

Таким образом, нелинейный инкремент определяется балансом распадных процессов в области генерации (5) области наблюдения ($k_{\parallel} \geq 0,1 k$).

Оценки показывают, что при уровне возмущений I_{k_1} в области генерации и I_k в области наблюдения, удовлетворяющем неравенству

$$\frac{I_k}{I_{k_1}} \geq \frac{v_e v_l}{\omega_{Be} \omega_{Bl}} \frac{k_{\parallel}^2}{k_1^2} \quad (8)$$

нелинейные процессы приводят к затуханию в области наблюдения. Выражение (6) дает следующий порядок величины нелинейного инкремента:

$$\gamma^{\text{нл}} \sim \frac{v_{Tl}^4 k_{\parallel}^2 k^2 \omega_{Be}^2 \omega_{Bl}}{\Delta k_{1\parallel} g v_e^2 v_l k_1} I_1 \quad (9)$$

Здесь $I_1 = \int I_{k_1} \omega_{Bl} dk_1$; $\Delta k_{1\parallel}$ — характерная ширина спектра возмущений плотности.

Пороговое значение возмущений плотности, при котором нелинейный инкремент становится порядка линейного декремента, определяется выражением

$$I_1 \geq \frac{g v_e^2 v_l k_1 \Delta k_{1\parallel}}{k^2 v_{Tl}^2 \omega_{Be}^2 \omega_{Bl} k_{\parallel}} \quad (10)$$

Оценка выражения (10) для F -слоя показывает, что нелинейные эффекты становятся существенными при $\delta N/N_0 \geq 10^{-3} - 10^{-4}$.

Таким образом, нелинейные эффекты приводят к перекачке возмущений из области генерации в область наблюдения, однако в силу неравенств (5), (8) при $k_{\parallel} \sim k_{1\parallel}$ уровень возмущений плотности в области наблюдения остается ниже, чем в области генерации, определяемой линейной теорией.

Авторы благодарны Г. В. Хазанову за предложенную задачу и М. Г. Гельбергу за полезное обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гершман Б. Н., Казимировский Э. С., Кокоуров В. Д., Чернобровкина Н. А. Явление F -рассеяния в ионосфере. — М.: Наука, 1984.
2. Гельберг М. Г. Неоднородности высокоширотной ионосферы — Новосибирск: Наука, 1986.
3. Гельберг М. Г., Федорова В. П. // Геомагнетизм и аэрономия. 1983. Т. 23 С. 230.
4. Электродинамика плазмы / Под ред. А. И. Ахиезера. — М.: Наука, 1974. С. 479.

Институт физики Земли
АН СССР

Поступила в редакцию
7 июля 1987 г.

УДК 621.373.8

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

С. В. Сазонов

Изучение нестационарного поглощения мощного электромагнитного поля в средах с диполь-дипольным взаимодействием резонансных атомных переходов представляет интерес в связи с наличием в этих средах двух типов нелинейности. Первая нелинейность обусловлена обратной реакцией поглощающей среды на поле фотонов (назовем ее R -нелинейностью). Вторая — «собственная» нелинейность среды, вызвана прямым диполь-дипольным взаимодействием.

Теоретическому исследованию одновременного влияния обоих этих механизмов на процесс поглощения когерентного импульса фотонов посвящена данная работа. Длительность импульса предполагается короче времени поперечной необратимой релаксации T_2 . Исходный гамильтониан взят в виде [1]

$$H = \hbar \omega_0 \sum_{j=1}^N R_{j+} + \hbar \omega c^+ c + \hbar \sum_{j=1}^N (g R_j^+ c + g^* R_j^- c^+) - \sum_{j \neq k} J_{jk} R_j^+ R_k^-, \quad (1)$$

где ω , ω_0 — частоты фотонного поля и резонансного атомного перехода соответственно; $g = -i\sqrt{2\pi\omega_0}/(\rho \hbar N) d$ — константа диполь-фотонной связи, N — число опти-

чески активных атомов, ρ — их концентрация, d — проекция матричного элемента дипольного момента резонансного перехода на направление вектора поляризации фотонного импульса; \hbar — постоянная Планка; c^+ , c^- — операторы рождения-уничтожения фотонов; R_{3j} , R_j^+ — операторы инверсии и дипольного момента соответственно, подчиняющиеся коммутационным соотношениям вида

$$[R_j^+, R_k^-] = 2R_{3j} \delta_{jk}, \quad [R_{ij}, R_k^+] = \pm R_k^+ \delta_{jk}. \quad (2)$$

Последнее слагаемое в (1) учитывает прямое диполь-дипольное взаимодействие. Гамильтониан (1) описывает, например, взаимодействие сегнетоэлектрика типа порялок — беспорядок [2] с одномоловым полем фотонов в приближении вращающейся волны [1, 3]

В дальнейшем использовалось приближение «среднего поля», заключающееся в аппроксимации [1]: $J_{jk} = J/N = \alpha = \text{const}$. Данное приближение оправдано в силу дальнедействующего характера диполь-дипольного взаимодействия. Оно приводит к качественному согласию с экспериментами [1, 2] и значительно упрощает исходную модель в математическом аспекте. С учетом сказанного на основе (1) для коллективной инверсии среды $R(t)$ ($-N/2 \leq R \leq N/2$) получено замкнутое динамическое уравнение

$$d^2R/dt^2 = -2\alpha^2 R^3 + 6|g|^2(1+\delta^2)R^2 - 4|g|^2(1-\delta^2 R(0)E^{-1})R - \\ - 2|g|^2(1+\delta^2)R^2(0), \quad (3)$$

где $\delta^2 = 0,5\alpha^2|g|^{-2}$, $E = n(0) + R(0) = n(t) + R(t)$, $n(t)$ — число заполнения фотонной моды. При усреднении операторных уравнений пренебрегалось квантовыми корреляциями между операторами среды и фотонов, а также считалось, что $J \ll \omega_0$, $\omega = \omega_0$, $l \ll \lambda$ ($\lambda = \lambda/2\pi$), где l — размер образца поглощающей среды в направлении падения импульса, λ — длина волны фотона.

Общее решение (3) выражается через эллиптические функции Якоби. При выполнении пороговых условий вида ($\delta \ll 1$)

$$n_1(0) = 2|R(0)|; \quad (4)$$

$$n_2(0) = 2|R(0)|(1+\lambda^{-1})/3, \quad (5)$$

где $\lambda = \delta^2|R(0)|$, поглощение фотонов становится монотонным с выходом инверсии на стационар:

$$R^{(1,2)}(t) = R(0) + n_{1,2}(0)(1 + b_{1,2}^2 \text{cosech}^2 \Omega_{1,2} t)^{-1}; \quad (6)$$

$$b_1^2 = (\Omega/\Omega_0)^2, \quad \Omega_1 = \Omega_0 \sqrt{1-\lambda}, \quad \lambda < 1; \quad (7)$$

$$b_2^2 = 3/(1+\lambda^{-1}), \quad \Omega_2 = \Omega_0 \sqrt{(1+\lambda)/3}. \quad (8)$$

Здесь $\Omega_0 = |g|\sqrt{n(0)}$ — частота Раби [3-5].

Наличие двух пороговых условий (4) и (5) связано с двумя механизмами нелинейности, отмеченными выше. Порог (4) не отличается от соответствующего ему для системы изолированных атомов [4, 5]. Он вызван механизмом R -нелинейности и заключается в условии максимального возбуждения среды при однофотонных переходах, когда число фотонов в падающем импульсе $n(0)$ равно разности количества невозбужденных и возбужденных атомов перед процессом поглощения. Порог (5) связан с «собственной» нелинейностью среды. Случай сильной «собственной» нелинейности был рассмотрен в работе [6], в которой электромагнитное поле считалось заданным и использовалось приближение взаимодействия «ближайших соседей». В [6] отмечено, что нелинейные эффекты поглощения в такой системе должны проявляться при интенсивностях электромагнитного поля, в три раза меньших, чем в случае изолированных атомов. Из (4) и (5) при $\lambda \gg 1$ следует такой же результат, хотя использовались другие приближения. В случае промежуточных значений λ ($0 < \lambda < \infty$) существует минимальная величина $\lambda = \lambda_{\text{min}}$, при которой условие (5) становится реально возможным. Это следует из того, что максимальному возбуждению среды соответствует $R = N/2 = 2|R(0)|$ (для определенности принято, что перед поглощением все атомы находились в основном состоянии). Тогда из (5), (6) следует, что $\lambda_{\text{min}} = 0,5$. Таким образом, в интервале $0,5 < \lambda < 1$ (см. (7)) могут проявиться оба пороговых условия. При $\lambda < 0,5$ доминирует R -нелинейность, при $\lambda > 1$ — «собственная». В последнем случае при условии (5) имеем

$$n(t) = n(0)(1 + \Omega_0^2 \tilde{\Omega}_1^2 \sin^2 \tilde{\Omega}_1 t)^{-1}, \quad \tilde{\Omega}_1 = \Omega_0 \sqrt{\lambda - 1}. \quad (9)$$

Решение (9) описывает оптическую нутацию в среде с «собственной» нелинейностью. В отличие от подобного эффекта при $\lambda = 0$ [3-5] здесь идет неполный обмен энергией между фотонным полем и средой. Это связано с тем, что при сильной диполь-дипольной связи атомы слабее реагируют на внешнее воздействие. При $\lambda \gg 1$ частота нутации равна J (см. (9)),

Отмеченные основные результаты: 1) бистабильность инверсий среды при мбонотонном поглощении фотонов для $\Omega_J^{-1} < t < T_2$ и 2) оптическую нутацию (9) есть возможность наблюдать экспериментально. Для этого необходимо на образец исследуемой резонансной среды подавать когерентные электромагнитные импульсы и регистрировать те их интенсивности, при которых в течение времени $t < t_2$ успеет отсутствовать переизлучение фотонов средой. При $0,5 < \lambda < 1$ это должно наблюдаться для двух значений интенсивности, определяемых (4) и (5). Величину λ можно изменять, варьируя положение плоскости поляризации фотонов. Измеряя частоту модуляции интенсивности прошедшего через среду сигнала при $\lambda \gg 1$, можно определить константу диполь-дипольной связи J . Взяв для KDP-сегнетоэлектрика [2] $\omega_0 \sim 10^{12}$ с⁻¹, $J \sim 10^{11}$ с⁻¹, $d \sim 10^{-10}$ ед. СГСЭ, $\rho \sim 10^{18} \div 10^{19}$ см⁻³, найдем $\lambda = nJ^2 / (2\pi\omega_0 d^2 \rho) \sim 1 \div 10$. Таким образом, одним из возможных кандидатов для экспериментальной проверки приводимых ниже результатов является KDP-сегнетоэлектрик, изготовленный в виде пленки толщиной $l \lesssim 0,1$ мм.

Автор олагодарит В. С. Абрамова за плодотворные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Боголюбов Н. Н., Плечко В. Н., Шумовский А. С. // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 1983. Т. 14. Вып. 6. С. 1443.
2. Вакс В. 1. Введение в микроскопическую теорию сегнетоэлектриков. — М.: Наука, 1973.
3. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. — М.: Мир, 1978.
4. Богданов Е. И., Нагибаров В. Р., Нагибарова И. А. // ЖЭТФ. 1979. Т. 77. Вып. 2(8). С. 498.
5. Scharf G. // Helv. Phys. Acta. 1970. V. 43. P. 806.
6. Неркарарян Х. В. // ЖЭТФ. 1965. Т. 89. Вып. 5 (11). С. 1558.

Катининградский государственный университет

Поступила в редакцию
29 сентября 1987 г.

УДК 621.396.62.029.65

СМЕСИТЕЛИ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ВОЛН НА ОСНОВЕ МЕТАЛЛ—ОКИСЕЛ—МЕТАЛЛ—СТРУКТУРЫ

Ю. О. Аветисян, А. А. Барсесян, А. О. Макарян

Смесители с субгармонической накачкой в большинстве своем выполняются на основе пары антипараллельно включенных диодов Шоттки [1-3]. Такое включение диодов приводит к получению симметричной ВАХ, и тем самым достигается высокая эффективность преобразования сигнала на второй гармонике гетеродина. Нами впервые предлагается в качестве нелинейного элемента субгармонического смесителя использовать металл—окисел—металл (МОМ)-структуру. Она представляет собой контакт двух металлических электродов, разделенных тонким (10—20 Å) слоем оксида, и ее ВАХ есть примерно нечетная функция напряжения. Небольшая асимметрия ВАХ обусловлена разницей работ выхода металлических электродов.

МОМ-структура создавалась приведением в контакт вольфрамового острья и термически окисленной площадки из олова. Измерения, проводимые по методике, изложенной в [4], показали, что в зависимости от контактного давления дифференциальное сопротивление структуры R изменяется в пределах от десятков Ом до десятков кОм, а параметр $\beta = (d^2i/dU^2) / (di/dU)$ — относительно слабо в интервале 1—8 В⁻². С ростом приложенного к структуре напряжения смещения параметры R и β , как правило, убывают. Приведенные результаты хорошо согласуются с туннельным механизмом прохождения тока через МОМ-структуру. Так, из ВАХ туннельного перехода [5] следует, что дифференциальное сопротивление R увеличивается с ростом толщины барьера примерно по экспоненциальному закону, а параметр β — по линейному.

Исследования преобразования частоты сигнала проводились в диапазонах 100 ГГц и 150 ГГц (частота гетеродина ~ 50 ГГц и ~ 75 ГГц). В обоих случаях на промежуточной частоте 1 ГГц измерялись однополосные потери преобразования. Смесители выполнялись для работы в составе квазиоптической линии и конструктивно представляли собой параболическую антенну с встроеной МОМ-структурой (рис. 1). Тонкая заостренная вольфрамовая проволока длиной $d = 2\lambda$ (λ — длина волны сигнала) располагается вдоль фокальной линии параболического зеркала и удалена от вершины на расстоянии ~ 3 мм. Параболоид установлен на медном основании, в котором под областью расположения вольфрамового острья предусмотрено отверстие. Через отверстие с помощью дифференциального микровинта вводится окисленная оловянная площадка. При осуществлении контакта с острием рабочей поверхность площадки находится на одном уровне с медным основанием.

Измерения ДН антенны на частоте 100 ГГц показали, что в E -плоскости главный