц электрон—ион фотонного кристалла на приготовленном магнитоультраполюном НЭП.

Корреляционная функция стационарной бегущей КВБ-волны при когерентности m_D -го порядка равна $g^{(m_D)}(\mathbf{r}_1, t_1, \dots, \mathbf{r}_{m_D}, t_{m_D}; \mathbf{r}_{m_D}, t_{m_D}, \dots, \mathbf{r}_1, t_1) = 1$ для m_D наночастиц электрон—ион в ансамбле.

Яркость, помехоустойчивость лазерного излучения (А) и КВБ-излучения (Б)

1.А. Яркость лазерного пучка с диаметром D и углом расходимости θ равна $B = 4P / (\pi D\theta)^2$, а для дифракционно-ограниченного пучка равна

$$B = (2 / \beta\pi\lambda)^2 P, \quad (6)$$

где P — мощность пучка [6].

В случае идеальной непоглощающей линзы полная мощность излучения в фокальной области с диаметром $D \approx 2f\theta$ равна мощности пучка P падающей волны. При этом пиковая интенсивность излучения в центре пятна равна $I_p = 4P / \pi D^2 = P / \pi(f\theta)^2$.

1.Б. Яркость пучка КВБ-излучения с диаметром D_{q^*} и углом расходимости $\theta_{\perp||q^*}$ равна

$$B_{q^*} = (2 / \beta_{\perp||q^*} \pi \lambda_{+q^*})^2 P_{phq^*}, \quad (7)$$

что на порядок больше яркости лазерного излучения, поскольку $\beta_{\perp||q^*} \approx 1 / 4\pi$. Здесь $P_{phq^*} \approx U(\omega_{BLW}) / T_{+q^*}$ — мощность пучка КВБ-излучения на выходе из фотонного кристалла. Интенсивность КВБ-излучения достигает огромных величин из-за ее расходимости, меньше дифракционной. При этом энергия КВБ-излучения зависит от энергии $U(\omega_{BLW})$ БСВ π -поляризации, длины когерентности Δz_{q^*} , сечения максимальной зоны Френеля $\pi R_{nf\perp q^*}^2$ и концентрации наночастиц (молекул-детекторов) $U(\omega_{+q^*}) \approx \Delta z_{q^*} U(\omega_{BLW}) \pi R_{nf\perp q^*}^2 m_D$.

Поскольку электрические фотоны поля БСВ π -поляризации преобразуются в магнитные фотоны КВБ-излучения σ -поляризации в замкнутом цикле "испускание—поглощение", то квантовая эффективность преобразования достигает $\eta_{EFF} \sim 100\%$.

2.А. Низкая помехоустойчивость лазерного излучения в реальной атмосфере обусловлена, во-первых, тем, что перенос информации (и энергии) этого излучения в атмосфере определяет E -компонента поля. Ее дальное действие задано законом Кулона, согласно которому сила взаимодействия двух электрических зарядов обратно пропорциональна квадрату расстояния r между зарядами. Так как все частицы атмосферы имеют электрические заряды, то турбулентность неоднородности комплексного показателя преломления атмосферы "рассыпает" фронт волны лазерного излучения (независимо от типа фронта) на мелкие вихри в масштабе действия закона Кулона $\sim r^{-2}$.

Во-вторых, вероятность электродипольных переходов молекул на три порядка больше магнитодипольных переходов, поэтому лазерное излучение испытывает сильное экспоненциальное ослабление аэрозолем и молекулами атмосферы с ростом длины трассы.

Как следствие, волновой фронт лазерного излучения устойчив только на атмосферных трассах 1—5 км [9, 10].

2.Б. Помехоустойчивость КВБ-излучения в атмосфере обусловлена, во-первых, тем, что перенос информации (и энергии) в атмосфере определяется его магнитной компонентой $H_{\parallel q^*}$, дальнее действие которой задано законом Био-Савара $H_{\parallel q^*} = n_{f\parallel q^*} j_{nf\perp q^*}$ вдоль оси многоцилиндрического "оптического соленоида-резонатора". Здесь $n_{f\parallel q^*}$ и $j_{nf\perp q^*}$ — номер зоны Френеля и электронный ток на поверхности каждой зоны как компоненты "плоской микролинзовой системы" ортогонально оси "резонатора". Отсутствие зависимости компоненты $H_{\parallel q^*}$ вдоль оси "резонатора" в зонах Френеля от расстояния r между зарядами (в том числе $-e_{\perp\parallel q^*}$ и $i_{\perp q^*}$) обрекает фронт волны КВБ-излучения на устойчивость перед турбулентностью неоднородности комплексного показателя преломления атмосферы в макромасштабе закона Био-Савара. Проекция углового орбитального момента $L_{q^*} = m_D M_{Jq^*} \hbar$ на ось Z обеспечивает превышение помехоустойчивости волнового фронта

КВБ-излучения в атмосфере в $\sim 10^6$ — 10^{10} раз над лазерным излучением.

Во-вторых, вероятность магнитодипольных переходов молекул (атомов) в $\sim 10^3$ раз меньше вероятности электродипольных переходов; во столько же раз меньше будет ослабляться интенсивность КВБ-излучения $I_{peak} = 4P_{phq^*} / \pi D_{q^*}^2$ в атмосфере относительно интенсивности лазерного излучения. Эти два качества КВБ-излучения позволяют использовать КВБ-лазеры в различных оптических системах независимо от погодных условий.

В-третьих, КВБ-излучение регистрируется фотоприемником, построенном как на электрооптическом принципе, так и на магнитооптическом принципе. Во втором случае величина S/N фотоприемника не зависит от времени суток, что обеспечивает круглосуточную помехоустойчивую работу в атмосфере оптических систем на основе КВБ-лазера.

Заключение

В работе [1] предложена и обоснована концептуальная модель самовозбуждения генерации КВБ-излучения. В настоящей работе показано, что функционально свойства КВБ-излучения на порядок превосходят свойства лазерного излучения.

Следующим этапом развития исследований является создание математической модели и средства генерации КВБ-излучения.

Автор благодарен В. Г. Багрову, В. Т. Калайде и В. Н. Черепанову за помощь и полезные дискуссии.

Литература

1. Лопасов В. П. // Прикладная физика. 2012. № 4. С. 23.
2. Способ синтеза оптически активной диамагнитной среды. Пат. 2320979. Россия, МПК⁵¹ G 01 N 21/00, H 01 S 3/094. Лопасов В. П. — заявитель и патентообладатель. № 2006110006/28; Заявл. 28.03.2006, Опубл. 27.03.2008. Бюл. № 9.
3. Лоудон Р. Квантовая теория света. — М.: Мир, 1976.
4. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский А. П. Квантовая электродинамика. — М.: Наука, 1980.
5. Фано У., Фано Л. Физика атомов и молекул. — М.: Наука, 1980.
6. Звелто О. Принципы лазеров. — СПб.: Лань, 2008.
7. Собельман И. И. // УФН. 2002. Т. 172. № 1. С. 85.
8. Лопасов В. П. // Оптика атм. и океана. 1997. Т. 10. № 9. С. 996.
9. Djerroud K., Samain E. et al. // Optics Letters. 2010. V. 35. No. 9. P. 1479.
10. Касаткин Н. Ф. // Технологии и средства связи. 2006. № 4. С. 34.

Estimation of features for laser radiation on the prepared magnetic multipole transition

V. P. Lopasov

Zuev Institute of Atmospheric Optics. SB RAS
1 Academician Zuev sq., Tomsk, 634021, Russia
E-mail: lopas@iao.ru

Characteristics of laser radiation on the prepared magnetic dipole transition are estimated. It is shown that the functional properties of this laser radiation exceed ordinary laser radiation properties by a factor of tens.

PACS: 42.55.-e, 42.50.Nn, 42.55.Tv

Keywords: molecules, laser, optically active medium, coherence, helical wave front, angular orbital momentum.

Bibliography — 10 references.

Received November 20, 2011