

УДК 535.33:621.373.8

Принципы генерации лазерного излучения на подготовленном магнитодипольном переходе

В. П. Лопасов

Уточнен принцип и механизм генерации лазерного излучения на электродипольных переходах молекул (атомов). Обоснованы принципы самовозбуждения генерации лазерного излучения на магнитодипольном нежестком электронном переходе, подготовленном в ансамбле оптически активных наночастиц электрон-ион. Приведены оценки, выявившие преимущество лазерного излучения магнитодипольной природы перед лазерным излучением электродипольной природы.

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

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

Введение

Современное представление физики лазеров базируется на том, что лазер можно рассматривать как совокупность трех основных элементов: рабочая среда, резонатор и система накачки. Самые существенные характеристики этих элементов описываются по отдельности, а взаимодействие поля накачки со средой в резонаторе лазера описывается в рамках полуклассического подхода и электродипольного приближения [1, 2]. Ключевую роль здесь играет физический принцип работы лазера, в рамках которого зарождается механизм положительной обратной связи (ПОС) в резонаторе между вынужденным излучением на рабочем переходе и молекулами (атомами) активной среды.

В последние годы физика лазеров пополнилась новыми разделами. В частности, разделами волоконных лазеров [3], мощных лазеров на тонких дисках, имеющих форму цилиндрических стержней [4], квантово-каскадных лазеров, где основой активной среды являются три связанных квантовых ямы [5], сверхрешетка [6] или chirпированная сверхрешетка [7]. Во всех перечисленных случаях генерация лазерного излучения самовозбуждается на электродипольных переходах молекул (атомов) подготовленной активной среды [1]. Другими словами, лазерное излучение имеет электродипольную природу и когерентность 1-го порядка [8]. За рубежом на основе этого излучения достигнута скорость передачи информации по волоконно-оптическому каналу на уровне 12,8 Тб/с на расстояние более 2000 км [9].

В космических информационно-коммуникационных системах, включая ГЛОНАСС/GPS, лазерное излучение электродипольной природы использовать нецелесообразно из-за его низкой помехоустойчивости в атмосфере, "рассыпающей" фронт волны (независимо от типа фронта). Лазерное излучение электродипольной природы устойчиво только на атмосферных трассах длиной 1—5 км [10, 11].

Для атмосферно-оптического канала ГЛОНАСС/GPS целесообразно использовать лазерное излучение магнитодипольной природы с когерентностью m_D -го порядка [8]. Физика такого лазера базируется на том, что лазерное излучение самовозбуждается в коллективе внешнего поля и молекулярного газа (молекул-детекторов + молекул-источников электрической и магнитной индукции) при экстремальных макропараметрах. Коллектив внешних полей [12] 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 $\mathbf{B}_{\parallel q}^C + \mathbf{H}_{\parallel q}^B + \mathbf{B}_{\parallel q}^R \rightarrow \mathbf{B}_q^\Sigma$ компонент поля упругого столкновения (C) молекул-детекторов с молекулами-источниками, бигармонической световой волны (БСВ) π -поляризации (B) и релеевского рассеяния (R). Здесь $q = 1, 2, 3 \dots q^*$ — номер шага воздействия коллектива полей $\mathbf{D}_{\perp q}^\Sigma$, $\mathbf{B}_q^\Sigma$ на молекулы-детекторы; m_D — число молекул-детекторов в объеме, одновременно стартующих в процесс формирования лазерного излучения магнитодипольной природы.

Цель настоящей работы — обосновать физические принципы самовозбуждения генерации лазерного излучения магнитодипольной природы, а также выявить его ключевое преимущество перед лазерным излучением электродипольной природы.

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

Статья поступила в редакцию 20 октября 2011 г.

© Лопасов В. П., 2012

Принцип генерации и свойства лазерного излучения электродипольной природы

Условия самовозбуждения генерации

Принцип работы лазера: оптическая накачка состояний рабочего перехода молекул (атомов) среды по Λ -схеме и механизм ПОС упорядочивают инверсию населенности состояний рабочего перехода в резонаторе лазера и развивают генерацию лазерного излучения из вынужденного излучения. Когерентное состояние электромагнитного поля (фотонов) рождается в лазере за счет переходов, индуцированных в активной среде [2].

Самовозбуждение генерации излучения в активной среде между двумя произвольными энергетическими состояниями 1 и 2, имеющими населенности N_1 и N_2 , рассматривают в рамках электродипольного приближения и схем вынужденного (индуцированного) излучения и поглощения [1]. В простейшей схеме не учитывают спонтанные излучательные и безызлучательные переходы: последние не приводят к рождению фотонов, а спонтанно испущенные фотоны не дают вклада в падающую плоскую волну. Кроме того, полагают, что рассматриваемые состояния либо невырождены, либо имеют одинаковую кратность вырождения (т. е. $g_1 = g_2$).

Рассматривают распространение плоской электромагнитной волны с плотностью потока фотонов F , изменение которого dF в тонком слое dz обусловлено процессами вынужденного излучения и поглощения в среде. Если S — площадь поперечного сечения пучка, то разность между числами фотонов, покидающих выделенный объем и поступающих в него в единицу времени, равна SdF . В каждом акте вынужденного излучения рождается, а в каждом акте поглощения уничтожается один фотон. Поскольку величина SdF равна разнице между числом актов вынужденного излучения и поглощения, произошедших в объеме Sdz за единицу времени, то для рабочего перехода записывают соотношение в виде:

$$dF = \sigma F(N_2 - N_1)dz, \quad (1)$$

где $\sigma = \sigma_{12} = \sigma_{21}$ — поперечное сечение вынужденного излучательного перехода $2 \rightarrow 1$ с вероятностью излучения $W_{21} = \sigma_{21}F$. Соотношение (1) записано для невырожденных состояний 1 и 2, где справедливо равенство $W_{21} = W_{12}$ и, соответственно, $\sigma_{21} = \sigma_{12}$, а для кратно вырожденных состояний g_1 и g_2 выполняются соотношения $g_2 W_{21} = g_1 W_{12}$ и $g_2 \sigma_{21} = g_1 \sigma_{12}$.

Из выражения (1) следует, что при тепловом равновесии населенности состояний описываются

статистикой Больцмана, где $N_2 < N_1$, и среда поглощает излучение на частоте $\omega_r = (E_2 - E_1)/\hbar$. Если реализуются неравновесные условия, при которых $N_2 > N_1$, то среда становится активной средой (т. е. в среде существует инверсия населенности) и ведет себя как усилитель (поскольку $dF/dz > 0$). При вынужденном излучении падающий фотон вызывает переход $2 \rightarrow 1$, в результате которого имеются уже два фотона — падающий и испущенный. Скорость уменьшения населенности верхнего состояния за счет безызлучательной дезактивации представляют как $(dN_2/dt)_{nr} = -N_2/\tau_{nr}$, где τ_{nr} — безызлучательное время жизни перехода.

Усилитель превращается в генератор, если в нем зарождается механизм ПОС между вынужденным излучением и молекулами (атомами) активной среды. В СВЧ-диапазоне зарождение механизма ПОС достигается тем, что активную среду помещают в объемный резонатор, имеющий резонанс на частоте $\omega_r = (E_2 - E_1)/\hbar$ рабочего перехода. В лазерном генераторе *зарождение* механизма ПОС обеспечивают путем размещения активной среды между двумя зеркалами с высоким коэффициентом отражения. Если одно из зеркал частично прозрачное, то за ним получают пучок выходящего из генератора излучения на частоте ω_r . Лазерный генератор *начинает* излучать тогда, когда усиление в активной среде компенсирует потери в нем, в том числе за счет выхода излучения из генератора. В активной среде усиление за один проход составляет $\exp[\sigma(N_2 - N_1)\ell]$, где ℓ — длина активной среды.

Если после одного прохода внутри резонатора лазера достигается равенство усиления и потерь энергии (порог инверсии), то из вынужденного излучения развивается генерация лазерного излучения. Пороговую инверсию населенностей между рабочими состояниями $2 \rightarrow 1$ проще получить по Λ -схеме в 3-уровневой ($1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$) среде, если обеспечить заселение состояния 2 за счет быстрых безызлучательных переходов между состояниями $3 \rightarrow 2$. Еще проще пороговую инверсию получить в 4-уровневой ($0 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1 \rightarrow 0$) среде, если обеспечить также быструю дезактивацию состояния 1 за счет быстрых безызлучательных переходов $1 \rightarrow 0$.

В настоящее время успешно синтезируют оптически активный трехмерный метаматериал при экстремальных макропараметрах среды в рамках принципа Ферма с целью контроля светового потока [13]. При этом тензоры диэлектрической $\epsilon(\mathbf{r})$ и магнитной $\mu(\mathbf{r})$ проницаемости среды (с участием парамагнитной восприимчивости частиц χ_p) трансформируются в пространстве и создают ани-

зотропную структуру показателя преломления $n(\mathbf{r}) = [\varepsilon(\mathbf{r})\mu(\mathbf{r})]^{1/2}$. Метаматериал обладает свойствами, превосходящими возможности натуральных материалов.

Предельный контроль светового потока (например, для устройств оптической маскировки, генерации лазерного излучения и др.) требует изготовления из метаматериала многослойных цилиндрических гиперлинз, имеющих трехмерные структурные элементы меньше длины волны и сложный профиль. Современные технологии нанотехнологии позволяют получать структуры, как правило, с простой ортогональной трехмерной конфигурацией. Для генерации лазерного излучения требуются структуры со сложной геометрией и искривленными границами сред, со слоями, сходящимися на нет, и слоями, градиентными как по составу, так и по толщине. Цена производства таких структур чрезвычайно высокая.

Свойства лазерного излучения

В монографии [1] приведены традиционные свойства лазерного излучения электродипольной природы: монохроматичность, когерентность, направленность и яркость. Отмечается отсутствие связи временной и пространственной когерентности лазерного излучения, а также прямой обратной связи когерентности и ширины спектра излучения. Когерентность 1-го порядка для полей в пространственно-временных точках (r_1t_1) и (r_2t_2) описывается корреляционной функцией

$$g^{(1)}(r_1t_1, r_2t_2) \equiv g_{12}^{(1)} = \frac{\langle E^*(r_1t_1)E(r_2t_2) \rangle}{\left(\langle |E(r_1t_1)|^2 \rangle \langle |E(r_2t_2)|^2 \rangle \right)^{1/2}} = 1.$$

Здесь угловые скобки означают усреднение по ансамблю при статистическом определении поля $E(r,t)$. Говорят, что в точках (r_1t_1) и (r_2t_2) свет когерентен в 1-м порядке, если $g_{12}^{(1)} = 1$, некогерентен, если $g_{12}^{(1)} = 0$, и частично когерентен при промежуточных значениях $g_{12}^{(1)}$.

Низкая помехоустойчивость лазерного излучения электродипольной природы в реальной атмосфере обусловлена, во-первых, тем, что перенос информации 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. Поскольку все частицы атмосферы имеют электрические заряды, то турбулентность неоднородности комплексного показателя пре-

ломления 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 электродипольной природы испытывает сильное экспоненциальное ослабление аэрозолем и молекулами атмосферы с ростом длины трассы. Как следствие, волновой фронт лазерного излучения электродипольной природы устойчив, как уже было сказано, только на атмосферных трассах длиной 1—5 км [10, 11].

Выводы

1. Эффективность генерации лазерного излучения зависит от грамотного выполнения условий при сочетании Λ -схемы переходов со способом коррекции скорости заселения верхнего 2 и опустошения нижнего 1 состояний рабочего перехода $2 \rightarrow 1$.

2. Оптическая когерентность высших порядков важна для выявления различия свойств излучения классического (теплого) источника света и свойств лазерного излучения электродипольной природы [1], а также для выявления различия свойств лазерных излучений электродипольной и магнитодипольной природы.

Подход к физическим принципам лазеров на магнитодипольных переходах

Самоорганизация открытой системы

Монополия электродипольного приближения в физической оптике XX века "закрывает" возможность пространственно-временного упорядочения газовой среды при ее взаимодействии с коллективом внешних полей. Ситуация изменилась после того, как Г. Хакен в 1980 г. показал, что "самоорганизация — процесс упорядочения (пространственного, временного или пространственно-временного) открытой системы за счет согласованного взаимодействия множества элементов, ее определяющих". В 1980 г. И. Пригожин создал нелинейную модель реакции Белоусова—Жаботинского, согласно которой упорядочение открытой системы возникает при притоке энергии или оттоке энтропии, ее диссипации. Согласно этой модели лазерное излучение — это результат самовозбуждения генерации излучения на электродипольных переходах молекулярной (атомной) среды при обеспечении пороговой инверсии населенности состояний рабочего перехода в пространстве резонатора за счет взаимодействия активной (неравновесной) среды с полем накачки.

Известный метод нестационарной когерентной оптики многоуровневых молекулярных сред позволяет расширить возможности диссипативной самоорганизации открытой системы и обосновать физические принципы лазеров будущего. Этому способствовали полученные в 70-е годы спектры поглощения [14] (и переизлучения [15]) молекулами H_2O в слабом поле бигармонического излучения лазера на рубине при макропараметрах молекулярного газа: $T \approx 300$ К и $P_{\text{H}_2\text{O}} \approx 16,5$ Торр, $P_{\text{N}_2} \approx 740$ Торр молекул. Эти результаты выходили за рамки электродипольного приближения и ударного (лоренцевского) контура колебательно-вращательных (КВ) переходов [16]. В частности, спектр поглощения получен на лазерном спектрометре с участием БСВ по классической методике измерения:

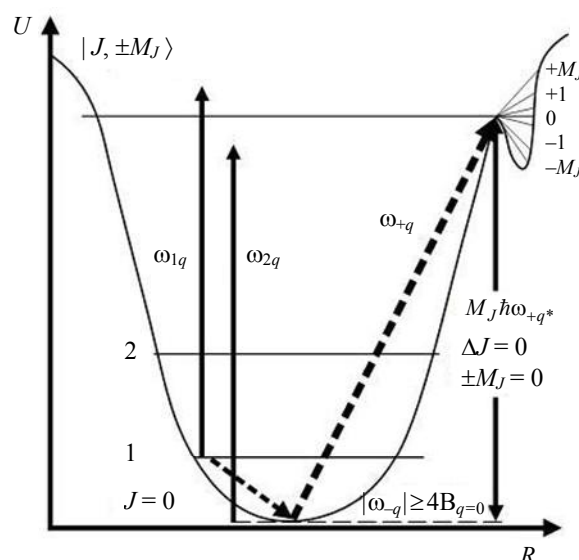
$$K_z(\lambda) \approx \exp(J_\lambda / J_{0\lambda}) / L_z,$$

где $J_{0\lambda}$ и J_λ — интенсивности опорного пучка излучения и пучка излучения, прошедшего через кювету с молекулярным газом, $L_z = 20$ м — оптическая длина кюветы, учитывающая толщину оптического слоя и концентрацию $m_{\text{H}_2\text{O}}$, m_{N_2} молекул. Спектр поглощения молекулы H_2O содержал десять линий (вместо одной известной).

Коэффициент поглощения $K_z(\lambda)$ в центре линии был на четыре порядка меньше (показано через 35 лет [17]) той величины, которую могла зарегистрировать использованная в [14] аппаратура. Спектр переизлучения молекулами H_2O зарегистрирован в 1973 г. (опубликован через 24 года [15]) на полихроматическом ВРЛ-спектрометре при макропараметрах газа $T \approx 300$ К и $P_{\text{H}_2\text{O}} \approx 15$ Торр, $P_{\text{N}_2} \approx 700$ Торр. Вблизи центра линии поглощения самого вероятного (из десяти) КВ-перехода был зарегистрирован мощный монохроматический сигнал, сформированный молекулами $\text{H}_2\text{O} + \text{N}_2$ в поле полихроматического излучения.

Новый механизм генерации

Результаты контрольных экспериментов [18, 19] и анализа взаимодействия внутримолекулярного поля H_2O с коллективом внешних полей $\mathbf{D}_{\perp q}^\Sigma$, $\mathbf{B}_{\parallel q}^\Sigma$ привели к следующему выводу: спектры аномального поглощения и переизлучения в молекулах-детекторах сформировал новый механизм генерации. Этот механизм зарождается при выполнении, как минимум, трех условий [20] (рисунок).



Магнитодипольный МЭП, приготовленный в области слабо разрешенного магнитного мультипольного перехода $|0\rangle \Leftrightarrow |J, \pm M_J\rangle$

Первое. Молекулы-детекторы H_2O должны иметь разрешенный низкочастотный ω_{10} электродипольный и слабо разрешенный высокочастотный ω_{0J} магнитный мультипольный вращательный (или КВ) переходы, объединенные состоянием $|0\rangle$ в V-схему, например, типа

$$|1, \pm 1\rangle \rightarrow |0\rangle \Leftrightarrow |J, \pm M_J\rangle. \quad (2)$$

(Все оценки сделаны для V-схемы, находящейся под лоренцевским контуром составного КВ перехода [14, 15].)

Второе. Поле бигармонического (полихроматического) излучения должно иметь экстремальную структуру спектра в объеме когерентности

$$\Delta V_{q=0} \rightarrow \Delta V_{q*} \approx \Delta z_{\parallel q*} \pi R_{nf \perp q*}^2, \quad (3)$$

а молекулярная среда должна иметь экстремальные макропараметры. Здесь J и M_J — квантовые числа углового орбитального момента молекулы-детектора в состоянии $|J, \pm M_J\rangle$ и его проекции на ось Z распространения БСВ; $\Delta z_{\parallel q*}$ и $R_{nf \perp q*}$ — длина когерентности и радиус максимальной зоны Френеля для пучка БСВ.

Третье. Новый механизм зарождается одновременно в совокупности m_D молекул-детекторов после того, как поле БСВ заполнит (момент $t'_{q=0}$) весь объем (3) [21]. Здесь $q = 1, 2, 3 \dots q* = \omega_{+q=0} / \omega_{-q=0} \approx 10^3 \div 10^6$ — номер шага $\delta t_q \approx T_{+q} / 4 = 10^{-15}$ с коллектива полей $\mathbf{D}_{\perp q}^\Sigma$, $\mathbf{B}_q^\Sigma$ на разности $\omega_{-q} = (\omega_{1q} - \omega_{2q}) / 2$ и сумме

$\omega_{+q} = (\omega_{1q} + \omega_{2q}) / 2$ частот в моменты $t'_q = (q - 1/2)T_{+q} / 2$ смены знака $\pm$ внутренней амплитудной модуляции ортогонально оси Z и в моменты $t''_q = qT_{+q} / 2$ смены знака $\mp$ внутренней фазовой модуляции вдоль оси Z распространения БСВ; $k_{-q} = (k_{1q} - k_{2q}) / 2$ и $k_{+q} = (k_{1q} + k_{2q}) / 2$.

Под внутренней модуляцией поля БСВ [22]

$$E(z, t_q) = A \cos(\omega_{1q} t_q - k_{1q} z) + A \cos(\omega_{2q} t_q - k_{2q} z) \equiv \\ \equiv 2A \cos(\omega_{-q} t_q) (t_q - z k_{-q} / \omega_{-q}) \cos(\omega_{+q} t_q - k_{+q} z) \quad (4)$$

понимается (по аналогии с [23]) преобразование спектра внутри- и межмолекулярных полей в молекулярном газе через динамические эффекты Штарка и Зеемана в спектры переизлучения (или поглощения) на переходах (2). При отношении интенсивности $J_1 / J_2 = 1$ полей БСВ в (4) реализуется только амплитудная модуляция на частоте ω_{-q} . При $J_{1q} / J_{2q} \neq 1$ поле БСВ приобретает асимметрию и к знакопеременной $\pm$ амплитудной модуляции БСВ ортогонально оси Z на частоте ω_{-q} добавится знакопеременная $\mp$ фазовая модуляция несущей частоты ω_{+q} БСВ вдоль оси Z объема (3).

Функциональные факторы

Три вышеуказанных условия зарождения нового механизма в молекулах-детекторах сопровождаются тремя функциональными факторами.

Во-первых, V -схема переходов должна выполнять две функции схемы Биккеля—Бомана [24] для поля БСВ. В частности, функцию фазосдвигения частот поля БСВ и частот переходов (2) и функцию обеспечения "скважины" для регулярного (моменты t'_q и t''_q), когерентного и резонансного приема низкочастотной $2\omega_{-q}$ электрической и высокочастотной $2\omega_{+q}$ диамагнитной энергии молекулами-детекторами в процессе их упругого столкновения с молекулами-источниками.

Во-вторых, время релаксации электронной, колебательной, вращательной энергий и энергии поступательного движения молекул-детекторов должно быть много больше памяти их электрона о действии поля БСВ.

Функциональные факторы позволяют механизмам излучательных процессов (в том числе рэлеевского рассеяния) и межмолекулярного столкновения создать однородное уширение переходов (2), не позволяющее определить принадлежность света конкретной частоты к отдельной группе молекул. Как следствие, ширина линии молекулярных переходов $\delta\omega$ определяется средним време-

нем δt , в течение которого переходы каждой молекулы-детектора не возмущаются, но последние накапливают энергию в моменты t'_q и t''_q . При этом, согласно принципу неопределенности и свойствам преобразования Фурье, выполняется соотношение $\delta\omega\delta t \geq 1$, что согласуется с точными результатами для излучательных и ударных процессов [8].

Из соотношения $\delta\omega\delta t \geq 1$ и выводов предыдущего раздела следует принципиальная особенность поля БСВ с временной когерентностью $\sim \tau_0$ и отношением $J_{1q} / J_{2q} \neq 1$. В частности, поле БСВ со знакопеременной внутренней амплитудно-фазовой модуляцией на каждом шаге $\delta t_q \approx T_{+q} / 4 = 10^{-15}$ с интервала $0 < \delta t_q < \tau_0$ может $10^3 \div 10^6$ раз корректировать внутри- и межмолекулярную динамику каждой молекулы-детектора по V -схеме в рамках четырехмерного соотношения неопределенности

$$\delta U_q \delta t_q = \delta x_q \delta p_q + \delta y_q \delta p_q + \delta z_q \delta p_q \geq \hbar. \quad (5)$$

Если совокупность m_D молекул-детекторов накопит *пороговую* электрическую и диамагнитную энергию на частоте магнитного мультипольного перехода в (2) за время

$$\Delta t'_{0q*} = 4 \sum_{q=0}^{q*} q T_{+q} / 4 \approx 10^{-12} \text{ с} \leq \tau_{ECM} \approx 10^{-11} \text{ с}, \quad (6)$$

то к моменту $\leq \tau_{ECM}$ вырождение состояний этого перехода снимется. Другими словами, вероятность магнитного мультипольного перехода многократно увеличится, его контур приобретет однородное уширение, а спектр коллектива полей $\mathbf{D}_{\perp q}^{\Sigma}$, $\mathbf{B}_{\parallel q}^{\Sigma}$ преобразуется в сигнал с шириной спектра $\delta\omega_q$ много меньше $2\pi / \tau_{ECM}$ [15]. Здесь $\tau_{ECM} \leq \tau_0$ — длительность упругого столкновения молекул. Этот сигнал характеризует момент t'_{q*} бифуркации совокупности m_D молекул-детекторов в ансамбль оптически активных наночастиц электрон-ион со свойствами диамагнитного фотонного кристалла в объеме (3). Если совокупность m_D молекул-детекторов не накопит пороговые энергии за время (6), то составной КВ переход под лоренцевским контуром приобретет только аномально большое поглощение [14].

Физические принципы лазеров будущего

Обоснуем предложенный подход к созданию лазеров будущего. Допустим, в рамках соотношения (5) реализуются три принципа: суперпозиция

квантовых состояний ("когерентная суперпозиция") молекул-детекторов, зарождение механизма двухмерной (по времени и пространству) ПОС по V -схеме переходов в момент $t'_{q\approx\infty}$ и принцип Ферма в молекулярном газе.

Как известно [8], принцип "когерентной суперпозиции" в равной степени применим и к микро-частицам, и к макроскопическим объектам. Этот принцип, являясь универсальным инструментом квантовой теории из-за ее линейности, возникает во многих разделах физики и принимает различные формулировки. Одна из формулировок для микро-частиц гласит: *если система может находиться в различных состояниях, то она может одновременно находиться сразу в двух (и более) состояниях*. Например, если в качестве отдельных состояний системы взять пространственные координаты ее центра масс, и система способна принимать различные положения в пространстве, то из принципа "когерентной суперпозиции" следует, что частица может находиться одновременно сразу во всех точках пространства, другими словами, быть полностью "размазанной" во всем пространственно-временном континууме.

В полуклассической физике принцип "когерентной суперпозиции" выполняется тогда, когда нелинейные эффекты незначительны [8]. В молекулярной оптике этот принцип реализуется, если линейное воздействие коллектива внешних сил на три состояния переходов (2) каждой m_D молекулы-детектора приводит к интерференции внутримолекулярных и внешних полей в объеме (3). Для раздела молекулярной оптики есть две формулировки "когерентной суперпозиции", позволяющие зародить механизм двухмерной ПОС, в частности:

- *результат воздействия на частицу нескольких внешних сил есть векторная сумма воздействий этих сил;*
- *энергия взаимодействия всех частиц в многочастичной системе есть просто сумма энергий парных взаимодействий между всеми возможными парами частиц.*

Сущность второго принципа состоит в подготовке момента $t'_{q\approx\infty}$ зарождения механизма двухмерной ПОС в молекулах-детекторах объема (3) на этапе (6) за счет двухмерного параметрического резонанса (интерференции поля молекул-детекторов и коллектива полей) между частотами $2\omega_{-q}$, $2\omega_{+q}$ коллектива полей $\mathbf{D}_{\perp q}^{\Sigma}$, $\mathbf{B}_{\parallel q}^{\Sigma}$ и частотами переходов (2). Механизм двухмерной ПОС, запутывая различные степени свободы совокупности стартующих m_D молекул-детекторов в объеме (3), приготавливает смешанное состояние из чистых состояний V -схемы переходов (2). При этом поле-

вые силы [25] Лоренца $\mathbf{F}_{e\perp q} = -e(\mathbf{D}_{\perp q}^{\Sigma} + \mathbf{v}_e \mathbf{B}_{\parallel q}^{\Sigma} / c)$, $\mathbf{F}_{i\perp q} = i(\mathbf{D}_{\perp q}^{\Sigma} + \mathbf{v}_i \mathbf{B}_{\parallel q}^{\Sigma} / c)$ регулярно, когерентно и резонансно разделяют каждую m_D молекулу-детектор на электрон $-e_{\perp q}$ и ион $i_{\perp q}$ в моменты t'_q , а в моменты t''_q полевая сила Кориолиса $\mathbf{F}_{Ce\parallel q} = (e\mathbf{v}_{e\perp q} \times \mathbf{B}_{\parallel q}^{\Sigma}) / c$ корректирует направление движения заряда $-e_{\perp q}$ относительно заряда $i_{\perp q}$.

Сущность принципа Ферма для молекулярного газа в объеме (3) состоит в том, что векторы светового потока коллектива полей $\mathbf{D}_{\perp q}^{\Sigma}$ и $\mathbf{B}_{\parallel q}^{\Sigma}$ минимизируют не только длину пути между точками $A'A''$, как в метаматериалах [13], но также время между моментами t'_q и t''_q воздействия коллектива сил на молекулы-детекторы. Интеграл $\delta \int_0^{\Delta t(U_q)} \int_{A'(t_q)}^{A''(t_q)} n(\mathbf{r}_{\perp q}, t_q) d\mathbf{r} dt = 0$ является стационарным по отношению к варьированию пути $A'A''$ и к ограничению времени (6) прохождения этого пути. Здесь $\mathbf{r}_{\perp q=0} \rightarrow \lambda_{+*} / 4$ и $\mathbf{r}_{\parallel q=0} \rightarrow \lambda_{+q*} / 2$ — радиус-векторы, проведенные из начала координат молекулы-детектора ортогонально и вдоль оси Z в точки нахождения электрона в моменты t'_q и t''_q . В этом случае тензоры $\epsilon(\mathbf{r}_{\perp q}, t'_q)$ и $\mu(\mathbf{r}_{\parallel q}, t''_q)$ среды с участием диамагнитной восприимчивости молекул-детекторов $-\chi_{dq}$, упорядочиваясь в координатах пространство—время, приготавливают комплексный показатель преломления так

$$n(\mathbf{r}_{\perp q}, t_q) = [\epsilon(\mathbf{r}_{\perp q}, t'_q) \mu(\mathbf{r}_{\parallel q}, t''_q)]^{1/2} = n_{\perp q} - i\eta_{\parallel q}, \quad (7)$$

что траектория луча, искривляясь, минимизирует его путь за время (6).

Уточним значимость условий в подготовке момента $t'_{q\approx\infty}$ зарождения механизма двухмерной ПОС, приготавливающего комплексный показатель преломления (7) в молекулярном газе за время (6). Момент $t'_{q\approx\infty}$ — это момент времени на этапе (6), когда условия и два фактора начинают выполнять функцию базового и рабочего "ключа", а третий фактор — функцию "спускового крючка".

Базовым "ключом" является двухмерный параметрический резонанс по энергии между вращательными (или КВ) переходами (2) и частотами $2\omega_{-q}$, $2\omega_{+q}$ коллектива полей $\mathbf{D}_{\perp q}^{\Sigma}$, $\mathbf{B}_{\parallel q}^{\Sigma}$. Условия подбираются так, чтобы поле упругого столкновения, нарушая симметрию электронных оболочек каждой m_D молекулы-детектора, индуцировало в ней электрический

$$\mathbf{d}_{e\perp q}^C \approx \delta\alpha_{\perp q}^C \cdot \mathbf{D}_{\perp q}^C + 1/3 A_{\perp\parallel\gamma q} \cdot \nabla \mathbf{D}_{\perp\gamma q}^C + G_{\perp\parallel q} \cdot \mathbf{B}_{\parallel q}^C + \dots \quad (8a)$$

и магнитный

$$\mathbf{d}_{m\parallel q}^C = -\delta\chi_{d\parallel q}^C \cdot \mathbf{B}_{\parallel q}^C + \tilde{G}_{\perp\parallel q} \cdot \mathbf{D}_{\perp q}^C + \dots \quad (8б)$$

дипольные моменты. Индуцированные моменты (8а, б) содержат перекрестные слагаемые, характеризующие диполь-квадрольную поляризуемость $A_{\perp\parallel\gamma q}$ и тензор гирации $G_{\perp\parallel q}$, $\tilde{G}_{\perp\parallel q}$. Перекрестные слагаемые выполняют функцию диамагнитных наноловущек зарядов $-e_{\perp\parallel q}$ и $i_{\perp q}$ каждой m_D молекулы-детекторы в объеме (3). Здесь $\delta\alpha_{\perp q}^C$ и $-\delta\chi_{d\parallel q}^C$ — колебания в молекуле-детекторе электрической поляризуемости ортогонально и диамагнитной восприимчивости вдоль оси Z .

Рабочим "ключом" является коллектив сил Лоренца и Кориолиса. Этот "ключ" возникает в молекулах-детекторах за счет знакопеременной внутренней амплитудно-фазовой модуляции коллектива полей $\mathbf{D}_{\perp q}^{\Sigma}$, $\mathbf{B}_{\parallel q}^{\Sigma}$ при отношении интенсивностей $J_{1q} / J_{2q} \neq 1$ БСВ. При этом колебания

дипольных моментов $\mathbf{d}_{e\perp q}^C$ и $\mathbf{d}_{m\parallel q}^C$ (8а, б) реализуются в фемтопространстве переходов (2) совокупности m_D молекул-детекторов на частотах ω_{01q} , ω_{0Jq} ортогонально и вдоль оси Z .

"Спусковым крючком" в момент $t'_{q \approx \infty}$ служит амплитудно-фазовый захват частот колебания ω_{01q} , ω_{0Jq} моментов $\mathbf{d}_{e\perp q}^C$, $\mathbf{d}_{m\parallel q}^C$ на переходах (2) каждой молекулы-детектора, частотами ω_{-q} , ω_{+q} коллектива полей $\mathbf{D}_{\perp q}^{\Sigma}$, $\mathbf{B}_{\parallel q}^{\Sigma}$ на интервале $T_{+q=\infty} / 4$ действия базового и рабочего "ключей". Амплитудно-фазовый захват частот задает масштаб неаддитивности энергии (диамагнитной) связи зарядов $-e_{\perp\parallel q}$ и $i_{\perp q}$ молекул-детекторов, запускает автофазировку внутри- и межмолекулярного движения молекул-детекторов в объеме (3) и, соответственно, зарождает механизм двухмерной ПОС по V -схеме переходов (2).

Механизм двухмерной ПОС между колебанием энергии эффекта Штарка $\delta U_{St\perp q} \approx \mathbf{d}_{e\perp q}^C \cdot \mathbf{D}_{\perp q}^{\Sigma}(\mathbf{r}_{\perp q}, t'_q)$ на опорной частоте $2\omega_{-q}$ ортогонально и колебанием энергии эффекта Зеемана $\delta U_{Ze\parallel q} \approx \mathbf{d}_{m\parallel q}^C \cdot \mathbf{B}_{\parallel q}^{\Sigma}(\mathbf{r}_{\parallel q}, t''_q)$ на сигнальной частоте $2\omega_{+q}$ вдоль оси Z многократно усиливает вероятность слабо разрешенного магнитомультимольного

го перехода каждой m_D молекулы-детектора на частоте $\omega_{+q} \leq \omega_{0Jq}$. Поскольку время релаксации $\tau_{V-V} \approx \tau_{R-T} \approx 10^{-8}$ с, $\tau_{R-R} \approx 10^{-10}$ с молекул в атмосфере больше длительности их упругого столкновения $\tau_{ECM} \approx 10^{-11}$ с [26], то совокупность m_D молекул-детекторов регулярно (моменты t'_q и t''_q), когерентно и резонансно накапливает энергии $\delta U_{St\perp q}$, $\delta U_{Ze\parallel q}$, причем

$$m_D \sum_{q=0}^{q^*} q \delta U_{St\perp q} \gg m_D \sum_{q=0}^{q^*} q \delta U_{Ze\parallel q} \gg m_D h B_{q=0}, \quad (9)$$

а также угловой орбитальный момент $\delta r_q \delta p_q$ по V -схеме переходов. Здесь $B_{q=0}$ — вращательная постоянная молекулы-детектора в момент $t'_{q=0}$.

Механизм двухмерной ПОС на этапе (6) корректирует:

- рост вероятности магнитного мультимольного перехода по V -схеме каждой молекулы-детектора в процессе разбегания зарядов $-e_{\perp\parallel q}$, $i_{\perp q}$;
- эволюцию энергетической структуры совокупности молекул-детекторов в энергетическую структуру ансамбля наночастиц электрон-ион;
- эволюцию геометрии диамагнитных наноловущек в геометрию ансамбля наночастиц электрон-ион.

Как следствие, вращательно-колебательно-поступательное движение ядер молекул-детекторов "замораживается" до температуры, соответствующей низшему состоянию в (2), а в области магнитного мультимольного перехода приготавливается магнитодипольный нежесткий электронный переход (НЭП), как это схематично показано на рисунке. Магнитодипольный НЭП является аналогом естественного НЭП [27].

Ансамбль наночастиц приобретает структуру-геометрию "плоских микролинзовых систем" (магнитооптического аналога "плоской линзы" [22]) с криволинейным профилем и свойствами амплитудно-фазовой зонной пластинки Френеля. Зонная пластинка в объеме (3) приобретает форму многоцилиндрического (по числу зон Френеля) "оптического соленоида-резонатора". Криволинейный профиль "плоских микролинзовых систем" зонной пластинки Френеля обеспечивает идеальные фазовые соотношения между коллективом полей $\mathbf{D}_{\perp q}^{\Sigma}$, $\mathbf{B}_{\parallel q}^{\Sigma}$. Другими словами, четные и нечетные зоны "работают в фазе".

К концу этапа (6) ансамбль наночастиц электрон-ион становится низкотемпературной замаг-

нической плазмой, имеющей двухмерную пространственно-временную упорядоченность тензоров $\varepsilon(\mathbf{r}_{\perp q}, t'_q)$ и $\mu(\mathbf{r}_{\parallel q}, t''_q)$ в форме многоцилиндрического "оптического соленоида-резонатора" со свойствами четырехмерного диамагнитного фотонного кристалла.

Преимущество лазерного излучения магнитодипольной природы перед лазерным излучением электродипольной природы

Ансамбль наночастиц обладает:

- комплексным показателем преломления $n(\pm\Omega_{L\perp q*}, \lambda_{\parallel q*}) \approx n_{\perp q*} - i2\pi\chi_{d\parallel q*}(m_D + m_b)$;
- свойством кругового двухлучевого преломления;
- выстроенными проекциями углового орбитального момента наночастиц на направление вектора $\mathbf{B}_{\parallel q*}^{\Sigma}$ поля стоячей волны $\sigma^{\pm}$ -поляризации (СВЭП).

Совпадение узлов $\mathbf{D}_{\perp q*}^{\Sigma}$ и пучностей $\mathbf{B}_{\parallel q*}^{\Sigma}$ напряженности поля СВЭП в многоцилиндрическом "оптическом соленоиде-резонаторе" на каждом $\lambda_{+q*}/4$ в момент t'_{q*} связывает движение зарядов $-e_{\perp q*}$ и $i_{\perp q*}$ ортогонально зонам Френеля на частоте знакопеременной амплитудной модуляции $\omega_{-q=0} \rightarrow \pm\Omega_{L\perp q*} \approx \text{const}$ и вдоль зон Френеля на несущей частоте $\omega_{+q=0} \rightarrow \omega_{+q*} \approx \omega_{0Jq*} = \text{const}$ с частотой знакопеременной фазовой модуляции $|\mp\Omega_{\parallel q*}| \approx |\pm\Omega_{L\perp q*}|$.

В момент t'_{q*} окончания этапа (6) накопительный режим энергий в молекулах-детекторах (9) сменяется на режим автоколебания энергий между СВЭП и ансамблем наночастиц, а действительная и мнимая части комплексного показателя преломления (7) диамагнитного фотонного кристалла достигают пороговых величин. Порог генерации в фотонном кристалле достигается тогда, когда каждая молекула-детектор, накопив за время (6) пороговые энергии (9), разделилась на заряды $i_{\perp q}$ и $-e_{\perp q}$ в объеме (3) так, что ионы локализовались на состоянии $|0\rangle$, а электроны — на M_J -подуровнях состояния $|J, \pm M_J\rangle$. Коллектив полей $\mathbf{D}_{\perp q}^{\Sigma}$, $\mathbf{B}_{\parallel q}^{\Sigma}$ в объеме (3) эволюционировал в поле СВЭП, а молекулы-детекторы эволюционировали в ансамбль анизотропных наночастиц на неравновесном (приготовленном) магнитодипольном НЭП.

Если поле БСВ π -поляризации в момент t'_{q*} не выключено, то в момент $t''_{q*} = t'_{q*} + T_{+q*}/4$ в объеме

(3) самовозбуждается генерация излучения σ -поляризации "вперед или назад" на частоте $\omega_{+q*} \approx \omega_{0Jq*} = \text{const}$ в замкнутом цикле "испускание—поглощение" на приготовленном магнитодипольном НЭП. Точнее, диамагнитный фотонный кристалл в форме многоцилиндрического "оптического соленоида-резонатора" 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 [8] винтовой фронт [9] и большой угловой орбитальный момент $L_{q*} = m_D M_{Jq*} \hbar$ (КВБ-излучение, КВБ-лазер).

Здесь $m_D \sim 10^3 \div 10^{10}$ — возможное число наночастиц электрон-ион в ансамбле при атмосферном давлении газа; M_{Jq*} — магнитное квантовое число верхнего смешанного состояния магнитодипольного НЭП. Корреляционная функция стационарной бегущей КВБ-волны при когерентности m_D -го порядка равна $g^{(m_D)}(r_1 t_1, \dots, r_{m_D} t_{m_D}; r_{m_D} t_{m_D}, \dots, r_1 t_1) = 1$ для m_D наночастиц электрон-ион в ансамбле.

Высокая помехоустойчивость КВБ-излучения в атмосфере обусловлена следующими причинами.

Во-первых, перенос информации КВБ-излучения в атмосфере определяется полем его магнитной компоненты $\mathbf{H}_{\parallel q*}$. Дальнодействие компоненты $\mathbf{H}_{\parallel q*}$ вдоль оси многоцилиндрического "оптического соленоида-резонатора" задано законом Био-Савара $\mathbf{H}_{\parallel q*} = n_{f\parallel q*} \mathbf{j}_{nf\perp*}$, где $n_{f\parallel q*}$ и $\mathbf{j}_{nf\perp*}$ — номер зоны Френеля и электронный ток на поверхности каждой зоны как компоненты "плоской микролинзовой системы" ортогонально оси "резонатора". Отсутствие зависимости компоненты $\mathbf{H}_{\parallel q*}$ вдоль оси "резонатора" от расстояния $\mathbf{r}$ вдоль оси Z "резонатора" обрекает фронт волны КВБ-излучения на устойчивость перед турбулентностью неоднородности комплексного показателя преломления атмосферы в макромасштабе закона Био-Савара. Большой угловой орбитальный момент $L_{q*} = m_D M_{Jq*} \hbar$ обеспечивает превышение помехоустойчивости волнового фронта КВБ-излучения в атмосфере в $\sim 10^3 \div 10^{10}$ раз над лазерным излучением электродипольной природы.

Во-вторых, вероятность магнитодипольных переходов молекул (атомов) в $\sim 10^3$ раз меньше вероятности электродипольных переходов; во столько же раз меньше будет ослабляться пиковая интенсивность КВБ-излучения $I_{peak} = 4P_{phq*} / \pi D_{q*}^2$ в

атмосфере относительно пиковой интенсивности лазерного излучения электродипольной природы. Эти два качества КВБ-излучения позволяют использовать КВБ-лазеры в различных оптических системах независимо от погодных условий на трассах Земля—Космос—Земля.

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

Заключение

До последнего времени в мировой литературе не обсуждались явления, в которых коллектив полей $\mathbf{D}_{\perp q}^{\Sigma}$, $\mathbf{B}_{\parallel q}^{\Sigma}$ и молекулярный газ при экстремальных макропараметрах были бы компонентами единого динамического процесса, порождающего генерацию КВБ-излучения с аномальными магнитооптическими свойствами. Длина волны фотона такого излучения много больше размера молекулы-детектора (т. е. размера, определяющего ее форм-фактор; для ядер этот размер совпадает, конечно, с ее "радиусом"), но совпадает с размером наночастицы электрон-ион. В самое последнее время появилось предположение о том, что динамический процесс может синтезировать диамагнитную среду и световые поля [20]. Экстремальные макропараметры коллектива полей и молекулярного газа могут обеспечить также самоорганизацию шаровой молнии и формирование ее свойств [21]. В работе [12] этот процесс использован при разработке КВБ-метода высокочувствительной диагностики молекулярного состава атмосферы. Показано, что чувствительность КВБ-метода на пять порядков превышает чувствительность метода лазерно-индуцированной флуоресценции. В данной работе предложена и обоснована концептуальная модель зарождения механизма двухмерной ПОС в молекулах-детекторах и самовозбуждения генерации КВБ-излучения.

Механизм двухмерной ПОС корректирует внутри- и межмолекулярное движение электрона и иона и изменяет энергетическую и геометрическую структуру молекул-детекторов за время, меньшее длительности их упругого столкновения с молекулами-источниками. Этот механизм укладывается в рамки теории взаимодействия света с веществом [28] и косвенно подтверждается результатами:

- внутримолекулярной квантовой динамики [27];
- исследования динамики анизотропного столкновения молекул [29, 30];

- фазового контроля спонтанного излучения [31];
- безынервного усиления излучения путем изменения фазы управляющего поля [32];
- неразрушающих квантовых измерений [33].

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

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

Литература

1. Звельто О. Принципы лазеров. — СПб.: Лань. 2008.
2. Ораевский А. Н. // Квант. электр. 2001. Т. 31. № 12. С. 1038.
3. Hanna D. C. Fibre Lasers, in Laser Sources and Applications, ed. by Miller A. and Finlayson D.M. (Institute of Physics, Bristol, 1996). P. 195—208.
4. Limpert J., Schmidt O. et al. // Optics Express. 2006. V. 14(7). P. 2715.
5. Faist J., Capasso F. et al. // Science. 1994. V. 264. P. 553.
6. Faist J. et al. // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 78. P. 141.
7. Scamarcio G., Capasso F. et al. // Science. 1997. V. 276. P. 773.
8. Лоудон Р. Квантовая теория света. — М.: Мир. 1976.
9. Абрамочкин Е. Г., Волостников В. Г. // УФН. 2004. Т. 174. № 12. С. 1273.
10. Djerroud K., Samain E. et al. // Optics Letters. 2010. V. 35. Issue 9. P. 1479.
11. Касаткин Н. Ф. // Технологии и средства связи. 2006. № 4.
12. Лопасов В. П. // Прикладная физика. 2011. № 6. С. 39.
13. Кильдишев А. В., Шалаев В. М. //УФН. 2011. Т. 181. № 1. С. 50.
14. Зуев В. Е., Лопасов В. П., Макогон М. М. //ДАН СССР. 1971. Т. 199. № 5. С. 1041.
15. Лопасов В. П. //Оптика атм. и океана. 1997. Т. 10. № 9. С. 996.
16. Robert D., Bonamy J. // J. de Physique. 1979. V. 40. No. 4. P. 923.
17. Тихомиров А. Б., Пташник И. В., Тихомиров Б. А. // Опт. и спектр. 2006. Т. 101. С. 80.
18. Лопасов В. П., Пономарев Ю. Н., Тихомиров Б. А. // Кв. электр. 1982. Т. 9. № 8. С. 181.
19. Кочанов В. П., Лопасов В. П., Лукьяненко С. Ф. // Известия АН СССР. Сер. Физическая. 1985. Т. 49. № 3. С. 516.
20. Пат. 2320979 Российская Федерация, МПК⁵¹ G 01 N 21/00, H 01 S 3/094. Способ синтеза оптически активной диамагнитной среды / Лопасов В. П.; заявитель и патентообладатель. № 2006110006/28; Заявл. 28.03.2006; Оpubл. 27.03.2008. Бюл. № 9.
21. Лопасов В. П. // Прикладная физика. 2011. № 2. С. 27.
22. Ахманов С. А., Никитин С. Ю. Физическая оптика. — М.: МГУ, 2004.
23. Физический энциклопедический словарь. — М.: БРЭ, 1995.
24. Сороко Л. М. Основы голографии и когерентной оптики. — М.: Наука, 1971.
25. Репченко О. Н. Полевая физика. — М.: Галерея, 2010.
26. Флайшер У. Строение и динамика молекулы. — М.: Мир. 1982. Т. 2.

27. Буренин А. В. // УФН. 2010. Т. 180. № 7. С. 745.
28. Ильинский Ю. А., Келдыш Л. В. Взаимодействие электромагнитного излучения с веществом. — М.: МГУ. 1989.
29. Buldakov M. A., Cherepanov V. N., Koryukina E. V., Kalugina Yu. N. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2009. V. 42. No. 10. P. 105102.
30. Salam A. // Ibid: At. Mol. Opt. Phys. 2000. V. 33. P. 2181.
31. Paspalakis E., Knight P. L. // Phys. Rev. Lett. 1998. No. 81. P. 293.
32. Anton M. A. et al. // Phys. Rev. At. 2004. No. 69. P. 023801.
33. Брагинский В. Б. // УФН. 2005. Т. 175. № 6. С. 621.

Principles of laser radiation on the prepared magnetic dipole transitions

V. P. Lopasov

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

Clarified are the principle and mechanism of generation of laser radiation on the electric dipole transitions of the molecules (atoms). Obtained are principles of self generation of laser radiation on the magnetic dipole nonrigid electronic transition to be prepared in an ensemble of optically active nanoparticles of electron-ion. Presented are estimates, which revealed the advantage of laser on magnetic dipole transitions.

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

Keywords: molecular optics, optically active medium, laser, coherence, spiral wave front, the angular orbital momentum.

Bibliography — 33 references.

Received October 20, 2011