

В.П. Лопасов

# Механизм приготовления активной среды для генерации поля с большим моментом количества движения

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 29.08.2001 г.

Предложен механизм приготовления активной среды в бихроматическом поле накачки из диамагнитных систем «молекула + поле» с искусственной симметрией.

## 1. Состояние проблемы

Как известно [1], излучение уносит от источника потоки энергии, импульса и момента количества движения (МКД). Величина МКД зависит от вектора потока энергии излучения  $\mathbf{S}$  и от структуры поля (разложение по степеням векторов  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{k}$ ). При обычной структуре поля оно приобретает МКД  $\mathbf{J}_p \approx \hbar$  только при напряженности  $E \geq 10^9$  В/см. Здесь  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  – напряженность электрического и магнитного полей в единицах CGSE;  $\mathbf{k} = 2\pi n/\lambda$  – волновой вектор;  $n$  – показатель преломления среды;  $\lambda$  – длина волны излучения;  $\hbar$  – постоянная Планка (квант действия и единица измерения МКД).

Впервые на возможность существования поля с большим МКД при умеренной напряженности обратил внимание С.Д. Творогов [2, 3]. Он показал в рамках квантовой электродинамики вариант структуры поля, при котором оно может нести МКД  $\mathbf{J}_p \gg \hbar$ . Однако при этом не были показаны подход и механизм, позволяющие приготовить активную среду для генерации поля с большим МКД.

Интерес к излучению с  $\mathbf{J}_p \gg \hbar$  не только академический, но и практический. Это излучение индуцирует в материальной среде большой магнитный момент  $\mathbf{M}$  единицы объема на оптической частоте  $\omega$ , изменяя тем самым отражательную (поглощательную) способность среды. Следовательно, если будет получена генерация когерентного излучения с большим МКД, то можно радикально обновить *технологии* измерений во многих областях, где сегодня используется лазерное излучение, в том числе в области диагностики состава среды, управления взаимодействием и прогноза распространения излучения в среде.

В наших работах [4, 5] предложен новый подход к приготовлению активной среды из ансамбля диамагнитных (потенциально магнитных) систем «молекула + поле», открывающий возможность генерации поля с большим МКД. Ансамбль систем «молекула + поле» понимается в обычной трактовке задачи на языке полной квантовой теории. В настоящей работе рас-

сматривается механизм приготовления активной среды (источника излучения) из ансамбля диамагнитных систем «молекула + поле».

## 2. Особенность нового подхода к приготовлению активной среды

Традиционный подход к решению задач лазерной физики использует резонанс света и квантовой системы (молекулы, атома) по частоте и закон сохранения энергии. Идея механизма приготовления активной среды в рамках этого подхода базируется на кооперации эффектов поглощения, спонтанного и вынужденного испускания. При этом следят за изменением заселенности стационарных уровней (состояний), состоянием молекулы как целого и изменением ее волновой функции

$$\Psi(t) = \psi^0 \exp(-iWt/\hbar), \quad (1)$$

используя на практике для этой цели, как правило, объемный резонатор с положительной обратной связью (ПОС) между генерируемым излучением на частоте  $\omega$  и активной средой в моменты времени  $t$ . Волновая функция (1) учитывает волновые свойства молекулы и описывает состояние молекулы с энергией  $W$  в момент времени  $t$ . Здесь  $\psi^0$  – амплитуда;  $\omega = W/\hbar$  – угловая частота, характеризующая энергетический уровень молекулы.

Для обеспечения генерации поля с МКД  $\mathbf{J}_p \approx 200\hbar$  в рамках этого подхода необходимо создать в молекулах среды инверсную заселенность между стационарными вращательными состояниями  $|0\rangle \leftrightarrow |J=100, M_J\rangle$ . Здесь  $J$  и  $M_J$  – квантовые числа полного углового момента молекулы и его проекции на направление поляризации возмущающего поля.

Как известно [6, 7], вероятность вращательных переходов молекулы с  $\Delta J = 100$  между стационарными вращательными уровнями практически бесконечно мала даже при напряженности возмущающего поля  $E \geq 10^9$  В/см. Поэтому отсутствует реальная возможность создать инверсную заселенность между

вращательными уровнями молекул среды  $|0\rangle \leftrightarrow |J = 100, M_J\rangle$  и, соответственно, генерацию поля с большим МКД.

Напрашивается вывод, что проблему генерации поля с большим МКД необходимо решать в рамках нового подхода к приготовлению активной среды. Например, с использованием ускорения связывающих электронов молекулы **E**-компонентой света (поля накачки) в моменты времени  $t'_k$  ( $k = 0, 1, 2, \dots, J$ ) и управления их движения **H**-компонентой в моменты  $t''_k$ , т.е. с использованием оптического аналога эффекта автофазировки Векслера [8] для молекуляротатора как нелинейной системы. Такой процесс можно сконструировать за счет резонанса света и молекулы по фазе («резонансный захват фаз») и следить за накоплением в молекуле МКД через ПОС между ее состоянием и вкладами **E**-, **H**-компонент света в пространственное движение связывающих электронов в определенные моменты времени  $t_k$ .

Под связывающими электронами имеются в виду электроны, удерживающие движение атомов в молекуле. Как известно, связывающие электроны являются основным электрическим и магнитным элементом, определяющим оптические свойства молекулы [9]. Под пространственным движением связывающих электронов молекулы имеется в виду движение их орбитальной и спиновой подсистем.

Под «резонансным захватом фаз» понимается совпадение произведений

$$\omega(t''_k) t''_k \approx W(t'_k) / \hbar t'_k, \quad (2)$$

где  $\omega(t''_k)$  и  $W(t'_k)$  – значения несущей частоты возмущающего света и квантовой энергии молекулы в моменты времени  $t''_k$  и  $t'_k$ .

Если при этом молекулы стартуют с вращательного состояния  $|J = 1\rangle$  и взаимодействуют со светом за счет квадратичных эффектов Штарка и Зеемана по V-схеме

$$|1\rangle \leftrightarrow |0\rangle \leftrightarrow |J, M_J\rangle \quad (3)$$

через нижайшее вращательное состояние  $|0\rangle$ , то конструирование указанного процесса состоит в следующем. Направление и величина сдвига-расщепления вращательных уровней (3) молекул должны быть заданы за счет пространственной структуры и напряженности полей света так, чтобы:

– «резонансный захват фаз» света и молекул (2) сохранялся как минимум в течение критического (в смысле сравнения величины внутримолекулярных взаимодействий с расстоянием между уровнями основного вращательного перехода  $|1\rangle \leftrightarrow |0\rangle$ ) времени  $T \approx 1/B_e \approx 10^{-11}$  с;

– потенциальная магнитная (диамагнитная) и потенциальная электрическая энергии взаимодействия передавались по каналу

$$|1\rangle \rightarrow |0\rangle \Rightarrow |J, M_J\rangle \Rightarrow |0\rangle \Rightarrow \dots |J, M_J\rangle; \quad (4)$$

– изменение электронной поляризуемости  $\alpha''(\omega) + \sum_k \delta\alpha_k$  и диамагнитной восприимчивости  $\chi_{dnJ}(\omega) + \sum_k \delta\chi_k$  резонансно усиливалось и накапливалось в молекулах одновременно с накоплением МКД  $J_p + \sum_k \delta J_{pk}$  за время  $T \approx 1/B_e$ .

Понятно, что указанный процесс может возникнуть только в узком коридоре параметров поля накачки при поддержке оптимальной ПОС между состоянием молекул и вкладами **E**-, **H**-компонент поля в пространственное движение связывающих электронов в соседние моменты времени  $t_k$  и  $t_{k+1}$ . В этом случае может открыться возможность параметрического (зависящего от фаз) взаимодействия молекулярных и полевых подсистем и, как следствие, *самоорганизации* систем «молекула + поле» с *искусственной симметрией*. А волновая функция молекулы (1) трансформируется к виду, описывающему не только состояние молекулярных и полевых подсистем, но также их взаимодействие в пространстве-времени. Здесь  $B_e = \hbar^2 / (4\pi I_{bb})$  – вращательная постоянная двухатомной диамагнитной молекулы в момент времени  $t''_{k=0} \approx 0$ ;  $I_{bb}$  – момент инерции молекулы относительно оси вращения в момент включения взаимодействия с полем  $t''_{k=0} \approx 0$ .

### 3. Механизм самоорганизации ансамбля диамагнитных систем «молекула + поле»

Рассмотрим систему, состоящую из подсистем: квантовое поле, электронное движение молекул и вращение молекул как целое, а также взаимодействия поля с электронами и электронного движения с вращением молекулы. В физических рассуждениях будем, при необходимости, переходить от квантовых характеристик поля, электронов и молекул к соответствующим классическим аналогам. Кроме того, поскольку вращение молекулы является почти классическим, а молекула-ротатор – нелинейной системой, то будем ссылаться на результаты и методы нелинейной динамики. Молекулы и поле в этой постановке задачи образуют единую квантовую систему в том смысле, что если строить волновую функцию такой системы, то она должна включать переменные и молекулы, и поля.

Ниже приведем физические соображения, которые, на наш взгляд, позволяют получить активную среду из ансамбля диамагнитных систем «молекула + поле» при умеренном потоке энергии возмущающего поля **S**.

Идея механизма приготовления активной молекулярной среды в рамках нового подхода базируется на неаддитивном сложении диамагнитной составляющей магнитооптического эффекта (эффекта Фарадея) и его электрооптического аналога на высокой  $\omega_{sk}^*$  и низкой  $\Omega_{k,k+1}^*$  частотах поля, генерируемого в молекулах в виде орбитального электронного тока под действием волны накачки. В качестве волны накачки используем две линейно поляризованные волны на частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , распространяющиеся вдоль оси X.

Предполагаем, что этот электромагнитооптический механизм (ЭМО-механизм и соответственно ЭМО-эффект) самоорганизуется в диамагнитных молекулах среды и бихроматическом ( $\omega_1$  и  $\omega_2$ ) поле накачки за счет кооперации динамических эффектов Векслера [8, 11], Штарка [7, 9, 10] и Зеемана [10]. Как следствие, «запускается» гистерезисный режим накопления связывающими электронами молекулы электромагнитооптических характеристик, диамагнитной энергии  $\sim H_0^2$ , электрической потенциальной энергии  $\sim E_0^2$  и МКД  $\sum \delta J_{pK}$  до критических величин. Гистерезисный режим приводит к эволюции определенной совокупности диамагнитных молекул во внешнем поле в ансамбль диамагнитных систем «молекула+поле» в среднем за время  $T \approx 1/B_e \approx 10^{-11}$  с.

В момент окончания времени  $T \approx 1/B_e$  активная среда из ансамбля диамагнитных систем «молекула + поле» самовозбуждается и «запускает» генерацию излучения с большим МКД на кооперативной частоте  $\omega_p \approx \omega_{sk}^* \approx \omega_{0J}$ . Здесь  $\omega_{0J} = B_e J(J+1)$  и  $\omega_{01} = 2B_e$  – частота оборотного  $|0\rangle \leftrightarrow |J, M_J\rangle$  и основного  $|0\rangle \leftrightarrow |J=1\rangle$  вращательных переходов молекулы без учета энергии центробежного растяжения  $\Delta W_J = -D [J(J+1)]^2$ ;  $D \approx 10^{-4} B_e$  – постоянная центробежного растяжения молекулы.

Поясним механизм приращения диамагнитной восприимчивости, МКД и диамагнитной энергии на примере диамагнитных атомов (Ag, Ar, Bi) в переменном (на частоте  $\Omega$ ) магнитном поле. В разд. 4 будут обоснованы, а в разд. 5 приведены условия зарождения и усиления ЭМО-механизма и, соответственно, ЭМО-эффекта на примере диамагнитных молекул ( $N_2$ ,  $CO_2$ ,  $AgCl$ ), стартующих с вращательного уровня  $|J=1\rangle$  и взаимодействующих по V-схеме (3) с линейно поляризованным бихроматическим ( $\omega_1$  и  $\omega_2$ ) оптическим излучением, распространяющимся вдоль оси X.

Диамагнетизм – это свойство атома (молекулы), помещенного в магнитное поле, намагничиваться навстречу направлению действующего на него внешнего магнитного поля ( $\mathbf{H}$ ). Токи, создающие диамагнетизм в изолированных атомах (молекулах), возникают благодаря силе Лоренца

$$\mathbf{F} = e\mathbf{E} + e[\mathbf{v} \mathbf{H}]/c,$$

которая действует на электрон, имеющий массу  $m_e$ , заряд  $e$  и движущийся в системе координат, связанной с ядром, со скоростью  $v$  в возмущающем электрическом  $\mathbf{E}$  и магнитном  $\mathbf{H}$  полях.

Рассмотрим варианты действия силы Лоренца на движение свободного электрона и электрона в атоме [11, 12].

Если  $\mathbf{E} = 0$ ,  $\mathbf{H} \neq 0$  и сила  $\mathbf{F}$ , действующая со стороны однородного постоянного магнитного поля на свободный электрон, перпендикулярна векторам  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{H}$ , то она не совершает работы, а лишь искривляет траекторию движения электрона (ларморовская окружность), не меняя его энергии, т.е. сила Лоренца  $\mathbf{F}$  только управляет движением электрона.

Если  $\mathbf{E} = 0$ ,  $\mathbf{H} \neq 0$  и скорость свободного электрона  $v$  направлена в однородном постоянном магнитном поле под углом  $\gamma$  к вектору  $\mathbf{H}$ , то под действием силы  $\sim (e/c) vH \sin\gamma$  эта скорость будет складываться из двух частей. А именно: электрон будет двигаться со скоростью  $v_{\parallel}$  вдоль направления  $\mathbf{H}$  и с ларморовской скоростью  $v_{\perp}$  перпендикулярно  $\mathbf{H}$ . Сила Лоренца играет роль центростремительной силы  $\mathbf{F} = m_e v_{\perp}^2/R_L$ . В этом случае электрон движется по ларморовской спирали, окружность которой имеет радиус  $R_L = cm_e v_{\perp}/eH = v_{\perp}/\Omega_L$ , а ларморовская (циклотронная) угловая частота вращения электрона (прецессии орбиты электрона) равна  $\Omega_L = eH/m_e c$ . При этом центр окружности ларморовской спирали смещается вдоль силовой линии  $H$  со скоростью  $v_{\parallel}$ .

Если  $\mathbf{E} = 0$  и  $d\mathbf{H}(z, t)/dt \neq 0$ , то движение электрона в потенциале (поле) атома приводит к увеличению МКД и диамагнитной энергии атома. Обе добавки являются следствием генерации циркулирующего электрического поля  $\mathbf{E}'_y$  внутри атома, благодаря магнитной индукции при изменении индуцирующего магнитного поля  $d\mathbf{H}(z, t)/dt$  [12]. По закону Фарадея контурный интеграл от  $\mathbf{E}'_y$  по замкнутому контуру  $\Gamma$  равен скорости изменения магнитного потока через контур. Если в качестве контура  $\Gamma$  возьмем окружность радиуса  $r$ , центр которой совпадает с ядром атома, то на этом контуре, благодаря магнитной индукции, будет генерироваться среднее тангенциальное электрическое поле (орбитальный электронный ток)

$$\mathbf{E}'_y 2\pi r = -d(\mathbf{H}(z, t) \pi r^2)/dt,$$

напряженность которого

$$\mathbf{E}'_y = (-r/2) d\mathbf{H}(z, t)/dt.$$

Это индуцированное электрическое поле, действуя на атомный электрон, увеличивает его орбитальную скорость  $v_{\perp} = r \Omega_L$  и создает момент силы  $-e \mathbf{E}'_y r$ , который должен быть равен скорости изменения МКД

$$d\mathbf{J}/dt = (er^2/2) d\mathbf{H}(z, t)/dt. \quad (5)$$

Интегрируя по времени, начиная с нулевого поля, найдем, что добавка МКД, которая сообщается электрону за время изменения поля  $\mathbf{H}(z, t)$ , равна

$$\Delta \mathbf{J} = er^2/2 H_0$$

и связана с прецессией орбиты электрона по ларморовской спирали радиуса  $r_L \approx r$

$$v_{\perp} = r_L \Omega_L = \sqrt{2} \Delta \mu H_0/m_e \quad (6)$$

на ларморовской частоте  $\Omega_L = eH_0/2m_e$  ( $\Omega_L \approx 10^{13}$  Гц в атоме при  $H \sim 10^6$  Э, единицы CGSE).

Добавка МКД  $\Delta \mathbf{J}$  приводит к приращению  $\Delta \mu$  диамагнитной восприимчивости  $\chi_d(\Omega)$  и, соответственно, к приращению диамагнитной энергии  $W_{dn}$  атома. Поскольку векторы магнитного момента  $\boldsymbol{\mu}$  и

момента количества движения  $\mathbf{J}_p$  для движения электрона по орбите связаны соотношением  $\boldsymbol{\mu} = -\mathbf{J}_p e / 2m_e$  и направлены перпендикулярно плоскости орбиты, то величина наведенного диамагнитного момента одним электроном оказывается равной

$$\begin{aligned} \Delta\mu &= -\Delta\mathbf{J}_p e / 2m_e = (-e^2 r^2 / 4m_e) H_0 = \\ &= (-e^2 \langle r^2 \rangle / 6m_e) H_0 \end{aligned}$$

и наблюдается как вклад в диамагнитную восприимчивость  $\chi_d(\Omega)$ , имеющую отрицательный знак и не зависящую от температуры. Здесь  $\langle r^2 \rangle$  – средний квадрат расстояния электрона от ядра атома (от центра масс (ц.м.) молекулы);  $H_0$  – амплитуда напряженности поля. Знак минус означает, что направление наведенного момента  $\Delta\mu$  противоположно магнитному полю (согласно правилу Ленца о магнитной индукции), т.е. *индуцированный орбитальный ток* направлен так, чтобы «сопротивляться» увеличивающемуся магнитному полю  $\mathbf{H}(z, t)$ . Орбитальный электрический ток  $e\mathbf{E}'_y$  продолжает существовать до тех пор, пока присутствует поле  $\mathbf{H}(z, t)$ , потому что в атоме (молекуле), находящемся в стационарном состоянии, энергия внутри атомных (молекулярных) токов не диссипирует [9, 12].

Таким образом, индуцированный орбитальный ток, первопричиной которого является прецессия орбиты электрона с ларморовской частотой  $\Omega_L$  (эффект Зеемана первого порядка [9]), приводит к диамагнитной энергии (спиновый ток не дает заметного вклада), возникающей за счет эффекта Зеемана второго порядка [9].

Наведенную диамагнитную энергию атома (молекулы)

$$W_{dn} = -\mu_B e / (4\hbar c) \langle r^2 \rangle H_0^2$$

рассматривают как потенциальную магнитную энергию электрона, так как она явно зависит только от положения электрона в плоскости  $XY$  ( $r^2 = x^2 + y^2$ ) на  $n$ -й орбите. Здесь  $\mu_B = e\hbar / (2m_e c)$  – магнетон Бора, эрг/Гс.

Эффект приращения диамагнитной восприимчивости атома  $\Delta\mu$  может быть усилен на ларморовской частоте  $\Omega_L \approx \Omega$ , если воспользоваться техникой раби-резонансного усиления [10].

Диамагнитная энергия не принималась во внимание при рассмотрении свойств изолированных атомов (молекул), поскольку ею можно было пренебречь по сравнению с зеемановской энергией, линейно зависящей от  $\mathbf{H}$  и связанной с прецессией электронного магнитного момента  $\mu$  на ларморовской частоте  $\Omega_L$ . Для совокупности атомов (молекул) зеемановская энергия обращается в нуль (хотя бы приближенно) при усреднении квадрата расстояния электрона до ядра атома (до ц.м. молекулы) [10] и роль диамаг-

нитной энергии, в том числе во взаимодействии молекулы с возмущающим полем, возрастает.

Значимость диамагнитной энергии существенно увеличится в условиях, допускающих рост радиуса ларморовской спирали индуцированного орбитального тока  $r \approx r_L$  и накопление МКД связывающими электронами молекулы, например, за счет усиления не только прецессионного (низкочастотного) движения орбиты электронов, но также их нутационного (высокочастотного) движения путем суперпозиции низко- и высокочастотных орбитальных электронных возмущений совокупности молекул.

Нутационное движение орбиты электронов во внешнем поле возникает из-за вращения молекулы-ротатора как целого и всегда сопровождает прецессионное движение электронов относительно вектора  $\mathbf{H}$ . Нутационное движение орбиты электронов проявляется в колебании некоторой оси  $K(t)$ , период которого тем меньше, чем больше угловая скорость собственного вращения молекулы-ротатора (по аналогии с волчком [11]):

$$T_N \approx 2\pi I_z(t) / (I_{bb} \omega_0 J). \quad (7)$$

Нутационное движение орбиты электронов молекулы раньше не принималось во внимание в задачах лазерной магнитной спектроскопии из-за быстрого затухания [13]. Здесь  $I_z(t)$  – момент инерции относительно оси симметрии  $K(t)$ , проходящий через ц.м. и совпадающий с осью молекулы  $R'$  в момент включения взаимодействия молекулы с полем  $t''_{k=0} \approx 0$ .

Предполагаем, что если создать условия для суперпозиции низко- и высокочастотных квантовых флуктуаций энергии (направления орбитального и вращательного МКД) молекул, а также для ПОС между состоянием молекул и вкладами  $\mathbf{E}$ -,  $\mathbf{H}$ -компонент поля накачки по  $V$ -схеме в прецессионно-нутационное (ПН) движение связывающих электронов на соседних  $k$  и  $k+1$  интервалах времени, то в молекулах самоорганизуется рост эффективного радиуса ПН-движения электронов  $r \approx r_L \rightarrow R^*$  за счет квантовой составляющей поля накачки, т.е. в диамагнитных молекулах самоорганизуется ЭМО-механизм: молекулы резонансно (на частотах  $\Omega_{k,k+1}^*$  и  $\omega_{sk}^*$ ) усиливают и накапливают МКД  $\mathbf{J}_p + \sum k \delta \mathbf{J}_{pk}$ , диамагнитную восприимчивость  $\chi_{dnJ}(\omega) + \sum k \delta \mu_k$  и диамагнитную энергию  $\sum k \delta W_{3,k} \sim H^2$ , а также электронную поляризуемость  $\alpha''(\omega) + \sum k \delta \alpha_k$  и потенциальную электрическую энергию  $\sum k \delta W_{\text{III},k} \sim E^2$ . Поле  $\mathbf{E}'_y$ ,  $\mathbf{H}'_z$  на низкой  $\Omega_{k,k+1}^*$  и высокой  $\omega_{sk}^*$  частотах генерируется в молекулах (орбитальный электронный ток) под действием бихроматической ( $\omega_1$  и  $\omega_2$ ) волны накачки.

Понятно, что условия для суперпозиции низко- и высокочастотных орбитальных электронных возмущений, а также для ПОС между состоянием молекул и вкладами поля накачки в ПН-движение связывающих электронов на соседних  $k$  и  $k+1$  интервалах времени *должны быть спровоцированы* связью низко- и высокочастотного движений напряженности возмущающего поля в пространстве-времени.

#### 4. Обоснование условий зарождения и усиления ПН-движения электронов в диамагнитных молекулах, возмущенных бихроматической волной накачки

##### 4.1. Приготовление параметров бихроматической волны накачки

Для приготовления и обоснования связи низко- и высокочастотного движений напряженности возмущающего поля в пространстве-времени представим две линейно поляризованные волны, распространяющиеся по оси  $X$  через амплитудно-фазовую (АФ) модуляцию результирующей напряженности бихроматического (РНБ) поля накачки [14]:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(y, t) &= e^{-ij\theta} e^{i\varphi} [E_1 \exp -i(kx + \alpha_y - \omega_1 t + \psi_1) + \\ &+ E_2 \exp -i(kx + \alpha_y - \omega_2 t + \psi_2)] \equiv \\ &\equiv e^{-ij\theta} e^{i\varphi} A(x, t) \exp i\Phi_s(x, t), \end{aligned} \quad (8a)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{H}(z, t) &= e^{-ij\theta} e^{i\varphi} [H_1 \exp -i(kx - \omega_1 t + \psi_1) + \\ &+ H_2 \exp -i(kx - \omega_2 t + \psi_2)] \equiv \\ &\equiv e^{-ij\theta} e^{i\varphi} A'(x, t) \exp i\Phi'_s(x, t). \end{aligned} \quad (8б)$$

В дальнейшем пространственные координаты будем иногда опускать для простоты изложения.

Вектор  $\mathbf{E}(t)$  вращается в пределах поляризационной диаграммы. Поляризационная диаграмма – эллипс (при  $\varphi \neq 0$ ), размер которого меняется со временем как  $\cos\Delta\omega t / \cos\omega_s t$ , а ориентация ( $\theta$ ) и форма ( $\varphi$ ) зависят от амплитуды векторов  $\mathbf{E}_1$ ,  $\mathbf{E}_2$  и от полусуммы начальных фаз волн бигармоники

$$\psi_s = (\psi_1 + \psi_2)/2; \quad \Delta\omega = (\omega_1 - \omega_2), \quad 2\omega_s = (\omega_1 + \omega_2).$$

В формулах (8):

–  $\theta$  и  $\varphi$  – углы ориентации и эллиптичности поляризационной диаграммы. Угол ориентации  $\theta$  (зависит от угла  $\gamma$  между векторами  $\mathbf{E}_1$  и  $\mathbf{E}_2$ ) и угол эллиптичности  $\varphi$  (зависит от соотношения амплитуд векторов  $\mathbf{E}_1/\mathbf{E}_2$ ) задают степень неоднородности напряженности поля (8а) и (8б) по осям  $Y$  и  $Z$  при ее однородном распределении относительно оси  $X$ ;

–  $\alpha_y$  и  $\alpha_z$  – фазовые коэффициенты [15], характеризующие состояние поляризации напряженности поля  $\mathbf{E}(t)$  относительно осей  $Y$  и  $Z$  в момент  $t$  для волны, распространяющейся вдоль оси  $X$ ,  $\alpha = \alpha_y - \alpha_z$ . Результирующее линейно поляризованное излучение получается в двух случаях: а) при  $\mathbf{E}(z, 0) = 0$  и б) при  $\mathbf{E}(y, 0) = \mathbf{E}(z, 0)$  и  $\alpha = 0, \pi$  [15]. Пример случая «б»: если в момент времени  $t = 0$  имеем  $\mathbf{E}(y, 0) = \mathbf{E}(z, 0)$  и  $\alpha = 0$  [ $\alpha = \pi$ ], то  $\mathbf{E}(y, 0)$  и  $\mathbf{E}(z, 0)$  находятся в фазе (в противофазе). При этом плоскость поляризации излучения делит угол между осями  $y$  и  $z$  [ $y$  и  $-z$ ], а сами колебания происходят в квадрантах  $(y, z)$  и  $(-y, -z)$  [ $(y, -z)$  и  $(-y, z)$ ]. Эллиптическое поляризованное

излучение получается, если для  $\mathbf{E}(y, t)$  и  $\mathbf{E}(z, t)$  положить  $\alpha = \pm\pi/2$ . Вторым случаем менее известен, чем первый, но именно его модификацию будем использовать для изменения в молекулярной среде состояния поляризации волны накачки (8) и состояния молекул в поле (8);

$$A(t) = E_0 f(t)^{1/2} \text{ и } f(t) = [1 + m \cos 2\Delta\phi(t)]$$

– медленно ( $T_{am} \approx 4\pi c / \Delta\omega$ ) меняющаяся огибающая амплитуд  $E$ - и  $H$ -компонент РНБ поля на частотах  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  и функция, модулирующая амплитуду РНБ поля с частотой  $\sim\Delta\omega/2$ ;  $A'(t) = H_0 f'(t)^{1/2}$  – огибающая амплитуд  $H_1$  и  $H_2$  полей;

$$m = 2E_1 E_2 / E_0^2 \text{ и } \beta = (E_1^2 - E_2^2) / E_0^2$$

– глубина амплитудной и индекс фазовой модуляции РНБ поля;  $E_- = (E_1 - E_2)$ ,  $E_+ = (E_1 + E_2)$ ;  $E_0 = (E_1^2 + E_2^2)^{1/2}$ ;

$$2\Delta\phi(t) = (\Delta\omega t + \Delta\psi); \quad \Phi_s(t) = (\omega_s t + \psi(t) + \psi_s);$$

$$\Delta\psi = (\psi_1 - \psi_2) \text{ и } 2\psi_s = (\psi_1 + \psi_2)$$

– разность и сумма начальных фаз волн бигармоники;

$$\psi(t) = \arctg [(E_- / E_+) \operatorname{tg}(\Delta\omega t + \Delta\psi) / 2] +$$

$$+ (\pi/2) \operatorname{sign}[(E_- / E_+) \sin(\Delta\omega t + \Delta\psi) / 2] \times$$

$$\times \{1 - \operatorname{sign}[\cos(\Delta\omega t + \Delta\psi) / 2]\}$$

– мгновенное значение дополнительного набега фазы РНБ поля

$$\operatorname{sign}[a] = 1 \text{ при } a > 0 \text{ и } = -1 \text{ при } a < 0;$$

$$-\omega(t) = d\Phi_s(t)/dt = \omega_s + \Omega(t) \text{ и } \omega_{sk}^* = \omega_s + \Omega(t''_k)$$

– мгновенное значение несущей частоты РНБ поля и ее величина в момент времени  $t''_k = \kappa T_{s,\kappa} / 2$  (в момент пересечения оси  $X$ );  $\Omega(t) = d\psi(t)/dt$ ;

$$\Omega(t'_k) = \beta\Delta\omega/2/[1 + m \cos 2\Delta\phi(t'_k)]$$

– отклонение мгновенной несущей частоты  $\omega(t)$  от ее среднего значения  $\omega_s$  в моменты времени  $t'_k = (\kappa - 1/2) T_{sk} / 2$ , когда величина электрического вектора достигает максимального значения  $\mathbf{E}(t'_k) = \pm \mathbf{E}_{\max}$  (при  $\omega_1/\omega_2 > 1$ );

$$T_{sk} = 2\pi / \omega_{sk}^* =$$

$$= 2\pi / \{\omega_s + (\beta\Delta\omega/2) / [1 + m \cos 2\Delta\phi(t''_k)]\} \approx 10^{-15} \text{ с}$$

– период изменения направления вектора  $\pm\mathbf{E}(y, t)$  в плоскости  $YX$  (изменения направления вращения вектора магнитной индукции  $\mathbf{B}(z, t)$  в плоскости  $ZX$  относительно вектора  $\pm\mathbf{E}(y, t)$ ) в момент времени  $t''_k$ , когда абсолютное значение вектора  $|\mathbf{E}(y, t)|$  достигает минимального значения  $\mathbf{E}(t''_k) = \mathbf{E}_{\min}$  (при  $\omega_1/\omega_2 > 1$ ). Ниже период  $T_{sk} \approx (t''_k - t''_{k+2})$  будем называть «плоским» из-за аддитивного сложения результатов действия  $\mathbf{E}$ - и  $\mathbf{H}$ -компонент поля (8) на материальную среду;

–  $\kappa = 0, 1, 2, \dots, J$  – номер «плоского» периода  $T_{sk}$  из двух ускорений (моменты  $t'_\kappa$  и  $t'_{\kappa+1}$ ) со стороны вектора  $\mathbf{E}(y, t)$ , а также из двух управлений (моменты  $t''_\kappa$  и  $t''_{\kappa+1}$ ) со стороны вектора  $\mathbf{H}(z, t)$ ;

$$T_{vp} \approx \sum_{\kappa} T_{sk} \approx J(J+1)T_{sk}/2$$

– совокупность «плоских» периодов  $T_{sk}$ , имеющая смысл длительности волнового пакета РНБ поля;

$$\Omega_{\kappa, \kappa+1}^* = \omega(t'_\kappa) - \omega(t'_{\kappa+1})$$

– девиация несущей частоты  $\omega_s$  между моментами времени  $t'_\kappa$  и  $t'_{\kappa+1}$ .

Девиации  $\Omega_{\kappa, \kappa+1}^*$  играет роль конструктора, связывающего в соседние моменты времени  $t'_\kappa$  изменение векторов  $\mathbf{E}_+$  и  $\mathbf{E}_-$  ( $\mathbf{H}_+$  и  $\mathbf{H}_-$ ) на частоте  $\Delta\omega$  в среде с набегом фазы РНБ поля (8) в той же среде на мгновенной несущей частоте  $\omega_{sk}^*$  за интервал времени

$$10^{-15} \text{ с} \approx \pi/\omega_s \ll \Delta t \ll 4\pi/\Delta\omega \approx 10^{-11} \text{ с}. \quad (9)$$

Знак и величина девиации  $\Omega_{\kappa, \kappa+1}^*$  характеризуют *направление и глубину (длительность) связи* в молекулярной среде волн электрической и магнитной индукции на частотах  $\omega_1, \omega_2$  с генерируемым в молекулах полем на частоте  $\omega_{sk}^*$  в пределах когерентного объема

$$V \approx \pi R_0^2 \Delta L. \quad (10)$$

Здесь  $R \leq R_0 \approx \sqrt{(v_\phi 2\pi\Delta L/\omega_s)}$  – радиус слоя среды, «захваченного» РНБ поля (8) в плоскости  $YZ$  на входе в среду  $X=0$ ;  $\Delta L \approx v_\phi \pi/\delta\omega$  – длина временной когерентности поля накачки;  $\delta\omega \approx \delta\omega_1 \approx \delta\omega_2 \ll |\omega_1 - \omega_2|$  – ширина спектральных компонент поля накачки;  $v_\phi = c/n$  – фазовая скорость результирующей волны (8) в среде;  $n = \sqrt{\epsilon\chi}$ ,  $\epsilon$ ,  $\chi = \chi_p + \chi_d$  – показатель преломления, электрическая проницаемость, сумма парамагнитной и диамагнитной восприимчивостей среды на мгновенной несущей частоте  $\omega(t)$ , изменяющейся с периодом  $T_{sk}$  вблизи своего среднего значения  $\omega_s$  на интервале времени (9).

Если  $(E_1/E_2)^2 = 1$ , то девиация  $\Omega_{\kappa, \kappa+1}^* = 0$  ( $\psi(t) = 0$ ) и угол эллиптичности  $\phi = 0$ , а результирующая поляризационная диаграмма для вектора  $\mathbf{E}(r, t)$  имеет вид плоскости (линии) при любых  $t_\kappa$ . Этот случай хорошо изучен в литературе по лазерной спектроскопии: обнаружены эффекты, связанные с вынужденным колебанием разности заселенности уровней и фазировкой внутримолекулярных движений на разности частот  $\Delta\omega$  поля накачки [9].

Если  $(E_1/E_2)^2 \neq 1$ , то девиация  $\Omega_{\kappa, \kappa+1}^* \neq 0$  ( $\psi(t) \neq 0$ ) и угол эллиптичности  $\phi \neq 0$ , а результирующая поляризационная диаграмма на оси  $X$  имеет вид плоскости (линии) только в определенные моменты времени  $t_\kappa$ . В другие моменты времени поляризационная диаграмма имеет вид эллипса (круга), ориентацию которого в пространстве  $\theta$  задает угол  $\gamma$  между векторами  $\mathbf{E}_1$  и  $\mathbf{E}_2$ , т.е. угол  $\gamma \neq 0$  задает ори-

ентацию поляризационной диаграммы  $\theta$  относительно оси  $X$  и тем самым задает некоторую ось  $X'$  симметрии волны накачки (8) в среде.

Девиация  $\Omega_{\kappa, \kappa+1}^* \neq 0$  может стать синергетическим конструктором состояния поляризации волны света (8) в молекулярной среде и состояния каждой молекулы из объема (10) только при очень благоприятных условиях на абсолютные значения  $\omega_1, \omega_2$  и соотношение  $\omega_1/\omega_2 > < 1$  частот, соотношение интенсивностей  $(I_1/I_2) \neq 1$  и угол  $\gamma$  между векторами  $\mathbf{E}_1$  и  $\mathbf{E}_2$ , а также на вектор потока энергии поля накачки  $\mathbf{S}$ . Физическая причина синергетического конструирования процесса взаимодействия молекул и бегущей волны света (8) состоит в следующем.

Если девиация  $\Omega_{\kappa, \kappa+1}^* \neq 0$ , то мгновенная несущая частота  $\omega(t) = \omega_s + \Omega(t)$ , изменяющаяся *симметрично* относительно своего среднего значения  $\omega_s$ , изменяется *асимметрично* относительно моментов времени  $t''_\kappa$  (относительно оси  $X$ ). Как следствие, на каждом «плоском» полупериоде  $T_{sk}/2$  интервала времени (9) возникают *нескомпенсированный* шаг девиации  $\delta\Omega_{\kappa, \kappa+1}^* \neq 0$  и асимметрия распределения молекулярных возмущений в плоскости  $YZ$  относительно оси  $X$ .

Нескомпенсированный шаг  $\delta\Omega_{\kappa, \kappa+1}^* \neq 0$  девиации  $\Omega_{\kappa, \kappa+1}^* \neq 0$  несущей частоты  $\omega(t)$  является активной составляющей периода  $T_{sk}$  колебания  $\mathbf{E}$ -,  $\mathbf{H}$ -компонент РНБ поля. И приводит, в силу квадратичных эффектов Штарка и Зеемана, к приращению потенциальной энергии молекулы за счет нескомпенсированной электрической  $\delta W_{\text{Ш}, \kappa}$  и диамагнитной  $\delta W_{\text{З}, \kappa}$  энергий на каждом полупериоде  $T_{sk}/2$ .

Понятно, что шаг приращения энергий в каждой молекуле на каждом последующем периоде  $T_{sk+1}$  будет нелинейно зависеть от величины приращения энергии на предыдущем периоде  $T_{sk}$ , причем приращение диамагнитной энергии  $\delta W_{\text{З}, \kappa+1}$  зависит от приращения электрической энергии  $\delta W_{\text{Ш}, \kappa}$  (может быть наоборот при другом соотношении частот  $\omega_1/\omega_2$ ). Как следствие, «плоский» период  $T_{sk}$  трансформируется в «объемный» период  $T'_{sk}$ , в пределах которого прецессионное и нутационное движения связывающих электронов молекулы дважды обмениваются энергией и МКД с орбитальным движением электронов и вращением молекулы как целое.

«Объемный» период  $T'_{sk}$  играет роль приготовленной АФ-петли (памяти) колебаний РНБ поля, аналогичной гистерезисному циклу намагничивания парамагнитных материалов [11]. А шаг  $\delta\Omega_{\kappa, \kappa+1}^* \neq 0$  играет роль активной составляющей масштаба  $s_\kappa$  заполнения потоком энергии света  $\mathbf{S}$  расстояния между плоскостями  $Y0Z$  и  $YLZ$  вдоль оси  $X$  по сечению  $2R_0$  на интервале времени (9). Квадрат этого масштаба равен

$$s_\kappa^2 = v_\phi^2 (t'_\kappa - t''_\kappa)^2 - R_\kappa^2,$$

где  $t'_\kappa = t''_\kappa - R_\kappa/v_\phi$  – запаздывание индуцированных волн;

$$R_\kappa^2 = (x' - x'')^2 + (y' - y'')^2 + (z' - z'')^2$$

– квадрат расстояния между моментом ускорения электрона  $t'_k$  и моментом  $t''_k$ , когда он влияет на все другие заряды;  $(t'_k - t''_k) \approx T'_{sk}/4$ .

Поскольку амплитуда  $A(r, t)$  содержит полуразность  $\Omega_{k,k+1}^*/2 \approx \Delta\omega/2$ , а фаза  $\Phi_s(r, t)$  – полусумму  $\omega_s$  плюс полуразность  $\Delta\omega/2$  частот поля накачки ( $\omega_{sk}^* \approx 2\omega_s/2 + \Omega_k^*$ ), то при резонансе в моменты времени  $t'_k$  и  $t''_k$  частот поля  $\Omega_{k,k+1}^*/2$  и  $\omega_{sk}^*$  и частот переходов молекулы по  $V$ -схеме (3) возникнет корреляция изменений амплитуды  $A(r, t)$  и фазового коэффициента  $\alpha = \alpha_y - \alpha_z$  РНБ поля (8) с изменениями квантовой энергии (ориентации орбитального и вращательного МКД) молекулы. Как следствие, возникнет нелинейная связь изменения шага  $\delta\Omega_{k,k+1}^* \neq 0$  на соседних АФ-петлях  $T'_{sk}$  с резонансным сдвигом-расщеплением уровней  $V$ -схемы (3) в фазовом пространстве молекулы. И тем самым шаг  $\delta\Omega_{k,k+1}^* \neq 0$  «завязнет» пространство (10) и время (9) в единый клубок линейных-нелинейных взаимодействий молекул среды с  $\mathbf{E}$ -,  $\mathbf{H}$ -компонентами РНБ волны (8) и генерируемого в молекулах поля ( $E'_y, H'_z$ ) на низкой  $\Omega_{k,k+1}^*/2$  и высокой  $\omega_{sk}^*$  частотах.

Таким образом, девиация  $\Omega_{k,k+1}^* \neq 0$  несущей частоты  $\omega(t)$  РНБ поля (8) может стать синергетическим конструктором, связывающим в пространстве-времени естественное движение подсистем каждой молекулы из объема (10) с прецессионным и нутационным движением орбиты электронов через уровень  $|0\rangle$  как точку бифуркации. Конструирование процесса бифуркации происходит за счет корреляции поперечных и продольных изменений амплитуды  $A(r, t)$  и фазового коэффициента  $\alpha = \alpha_y - \alpha_z$   $\mathbf{E}$ -,  $\mathbf{H}$ -компонент РНБ поля (8) в молекулах среды (10). Причем шаг девиации  $\delta\Omega_{k,k+1}^* \neq 0$  позволяет управлять усилением ПН-движения связывающих электронов молекул через нелинейное усиление поперечных (по сечению  $2R_0$ ) и продольных (вдоль оси  $X$ ) пространственных взаимодействий  $\mathbf{E}$ -,  $\mathbf{H}$ -компонент РНБ поля (8) с молекулами среды.

Величина шага  $\delta\Omega_{k,k+1}^* \neq 0$  зависит от неоднородности и абсолютного значения РНБ поля по осям  $Y$  и  $Z$ , т.е. не только от подбора абсолютных значений  $\omega_1, \omega_2$  и соотношения  $(\omega_1/\omega_2 \gg 1)$  частот, от соотношения  $(I_1/I_2) \neq 1$ , но также от угла  $\gamma \neq 0$  между векторами  $\mathbf{E}_1$  и  $\mathbf{E}_2$  и потока энергии поля накачки  $\mathbf{S}$ .

#### 4.2. Обоснование начального масштаба АФ-петли колебания РНБ поля накачки

Начальный масштаб  $s_{k=0}$  АФ-петли  $T'_{sk}$  должен быть соизмерим с «расстоянием», на котором молекула, получившая через связывающий электрон приращение энергий  $\delta W_{\text{III},k}$ ,  $\delta W_{3,k}$  и соответственно приращение  $\delta\alpha_k$ ,  $\delta\mu_k$ ,  $\delta J_{pk}$  за полупериод  $T'_{sk}/2$ , успеет перераспределить их в своем фазовом пространстве и будет готова к получению соответствующих прираще-

ний на следующем полупериоде  $T'_{sk+1}/2$ . Понятно, что от соизмеримости суммы АФ-петель, составляющих длительность волнового пакета РНБ поля

$$T'_{vp} \approx \sum_k T'_{sk} = J(J+1) T'_{sk}/2, \quad (11),$$

и времени  $T \approx 1/B_e \approx 10^{-11}$  с зависит скорость приготвления АФ-петель в молекулярной среде под действием  $\mathbf{E}$ -,  $\mathbf{H}$ -компонент РНБ поля (8). От скорости приготвления АФ-петли  $T'_{sk} \approx 10^{-15}$  с зависит скорость *самоорганизации* ансамбля диамагнитных систем «молекула + поле» в объеме (10), а также момент «запуска» генерации излучения с большим МКД на *кооперативной* частоте  $\omega_p \approx \omega_{0J} \approx \omega_{sk}^*$ . Обоснуем масштаб  $s_{k=0}$  АФ-петли путем «правдоподобных» рассуждений на языке полуклассической механики, опираясь на два обстоятельства.

Во-первых, электронная поляризуемость  $\alpha_{0J}(\omega)$  двухатомных молекул (большинства) положительна для основного состояния и оптических частот  $\omega$ , а диамагнитная восприимчивость  $\chi_{dnJ}(\omega)$  отрицательна. Это обусловлено тем, что диамагнетизм возникает из-за увеличения кинетической энергии электрона в силу приращения  $v_{\perp}$  на орбите (5), а электронная поляризуемость – из-за сдвига электронной плотности в область более низкой потенциальной электрической энергии, т.е. к ц.м. молекулы ( $\delta r \approx r - r_e \approx 0$ ). Здесь  $2r_e$  – расстояние между ядрами, соответствующее равновесной конфигурации электронов в основном электронно-колебательно-вращательном состоянии невозмущенной двухатомной молекулы.

Во-вторых, электронная поляризуемость и диамагнитная восприимчивость молекул-ротаторов имеют противоположную зависимость от  $J$  для оптических частот:  $\alpha_{0J}(\omega_1, \omega_2, \Delta\omega/2, \omega_s) \sim 1/J$  и  $\chi_{dnJ}(\omega_1, \omega_2, \Delta\omega/2, \omega_s) \sim J$  [9]. Поэтому изменение электронной поляризуемости молекул-ротаторов будет зависеть преимущественно от их резонанса с частотой  $\sim \Delta\omega/2$  амплитудной модуляции  $\mathbf{E}(y, t)$ -компоненты РНБ поля (8) и с частотой  $\Omega_{k,k+1}^*$  поля  $\mathbf{E}'_y$ , индуцированного в молекуле за счет  $d\mathbf{H}(z, t)/dt$ . А изменение диамагнитной восприимчивости молекул-ротаторов будет зависеть преимущественно от их резонанса с частотой  $\sim \Delta\omega/2$  амплитудной модуляции  $\mathbf{H}(z, t)$ -компоненты РНБ поля (8) и с частотой  $\omega_{sk}^*$  поля  $\mathbf{H}'_z$ , индуцированного в молекуле за счет  $d\mathbf{E}(y, t)/dt$ .

Как следствие, спектральная линия, соответствующая переходу  $|1\rangle \leftrightarrow |0\rangle$ , будет сдвигаться-расщепляться под действием  $\mathbf{E}(y, t)$ -компоненты поля (8а) преимущественно в фазе с действием  $\mathbf{E}'_y$  компоненты на частоте  $\Omega_{k,k+1}^* \approx \Delta\omega$  на  $\pi$ - и  $\sigma_{\pm}$ -компоненты, расположенные симметрично (в первом приближении) на расстояниях  $\sim E_0$  относительно спектральной линии. При этом уровни перехода  $|1\rangle \leftrightarrow |0\rangle$  сдвигаются-расщепляются на величину  $\delta\omega_{\text{III}} \sim (e^2/2m_c^2 \omega_{0J}^2) E_0^2$  в силу квадратичного эффекта Штарка, возникающего из-за негармоничности вращения электрона в молекуле. Уровни сдвигаются в область минимальной потенциальной электрической энергии, увеличивая на-

пряженность электрического поля в малом объеме  $\delta V' \approx \delta r \pi (r_e/2)^2$  вблизи ц.м. молекулы.

Поскольку электронная поляризуемость молекулы (невозмущенной) на уровне  $|0\rangle$  достигает максимального значения [7]:

$$\alpha''(\omega) = (\alpha_{\parallel} + 2\alpha_{\perp})/3, \quad (12)$$

то сдвиг именно этого уровня будет определять среднюю величину приращения  $\delta\alpha_k$  (в силу нескомпенсированного сдвига уровней  $\sim E_0^2$ ) за каждый полупериод  $T'_{sk}/2$ . Здесь  $\alpha_{\parallel}$  и  $\alpha_{\perp}$  – продольная и поперечная составляющие (по отношению к оси молекулы  $R'$ ) тензора электронной поляризуемости  $\alpha(\omega)$  на оптических частотах  $\omega$ , вычисленного при  $\delta r \approx (r - r_e) \approx 0$  путем суммирования дипольных моментов по всем промежуточным КВ-состояниям всех ( $n$ ) электронных термов, кроме основного;

$$\alpha_{\parallel,\perp} = (2/\hbar) \sum |d_{0\Lambda}^{\parallel,\perp}|^2 \omega_{\Lambda 0} / (\omega^2 - \omega_{0\Lambda}^2),$$

а  $d_{0\Lambda}^{\parallel}$  и  $d_{0\Lambda}^{\perp}$  – проекции дипольного момента молекулы на ее межатомную ось  $R'$  и на одно из направлений, перпендикулярных к оси  $R'$ ;  $\omega_{\Lambda 0}$  и  $\omega$  – частоты электронного перехода молекулы и возмущающего оптического поля.

Поскольку показатель преломления среды  $n$  вблизи перехода  $|1\rangle \leftrightarrow |0\rangle$  зависит от совпадения частоты амплитудной модуляции  $\Delta\omega/2$   $\mathbf{E}(y,t)$ -компоненты РНБ поля (8а) с частотой этого перехода  $\omega_{01}$  в определенные моменты времени  $t_k$ , то под действием разности полей  $(E_0 - E'_y) \approx E_0$  величина  $n$  также будет изменяться (кривая дисперсии). Причем кривая дисперсии на переходе  $|1\rangle \leftrightarrow |0\rangle$  будет обостряться или сглаживаться для линейно поляризованной волны (8) в зависимости от соотношения амплитуд  $(E_1/E_2)^2 \gg < 1$  и частот  $(\omega_1/\omega_2) \gg < 1$  ее спектральных компонент.

Кроме того, спектральная линия, соответствующая переходу  $|0\rangle \leftrightarrow |J, M_J\rangle$ , будет сдвигаться-расщепляться под действием  $\mathbf{H}(z,t)$ -компоненты поля (8б) преимущественно в фазе с действием  $\mathbf{H}'_z$ -компоненты на частоте  $\omega_{sk}^*$  на  $\sigma_{\pm}$ -компоненты каждого из  $M_J$ -подуровней. Последние располагаются симметрично (в первом приближении) на расстояниях  $\delta\omega_3 \sim \pm eH_0/2m_e$  (ларморовская частота) относительно линии, соответствующей переходу  $|0\rangle \leftrightarrow |J, M_J\rangle$ . Как следствие собственные частоты молекулы, соответствующие правому и левому орбитальному вращению электрона, смещаются в разные стороны под действием магнитного поля  $H_0$  и, тем самым, устанавливается связь эффектов Зеемана и Фарадея, т.е. движение электронов смещается в направлении оси  $X$  распространения  $\mathbf{H}(z,t)$ -компоненты поля (8б), а ее плоскость поляризации поворачивается (эффект Фарадея) в среднем на величину

$$\psi = (\varphi_+ - \varphi_-)/2 = \omega_s \Delta L (n_- - n_+)/2c = \pi \Delta L (n_- - n_+)/\lambda_{0s}. \quad (13)$$

Эффект поворота плоскости поляризации волны накачки зависит от отношения  $d/\lambda \sim 10^{-3}$  ( $kr \ll 1$ ).

Здесь  $\varphi_+ = \omega(t - x/v_+)$  и  $\varphi_- = \omega(t - x/v_-)$ ,  $v_+ = c/n_+$  и  $v_- = c/n_-$ ,  $n_+$  и  $n_-$  – глубина проникновения  $x = L$ , фазовые скорости, показатели преломления для правого и левого циркулярно-поляризованных лучей;  $\omega/c = 2\pi/T$ ;  $d = 2r$  – размер молекулы;  $k = 2\pi/\lambda_{0s}$  – волновое число,  $\lambda_{0s}$  – длина волны в вакууме.

Поскольку показатель преломления  $n$  зависит от степени совпадения несущей частоты  $\omega_{sk}^*$   $\mathbf{H}(z,t)$ -компоненты поля (8б) с частотой  $\omega_{0J}$  перехода  $|0\rangle \leftrightarrow |J, M_J\rangle$ , то под действием разности полей  $(\mathbf{H}_0 - \mathbf{H}'_z)$  величина  $n$  также будет изменяться (кривая дисперсии). Кривая дисперсии на переходе  $|0\rangle \leftrightarrow |J, M_J\rangle$  будет обостряться или сглаживаться для  $\mathbf{H}(z,t)$ -компоненты волны (8б) в зависимости от соотношения амплитуд  $(H_1/H_2)^2 \gg < 1$  и частот  $(\omega_1/\omega_2) \gg < 1$  ее спектральных компонент.

Квадратичный эффект Зеемана (диамагнитный эффект), возникающий как следствие ларморовской прецессии наведенного магнитного момента электрона  $\delta\mu_k$  возмущающим магнитным полем  $(\mathbf{H}_0 - \mathbf{H}'_z) \approx \mathbf{H}_0$ , пропорционален средней площади, «занимаемой» в плоскости  $ZY$  электронной плотностью. Энергия сдвига-расщепления уровня  $|J, M_J\rangle$  равна (в первом приближении) среднему значению суммы диамагнитной энергии всех электронов молекулы, вычисленных для  $\tilde{n}$ -й электронной орбиты:

$$\delta W_{\tilde{n}JM_J} = \chi_{d\tilde{n}J}(\omega) H_0^2.$$

Диамагнитная восприимчивость молекул  $\chi_{d\tilde{n}J}(\omega)$  растет с увеличением  $J$  и  $\tilde{n}$  [9, 10] или, другими словами, по мере увеличения радиуса орбиты связывающих электронов  $r_e$  ( $\tilde{n} = 1, 2, 3, \dots$ ).

Из соотношения Френеля (13) следует [10, 11], что вращение плоскости поляризации волны накачки позволяет создать обнаружимое различие в  $10^{-6}$  между  $n_+$  и  $n_-$  молекулярной среды на расстоянии  $\Delta L$ . В нашем случае разница  $\Delta n_{\pm} \approx 10^{-6}$  должна создаваться волной (8) на расстоянии  $\Delta L$  за время, равное разности периодов вращения молекул-ротаторов между соседними парами вращательных уровней:

$$T' \approx T_{J,J-1} - T_{J+1,J} = 2\pi/\omega_{01} = 1/(2B_e) \approx 10^{-11} \text{ с}. \quad (14)$$

Тогда считывание (выбор, селекция) разницы  $\Delta n_{\pm} \approx 10^{-6}$  и конструирование нескомпенсированного приращения  $\delta W_{3,k}$  ( $\delta\mu_k$  и  $\delta\mathbf{J}_{pk}$ ) может быть выполнено той же волной (8) за следующие  $T' \approx 1/(2B_e)$  с.

Понятно, что масштаб  $s_{k=0}$  АФ-петли колебания РНБ поля, на котором начнется конструирование приращений  $\delta W_{3,k}$  ( $\delta\mu_k$  и  $\delta\mathbf{J}_{pk}$ ) и  $\delta W_{\text{III},k}$  ( $\delta\alpha_k$ ) в молекуле, должен укладываться в ее межъядерный размер  $d \approx s_{k=0}$ . Поэтому чем меньше  $T'_{sk}/2$ , тем с большей точностью будет задан начальный масштаб АФ-петли, в пределах которого молекулы могут «выбрать» приемлемую для себя часть потока энергии поля накачки  $\mathbf{S}_{\text{опт}}$  для обеспечения указанных

приращений в энергвыгодных направлениях своего фазового пространства.

### 4.3. Нижайшее состояние $|0\rangle$ как точка бифуркации естественного вращения связывающих электронов молекулы на режим их устойчивого ПН-движения

Вращательное состояние молекулы  $|0\rangle$  может стать точкой бифуркации внутримолекулярных движений в силу следующих причин.

1. МКД молекулы на уровне  $|0\rangle$  существенно меньше кванта действия фотона  $J = 0 \ll \hbar = \ell' + s'$  и ориентирован произвольно по отношению к неподвижной системе координат. Поэтому динамика вращения молекулы на уровне  $|0\rangle$  должна содержать классические (нелинейные) и квантовые (линейные) элементы. Поскольку в классическом приближении молекула-ротатор является нелинейной системой, то малые изменения внешних возмущений орбитального движения электронов молекулы как классического ротатора, попавшего на уровень  $|0\rangle$ , могут привести к радикальным изменениям его состояния как квантовой системы;  $\ell'$  и  $s'$  – орбитальный (пространственный) и спиновый моменты фотона.

2. Состояние  $|0\rangle$  является точкой отсчета в фазовом пространстве молекулы (в приближении жесткого ротатора) разности периодов ее вращения между соседними парами вращательных уровней  $T'$  (14).

Величина  $T'$  является постоянной для невозмущенной молекулы и имеет смысл параметра порядка для внутримолекулярных взаимодействий, в том числе взаимодействия электронного движения с вращением молекулы как целое. Энергия центробежного растяжения  $\Delta W_{J=1} = -4D$  ( $D \approx 10^{-4} B_e$ ) ограничивает снизу параметр порядка молекулы для синергетического конструктора.

3. Положение состояния  $|0\rangle$  на потенциальной кривой можно задать через бесконечно малый объем  $\delta V' \approx \delta r \pi (r_e/2)^2$  вблизи ц.м. невозмущенной молекулы, в котором «сосредоточена» минимальная потенциальная энергия вращения молекулы как целого. Объем  $\delta V'$  играет принципиальную роль в перестройке связи орбитальной (пространственной) и спиновой электронных подсистем, структуры вращательных уровней и вероятности переходов между ними по трем причинам.

*Во-первых*, объем  $\delta V'$  молекулы, удовлетворяя условию  $kr \ll 1$ , является начальным масштабом продольных (по оси  $X$ ) вкладов возмущающего поля накачки в МКД зарождающейся сферической волны относительно оси симметрии  $X'$  [16].

*Во-вторых*, объем  $\delta V'$  молекулы характеризует начальный масштаб  $s_{k=0}$  ее поперечных (по радиусу  $R \leq R_0 \approx \sqrt{v_{\text{ф}} 2\pi\Delta L / \omega_s}$  взаимодействий с  $\mathbf{E}$ -,  $\mathbf{H}$ -компонентами РНБ поля в пределах длительности волнового пакета (11).

*В-третьих*, локальная неустойчивость вращения молекулы на уровне  $|0\rangle$  может спровоцировать в объеме

$\delta V'$  зарождение (и усиление) взаимодействий орбитальной, спиновой подсистем ее электронов и орбитальной  $\ell'$ , спиновой  $s'$  подсистем фотонов возмущающего поля (8) на частотах  $\Omega_{k,k+1}^*/2 \approx \Delta\omega/2$  и  $\omega_{sk}^* \approx 2\omega_s/2 + \Omega_k^*$ .

Другими словами, возмущающее поле (8) может спровоцировать локальную неустойчивость вращения молекулы на частоте  $\Omega_{k,k+1}^*/2$ , резонансной частоте  $\omega_{01}$  колебания положения уровней  $|1\rangle \rightarrow |0\rangle$ , а также нелинейную связь вращения молекулы с вращательным движением электронов на частоте  $\omega_{sk}^*$ , резонансной частоте  $\omega_{0J}$  колебания положения уровней  $|0\rangle \rightarrow |J, M_J\rangle$ . Как следствие, в молекуле возникнет резонансное взаимодействие электронных и фотонных подсистем, которое будет конструировать в течение волнового пакета (11):

– потенциал (поле) для движения ядер с замедлением и нейтрализацией энергии центробежного растяжения  $\Delta W_J$ ;

– автофазировку ПН-движения связывающих электронов молекулы с накоплением МКД, нескомпенсированной электрической  $\delta W_{\text{Ш},k}$  и диамагнитной  $\delta W_{3,k}$  энергии на соседних  $k$  и  $k+1$  интервалах времени до критических величин.

### 4.4. Автофазировка ПН-движения связывающих электронов диамагнитных молекул-ротаторов в скрещенных $\mathbf{E}(y,t)$ и $\mathbf{H}(z,t)$ полях как средство самоорганизации ЭМО-механизма

1. Принцип автофазировки Векслер предложил в 1944 г. [10] как средство неограниченно долго сохранять резонанс между движением заряженных релятивистских частиц (электроны, ионы) в пространстве циклотронного ускорителя путем изменения напряженности высокочастотных полей: ускоряющего электрического  $\mathbf{E}(t)$  и управляющего магнитного  $\mathbf{H}(t)$ . Фазы движения частиц в ускорителе захватываются *равновесной фазой*  $+\varphi_0$  ускоряющего электрического  $E_0 \cos\varphi_0$  и управляющего магнитного полей;  $E_0$  – амплитуда напряженности ускоряющего поля.

В этом принципе использована зависимость от энергии частиц  $W$  промежутка времени  $\delta t$  между двумя следующими друг за другом ускорениями со стороны внешнего электрического поля. Рассмотрим ситуацию, когда  $\partial t / \partial W > 0$ , т.е. когда  $\partial t$  растет с увеличением кинетической энергии  $W$  (скорости  $v$ ) частицы. Пусть  $\varphi_0$  – фаза поля в ускоряющем зазоре («равновесная фаза»), попадая в которую частица 0 двигается точно в резонанс с ускоряющим полем и набирает заданную скорость  $v + \Delta v$  и энергию  $W_0 = eE_0 \cos\varphi_0$ . Если частица 2 летит быстро, т.е. попадает в превышающую фазу

$$\varphi_2 > \varphi_0 > \varphi_1 > 0,$$

то она приобретет энергию  $eV_0 \cos\varphi_2$  меньше равновесной и придет раньше ( $\delta t$  «уменьшится») к сле-

дующему ускоряющему промежутку, а фаза прихода этой частицы приблизится к равновесной фазе  $\Phi_0$ . Наоборот, отставшая частица 1 приобретет избыточную энергию,  $\partial t$  увеличится, она позже придет к ускоряющему промежутку и ее фаза тоже приблизится к равновесной фазе. Таким образом, все частицы, находящиеся в некоторой области около фазы  $\Phi_0$  (область захвата фаз), будут совершать колебания около фазы  $\Phi_0$  и ускоряться. При этом полная энергия  $W$  «захваченных» частиц принимает значение, близкое к резонансному

$$W_{\text{рез}} = c e \langle B \rangle q / \omega_y,$$

если частота ускоряющего поля  $\omega_y$  достаточно медленно изменяется во времени при среднем значении магнитной индукции  $\langle B \rangle$ ;  $c$ ,  $e$  и  $q = 1, 2, \dots, N$  – скорость света, заряд частицы и целое число (кратность частоты), показывающее, во сколько раз  $\omega_y$  больше частоты обращения частицы  $\Omega_{\text{ч}}$  в резонансном ускорителе.

2. А.Н. Ораевский и др. [17] нашли оптический аналог автофазировки Векслера и предложили его для когерентного возбуждения высоких колебательных уровней ангармонических молекул-осцилляторов и для приготовления динамического (перевозбужденного) колебательного состояния путем нейтрализации эффекта ангармонизма  $\delta\omega_{\text{ан}}$ . Идея предложенной модели состояла в том, чтобы подвергать колебания ангармонического осциллятора возмущению со стороны электрического поля, напряженность которого промодулирована по фазе  $\Omega' = d\phi(t)/dt \approx \delta\omega_{\text{ан}}$  и по амплитуде  $\Omega' = dA(t)/dt$ , а несущая частота попадает в резонанс с переходом между нижней парой уровней 1 и 2 ( $\omega \approx \omega_{21}$ ).

Принцип Векслера для молекулы-осциллятора основывается, по существу, на совпадении разности между соседними периодами колебания ее ядер с периодом их ангармонического сдвига:

$$T_{q,q-1} - T_{q+1,q} = \Delta T_{\text{ан}} = 2\pi / \delta\omega_{\text{ан}},$$

причем под  $T_{q+1,q}$  в [17] понимается время  $q$ -го цикла вращения заряженной релятивистской частицы вокруг магнитного поля. Таким образом, это соотношение физически означает, что разность времен двух последовательных циклов остается величиной постоянной, не зависящей от энергии частицы, т.е. от  $q$ . Возникает возможность «включить» один из когерентных механизмов взаимодействия поля и среды, который проявляется в том, что изменение вероятности заселения уровней приобретает пульсирующий характер.

Если релаксация уровней 1 и 2 отсутствует, то их населенности будут периодически изменяться с частотой Раби  $\Omega_{21} = E_0 d_{21} / \hbar$ . В моменты времени  $t = \tau_1$  такие, что  $\Omega_{21}\tau_1 = (2k + 1)\pi$  ( $k = 0, 1, \dots$ ), система полностью инвертирована – все молекулы находятся на верхнем уровне 2. Если в момент  $\tau_1$  частота излучения изменилась скачком и стала равной частоте перехода  $\omega_{32}$  вышележащей пары уровней, то молекулы, «захваченные» импульсом, опять начнут ос-

циллировать, но уже между уровнями 3 и 2 с частотой Раби  $\Omega_{32} = E_0 d_{32} / \hbar$ . Подбором фазы  $\Phi(t) = \omega t + \phi(t)$  включения следующего импульса в соответствии с условием  $\Omega_{32}\tau_2 = (2k + 1)\pi$  можно переводить молекулы еще выше и т.д.

Таким образом, набор сфазированных импульсов с частотами  $\omega_{21}, \omega_{32}, \omega_{43}, \dots$  или периодическое изменение фазы  $\phi(t)$  напряженности поля с частотой ангармонизма молекулы-осциллятора позволяют в принципе реализовать каскадный механизм заселения ее высоких колебательных уровней. Причем нейтрализация эффекта ангармонизма молекулы-осциллятора происходит за счет регулярного подстраивания частоты поля накачки через частоту Раби к частоте соседних  $q$  и  $q + 1$  колебательных переходов.

Если напряженность поля накачки, кроме частотной, имеет также модуляцию амплитуды во времени с частотой  $\nu$

$$E(t) = 1/2 E_0 g(t) \{ \exp i [\omega t + \phi(t)] + \text{к.с.} \} \approx \\ \approx 1/2 E_0 g(t) [ \sum C_{\tilde{n}} \exp i (\omega + \tilde{n}\delta\omega_{\text{ан}}) t + \text{к.с.} ],$$

то к модуляции частот Раби, соответствующих различным колебательным переходам ангармонического осциллятора, добавляется также модуляция «коэффициента трения» с частотой  $\nu$ ;  $g(t) = (1 + m \cos \nu t)$  – функция, модулирующая амплитуду;  $\Omega_0 = E_0 C_0 d_{q+1,q} / \hbar$  – частота Раби (в первом приближении) на переходе между колебательными уровнями  $q$  и  $q + 1$ .

В этом случае когерентный механизм взаимодействия поля и среды обуславливает незатухающие осцилляции диагональных элементов матрицы плотности  $\rho_{mm}$  для времен  $t$ , превосходящих время релаксации системы. Спектр пульсаций состоит из комбинирующих частот  $\nu_{q\tilde{n}} = \nu_q \pm \tilde{n}\nu$ , а частоты пульсаций (частоты Раби) кратны частоте модуляции  $\nu$ . Причем максимальный запас колебательных квантов  $\epsilon$  на один осциллятор (усреднение за период пульсаций поля) зависит от параметра  $\Omega_0 / \nu > 1$ . Если глубина  $m$  и частота (номера  $\tilde{n}$  и  $q$ ) модуляции подобраны так, что  $\nu_q = \tilde{n}\nu$ , то возникает возможность такого параметрического возбуждения квантового осциллятора, при котором создается аномальное (динамическое перевозбужденное) состояние равновесия осциллятора. При этом постоянная составляющая для вероятностей  $\rho_{mm}$  увеличивается и среднее число колебательных квантов  $\epsilon$  на один квантовый осциллятор превосходит  $N/2$ .

3. Для понимания идеи самоорганизации ЭМО-механизма и, соответственно, ЭМО-эффекта, дополним проявление силы Лоренца  $\mathbf{F}$  (раздел 3) вариантом, когда на свободный электрон действуют медленно меняющиеся скрещенные поля  $d\mathbf{E}(y,t)/dt \neq 0$  и  $d\mathbf{H}(z,t)/dt \neq 0$  [12]. В этом случае электрон, движущийся вдоль оси  $X$  в направлении линейно поляризованного поля  $\mathbf{E}(y,t)$ , ускоряется и магнитное поле загибает его меньше в соответствии с силой Лоренца  $\mathbf{F}$ . А когда вектор  $\mathbf{E}(y,t)$  меняет направление, то электрон, двигаясь против поля  $\mathbf{E}(y,t)$ , теряет скорость и постепенно все больше и больше загибается

магнитным полем  $\mathbf{H}(z,t)$  по циклоиде. В результате получается «дрейф» электрона в направлении  $(\mathbf{E} \times \mathbf{H})$ . Этот «дрейф» электрона есть суперпозиция равномерного движения со скоростью  $v_p = cE_{\perp}/H$  и кругового. Представим себе наблюдателя, движущегося вдоль оси  $X$  с постоянной скоростью  $v_p$ . В системе отсчета наблюдателя поле  $\mathbf{H}$  преобразуется в новое поле  $\mathbf{H}'$  плюс электрическое поле  $\mathbf{E}'$ , направленное вниз. Если скорость наблюдателя  $v_p$  подобрана так, что полное электрическое поле окажется равным нулю  $(\mathbf{E}(y,t) - \mathbf{E}' = 0)$ , то наблюдатель будет видеть электрон, движущийся по окружности, т.е. движение, которое мы видим, будет круговым плюс перенос в направлении  $X$  со скоростью дрейфа  $v_p = cE_{\perp}/H$ .

Нам неизвестны исследования движения электрона в потенциале (поле) молекулы под действием медленно (быстро) меняющихся скрещенных полей  $d\mathbf{E}(y,t)/dt \neq 0$  и  $d\mathbf{H}(z,t)/dt \neq 0$ . Ниже предлагается, исходя из физических соображений, идея самоорганизации ЭМО-механизма в совокупности диамагнитных молекул под действием быстро меняющихся скрещенных полей  $d\mathbf{E}(y,t)/dt \neq 0$  (8а) и  $d\mathbf{H}(z,t)/dt \neq 0$  (8б), сформированных из полей на оптических частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$ .

Идея самоорганизации ЭМО-механизма в молекулах состоит в следующем. Если вращение электронов молекулы подвергать возмущению со стороны  $\mathbf{E}$ -,  $\mathbf{H}$ -компонент РНБ поля (8а), напряженность которых промодулирована по амплитуде на частоте  $\Omega_{\kappa,\kappa+1}^*/2 = \omega_{10} \approx \Delta\omega/2$ , резонансной переходу  $|1\rangle \leftrightarrow |0\rangle$  (моменты времени  $t'_\kappa$ ), а несущая частота  $\omega_{s\kappa}^* \approx (2\omega_s/2) + \Omega_{\kappa}^*$  резонирует с переходом  $|0\rangle \leftrightarrow |J, M_J\rangle$  (моменты времени  $t''_\kappa$ ) при оптимальной пространственно-энергетической конфигурации РНБ поля (см. п. 4.1), то в диамагнитных молекулах должна возникнуть сила Лоренца  $\mathbf{F}$ , действующая по принципу низко-высокочастотного вращательного «тяги-толкая».

Низко-высокочастотный вращательный «тяги-толкая» – это автофазировка ПН-движения связывающих электронов молекулы на интервале времени (9), которая задает потенциал (поле) для движения ядер с замедлением и нейтрализацией энергии центробежного растяжения  $\Delta W_J = -D [J(J+1)]^2$  в течение времени  $T \approx 1/B_e$  с. Как следствие, в диамагнитных молекулах из объема (10) самоорганизуется передача энергии взаимодействия по  $V$ -каналу (4) с накоплением молекулами МКД  $\mathbf{J}_p = m_e v_{\perp} r \approx m_e \Omega_L r_L^2 \rightarrow m_e \Omega_L R^{*2} \approx \sum_{\kappa} \delta J_{p\kappa} \approx K_p (t''_{\kappa=J}) \approx \hbar 2(J+1)$  и с образованием ансамбля диамагнитных систем «молекула + поле» в среднем за время  $T \approx 1/B_e$  с. Здесь  $R^* \approx R_0$  – эффективный радиус ПН-движения связывающих электронов. Увеличение радиуса  $r \approx r_L \rightarrow R^*$  ларморовской орбиты происходит из-за квантовой составляющей низко-высокочастотного возмущения орбитального движения электронов полем накачки (8) при выполнении соотношения (17) (см. ниже).

4. Обоснуем условия автофазировки и роста эффективного радиуса ПН-движения связывающих электронов молекулы следующим образом. Рассмотрим

когерентный объем среды (10) из диамагнитных молекул и причины-следствия, по которым в этом объеме может возникнуть автофазировка ПН-связывающих электронов как средство передачи энергии взаимодействия по каналу (4), самоорганизации ЭМО-механизма и ансамбля диамагнитных систем «молекула + поле».

Объем среды (10) состоит из замкнутых контуров  $\Gamma$  радиуса  $R \leq R_0$  в плоскости  $YZ$  с центром на оси  $X$ . АФ-петли колебания РНБ поля, имеющие длительность  $T'_{s\kappa}$ , «сшиваются» контуры. В молекулах из объема (10), имеющих радиус орбит электронов  $r$ , генерируется, благодаря магнитной индукции от  $d\mathbf{H}(z,t)/dt$ , тангенциальное электрическое поле

$$\mathbf{E}'_y 2\pi r \approx -d(\mathbf{H}(z,t) \pi r^2)/dt,$$

напряженность которого равна

$$\mathbf{E}'_y \approx -r/2 d\mathbf{H}(z,t)/dt.$$

Наведенное циркулирующее в молекулах электрическое поле  $\mathbf{E}'_y$  состоит из низкочастотной  $\Delta\omega/2$  ( $\Omega_{\kappa,\kappa+1}^*/2$ ) и высокочастотной  $\omega_s$  ( $\omega_{s\kappa}^*$ ) слагаемых (аналогичные слагаемые имеются в циркулирующем поле  $\mathbf{H}'_z$ , наведенном в молекулах за счет  $d\mathbf{E}(y,t)/dt$ ).

Низкочастотное наведенное электрическое поле  $\mathbf{E}'_y$ , действуя на связывающие электроны согласно (5), создает момент силы  $-e\mathbf{E}'_y r$ , величина которого равна скорости изменения МКД молекулы

$$d\mathbf{J}_p/dt \approx (er^2/2) d\mathbf{H}(z,t)/dt. \quad (15)$$

Если выражение (15) проинтегрировать, начиная с нулевого поля, то за полупериод амплитудной модуляции напряженности поля (8б)  $T_{am}/2 \approx 2\pi/\Delta\omega \approx 10^{-11}$  с молекула должна получить добавку МКД  $\Delta\mathbf{J}_p$  и, соответственно, добавку диамагнитного момента

$$\Delta\mu \approx -\Delta\mathbf{J}_p e/2m_e \approx (-e^2 r^2/4m_e) H_0. \quad (16)$$

Понятно, что величина добавки  $\Delta\mu$  чрезвычайно мала из-за малого среднего значения напряженности  $H_0$ , из-за отсутствия резонансного обмена энергией (МКД) между молекулами и полем накачки, в том числе на частотах  $\Omega_{\kappa,\kappa+1}^* \approx \Delta\omega$  (для  $\mathbf{E}'_y$ ) и  $\omega_{s\kappa}^* \approx (2\omega_s/2) + \Omega_{\kappa}^*$  (для  $\mathbf{H}'_z$ ), а также из-за отсутствия ПОС между состоянием молекулы и вкладами  $\mathbf{E}$ -,  $\mathbf{H}$ -компонент поля (8) в ПН-движение связывающих электронов на соседних  $\kappa$  и  $\kappa+1$  интервалах времени.

Ситуацию можно радикально изменить, если воспользоваться тем, что в молекуле, находящейся в стационарном состоянии, например  $|J=1\rangle$ , энергия наведенного электрического и магнитного токов не диссипирует [9, 12]. Это позволяет создать:

– резонансный обмен энергией (МКД) между молекулами и полем (8) на низкой частоте  $\Omega_{\kappa,\kappa+1}^*/2 = \omega_{01} \approx \Delta\omega/2$  (через поле  $\mathbf{E}'_y$ ) в моменты времени  $t'_\kappa$  с участием прецессии связывающих электронов моле-

кулы по орбите на ларморовской частоте  $\Omega_L$ , а также на высокой частоте  $\omega_{sk}^* \approx \omega_{0J}$  (через поле  $\mathbf{H}'_z$ ) в моменты времени  $t''_k$  с участием нутации орбиты электронов относительно вектора  $\mathbf{K}(t_k)$  на кооперативной частоте сигнала (генерации)  $\omega_p$ ;

– ПОС между состоянием молекулы и вкладами  $\mathbf{E}$ -,  $\mathbf{H}$ -компонент поля (8) в ПН-движение электронов по орбите на соседних  $k$  и  $k+1$  интервалах времени.

Для создания резонансного обмена энергией (МКД) между молекулами и полем накачки на частотах  $\Omega_{k,k+1}^*/2 = \omega_{01} \approx \Delta\omega/2$  ( $\mathbf{E}'_y$ ),  $\omega_{sk}^* \approx \omega_{0J}$  ( $\mathbf{H}'_z$ ) целесообразно использовать классическую и квантовую составляющие возмущения орбитального движения электронов полем накачки. С этой целью подберем плотность фотонов  $N_f$  поля накачки (поток энергии  $\mathbf{S}_{\text{опт}}$ ) и плотность молекул  $N_r$  в объеме (10) так ( $N_f \leq N_r$ ), чтобы кооперативная (коллективная, вакуумная) частота Раби [18]:

$$\Omega_c = (2\pi N_r |d_{0\Lambda}^{\parallel,\perp}|^2 \omega_{0J}/\hbar V)^{1/2},$$

ларморовская частота  $\Omega_L$  и частота перехода  $|1\rangle \leftrightarrow |0\rangle$  оказались связанными соотношением

$$\omega_{10} \approx \sqrt{(\Omega_L^2 + \Omega_c^2)}. \quad (17)$$

Соотношение (17) учитывает классическую (через  $\Omega_L$ ) и квантовую (через  $\Omega_c$ ) составляющие взаимодействия молекулы и поля накачки, причем первая влияет преимущественно на добротность перехода  $|1\rangle \leftrightarrow |0\rangle$ , а вторая – на частоту обмена энергией (МКД) между молекулами и полем на переходе  $|0\rangle \leftrightarrow |J, M_J\rangle$ .

Поскольку кооперативная частота Раби  $\Omega_c$  характеризует частоту обмена энергией (МКД) между молекулами и полем по  $V$ -схеме (3) в отсутствие внешнего поля ( $\mathbf{S} = 0$ ) [18, 19], то условие (17) означает паритетную зависимость вероятности перехода молекул по  $V$ -каналу (4) от плотности молекул  $N_r$  и от плотности фотонов  $N_f$  в объеме (10). При этом циклотронная частота  $\Omega_L$  отражает добавочное вращение связывающих электронов молекул по ларморовской спирали, а кооперативная частота Раби – процесс расширения ларморовской спирали  $r \approx r_L \rightarrow R^* \approx R_0$ , т.е. процесс роста эффективного радиуса ПН-движения связывающих электронов  $r \approx r_L \rightarrow R^* \approx R_0$  за счет квантовой составляющей потока энергии  $\mathbf{S}_{\text{опт}}$ .

Для создания ПОС между состоянием молекул и вкладами  $\mathbf{E}$ -,  $\mathbf{H}$ -компонент поля (8) в ПН-движение электронов на соседних  $k$ - и  $k+1$ -периодах  $T'_{sk}$  используем адаптацию распределения поля накачки (8) и внутримолекулярного поля в пространстве-времени через нескомпенсированный шаг  $\delta\Omega_{k,k+1}^* \neq 0$  девиации  $\Omega_{k,k+1}^* \neq 0$  несущей частоты  $\omega(t)$ . С этой целью свяжем изменения  $\mathbf{E}$ -,  $\mathbf{H}$ -компонент РНБ поля (8) в соседние моменты времени  $t'_k$  и  $t'_{k+1}$  с ларморовской  $\Omega_L$  и кооперативной  $\Omega_c$  частотами движения орбиты электронов соотношением (17), а в соседние моменты времени  $t''_k$  и  $t''_{k+1}$  – с периодом их нутационного

движения  $T_N$  соотношением (7). Соотношение (7) обеспечивает конструирование величины момента инерции  $I_z(t)$ , а также величины и ориентации искусственного МКД  $\mathbf{K}(t''_{k=0}) \approx \delta\mathbf{J}_{pk=0} \rightarrow \mathbf{K}_p(t''_{k=J})$  диамагнитных систем «молекула + поле» относительно оси  $X'$  за длительность волнового пакета (11).

Адаптация распределения полей будет эффективной, если соотношение интенсивностей равно  $(I_1/I_2) \approx 5,8$  ( $\varphi \neq 0$ ), а угол  $\gamma \neq 0$  между векторами  $\mathbf{E}_1$  и  $\mathbf{E}_2$  создает такую неоднородность напряженности РНБ поля (8) по сечению  $R_0$ , при которой изменение амплитуды  $A(r,t)$  и, соответственно, положения уровней смежных переходов (3) в поперечном сечении  $R_0$  за каждый  $T'_{sk}/2$ , максимально коррелируют с изменением фазового коэффициента  $\alpha = \alpha_y - \alpha_z$  РНБ поля. Тогда молекулы за каждый полупериод  $T'_{sk}/2$  могут получать оптимальные приращения не скомпенсированной энергии, МКД, поляризуемости и восприимчивости, распределяя их в энергетически выгодных направлениях своего фазового пространства.

При  $(I_1/I_2) \approx 5,8$  девиация равна удвоенной основной частоте вращения молекулы  $\Omega_{k,k+1}^* \approx 4B_e = 2\omega_{10}$ , поэтому каждый из векторов  $\pm\mathbf{E}(y,t)$  и  $\pm\mathbf{H}(z,t)$  (8), дважды меняя направление на каждом периоде АФ-петли  $T'_{sk}$ , будет дважды ускорять и управлять движением связывающих электронов, а в молекулах могут прирастать на оптимальную величину энергия ( $2\delta W_{\text{III},k}$  и  $2\delta W_{\text{III},k}$ ), электромагнитооптические параметры ( $2\delta\alpha_k$  и  $2\delta\mu_k$ ) и МКД  $2\delta\mathbf{J}_{pk}$ . Причем соотношение частот  $(\omega_1/\omega_2) \gg 1$  определяет направление ускорений и управлений движением электрона (направление ПОС между состоянием молекулы и величиной приращений) и, соответственно, направление передачи энергии взаимодействия по (обратно) каналу (4) на каждом следующем периоде  $T'_{sk}$ .

Если при  $(I_1/I_2) \approx 5,8$  выберем соотношение частот  $(\omega_1/\omega_2) > 1$  и  $\gamma \neq 0$ , то в молекулах среды возникнет ПОС между их состоянием на следующем периоде  $T'_{sk}$  и приращениями на предыдущем периоде  $T'_{sk-1}$  (аналог эффекта автофазировки Векслера [10] для молекулы-ротатора как нелинейной системы). Энергия взаимодействия ( $2\delta W_{\text{III},k-1}$  и  $2\delta W_{\text{III},k-1}$ ) начнет резонансно усиливаться и передаваться от поля к молекулам как результат воздействия ПН-движения электронов на состояние молекул (аналог раби-резонансного усиления ларморовской прецессии электронов в атомах [10]) и последние будут совершать переход  $|1\rangle \rightarrow |0\rangle$ , регулярно подстраивая величину и направление сдвига-расщепления уровней (3) по  $V$ -каналу (4) под резонанс с частотами  $\Omega_{k,k+1}^*$  и  $\omega_{sk}^*$ .

Таким образом, во-первых, каждая диамагнитная молекула из когерентного объема (10), стартовая с уровня  $|1\rangle$  в «своей» начальный момент времени  $t''_{k=0}$  «своего» контура  $\Gamma$ , попадет в «свою» АФ-петлю колебаний РНБ поля (8) со «своим» не скомпенсированным шагом  $\delta\Omega_{k,k+1}^* \neq 0$  девиации  $\Omega_{k,k+1}^* \approx 4B_e = 2\omega_{10}$  несущей частоты  $\omega(t)$ . Совокупность молекул приобретает

свойство ЭМО-ловушки (объемного резонатора), в которой вращательные переходы (3) каждой молекулы имеют хорошую добротность и связаны двойным параметрическим резонансом с полем накачки (8) через вторичные волны на исходных частотах  $\omega_1, \omega_2$  и генерируемые поля на частотах  $\Omega_{\kappa, \kappa+1}^*(\mathbf{E}'_y), \omega_{s\kappa}^*(\mathbf{H}'_z)$ .

Каждая молекула из ЭМО-ловушки окажется вовлеченной в «игру» поперечных (в плоскости  $YZ$ ) резонансных (частоты  $\Omega_{\kappa, \kappa+1}^*$  и  $\omega_{s\kappa}^*$ ) и нелинейных взаимодействий с  $\mathbf{E}$ -,  $\mathbf{H}$ -компонентами РНБ поля (8). Эта «игра» приводит к передаче энергии сдвига-расщепления уровней молекулы по  $V$ -каналу (4) относительно оси  $X'$ .

Во-вторых, процесс поперечных взаимодействий  $\mathbf{E}$ -,  $\mathbf{H}$ -компонент РНБ поля (8) с молекулами будет превалировать над другими процессами, развивающимися в направлении оси  $X$  (вращательное ВКР и энергообмен между потоками  $E_1$  и  $E_2$  на колебательном шарковском сдвиге), если частотная расстройка полей превышает ширину безызлучательного перехода  $|1\rangle \leftrightarrow |0\rangle$  ( $|\Delta\omega| \geq \gamma_{01}$ ,  $\gamma_{01}$  зависит от плотности молекул  $N_r$ ), а плотность потока энергии  $\mathbf{S}_{\text{опт}}$  РНБ поля обеспечивает оптимальное превышение напряженности  $E_0$  ( $H_0$ ) над пороговым значением  $E_0 \geq E_{\text{п}}$  ( $H_0 \geq H_{\text{п}}$ ).

## 5. Условия зарождения и развития ЭМО-механизма

Пусть поле накачки представлено в виде РНБ поля (8) с амплитудой  $A(0, t)$ , промодулированной на частоте

$$\Omega_{\kappa, \kappa+1}^*/2 = \omega_{10} \approx \Delta\omega/2 \approx 10^{11} \text{ Гц}, \quad (18a)$$

резонансной вращательному переходу  $|1\rangle \leftrightarrow |0\rangle$  и с фазой

$$\Phi'_s(x=0, t) = \omega_s t + (\alpha_y - \alpha_z) + \phi(x=0, t),$$

которой соответствует мгновенная несущая частота  $\omega(t) = \omega_s + \Omega(t)$ , резонансная вращательному переходу  $|0\rangle \leftrightarrow |J, M_J\rangle$  в моменты времени  $t''_{\kappa}$ :

$$\begin{aligned} \omega_{s\kappa}^* &= \omega_s + \beta\Delta\omega/2/[1 + m \cos 2\Delta\phi(x=0, t''_{\kappa})] \approx \\ &\approx \omega_{0J} \approx 10^{15} \text{ Гц}, \end{aligned} \quad (18b)$$

когда она пересекает ось  $X$ .

Пусть диамагнитные молекулы ( $\text{N}_2$ ,  $\text{CO}_2$  или  $\text{AgCl}$ ) локализованы на вращательном уровне  $|1\rangle$  основного электронно-колебательного состояния с энергией вращения  $W_{J=1} = \hbar 2B_e$  и с угловым моментом  $\mathbf{J}_p = \hbar\sqrt{2}$ . Малый объем  $\delta V' \approx \delta r \pi(r_e/2)^2$  вблизи ц.м. молекул будем рассматривать как пространство, в котором может расти потенциальная электрическая энергия и, соответственно, напряженность электрического поля, а вырожденный вращательный уровень  $|J, M_J\rangle$  – как потенциальный резервуар-источник  $(2J+1)$  угловых моментов, «законсервированных» в виде  $\sigma_{\pm}$ -компонент магнитных подуровней  $M_J$ .

Пусть результат усреднения орбитальных возмущений на частотах  $\Omega_{\kappa, \kappa+1}^*$  и  $\omega_{s\kappa}^*$  по начальным ориентациям молекул из объема (10) за период  $T'_{s\kappa=0}$  дает отличные от нуля значения электрической и диамагнитной энергии:

$$\langle \Omega_{\kappa, \kappa+1}^* \rangle \approx \delta W_{\text{III}, \kappa=0} \approx \alpha''_{J=0}(\Omega_{\kappa, \kappa+1}^*) E_0^2$$

и

$$\langle \omega_{s\kappa}^* \rangle \approx \delta W_{\text{З}, \kappa=0} \approx -\chi_{dnJ}(\omega_{s\kappa}^*) H_0^2. \quad (19)$$

Из физических соображений, приведенных в разд. 4, следует, что энергия взаимодействия диамагнитных молекул и  $\mathbf{E}$ -,  $\mathbf{H}$ -компонент РНБ поля накачки (8) может передаваться по  $V$ -каналу (4) за счет автофазировки ПН-движения связывающих электронов в моменты времени  $t'_\kappa$  и  $t''_\kappa$ , а в молекулярной среде, ограниченной объемом (10), может самоорганизовываться ЭМО-механизм (ЭМО-эффект), если будут выполнены следующие условия.

1. *Фазы вынужденного колебания* разности уровней вращательных переходов (3) молекулы должны попасть в область резонанса к фазам индуцированных в молекуле полей на разности  $\Delta\omega$  и сумме  $2\omega_s$  частот РНБ поля

$$(\Delta\omega/2 + \delta\omega)t \approx \Delta\phi_{10}(t) \text{ и } (\omega_s + \Delta\omega/2)t \approx \Delta\phi_{0J}(t). \quad (20)$$

В этом случае эффективность взаимодействия молекул среды и  $\mathbf{E}$ -,  $\mathbf{H}$ -компонент РНБ поля (8) будет определяться не пространственным синхронизмом вторичных волн на частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$  [20], а «резонансным захватом фаз» молекул и генерируемого в них поля на частотах  $\Omega_{\kappa, \kappa+1}^*$ ,  $\omega_{s\kappa}^*$  с автофазировкой ПН-движения связывающих электронов. «Резонансный захват фаз» имеет смысл локального фазового синхронизма вторичных волн на частотах  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  и генерируемых в молекулах полей на частотах  $\Omega_{\kappa, \kappa+1}^*$ ,  $\omega_{s\kappa}^*$ .

2. *Соотношения интенсивностей и частот* спектральных компонент РНБ поля, а также угол  $\gamma \neq 0$  между векторами  $\mathbf{E}_1$  и  $\mathbf{E}_2$  должны иметь значения

$$(I_1/I_2 \pm \Delta\omega/2\omega_s) \approx 5,8, \quad (\omega_1/\omega_2) > 1, \quad \gamma \approx \pi/6, \quad (21)$$

обеспечивающие оптимальную АФ-петлю (период  $T'_{s\kappa}$ ) колебания РНБ поля в среде: девиация  $\Omega_{\kappa, \kappa+1}^* \approx \approx 4B_e = 2\omega_{10}$  несущей частоты  $\omega(t)$  при  $\delta\Omega_{\kappa, \kappa+1}^* \neq 0$  и при значимых углах эллиптичности  $\phi$  и ориентации  $\theta$  поляризационной диаграммы волны (8) в среде.

Как следствие в молекулах среды на каждом периоде  $T'_{s\kappa}$  возникнет ускорение движения связывающих электронов в направлении оси  $Y$  на частоте  $\omega_{s\kappa}^*$  с синфазной подстройкой сдвига-расщепления уровней перехода  $|1\rangle \leftrightarrow |0\rangle$  под частоту  $\Omega_{\kappa, \kappa+1}^*$ . Эту подстройку обеспечивают преимущественно динамический эффект Штарка на исходных частотах  $\omega_1, \omega_2$  и индуцированное поле  $\mathbf{E}'_y$  на частоте  $\Omega_{\kappa, \kappa+1}^*$ . Динамический эффект Зеемана на исходных частотах  $\omega_1, \omega_2$  и индуцированное поле  $\mathbf{H}'_z$  на частоте  $\omega_{s\kappa}^*$  обеспечивают преимущественно управление движения электронов в

направлении оси  $Z$  на частоте  $\omega_{sk}^*$  с синфазной подстройкой сдвига-расщепления уровней перехода  $|0\rangle \leftrightarrow |J, M_J\rangle$  под частоту  $\Omega_{k,k+1}^*$ .

Молекулы приобретут способность *накапливать* вблизи ц.м. статическое электрическое поля в виде приращений поляризуемости  $\alpha''(\omega) + \sum_k \delta\alpha_k$  и электрической энергии  $\sum_k \delta W_{\text{Ш},k}$ , а также *заполнять* резервуар-источник  $|J, M_J\rangle$  приращениями МКД  $\mathbf{J}_p + \sum_k \delta \mathbf{J}_{pk}$ , диамагнитной восприимчивости  $\chi_{dnJ}(\omega) + \sum_k \delta \mu_k$  и диамагнитной энергии  $\sum_k \delta W_{3,k}$ .

Одновременно возникнет оптимальная ПОС между состоянием молекул и вкладом  $\mathbf{E}$ -,  $\mathbf{H}$ -компонент РНБ поля (8) в передачу энергии взаимодействия по каналу (4) в рамках двойного параметрического резонанса (20) (по аналогии с [21]). Молекулы приобретут способность получать оптимальные приращения  $2\delta W_{\text{Ш},k}$  ( $2\delta\alpha_k$ ),  $2\delta W_{3,k+1}$  ( $2\delta\mu_k$  и  $2\delta J_{pk}$ ) на соседних  $k$  и  $k+1$  периодах  $T'_{sk}$ , если объем (10) будет заполнен оптимальным потоком энергии  $\mathbf{S}_{\text{опт}}$  поля (8) при оптимальной плотности молекул  $N_r$  ( $\text{см}^{-3}$ ).

3. *Поток энергии*  $\mathbf{S}_{\text{опт}}$  поля накачки, угол и плотность молекул  $N_r$  ( $\text{см}^{-3}$ ) должны *обеспечить* выполнение соотношения (17), при котором молекулы из объема (10) могут накопить в среднем за время  $T'_{vp} \approx \sum_k T'_{sk} \approx T \approx 1/B_e \approx 10^{-11}$  с критический МКД  $\mathbf{K}_p(t''_{k=J}) \approx \sum_k \delta \mathbf{J}_{pk} \approx \hbar 2(J+1)$ , а также критическую электрическую энергию

$$(\delta W_0 + \delta W^*)/\hbar \leq |F'| \leq K_{yc} \sum_k |\delta W_{\text{Ш},k=0,1,2,\dots,J}/\hbar| \approx \approx (4B_e + \delta\omega) \quad (22a)$$

путем сдвига уровня  $|0\rangle$  к ц.м. и критическую величину диамагнитной энергии

$$(\delta W_0 + \delta W^*)/\hbar \leq |F'| \leq K_{yc} \sum_k |\delta W_{3,k=1,2,\dots,J}/\hbar| \approx \approx (4B_e + \delta\omega) \quad (22b)$$

путем расщепления уровня  $|J, M_J\rangle$  и сдвига  $\sigma_{\pm}$ -компонент его  $M_J$ -подуровней в масштабе  $s_k^2 = v_{\Phi}^2 (t'_k - t''_k)^2 - R_k^2$ .

Как следствие, каждая диамагнитная молекула из когерентного объема (10) приобретет способность эволюционировать в анизотропные диамагнитные системы «молекула + поле» с искусственной симметрией. Здесь  $\delta W_0 \approx 4\hbar D|_{t=0}$  и  $\delta W^* \approx \delta W_{\text{Ш},k=0}/\sqrt{(Q_1 Q_J)}$  – энергия центробежного растяжения молекулы и энергия потерь молекулы на релаксацию приобретенной потенциальной электрической и диамагнитной энергии;  $Q_J = c v_J / (\gamma_J P_r)$  – добротность вращательного уровня;  $\gamma_J$  (мкс · торр) $^{-1}$  и  $P_r$  (торр) – скорость релаксации молекулярных уровней и давление молекулярного газа;  $F' \approx |1 - \beta/(1-m)| \Delta\omega/2$  – область ускоряющего-управляющего зазора АФ-петли колебания РНБ поля (8);  $K_{yc} = 1/[1 - m/m^*]$  – коэффициент двухконтурного параметрического усиления ПН-движения связывающих электронов молекулы как параметрического усилителя [21].

Величина  $K_{yc}$  играет, в первом приближении, роль ПОС. Эффективность реальной ПОС зависит от степени «резонансного захвата фаз» (20) и обеспечи-

вает скорость формирования в молекулах сигнала на *кооперативной* частоте

$$\omega_p \approx 2\pi c A(\mathbf{J}, j) |t''_{k=J} J(J+1) \sim \omega_{0J}, \quad (23)$$

эволюцию молекул в системы «молекула + поле» в приготовленном состоянии  $|K(t''_{k=J})M_J\rangle$  в процессе истощения глубины амплитудной модуляции  $m \rightarrow m^* \approx \pi/\sqrt{(Q_1 Q_J)}$ , величины  $\mathbf{S}_{\text{опт}} \rightarrow \mathbf{S}^*$  и соотношений  $(E_1/E_2) \rightarrow (E_1/E_2)^*$ ,  $(H_1/H_2) \rightarrow (H_1/H_2)^*$ . Здесь  $A(\mathbf{J}, j) |t''_{k=J} \approx B_e$  – параметр мультиплетного расщепления, зависящий от  $J' = s' + j$ ,  $j = \ell + s$  и определяющий величину мультиплетного расщепления вращательных уровней в приготовленном состоянии  $|K(t''_{k=J})M_J\rangle$ .

## 6. Динамика приготовления молекулярной когерентности и генерация поля с большим МКД

Процесс приготовления молекулярной когерентности (ЭМО-эффект) за счет ЭМО-механизма в молекулярной среде состоит в следующем.

Молекулы «захватываются» в момент  $t''_{k=0} \approx 0$  в АФ-петли колебания РНБ поля и, передавая по каналу (4) за каждый период  $T'_{sk} \approx 10^{-15}$  с приращения  $2\delta\alpha_k$ , ( $2\delta W_{\text{Ш},k-1}$ ) к ц.м. и  $2\delta\mu_k$  ( $2\delta W_{3,k-1}$ ) к уровню  $|J, M_J\rangle$ , совершают вращательный переход  $|1\rangle \rightarrow |0\rangle$  в гистерезисном режиме в среднем за длительность волнового пакета  $T'_{vp} \approx \sum_k T'_{sk} = J(J+1) T'_{sk}/2 \approx T \approx 1/B_e \approx 10^{-11}$  с (1). При этом молекулы теряют естественный угловой момент  $J_p = \hbar\sqrt{2} \rightarrow 0$ , но приобретают искусственный угловой момент  $\mathbf{K}(t''_{k=0}) \approx \delta \mathbf{J}_{pk=0} (\mathbf{K}(t''_{k=0}) \parallel X')$ , абсолютная величина которого растет  $\delta \mathbf{J}_{pk=0} \rightarrow \mathbf{K}(t''_{k=J}) \approx \hbar 2(J+1)$  одновременно с изменением его ориентации относительно оси  $X'$  до угла  $\theta$ .

Когерентное сложение в пространстве и во времени процессов гашения  $\mathbf{J}_p$  и роста  $\mathbf{K}(t''_{k=0,1,2,\dots,J})$  сопровождается увеличением эффективного радиуса  $r \approx r_L \rightarrow R^* \approx R_0$  орбиты ПН-движения электронов молекул за счет индуцированного поля на частотах  $\Omega_{k,k+1}^*$  (для  $\mathbf{E}'_y$ ) и  $\omega_{sk}^*$  (для  $\mathbf{H}'_z$ ). Естественное вращение связывающих электронов эволюционирует в устойчивое ПН-движение, а соответствующая совокупность «захваченных» молекул эволюционируют в ансамбль диамагнитных систем «молекула + поле» в приготовленном суперпозиционном состоянии  $|K(t''_{k=J})M_J\rangle$ .

Величина полученных молекулами энергий и степень выстраивания проекций искусственного углового момента  $\delta \mathbf{J}_{pk=0} \rightarrow \mathbf{K}(t''_{k=1,2,\dots,J})$  относительно оси  $X'$  на каждом последующем периоде  $T'_{sk}$  зависят от полученных энергий и выстраивания на предыдущем цикле  $T'_{sk-1}$ . Именно в этом смысле молекулярная когерентность «захватывает» и запоминает фотоны поля (8), которые усиливают взаимодействие электронного движения с вращением молекулы, т.е. электронное

движение молекулы, перекручиваясь (искусственное внутреннее вращение) относительно ц.м., приготавливает молекулярную когерентность относительно оси  $X'$  в виде упорядоченных орбитальных возмущений на частотах  $\Omega_{\kappa, \kappa+1}^*$ ,  $\omega_{\kappa}^*$  диамагнитной системы «молекула + поле». Искусственная симметрия каждой диамагнитной системы «молекула + поле» удерживается взаимодействием электронного движения с вращением через фотоны поля накачки.

ЭМО-эффект можно интерпретировать как электромагнитную *спиральную фазовую структуру*, приготовленную из  $(2J + 1)$   $\sigma_{\pm}$ -компонент зеемановских подуровней состояния  $|J, M_J\rangle$  и уровня  $|0\rangle$  молекул, а также индуцированных полей на частотах  $\Omega_{\kappa, \kappa+1}^*$  (для  $\mathbf{E}'_y$ ) и  $\omega_{\kappa}^*$  (для  $\mathbf{H}'_z$ ), или как *молекулярную когерентность*, приготовленную в виде суперпозиции орбитальных возмущений связывающих электронов ансамбля диамагнитных систем «молекула + поле». При этом уровень  $|0\rangle$  и  $\sigma_{\pm}$ -компоненты  $M_J$ -магнитных подуровней состояния  $|J, M_J\rangle$  занимают положение, соответствующее связанной суперпозиции электронных орбитальных возмущений ансамбля систем «молекула + поле» на частотах  $\Omega_{\kappa, \kappa+1}^*$  и  $\omega_{\kappa}^*$ .

Состояние  $|K(t''_{\kappa=J})M_J\rangle$  включает уровень  $|0\rangle$  и  $(2J + 1)$  подуровня вращательного уровня  $|J, M_J\rangle$  с выстроенными проекциями (спинами) полного МКД на ось  $X'$ :  $M_x = J_p = 0, \pm \hbar, \pm 2\hbar, \dots, \pm J\hbar$ , и является связанной суперпозицией орбитальных возмущений ансамбля диамагнитных систем «молекула + поле». Ансамбль систем «молекула + поле» представляет собой потенциально магнитную среду с анизотропным распределением проекций угловых моментов  $\mathbf{K}(t''_{\kappa=J})$  на ось  $X'$  (пространственная инверсия [11]).

Приготовленный ансамбль систем «молекула + поле» *самовозбуждается* через  $T \approx 1/V_e \approx 10^{-11}$  с и совершает излучательный переход между событиями, имеющими противоположные пространственные координаты:  $R \rightarrow -R$  ( $x \rightarrow -x, y \rightarrow -y, z \rightarrow -z$ ) [11], т.е. ансамбль систем «молекула + поле» генерирует поле с МКД  $\mathbf{K}_p \approx \hbar 2(J + 1)$  на кооперативной частоте (23) и одновременно «заполняется» энергией и МКД за период  $T_p \approx 2\pi/\omega_p \approx 10^{-15}$  с по замкнутой схеме «поглощение-испускание».

Автор считает своим приятным долгом выразить благодарность С.Д. Творогову за постоянный интерес к работе и ценные замечания.

1. Вульфсон К.С. О моменте количества движения электромагнитных волн // Успехи физ. наук. 1987. Т. 152. Вып. 4. С. 667–674.

*V.P. Lopasov. Mechanism of preparation of active medium for generation of a field with large moment of momentum.*

The paper describes the mechanism for preparation in the biharmonic pumping field of active medium from diamagnetic systems «molecule + field» with artificial symmetry.

2. Творогов С.Д. Некоторые особенности электромагнитного поля с большим моментом количества движения // Изв. вузов. Физ. 1996. № 10. С. 93–103.
3. Творогов С.Д. Нелинейная оптика поля с большим моментом количества движения // Оптика атмосфер. и океана. 2000. Т. 13. № 5. С. 457–460.
4. Лопасов В.П. О возможности генерации излучения из регулярного и жестко ориентированного в пространстве потока фотонов // Изв. вузов. Физ. 1999. № 8. С. 119–123.
5. Лопасов В.П. О возможности приготовления молекулярного состояния для генерации поля с большим моментом количества движения // Оптика атмосфер. и океана. 2000. Т. 13. № 5. С. 477–481.
6. Зон Б.А., Канцельсон Б.Г. О правилах отбора для электромагнитных переходов атома в сильном световом поле // Оптика и спектроскопия. 1976. Т. 40. Вып. 5. С. 952–953.
7. Макаров В.П., Федоров М.В. Вращательный спектр двухатомных молекул в поле интенсивной световой волны // Ж. эксперим. и теор. физ. 1976. Т. 70. Вып. 4. С. 1185–1196.
8. Векслер В.И. Принцип автофазировки движения заряженных частиц в циклотронном ускорителе // Докл. АН СССР. 1944. Т. 43. С. 346.
9. Апанасевич П.А. Основы теории взаимодействия света с веществом. Минск: Наука и техника, 1977. 490 с.
10. Фано У., Фано Л. Физика атомов и молекул. М.: Наука, 1980. 648 с.
11. Физический энциклопедический словарь. М.: БРЭ, 1995. 928 с.
12. Фейман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Феймановские лекции по физике. Т. 7. М.: Мир, 1977. 288 с.
13. Александров Е.Б., Запасский В.С. Лазерная магнитная спектроскопия. М.: Наука, 1986. 279 с.
14. Гусев К.Г., Филатов А.Д., Сополов А.П. Поляризационная модуляция. М.: Сов. радио, 1974. 281 с.
15. Флайгер У. Строение и динамика молекул. Т. 1. М.: Мир, 1982. 402 с.
16. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. М.: ИЛ, 1956. 451 с.
17. Ораевский А.Н., Степанов А.А., Щеглов В.А. Роль когерентных эффектов при возбуждении высоких колебательных уровней молекул // Ж. эксперим. и теор. физ. 1975. Т. 69. Вып. 6. С. 1991–2005.
18. Алексеев К.Н., Берман Г.П. Переходный гамилтонов хаос при взаимодействии электромагнитного поля с двухуровневыми атомами // Ж. эксперим. и теор. физ. 1994. Т. 103. Вып. 3. С. 555–567.
19. Бурштейн А.И., Пусен А.Ю. Сверхнугатация // Ж. эксперим. и теор. физ. 1975. Т. 69. Вып. 6. С. 1928–1934.
20. Бахрамов С.А., Тартаковский Г.Х., Хабибуллаев П.Х. Нелинейные резонансные процессы и преобразование частоты в газах. Ташкент: ФАН, 1981. 159 с.
21. Квантовая электроника. Маленькая энциклопедия. М.: Сов. энциклопедия, 1969. 431 с.