

Теоретическое исследование группового показателя преломления n_g в четырехуровневой инвертированной системе Y-типа при взаимодействии атома ^{87}Rb с лазерным излучением*

Р.Хазра, М.М.Хоссейн

Теоретически исследована дисперсия, связанная с электромагнитно-индуцированной прозрачностью (ЭИП), и соответствующие профили группового показателя преломления (ГПП) n_g четырехуровневой инвертированной системы Y-типа при взаимодействии трех оптических полей (пробного, накачки и управляющего) с атомами ^{87}Rb . Уравнения для матрицы плотности выводятся из полуклассического уравнения Лиувилля и для изучения когерентных нелинейно-оптических свойств среды решаются как численно, так и аналитически. Вначале представлены профили ЭИП, дисперсии и соответствующего ГПП n_g при включении/выключении, а также при резонансном/нерезонансном воздействии лазеров накачки и управления. При включении как лазера накачки, так и управляющего лазера, в центре линии перестройки частоты пробного излучения происходят увеличение окна ЭИП, резкий всплеск ЭИП и связанный с этим более крутой наклон дисперсии. Изучены профили ГПП в зависимости от напряженности отдельных приложенных оптических полей. Подробно исследовано влияние скорости декогеренции основного состояния на профиль ГПП. Обнаружено, что управление значениями n_g и изменение соответствующей групповой скорости v_g пробной волны от субсветовых до сверхсветовых значений легко достигается изменением напряженности приложенных полей и скорости декогеренции основного состояния. Кроме того, изучение изменения ГПП в зависимости от частот Раби накачки и управляющего излучения дало возможность объяснить явление «оптического переключения» в среде на основе ЭИП.

Ключевые слова: электромагнитно-индуцированная прозрачность, дисперсия, групповой показатель преломления n_g , матрица плотности, атомы Rb, медленный и быстрый свет.

1. Введение

Групповой показатель преломления (ГПП) n_g атомарной среды обусловлен дисперсионными свойствами среды. В последние годы изучение ГПП и связанной с ним групповой скорости (ГС) v_g привлекло значительное внимание в связи с проблемой управления медленным (субсветовым) и быстрым (сверхсветовым) распространениями света через атомную среду [1]. Теоретически дисперсия атомной среды рассчитывается по действительной части комплексной восприимчивости среды. Положительный или отрицательный наклон дисперсионной кривой обеспечивает соответствующий рост или уменьшение ГПП, что может быть достигнуто при когерентных процессах, таких как электромагнитно-индуцированная прозрачность (ЭИП) [1–5], когерентное пленение населенностей (КПН) [6, 7], электромагнитно-индуцированная абсорбция (ЭИА) [8, 9], спонтанно генерируемая когерентность (СГК) [10, 11] и т. д. В частности явление ЭИП привлекло большое внимание из-за весьма малой спек-

тральной ширины линии и высокой нелинейности. Сигнал дисперсии, связанный с ЭИП, имеет большую крутизну при значительной амплитуде. По этой причине дисперсия и соответствующий ГПП или ГС изучаются при ЭИП в щелочных атомах, таких как Rb, Cs и т. д.

Исследования ЭИП проводятся в различных схемах связи атом–лазер, начиная с базовых трехуровневых систем (Λ, V и Ξ) до систем с четырьмя, пятью и большим числом уровней [12–15]. Некоторые исследования ЭИП и его дисперсии также проводились в комбинированной системе из трехуровневых или четырехуровневых подсистем [16–18]. Четырехуровневая инвертированная система Y-типа является одной из таких комбинированных систем, образованных объединением подсистем трехуровневого лямбда (Λ) и трехуровневого каскадного (Ξ) типов [19–24]. Различные когерентные явления изучались в инвертированных системах Y-типа [19–26] с момента их теоретического предложения в работе Джоши и др. [19]. Авторы [19] изучили ЭИП и связанные с ней дисперсионные свойства и продемонстрировали управляемость этого эффекта и его дисперсии при различных параметрах. Авторы [20] теоретически исследовали генерацию оптических солитонов в инвертированной системе Y-типа путем манипулирования сверхмедленными ГС света. Манипулирование дисперсионными свойствами использовалось также для демонстрации фазовых вентиляей и достижения оптической керровской нелинейности в инвертированной конфигурации Y-типа [21]. Некоторые другие исследования с использованием дисперсионных свойств инвертированной системы Y-типа были выпол-

* Перевод с англ. В.Л.Дербова.

R.Hazra, M.M.Hossain. Department of Physics, Aliah University, II A/27, New Town, Kolkata-700160, India
email: mhossain.phy@gmail.com, mhossain.phys@aliah.ac.in

Поступила в редакцию 25 января 2021 г., после доработки – 7 июля 2021 г.

нены на основе контроля оптической бистабильности и оптического переключения [22]. Недавно Ядав и др. [23] показали, что субсветовое и сверхсветовое распространение излучения в инвертированной системе Y-типа атомов ^{87}Rb определяется положительными и отрицательными значениями ГПП, и пришли к выводу, что в системе этого типа управление дисперсионными свойствами является более гибким за счет наличия полей связи. Проведенное в [24] экспериментальное исследование в четырехуровневой инвертированной системе Y-типа с использованием уровней сверхтонкой структуры атомов ^{87}Rb показало возможность манипулирования окнами поглощения и дисперсии в среде за счет управления действующими полями. Кроме того, в инвертированной системе Y-типа изучались одиночный и двойной варианты ЭИП и связанные с ними профили дисперсии, ГПП, ГС, субсветовое и сверхсветовое распространения излучения [25, 26].

Основная цель настоящей статьи – изучение влияний различных полей на профили ГПП четырехуровневой инвертированной конфигурации Y-типа в среде атомов ^{87}Rb , недостаточно исследованных в более ранних работах. Четырехуровневая инвертированная система Y-типа образуется в результате взаимодействия слабого пробного излучения, сильной накачки и сильного управляющего лазерного поля с переходами $5S_{1/2} \leftrightarrow 5P_{1/2} \leftrightarrow 5D_{3/2}$ между уровнями сверхтонкой структуры атомов ^{87}Rb . Следует отметить, что предложенная инвертированная система Y-типа представляет собой комбинацию подсистем трехуровневого (Λ) и трехуровневого каскадного (Ξ) типов. Уравнения для матрицы плотности теоретически выводятся из полуклассического уравнения Лиувилля и решаются численно, а также аналитически в стационарном режиме. Прежде всего изучено явление ЭИП, его дисперсионные спектры и связанный с ним ГПП при включении/выключении полей накачки и управляющего лазерного поля, а также в условиях их входа в резонанс и выхода из него. Затем отдельно исследовано влияние напряженностей поля накачки, управляющего и зондирующего полей на профили ГПП в зависимости от расстройки частоты пробного излучения в условиях резонанса для частот излучения накачки и управляющего лазера. Подробно изучено изменение профиля ГПП в зависимости от скорости декогеренции основного состояния. Численные результаты сравниваются с полученными аналитически. Наконец, путем изучения поведения ГПП и профилей поглощения пробного излучения в зависимости от напряженности поля накачки и управляющего излучения в нерезонансных условиях объяснено явление «оптического переключения» на основе ЭИП.

2. Теоретическая модель

На рис.1 показана четырехуровневая инвертированная система Y-типа, которая образована взаимодействием атомов ^{87}Rb с тремя лазерными полями, а именно с полями «зондирующего», «накачивающего» и «управляющего» лазеров. Здесь слабое пробное лазерное поле (частота ω_{pr}) связывает основное состояние |1⟩ ($5S_{1/2}, F=1$) с возбужденным состоянием |3⟩ ($5P_{1/2}, F'=2$), сильное лазерное поле накачки (частота ω_p) связывает основное состояние |2⟩ ($5S_{1/2}, F=2$) с общим возбужденным состоянием |3⟩, а сильное управляющее лазерное поле (частота ω_c) связывает общее возбужденное состояние |3⟩ с более вы-

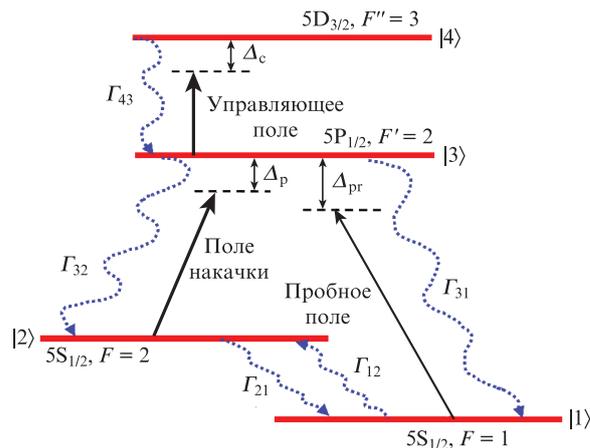


Рис.1. Принципиальная схема четырехуровневой инвертированной системы Y-типа, сформированной на сверхтонких уровнях переходов $5S_{1/2} \leftrightarrow 5P_{1/2} \leftrightarrow 5D_{3/2}$ атомов ^{87}Rb за счет связи основного состояния |1⟩ ($5S_{1/2}, F=1$) с возбужденным состоянием |3⟩ ($5P_{1/2}, F'=2$) пробным лазерным полем с частотой Раби Ω_{pr} , состояния |2⟩ ($5S_{1/2}, F=2$) с общим возбужденным состоянием |3⟩ ($5P_{1/2}, F'=2$) полем лазера накачки с частотой Раби Ω_p , и общего возбужденного состояния |3⟩ ($5P_{1/2}, F'=2$) с другим более высоким возбужденным состоянием |4⟩ ($5D_{3/2}, F''=3$) управляющим лазером с частотой Раби Ω_c .

соким возбужденным состоянием |4⟩ ($5D_{3/2}, F''=3$). Установлено, что лазер накачки и зондирующий лазер образуют трехуровневую подсистему Λ -типа с уровнями |1⟩, |2⟩ и |3⟩, а управляющий и пробный лазеры – трехуровневую подсистему Ξ -типа с уровнями |1⟩, |2⟩, |3⟩ и |4⟩. Отстройки частот зондирующего, накачивающего и управляющего лазерных полей определяются как $\Delta_{pr} = \omega_{pr} - \omega_{31}$, $\Delta_p = \omega_p - \omega_{32}$ и $\Delta_c = \omega_c - \omega_{43}$ соответственно. Определим частоты Раби, соответствующие полям пробного излучения, накачки и управляющего излучения, как $\Omega_{pr} = \mu_{13} \times E_{pr}/\hbar$, $\Omega_p = \mu_{23} E_p/\hbar$ и $\Omega_c = \mu_{34} E_c/\hbar$ соответственно, где μ_{ij} ($i \neq j$) – матричные элементы дипольного момента, а E_{pr} , E_p и E_c – векторы напряженности электрических полей зондирующего лазера, лазера накачки и управляющего лазера, которые связывают уровни разрешенных дипольных переходов |1⟩ → |3⟩, |2⟩ → |3⟩ и |3⟩ → |4⟩ соответственно. Предложенная четырехуровневая инвертированная схема Y-типа уже была экспериментально реализована на атомах ^{87}Rb в работе [24], где авторы исследовали профили поглощения и дисперсии пробного излучения для различных мощностей и отстроек управляющих лазеров. Поэтому наша основная цель – изучить различные влияния на профили ГПП n_g , связанные с дисперсией, которые ранее не изучались. Поляризации и длины волн падающих пучков те же, что и в экспериментах работы [24]. На рис.1 Γ_{31} , Γ_{32} и Γ_{43} – скорости радиационного распада для электрических дипольных разрешенных переходов |3⟩ → |1⟩, |3⟩ → |2⟩ и |4⟩ → |3⟩ соответственно, а Γ_{21} и Γ_{12} – скорости безызлучательного распада в дипольно-запрещенных каналах |2⟩ → |1⟩ и |1⟩ → |2⟩ соответственно. Мы рассматриваем скорости безызлучательного распада основных состояний за счет различных естественных явлений, таких как флуктуация температуры, столкновения атом-атом/стенка, столкновения, вызванные буферным газом, столкновительная дефазировка и т.д., приводящих к «декогеренции» в среде [27–29].

Чтобы вывести уравнения для матрицы плотности, воспользуемся хорошо известным полуклассическим уравнением Лиувилля (см., напр., [15, 30]):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{-i}{\hbar} [H, \rho] + \xi_{\text{relax}} \rho, \quad (1)$$

где ρ – оператор матрицы плотности; ξ_{relax} – матричный оператор релаксации, включающий феноменологически скорости радиационного и безызлучательного распадов. Уравнения для матрицы плотности, полученные из уравнения (1) в приближении вращающейся волны, имеют следующий вид [15, 30]:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} &= \frac{i\Omega_{\text{pr}}(\rho_{31} - \rho_{13})}{2} + \Gamma_{21}\rho_{22} + \Gamma_{31}\rho_{33} - \Gamma_{12}\rho_{11}, \\ \dot{\rho}_{22} &= \frac{i\Omega_{\text{p}}(\rho_{32} - \rho_{23})}{2} + \Gamma_{12}\rho_{11} + \Gamma_{32}\rho_{33} - \Gamma_{21}\rho_{22}, \\ \dot{\rho}_{33} &= \frac{i\Omega_{\text{pr}}(\rho_{13} - \rho_{31})}{2} + \frac{i\Omega_{\text{p}}(\rho_{23} - \rho_{32})}{2} - \frac{i\Omega_{\text{c}}(\rho_{34} - \rho_{43})}{2} \\ &\quad - (\Gamma_{31} + \Gamma_{32})\rho_{33} + \Gamma_{43}\rho_{44}, \\ \dot{\rho}_{44} &= \frac{i\Omega_{\text{c}}(\rho_{34} - \rho_{43})}{2} - \Gamma_{43}\rho_{44}, \\ \dot{\rho}_{31} &= [i\Delta_{\text{pr}} - \gamma_{31}]\rho_{31} + \frac{i\Omega_{\text{p}}}{2}\rho_{21} + \frac{i\Omega_{\text{c}}}{2}\rho_{41} + \frac{i\Omega_{\text{pr}}(\rho_{11} - \rho_{33})}{2}, \\ \dot{\rho}_{21} &= [i(\Delta_{\text{pr}} - \Delta_{\text{p}}) - \gamma_{21}]\rho_{21} + \frac{i\Omega_{\text{p}}}{2}\rho_{31} - \frac{i\Omega_{\text{pr}}}{2}\rho_{23}, \\ \dot{\rho}_{32} &= [i\Delta_{\text{p}} - \gamma_{32}]\rho_{32} + \frac{i\Omega_{\text{pr}}}{2}\rho_{12} + \frac{i\Omega_{\text{c}}}{2}\rho_{42} + \frac{i\Omega_{\text{p}}(\rho_{22} - \rho_{33})}{2}, \\ \dot{\rho}_{41} &= [i(\Delta_{\text{pr}} + \Delta_{\text{c}}) - \gamma_{41}]\rho_{41} + \frac{i\Omega_{\text{c}}}{2}\rho_{31} - \frac{i\Omega_{\text{pr}}}{2}\rho_{43}, \\ \dot{\rho}_{42} &= [i(\Delta_{\text{p}} + \Delta_{\text{c}}) - \gamma_{42}]\rho_{42} + \frac{i\Omega_{\text{c}}}{2}\rho_{32} - \frac{i\Omega_{\text{p}}}{2}\rho_{43}, \\ \dot{\rho}_{43} &= [i\Delta_{\text{c}} - \gamma_{43}]\rho_{43} - \frac{i\Omega_{\text{pr}}}{2}\rho_{41} - \frac{i\Omega_{\text{p}}}{2}\rho_{42} - \frac{i\Omega_{\text{c}}(\rho_{44} - \rho_{33})}{2}. \end{aligned} \quad (2)$$

В уравнениях (2) мы переопределяем скорости распада следующим образом:

$$\gamma_{31} = \frac{\Gamma_{31} + \Gamma_{32} + \Gamma_{12}}{2},$$

$$\gamma_{21} = \frac{\Gamma_{21} + \Gamma_{12}}{2},$$

$$\gamma_{32} = \frac{\Gamma_{31} + \Gamma_{32} + \Gamma_{21}}{2},$$

$$\gamma_{41} = \frac{\Gamma_{43} + \Gamma_{12}}{2},$$

$$\gamma_{42} = \frac{\Gamma_{21} + \Gamma_{43}}{2},$$

$$\gamma_{43} = \frac{\Gamma_{43} + \Gamma_{31} + \Gamma_{32}}{2}.$$

В приведенных выше уравнениях для матрицы плотности (2) диагональные элементы ρ_{ii} ($i = 1-4$) представляют собой населенности атомных уровней, а недиагональные элементы ρ_{ji} ($i \neq j$) – атомные когерентности. Уравнения для матрицы плотности решаются как численно, так и аналитически в стационарном режиме. Диапазон изменения частот Раби Ω_{pr} , Ω_{p} и Ω_{c} рассматривается исходя из значений, использованных в [23, 24] для инвертированных систем Y-типа. Скорости радиационного и безызлучательного распадов приняты такими: $\Gamma_{31} = \Gamma_{32} = 2\pi \times 5.75$ МГц, $\Gamma_{43} = 2\pi \times 0.50$ МГц и $\Gamma_{21} = \Gamma_{12} = 2\pi \times 10.0$ кГц соответственно [31, 32].

Аналитическое решение уравнений для матрицы плотности (2) ищется в установившемся режиме с использованием хорошо известного приближения слабого пробного поля, т. е. с учетом членов первого порядка по Ω_{pr} . В этом приближении предполагается, что атомы преимущественно остаются в основном состоянии $|1\rangle$; это означает, что $\rho_{11} \approx 1$ и $\rho_{22}, \rho_{33}, \rho_{44} \approx 0$ [19, 23]. В итоге мы получаем выражение для когерентности ρ_{31} , соответствующей пробному переходу $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$:

$$\begin{aligned} \rho_{31} &= -\frac{i\Omega_{\text{pr}}}{2} \\ &\times \left\{ (i\Delta_{\text{pr}} - \gamma_{31}) + \frac{\Omega_{\text{p}}^2}{4[i(\Delta_{\text{pr}} - \Delta_{\text{p}}) - \gamma_{21}]} + \frac{\Omega_{\text{c}}^2}{4[i(\Delta_{\text{pr}} + \Delta_{\text{c}}) - \gamma_{41}]} \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (3)$$

В приведенном выше аналитическом решении мы пренебрегли вкладами когерентностей ρ_{24} , ρ_{42} и связанных с ними релаксационных членов в соответствии с теоретическими расчетами, выполненными в работах [19, 23]. Кроме того, в приближении слабого пробного поля не учитываются некоторые другие когерентности. В численных решениях все вклады, вносимые различными когерентностями в спектры поглощения и дисперсии, были учтены. Из уравнения (3) видно, что когда накачка выключена ($\Omega_{\text{p}} = 0$), а управляющее поле включено ($\Omega_{\text{c}} \neq 0$), уравнение (3) сводится к описанию трехуровневой системы Ξ -типа. Когда управляющее поле выключено, а накачка включена, т. е. $\Omega_{\text{c}} = 0$, а $\Omega_{\text{c}} = 0$, уравнение (3) сводится к описанию трехуровневой системы Λ -типа. Следовательно, можно ожидать, что характеристики подсистем как Λ -, так и Ξ -типа отразятся на характеристиках инвертированной системы Y-типа.

Теперь дисперсию (поглощение) атомной среды, которая определяется действительной (мнимой) частью комплексной восприимчивости χ среды, можно записать в виде [15, 30]

$$\chi = \chi' + i\chi'' = \frac{N|\mu_{13}|^2\rho_{31}}{\hbar\epsilon_0\Omega_{\text{pr}}}, \quad (4)$$

где χ' и χ'' – действительная ($\text{Re}\chi$) и мнимая ($\text{Im}\chi$) части восприимчивости χ соответственно; N – плотность числа атомных частиц ($\sim 10^{16}$ атом./м³ для атомов Rb при 298 К); ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость свободного пространства ($\sim 8.854 \times 10^{-12}$ Ф/м); μ_{13} – дипольный матричный элемент перехода между уровнями $|1\rangle$ и $|3\rangle$, связанными полем пробного лазера ($\mu_{13} \sim 2.537 \times 10^{-29}$ Кл·м); \hbar – приведенная постоянная Планка ($\sim 1.054 \times 10^{-34}$ Дж·с) [31]. ГПП n_{g} среды связан с ее дисперсионными свойствами и выражается через $\text{Re}\chi$ следующим образом [15]:

$$n_g = 1 + \frac{1}{2} \operatorname{Re} \chi + \frac{\omega_{\text{pr}}}{2} \frac{\partial \operatorname{Re} \chi}{\partial \omega_{\text{pr}}} \quad (5)$$

Здесь ω_{pr} – частота зондирующего лазера ($\sim 2\pi \times 3.77 \times 10^8$ МГц) [31].

ГС v_g пробного света, распространяющегося через среду, определяется выражением [15, 30]

$$v_g = \frac{c}{n_g}, \quad (6)$$

где c – скорость света в свободном пространстве ($\sim 3.0 \times 10^8$ м/с). Из уравнения (6) видно, что манипулирование ГС v_g света, распространяющегося в атомной среде, т. е. субсветовым и сверхсветовым распространением пакета излучения, основано на изменении ГПП n_g . Из формул (5) и (6) следует, что субсветовое (медленное) и сверхсветовое (быстрое) распространение излучения может происходить при $n_g > 1$ и $n_g < 1$ соответственно [33]. Это в конечном итоге определяет возможность манипулирования ГС v_g света, распространяющегося в атомной среде. Значения n_g можно вычислить, зная наклон $\partial \operatorname{Re} \chi / \partial \omega_{\text{pr}}$ дисперсионной кривой $\operatorname{Re} \chi$ (5).

3. Результаты и их обсуждение

Начнем с наблюдения ЭИП и ее дисперсии в предлагаемой инвертированной системе Y-типа, для которой полученные численно профили поглощения $\operatorname{Im} \chi$ и дисперсии $\operatorname{Re} \chi$ пробного излучения построены в зависимости от расстройки частоты пробного излучения Δ_{pr} при точном резонансе для накачки и управляющего излучения ($\Delta_p = \Delta_c = 0$). Зависимости ГПП n_g от Δ_{pr} изучаются как численно, так и аналитически по наклону дисперсионных кривых. Далее представлены как численные, так и аналитические результаты для спектров поглощения, дисперсии и ГПП n_g пробного излучения в зависимости от Δ_{pr} при наличии/отсутствии резонанса для лазеров накачки и управляющего излучения ($\Delta_c, \Delta_p \neq 0$ либо Δ_c или $\Delta_p \neq 0$). Влияние напряженности поля накачки Ω_p , управляющего (Ω_c) и зондирующего (Ω_{pr}) лазерных полей на профили $n_g(\Delta_{\text{pr}})$ (при $\Delta_p = \Delta_c = 0$) исследовано численно и аналитически. Также численно и аналитически исследовано влияние декогеренции основного состояния ($\Gamma_{21} = \Gamma_{12}$) на зависимость n_g от Δ_{pr} . Наконец, численно, с использованием как трехмерных, так и двумерных графиков, изучены изменения ГПП n_g и поглощения пробного излучения $\operatorname{Im} \chi$ в зависимости от частот Раби управляющего поля Ω_c и накачки Ω_p .

3.1. Спектры поглощения и дисперсии пробного излучения при $\Delta_p = \Delta_c = 0$

На рис.2 показаны спектры поглощения $\operatorname{Im} \chi$ и дисперсии $\operatorname{Re} \chi$ пробного излучения в зависимости от его отстройки Δ_{pr} . На каждом графике частота Раби пробного излучения $\Omega_{\text{pr}}/2\pi = 0.05$ МГц, при этом лазер накачки и управляющий лазер находятся в резонансе, т. е. $\Delta_p = \Delta_c = 0$. На рис.2,а и б представлены спектры поглощения и дисперсии, когда поле накачки включено ($\Omega_p/2\pi = 5$ МГц), а управляющее поле выключено ($\Omega_c = 0$) соответственно. В этом случае система приобретает чисто трехуровневую конфигурацию Λ -типа. Видно одиночное окно индуцированной прозрачности в центре лоренцевой ли-

нии поглощения ($\Delta_{\text{pr}} = 0$) (рис.2,а). Крутая дисперсионная кривая на рис.2,б аналогична представленной на рис.2,а и имеет положительный наклон при $\Delta_{\text{pr}} = 0$. Затем выключается поле накачки ($\Omega_p = 0$) и включается управляющее поле ($\Omega_c/2\pi = 8$ МГц), благодаря чему система приобретает чисто трехуровневую конфигурацию Ξ -типа. В данном случае аналогичные характеристики окна ЭИП в спектре поглощения показаны на рис.2,в, а соответствующий спектр дисперсии – на рис.2,г. При этом установлено, что ширина окна ЭИП на рис.2,а меньше, чем на рис.2,в, и, соответственно, кривая дисперсии на рис.2,б намного круче (положительный наклон с более высоким значением), чем дисперсионная кривая на рис.2,г. Полученные результаты вполне согласуются с тем, что система Λ -типа гораздо лучше подходит для наблюдения ЭИП и ее дисперсии, чем система с конфигурацией Ξ -типа [12].

Рис.2,д и е отвечают ситуации, когда включены поля накачки и управляющего излучения с $\Omega_p/2\pi = 5$ МГц и $\Omega_c/2\pi = 8$ МГц соответственно. В этом случае система становится четырехуровневой инвертированной системой Y-типа, которая представляет собой объединение трехуровневых подсистем Λ - и Ξ -типов. Ожидается, что нелинейно-оптические свойства инвертированной системы Y-типа будут сочетать некоторые свойства Λ - и Ξ -систем [19, 23]. Установлено, что глубина и ширина окна ЭИП увеличиваются при одновременном действии полей накачки и управления (рис.2,д). Кроме того, появляется очень узкий и небольшой всплеск ЭИП на вершине результирующего окна (показан на вставке рис.2,д). Причина этого всплеска – наложение двух независимых пиков ЭИП при $\Delta_{\text{pr}} = 0$, полученных от двух отдельных подсистем Λ - и Ξ -типов при $\Delta_p = \Delta_c = 0$. Это наблюдение хорошо согласуется с наблюдением в [19]. Ширина всплеска ЭИП меньше ширины каждого из ее окон в конфигурации Λ - или Ξ -типа. Соответствующая рис.2,д дисперсионная кривая, показанная на рис.2,е, демонстрирует положительный наклон дисперсии для большого сигнала ЭИП с дополнительным резким увеличением при $\Delta_{\text{pr}} = 0$, которое связано с резким всплеском ЭИП в центре ее окна (вставка на рис.2,е). Увеличение напряженности полей накачки и управления пропорционально до $\Omega_p/2\pi = 20$ МГц и $\Omega_c/2\pi = 30$ МГц привело к тому, что ширина результирующего окна ЭИП увеличилась (рис.2,ж и и), а соответствующие кривые дисперсии расширились (рис.2,з и к). При этом всплеск ЭИП и связанный с ним дисперсионный сигнал (вставки на рис.2,д–к) уменьшаются с ростом напряженности поля накачки и управляющего поля. Это происходит из-за эффекта полевого уширения, обусловленного этими сильными полями. Приведенные особенности профилей дисперсии будут использованы ниже для расчета и обсуждения ГПП среды при различных условиях.

3.2. Профили ГПП при $\Delta_p = \Delta_c = 0$

Следуя уравнению (5), мы рассчитали численно и аналитически ГПП n_g среды, используя данные $\operatorname{Re} \chi$ и $\partial \operatorname{Re} \chi / \partial \omega_{\text{pr}}$. На рис.3 построены зависимости n_g от Δ_{pr} в условиях резонанса полей накачки и управления ($\Delta_p = \Delta_c = 0$). Частота Раби пробного излучения $\Omega_{\text{pr}}/2\pi = 0.05$ МГц одинакова для всех графиков. Здесь мы взяли набор значений $\Omega_p/2\pi = 20$ МГц и $\Omega_c/2\pi = 30$ МГц, использованный на рис.2, для которого зависимости n_g от

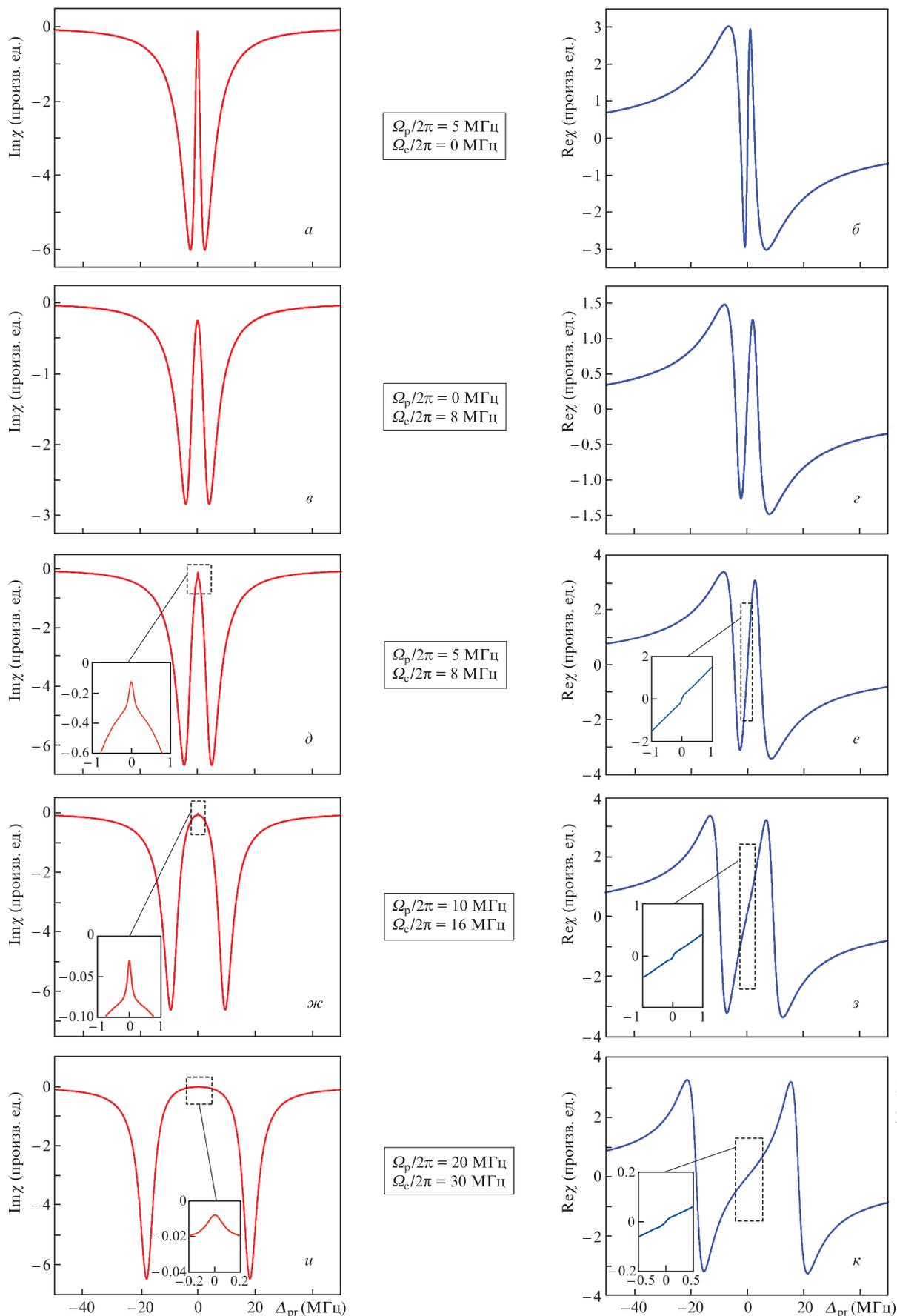


Рис.2. Результаты численного расчета спектров поглощения $\text{Im}\chi$ и дисперсии $\text{Re}\chi$ пробного излучения как функции его отстройки Δ_{pr} при различных значениях частот Раби поля накачки Ω_p и управляющего поля Ω_c . Во всех случаях частота Раби пробного излучения $\Omega_{pr}/2\pi = 0.05$ МГц, а отстройки частот накачки и управляющего излучения $\Delta_p = \Delta_c = 0$.

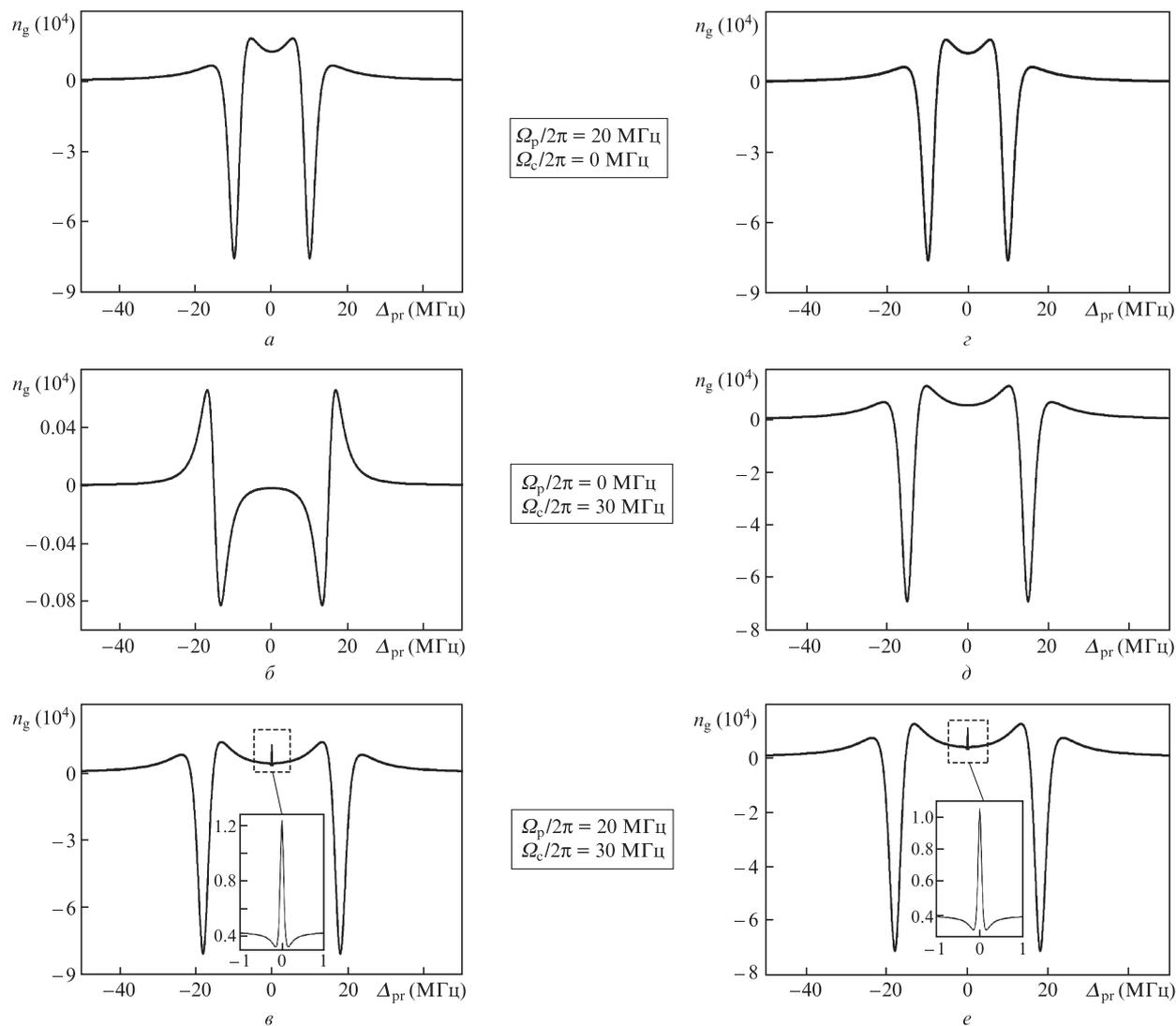


Рис.3. Результаты численного (a, b, v) и аналитического (z, d, e) расчетов ГПП n_g как функции отстройки пробного излучения Δ_{pr} при различных значениях частот Раби поля накачки Ω_p и управляющего поля Ω_c . Во всех случаях частота Раби пробного излучения $\Omega_{pr}/2\pi = 0.05$ МГц, а отстройки частот накачки и управляющего излучения $\Delta_p = \Delta_c = 0$.

Δ_{pr} демонстрируют характерные особенности при $\Delta_{pr} = 0$ (рис.3, v и e). Теперь, аналогично случаю на рис.2, сначала рассмотрим ситуацию, когда управляющее поле выключено ($\Omega_c/2\pi = 0.00$ МГц), а накачка включена ($\Omega_p/2\pi = 20$ МГц). На рис.3, a изображен профиль ГПП системы (трехуровневый Λ -тип) с небольшой положительной горбообразной особенностью при $\Delta_{pr} = 0$. Далее рассмотрим случай, когда поле накачки выключено ($\Omega_p/2\pi = 0.00$ МГц), а управляющее поле включено ($\Omega_c/2\pi = 30$ МГц), т.е. реализуется трехуровневая система Ξ -типа (рис.3, b). Здесь горбообразная особенность вблизи $\Delta_{pr} = 0$ опускается в область отрицательных значений; при этом образуются два сильных положительных крыла в виде пиков n_g по обе стороны от $\Delta_{pr} = 0$ ($\Delta_{pr} > 0$ и $\Delta_{pr} < 0$). Теперь, когда включаются и накачка, и управляющее поле ($\Omega_p/2\pi = 20$ МГц и $\Omega_c/2\pi = 30$ МГц), на кривой n_g при $\Delta_{pr} = 0$ появляется интересная особенность: на вершине широкого положительного горба кривой n_g при $\Delta_{pr} = 0$ формируется очень узкий положительный всплеск (рис.3, v). Причина его появления обусловлена природой всплеска в окне ЭИП и соответствующими дисперсион-

ными кривыми, показанными на рис.2, $d-k$. Более того, на рис.3, $a-v$ обнаруживаются отрицательные провалы n_g при ненулевых значениях расстройки частоты пробного излучения, т.е. с обеих сторон от $\Delta_{pr} = 0$. Формирование этих отрицательных провалов n_g объясняется наличием областей отрицательного наклона дисперсионных кривых при $\Delta_{pr} > 0$ и $\Delta_{pr} < 0$ на рис.2, b, z, e, z, k . Следовательно, в зависимости от отстройки частоты пробного излучения Δ_{pr} существуют как положительные, так и отрицательные наклоны $\partial \text{Re}\chi / \partial \omega_{pr}$ дисперсионных кривых $\text{Re}\chi$ на рис.2, что приводит как к положительным, так и к отрицательным значениям n_g на рис.3. Кривые на рис.3, $z-e$ иллюстрируют соответствующие аналитически рассчитанные зависимости n_g от Δ_{pr} для того же набора параметров, что и на рис.3, $a-v$. Аналитические кривые хорошо согласуются с кривыми, полученными численно, за исключением рис.3, b и d . На рис.3, d аналитическая кривая имеет уширенный положительный горб при $\Delta_{pr} = 0$, тогда как на рис.3, b такая особенность отсутствует. Это различие может возникнуть из-за некоторых приближений, сделанных при аналитическом решении уравнений (3) в случае

слабого пробного поля ($\Omega_{pr}/2\pi = 0.05$ МГц), в частности из-за пренебрежения когерентностями ρ_{24} и ρ_{42} , некоторыми другими когерентностями и связанными с ними релаксационными членами в аналитическом решении. Таким образом, кривые n_g для инвертированной системы Y-типа, имеющей положительный горб с центральным всплеском при $\Delta_{pr} = 0$, могут быть использованы для манипулирования ГС v_g пробного света в среде с ЭИП.

3.3. Спектры поглощения, дисперсии и ГПП пробного излучения при $\Delta_p \neq \Delta_c \neq 0$

На рис.4 представлены результаты численного расчета спектров поглощения $\text{Im}\chi$, дисперсии $\text{Re}\chi$ и ГПП n_g в зависимости от отстройки пробного излучения Δ_{pr} при $\Delta_p \neq \Delta_c \neq 0$ и в случае, когда Δ_c либо $\Delta_p \neq 0$, т.е. при нерезонансных условиях для накачки и/или управляющего излучения. Для всех зависимостей частота Раби пробного

излучения $\Omega_{pr}/2\pi = 0.05$ МГц. На рис.4,а,в, и д показаны рассчитанные численно зависимости $\text{Im}\chi$ (штриховые кривые) и $\text{Re}\chi$ (сплошные кривые), а на рис.4,б, з и е – соответствующие зависимости n_g от Δ_{pr} . Сначала рассмотрим случай (рис.4,а), когда накачка включена ($\Omega_p/2\pi = 20$ МГц) и поддерживается вне резонанса ($\Delta_p = 20$ МГц), а управляющее излучение выключено ($\Omega_c/2\pi = 0.00$ МГц и $\Delta_c = 0$). В этом случае инвертированная система Y-типа становится трехуровневой системой Λ -типа, для которой ЭИП и соответствующие спектры дисперсии смещены к $\Delta_{pr} = +20$ МГц. Кроме того, формы ЭИП и ее дисперсионных сигналов асимметричны из-за нерезонансного поля накачки. Соответствующий профиль ГПП также смещен в сторону $\Delta_{pr} = +20$ МГц (рис.4,б). При выключении накачки ($\Omega_p = 0$ и $\Delta_p = 0$) и включении нерезонансного управляющего излучения ($\Omega_c/2\pi = 30$ МГц и $\Delta_c = 30$ Гц) реализуется трехуровневая схема Ξ -типа, для которой демонстрируются ЭИП и соответствующие окна дисперсии вблизи $\Delta_{pr} = -30$ МГц (рис.4,в). На рис.4,з по-

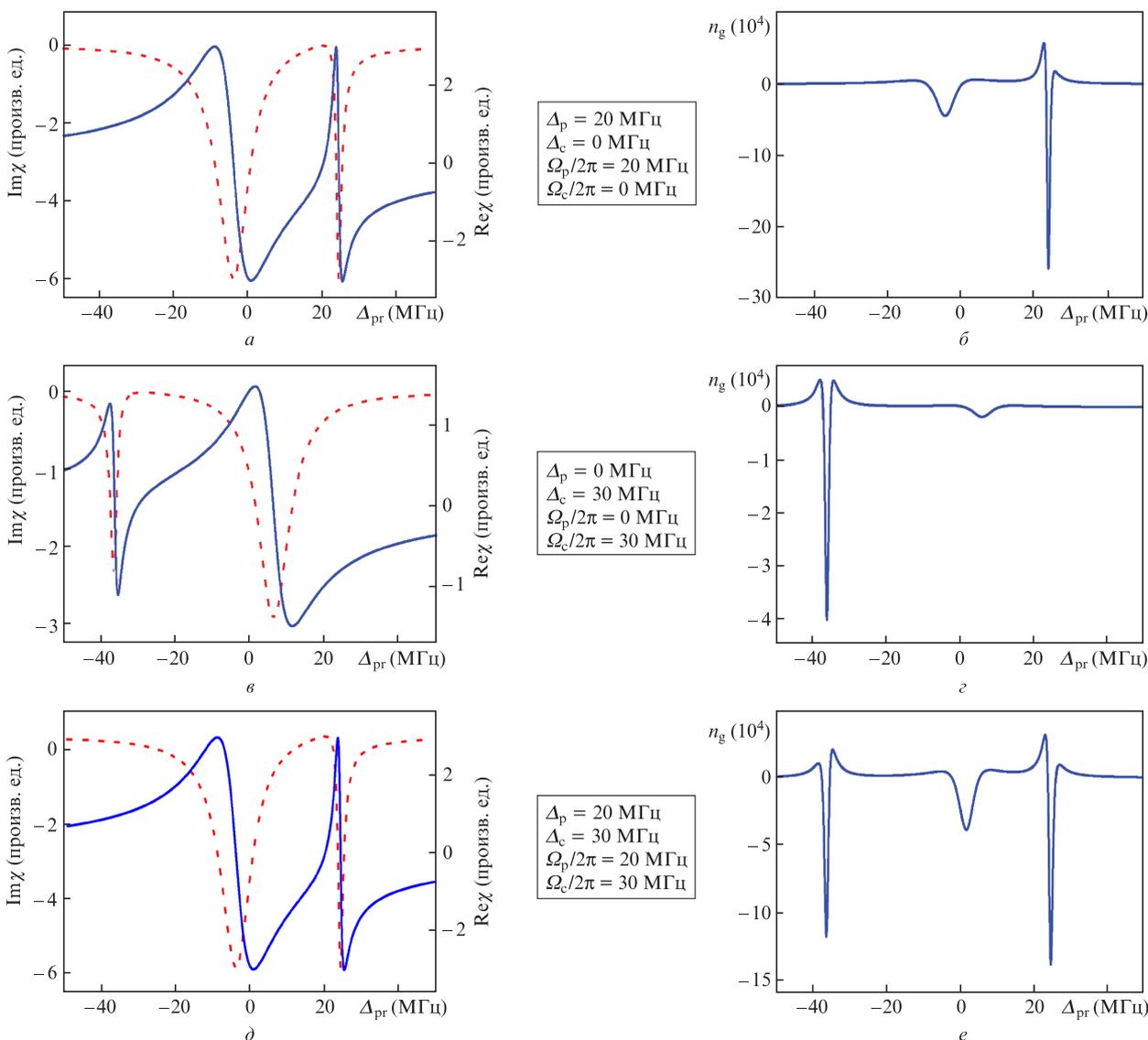


Рис.4. Численно рассчитанные поглощение пробного излучения $\text{Im}\chi$ (штриховая кривая) и дисперсия пробного излучения $\text{Re}\chi$ (сплошная кривая) (а, в, д), а также профили ГПП n_g (б, з, е) как функции отстройки пробного излучения Δ_{pr} при различных значениях частот Раби поля накачки Ω_p , управляющего поля Ω_c и их отстроек Δ_p и Δ_c . Во всех случаях частота Раби пробного поля $\Omega_{pr}/2\pi = 0.05$ МГц.

казан соответствующий спектр n_g , также смещенный в сторону $\Delta_{pr} = -30$ МГц. Наконец, когда оба поля, поле накачки и управляющее поле, включены и находятся вне резонанса ($\Omega_p/2\pi = 20$ МГц, $\Omega_c/2\pi = 30$ МГц, $\Delta_p = 20$ МГц и $\Delta_c = 30$ МГц) (рис.4, д и е) наблюдаются два отдельных окна ЭИП и соответственные наклоны дисперсии около $\Delta_{pr} = +20$ МГц и $\Delta_{pr} = -30$ МГц. Одновременно ГПП демонстрирует две положительные особенности в соответствующих местах окон ЭИП. По сравнению с резонансным случаем, показанным на рис.2 ($\Delta_p = \Delta_c = 0$), в нерезонансных условиях сигналы ЭИП и дисперсионные сигналы на рис.4 асимметричны. Более того, при нерезонансных условиях как для поля накачки, так и для управляющего поля ($\Delta_p \neq \Delta_c \neq 0$) обнаружены два окна ЭИП, две связанные с ними области наклона дисперсии и соответствующие им две области положительного ГПП по обе стороны от центра линии пробного излучения $\Delta_{pr} = 0$.

Следовательно, при нерезонансных условиях для накачки и управляющего поля положительные значения ГПП могут быть получены при двух нерезонансных положениях отстройки пробного излучения, тогда как в условиях резонанса накачки и управляющего поля перестройка положительного ГПП ограничена областью вблизи $\Delta_{pr} = 0$. Таким образом, мы можем сказать, что форма и положение окон ЭИП, соответствующее поведение дисперсии и ГПП в инвертированной системе Y-типа намного разнообразнее и могут лучше контролироваться в нерезонансных условиях, чем в резонансных [19]. На рис.5 показаны рассчитанные аналитически зависимости спектров $\text{Im}\chi$, $\text{Re}\chi$ и n_g от Δ_{pr} для того же набора параметров и при тех же условиях, что и на рис.4. Сравнение рис.4 и 5 показывает, что большинство аналитических результатов хорошо согласуются с численными, за исключением рис. 4, в, г и рис.5, в, г.

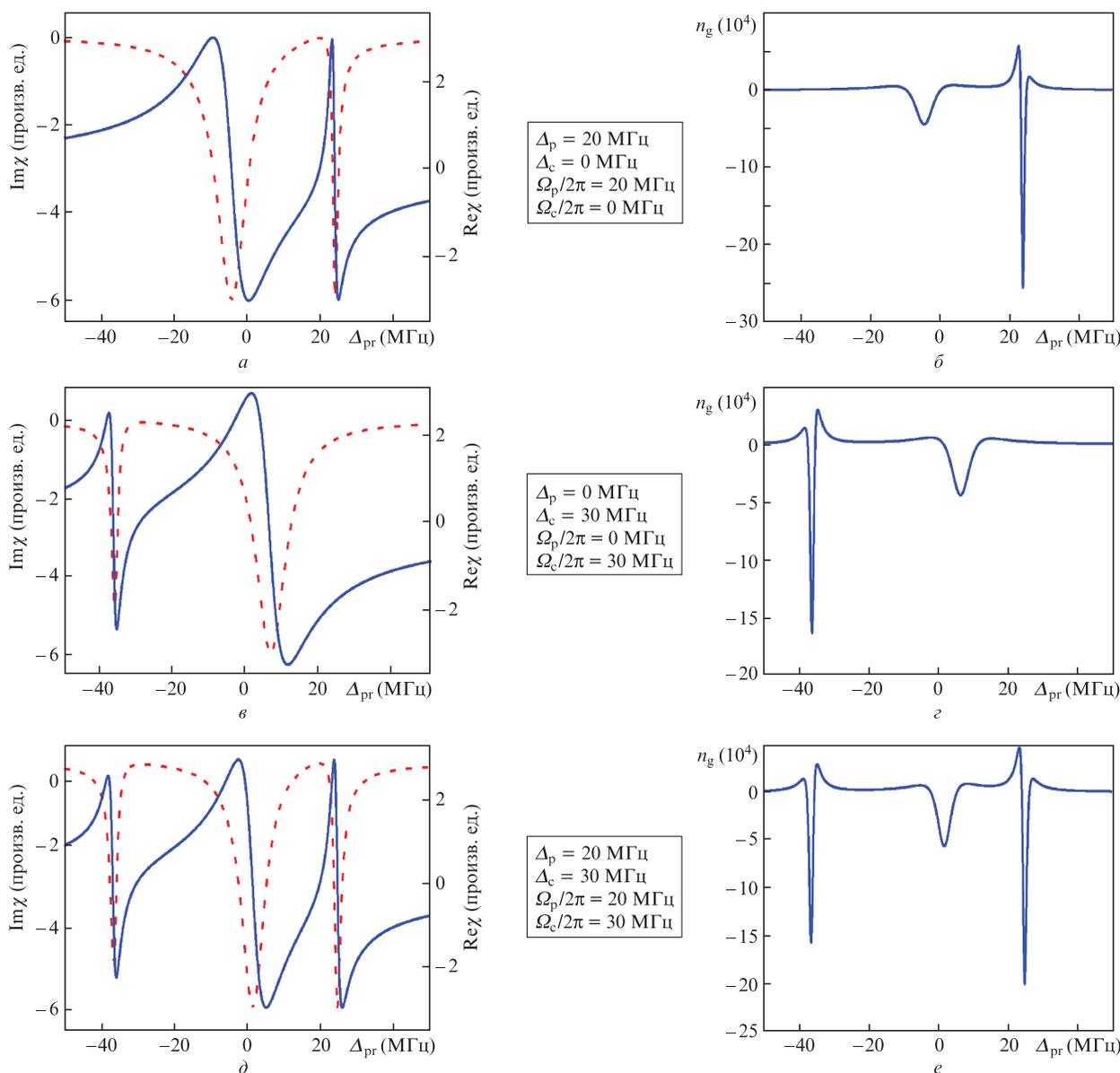


Рис.5. Аналитически рассчитанные поглощение пробного излучения $\text{Im}\chi$ (штриховая кривая) и дисперсия пробного излучения $\text{Re}\chi$ (сплошная кривая) (а, в, д), а также соответствующие профили ГПП n_g (б, г, е) как функции отстройки пробного излучения Δ_{pr} при различных значениях частот Раби поля накачки Ω_p , управляющего поля Ω_c и их отстроек Δ_p и Δ_c . Во всех случаях частота Раби пробного поля $\Omega_{pr}/2\pi = 0.05$ МГц.

3.4. Влияние напряженности поля накачки, управляющего и пробного излучений на зависимость n_g от Δ_{pr} $\Delta_p = \Delta_c = 0$

Здесь сначала численно и аналитически исследуется влияние напряженности (частоты Раби Ω_p) поля накачки на частотный профиль ГПП n_g . Фиксированные частоты Раби пробного и управляющего излучения таковы: $\Omega_{pr}/2\pi =$

$= 0.05$ МГц и $\Omega_c/2\pi = 30$ МГц. Отстройки лазера накачки и управляющего лазера постоянны и равны нулю ($\Delta_p = \Delta_c = 0$). На рис.6,а показаны результаты численного расчета зависимости n_g от отстройки пробного излучения Δ_{pr} при частотах Раби $\Omega_p/2\pi = 0, 5, 10, 15, 20$ и 30 МГц. При выключенном лазере накачки ($\Omega_p = 0.00$ МГц) положительный горб около $\Delta_{pr} = 0$ не наблюдается (сплошная черная линия i), что также согласуется с численным результатом,

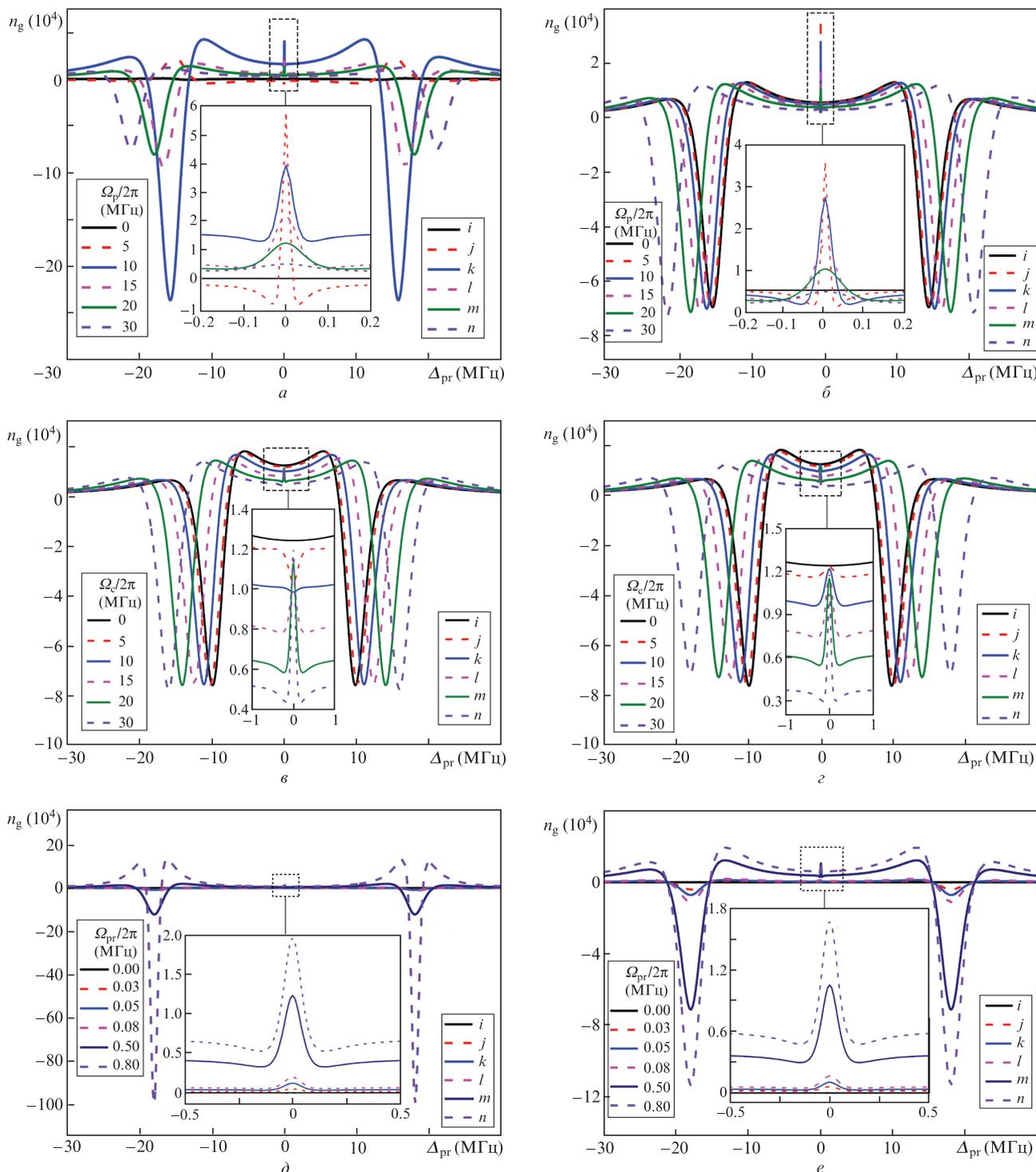


Рис.6. Рассчитанные численно (а, в, д) и аналитически (б, з, е) зависимости ГПП n_g как функции отстройки пробного поля Δ_{pr} для различных значений Ω_p , Ω_c и Ω_{pr} . Рис.6,а и б: $\Omega_p/2\pi = 0, 5, 10, 15, 20$ и 30 МГц (на вставке) при фиксированных $\Omega_{pr}/2\pi = 0.05$ МГц и $\Omega_c/2\pi = 30$ МГц; рис.6,в и з: $\Omega_c/2\pi = 0, 5, 10, 15, 20$ и 30 МГц (на вставке) при фиксированных $\Omega_{pr}/2\pi = 0.05$ МГц и $\Omega_p/2\pi = 20$ МГц; рис.6,д и е: $\Omega_{pr}/2\pi = 0, 0.03, 0.05, 0.08, 0.50$ и 0.80 МГц (на вставке) при фиксированных $\Omega_p/2\pi = 20$ МГц и $\Omega_c/2\pi = 30$ МГц. Во всех случаях поле накачки и управляющее поле поддерживаются в резонансе ($\Delta_p = \Delta_c = 0$).

показанным на рис.3,б. При включении накачки и $\Omega_p/2\pi = 5$ МГц кривая ГПП приобретает два симметричных положительных горба (по обе стороны от $\Delta_{pr} = 0$) с очень узким всплеском при $\Delta_{pr} = 0$ (красная штриховая кривая j). Этот всплеск n_g относится как к отрицательным, так и к положительным областям. При частоте Раби $\Omega_p/2\pi = 10$ МГц два симметричных положительных горба по обе стороны от $\Delta_{pr} = 0$ превращаются в симметричные отрицательные провалы, а при $\Delta_{pr} = 0$ появляется широкий положительный горб n_g (синяя сплошная кривая k), что аналогично поведению n_g на рис.3,в. В то же время всплеск ГПП становится чисто положительным, а амплитуда положительного всплеска n_g при $\Delta_{pr} = 0$ уменьшается с увеличением Ω_p (сплошная синяя кривая k на вставке). Далее, при последовательном увеличении частоты Раби накачки до 15, 20 и 30 МГц, амплитуда положительного всплеска ГПП при $\Delta_{pr} = 0$ и симметричные отрицательные провалы по обе стороны от $\Delta_{pr} = 0$ также постепенно уменьшаются (сиреневая штриховая линия l , зеленая сплошная линия m и пурпурная штриховая линия n). В частности, отрицательные провалы кривых n_g по обе стороны от $\Delta_{pr} = 0$ уменьшаются по амплитуде после частоты $\Omega_p/2\pi = 10$ МГц и удаляются друг от друга с увеличением $\Omega_p/2\pi$ до 30 МГц. Аналитически рассчитанные кривые (рис.6,б) также демонстрируют почти аналогичное поведение; единственное заметное различие при $\Omega_p/2\pi = 0.00$ МГц состоит в существовании небольшого положительного горба вокруг $\Delta_{pr} = 0$ (черная сплошная кривая i на рис.6,б), что схоже с аналитической кривой на рис.3,д. На аналитических зависимостях все всплески ГПП появляются только к положительной области. При $\Delta_{pr} = 0$ амплитуда всплеска уменьшается с увеличением частоты Раби накачки от 5 до 30 МГц во всех случаях как на численных, так и на аналитических кривых (см. вставки на рис.6,а и б). Кроме того, с увеличением Ω_p наблюдается симметричное смещение отрицательных провалов (ср. кривые на рис.6,а и б). Как упоминалось в п.3.2, аналитические решения выполняются в режиме слабого пробного излучения с некоторыми приближениями, что, вероятно, и приводит к незначительным различиям между аналитическими и численными кривыми на рис.6,а и б.

На рис.6,в и г показано изменение ГПП n_g в зависимости от расстройки пробного излучения Δ_{pr} для различных значений управляющего поля ($\Omega_c/2\pi = 0, 5, 10, 15, 20$ и 30 МГц), рассчитанное как численно, так и аналитически. Другие фиксированные параметры таковы: $\Omega_p/2\pi = 0.05$ МГц, $\Omega_p/2\pi = 20$ МГц и $\Delta_p = \Delta_c = 0$. Когда управляющее поле выключено, т. е. $\Omega_c/2\pi = 0.00$ МГц, мы наблюдаем небольшой положительный горб без каких-либо всплесков (сплошная черная кривая i), что аналогично рис.3,а. По мере роста напряженности управляющего поля обнаруживаются широкий положительный выступ n_g в области $\Delta_{pr} = 0$ и два симметричных отрицательных провала по обе стороны от $\Delta_{pr} = 0$. Кроме того, с увеличением Ω_c высота уширенного положительного горба уменьшается, а отрицательные провалы n_g удаляются друг от друга. Однако при $\Delta_{pr} = 0$ возникает положительный всплеск нисходящей кривой n_g для $\Omega_c/2\pi = 5$ МГц (красная штриховая кривая j), а амплитуда нисходящего всплеска уменьшается с увеличением Ω_c до 10 МГц (сплошная синяя кривая k). При дальнейшем увеличении Ω_c ($\Omega_c/2\pi = 15, 20$ и 30 МГц) нисходящий всплеск снова преобразуется в положительный восходящий всплеск,

амплитуда которого увеличивается с ростом Ω_c (кривые: сиреневая штриховая l , зеленая сплошная m и пурпурная штриховая n на вставке). Таким образом, на численных графиках при $\Delta_{pr} = 0$ наблюдается перевернут значениями n_g (от положительного всплеска вниз к пику вверх). Такой перевернут всплеска n_g может использоваться при хранении и извлечении светового импульса, при формировании импульса и др. [34–36]. На рис.6,з показаны результаты аналитического исследования той же зависимости n_g от Δ_{pr} для того же набора параметров, что и на рис.6,в. Полученные аналитически кривые на рис.6,з имеют почти те же особенности, что и рассчитанные численно (рис.6,в), но во всех случаях они демонстрируют только положительные восходящие всплески n_g при $\Delta_{pr} = 0$, причем амплитуды всплесков увеличиваются с ростом Ω_c . Различия между аналитическими и численными результатами при $\Delta_{pr} = 0$ могут быть связаны с некоторыми приближениями, использованными в аналитических расчетах в пределе слабого пробного излучения, уже обсуждавшимися в п.3.2.

Затем численно и аналитически рассчитывались зависимости n_g от расстройки пробного излучения Δ_{pr} для различных частот Раби пробного излучения ($\Omega_p/2\pi = 0, 0.03, 0.05, 0.08, 0.50, 0.80$ МГц), результаты расчетов показаны на рис.6,д и е соответственно. Другие фиксированные параметры были таковы: $\Omega_p/2\pi = 20$ МГц, $\Omega_c/2\pi = 30$ МГц и $\Delta_p = \Delta_c = 0$. При выключенном пробном излучении ($\Omega_p/2\pi = 0.00$ МГц) ожидается, что в спектре n_g не существует горба или какого-либо всплеска (сплошная линия i черного цвета) (рис.6,д). Когда пробное излучение включено и $\Omega_p/2\pi = 0.03$ МГц, существует очень небольшой положительный всплеск n_g при $\Delta_{pr} = 0$ (штриховая кривая j красного цвета на рис.6,д). С ростом $\Omega_p/2\pi$ до 0.05 и 0.08 МГц положительный всплеск при $\Delta_{pr} = 0$ постепенно усиливается и обнаруживается положительная горбовидная особенность с очень малой амплитудой кривой n_g в области $\Delta_{pr} = 0$ (сплошная синяя линия k и штриховая линия l сиреневого цвета). При $\Omega_p/2\pi = 0.50$ МГц положительный всплеск существенно увеличивается и появляются довольно заметные признаки положительного горба с набором симметричных отрицательных провалов по обе стороны от $\Delta_{pr} = 0$ (сплошная кривая m цвета индиго). Наконец, при $\Omega_p/2\pi = 0.80$ МГц положительный всплеск при $\Delta_{pr} = 0$ и положительные горбы с отрицательными провалами n_g по обе стороны от $\Delta_{pr} = 0$ значительно усиливаются (штриховая кривая n пурпурного цвета). На рис.6,е показаны аналитически рассчитанные зависимости n_g от Δ_{pr} для того же набора параметров, что и на рис.6,д. Аналитические кривые имеют особенности, схожие с полученными численно, хотя различия кривых довольно заметны. Они могут возникать из-за некоторых приближений, использованных в аналитическом расчете в пределе слабого пробного поля. Все приведенные выше зависимости n_g от Δ_{pr} можно объяснить с помощью дисперсионных кривых, представленных на рис.2. Вклады положительного и отрицательного наклонов дисперсионных кривых при $\Delta_{pr} = 0$ и по обе стороны от $\Delta_{pr} = 0$ соответственно приводят к особенностям, представленным на рис. 6. В частности, при $\Delta_{pr} = 0$ наличие узкого пика n_g относительно Δ_{pr} позволяет говорить, что n_g очень чувствителен к изменению Δ_{pr} . Таким образом, можно сделать вывод, что разумный выбор мощностей зондирующего, накачивающего и управляющего полей играет

принципиальную роль в манипулировании значением n_g , а значит, и соответствующей групповой скоростью v_g света для инвертированной конфигурации Y-типа [21, 23]. Причем из-за значительного изменения n_g при $\Delta_{pr} = 0$ и по обе стороны от $\Delta_{pr} = 0$ в инвертированной системе Y-типа групповой скоростью v_g зондирующего света можно управлять через среду, индуцированную ЭИП, путем изменения напряженностей управляющего поля, поля накачки и пробного поля, а также отстройки частоты зондирующего лазера Δ_{pr} [15]. Это может быть применено для реализации оптического переключения на основе ЭИП (от субсветового режима до сверхсветового или наоборот).

3.5. Влияние декогеренции основного состояния на частотный профиль ГПП при $\Delta_p = \Delta_c = 0$

В предлагаемой инвертированной системе Y-типа лазер накачки и зондирующий лазер образуют трехуровневую систему Λ -типа, где важную роль в когерентном явлении ЭИП играют скорости декогеренции основного состояния ($\Gamma_{12} = \Gamma_{21}$) [27–29]. Под термином «декогеренция» подразумевается потеря когерентных свойств среды, приводящая к расширению полосы и уменьшению амплитуды ЭИП и связанного с ней дисперсионного окна. Декогеренция основного состояния в среде возникает из-за различных механизмов, а именно упругих и неупругих столкновений атом-атом/стенка, флуктуации температуры среды и т.д. В работе [27] было показано, что ширина пика ЭИП увеличивается, а его высота уменьшается с ростом скорости декогеренции основного состояния. Соответствующие окна дисперсии также демонстрируют уменьшение крутизны наклонов с увеличением скорости декогеренции. На рис.7,а представлено численно рассчитанное влияние скорости декогеренции основного состояния на зависимость ГПП n_g от отстройки пробного излучения Δ_{pr} . Частоты Раби накачки, управляющего и пробного излучений таковы: $\Omega_p/2\pi = 20$ МГц, $\Omega_c/2\pi = 30$ МГц и $\Omega_{pr}/2\pi = 0.05$ МГц. Лазеры накачки и управле-

ния находятся в резонансе ($\Delta_p = \Delta_c = 0$). Мы предполагаем, что скорости безызлучательных переходов между состояниями $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ и $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ равны, т.е. $\Gamma_{12} = \Gamma_{21}$. Скорости декогеренции основного состояния ($\Gamma_{12} = \Gamma_{21}$) постепенно изменяются от $2\pi \times 0.00$ МГц до $2\pi \times 0.30$ МГц. При скорости декогеренции основного состояния $2\pi \times 0.00$ МГц, т.е. в отсутствие декогеренции основного состояния, обнаруживаются широкий положительный горб n_g очень малой амплитуды (около $\Delta_{pr} = 0$) и два симметричных отрицательных провала n_g по обе стороны от $\Delta_{pr} = 0$ (сплошная кривая i черного цвета). Однако при $\Delta_{pr} = 0$ формируется узкий положительный всплеск n_g с большой амплитудой. При медленном увеличении частоты декогеренции основного состояния амплитуды как положительного горба (около $\Delta_{pr} = 0$), так и симметричных отрицательных провалов с обеих сторон от $\Delta_{pr} = 0$ увеличиваются, а узкий положительный всплеск при $\Delta_{pr} = 0$ постепенно уменьшается (ср. кривые – сплошную черную i , красную штриховую j и синюю сплошную k). Интересно, что при $\Gamma_{12} = \Gamma_{21} = 2\pi \times 0.04$ МГц всплеск при $\Delta_{pr} = 0$ полностью исчезает (сиреневая штриховая кривая l), но значение n_g горба все еще положительное (см. на вставке). Кроме того, наблюдается небольшой рост отрицательных провалов n_g по обе стороны от $\Delta_{pr} = 0$. Далее, когда $\Gamma_{12} = \Gamma_{21} = 2\pi \times 0.05$ МГц, всплеск n_g появляется снова и переходит в провал в пределах положительных значений n_g при $\Delta_{pr} = 0$ (сплошная зеленая кривая m). Заметим, что когда скорости декогеренции основного состояния ($\Gamma_{12} = \Gamma_{21}$) становятся сравнимыми с частотой Раби зондирующего поля Ω_{pr} (когда $\Gamma_{12} = \Gamma_{21} \sim \Omega_{pr}$), положительный n_g из обращенного вверх превращается в обращенный вниз. Затем, когда значение $\Gamma_{12} = \Gamma_{21}$ начинает превышать Ω_{pr} ($\Gamma_{12} = \Gamma_{21} = 2\pi \times 0.08$ МГц и $2\pi \times 0.10$ МГц), кривая n_g инвертируется относительно предыдущих (штриховые кривые n цвета индиго и сплошные пурпурные кривые o). Кроме того, n_g становится отрицательным примерно при $\Delta_{pr} = 0$, а по обе стороны от $\Delta_{pr} = 0$ наблюдаются два симметричных положительных провала. В частности, при $\Delta_{pr} = 0$ всплеск n_g принадлежит отрицательной области n_g

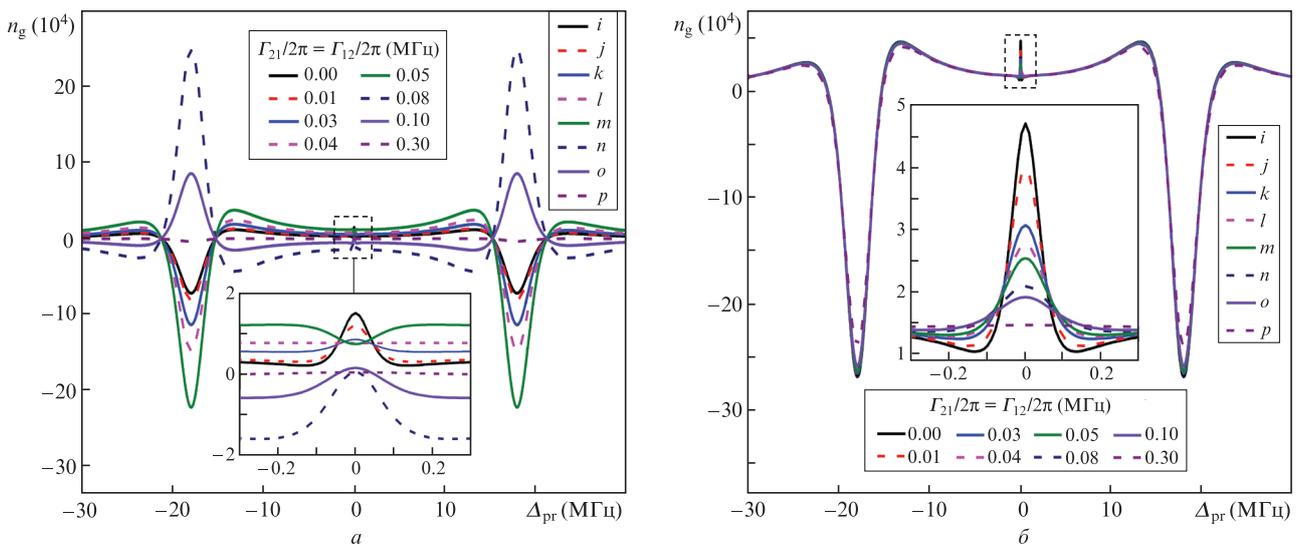


Рис.7. Рассчитанные численно (а) и аналитически (б) зависимости ГПП n_g от отстройки частоты пробного поля Δ_{pr} при скорости безызлучательного распада основного состояния $\Gamma_{12}/2\pi = \Gamma_{21}/2\pi = 0, 0.01, 0.03, 0.04, 0.05, 0.08, 0.10$ и 0.30 МГц. Частоты Раби пробного излучения, накачки и управляющего излучения $\Omega_{pr}/2\pi = 0.05$ МГц, $\Omega_p/2\pi = 20$ МГц и $\Omega_c/2\pi = 30$ МГц. Поле накачки и управляющее поле настроены в резонанс ($\Delta_p = \Delta_c = 0$).

и пересекает линию $n_g = 0$. Следовательно, может существовать некоторое пороговое значение $\Gamma_{12} = \Gamma_{21}$, при котором пик меняется с положительного на отрицательный и наоборот. При дальнейшем увеличении скорости декогеренции основного состояния (при $\Gamma_{12} = \Gamma_{21} = 2\pi \times 0.30$ МГц) значение n_g становится почти нулевым при любых Δ_{pr} (бордовая штриховая кривая p). На аналитически рассчитанных кривых (рис.7,б) мы не обнаружили инверсии или переворота кривых n_g с увеличением $\Gamma_{12} = \Gamma_{21}$. Обнаружили только, что амплитуды положительных всплесков n_g при $\Delta_{pr} = 0$ постепенно уменьшаются с увеличением скорости декогеренции основного состояния, и, наконец, всплеск исчезает при $\Gamma_{12} = \Gamma_{21} = 2\pi \times 0.30$ МГц (бордовая штриховая кривая p). Причины таких различий между численными и аналитическими кривыми могут быть связаны с использованным при аналитическом решении приближением слабого пробного излучения, в котором не учитываются вклады всех когерентностей и связанных с ними релаксационных членов, перечисленных в разд.2. Таким образом, можно сделать вывод, что в условиях резонанса всех лазеров ($\Delta_p = \Delta_c = \Delta_{pr} = 0$) ГПП атомной среды существенно изменяется с увеличением

скорости декогеренции основного состояния, что косвенно отражается на уменьшении или увеличении ГС пробного излучения.

3.6. Изменение ГПП с изменением частоты Раби накачки и управляющего излучения при $\Delta_p \neq \Delta_c \neq 0$ и $\Delta_{pr} = 0$

После изучения влияния Ω_p и Ω_c на профили ГПП n_g и расстройки пробного излучения Δ_{pr} (см. рис.6,а-г), перейдем к численному исследованию изменения n_g с изменением как Ω_p , так и Ω_c при $\Delta_{pr} = 0$, $\Delta_p = 20$ МГц и $\Delta_c = 30$ МГц (рис.8,а,б). Фиксированная частота Раби пробного излучения $\Omega_{pr}/2\pi = 0.05$ МГц. На рис.8,а приведено трехмерное изображение зависимости n_g от Ω_p и Ω_c . Цветовая шкала демонстрирует изменение n_g с порядком величины $\sim 10^4$, аналогичным порядку на рис.4,е при $\Delta_p = 20$ МГц и $\Delta_c = 30$ МГц. Трехмерное изображение изменения n_g ясно показывает наличие как положительных (оранжевая область), так и отрицательных (синяя область) значений n_g , а также узкий всплеск n_g в области положительных значений. Характер поверхности указывает

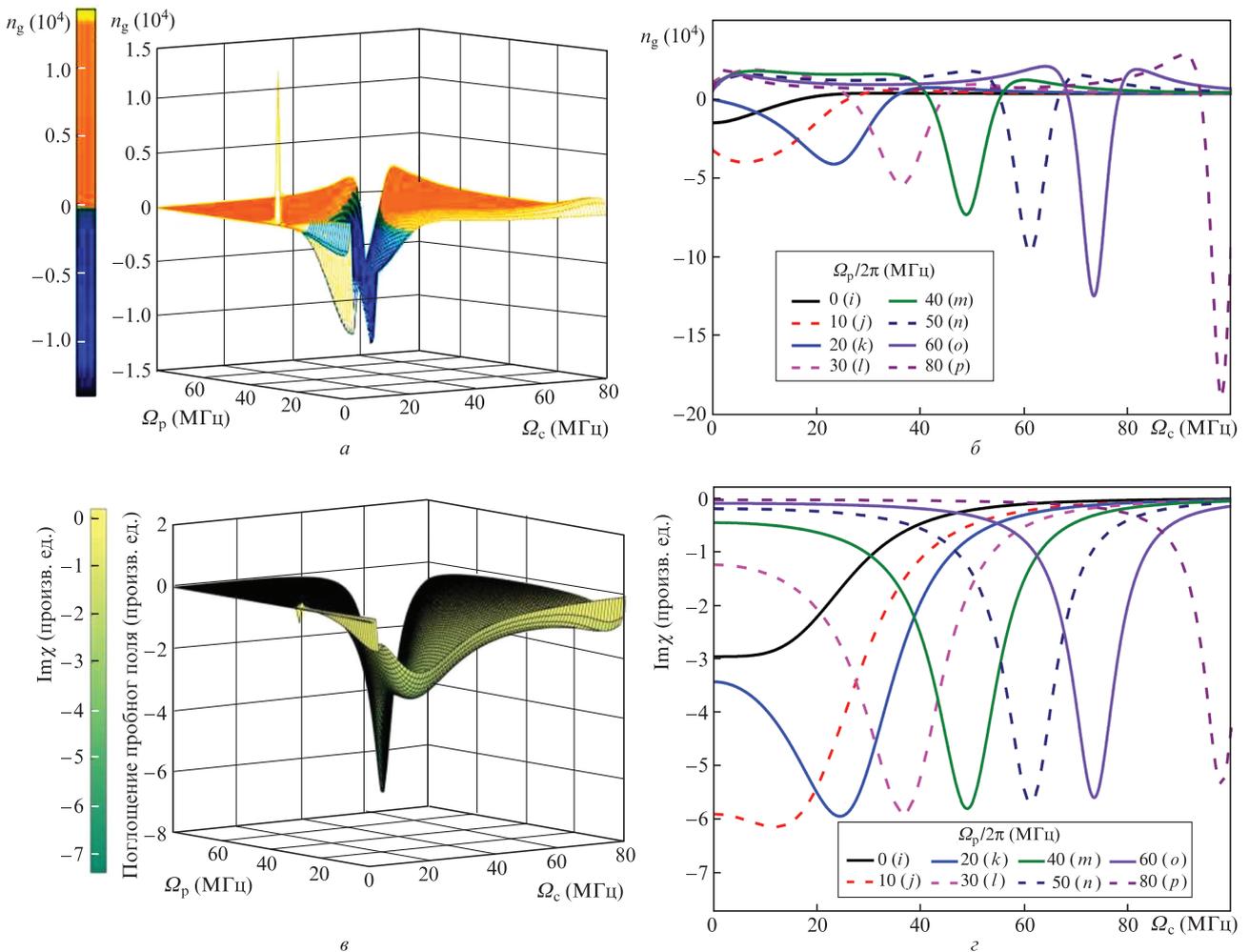


Рис.8. Численно рассчитанные трехмерные изображения ГПП n_g (а) и поглощения пробного излучения $\text{Im}\chi$ (в) в зависимости от частот Раби управляющего излучения Ω_c и излучения накачки Ω_p , а также численно рассчитанные зависимости ГПП n_g (б) и поглощения пробного излучения $\text{Im}\chi$ (з) от частоты Раби управляющего излучения Ω_c для различных значений частоты Раби накачки Ω_p . Для всех графиков $\Delta_p = 20$ МГц, $\Delta_c = 30$ МГц, $\Delta_{pr} = 0$, частота Раби пробного излучения $\Omega_{pr}/2\pi = 0.05$ МГц. Цветовая шкала у рис.а и в показывает изменение n_g и $\text{Im}\chi$ в зависимости от изменения Ω_p и Ω_c .

на то, что значение n_g ($n_g > 1$ и $n_g < 1$) может контролироваться изменением напряженности поля накачки и управляющего излучения, т. е. переключение с субсветового на сверхсветовое распространение света или наоборот может быть легко достигнуто одновременным изменением Ω_c и Ω_p при нерезонансных условиях ($\Delta_p = 20$ МГц, $\Delta_c = 30$ МГц). Чтобы определить величину n_g для некоторых заданных значений Ω_c и Ω_p , приведем зависимости n_g от Ω_c для различных значений Ω_p (0, 10, 20, 30, 40, 50, 60 и 80 МГц) (рис.8,б); остальные параметры те же, что и на рис.8,а. На рис.8,б также демонстрируется наличие как положительных, так и отрицательных значений n_g при одновременном изменении Ω_c и Ω_p . Чтобы понять, как среда поглощает пробное поле в тех же условиях, что и на рис.8,а и б, численно строится график поглощения пробного излучения $\text{Im}\chi$ с изменением как Ω_c , так и Ω_p (рис.8,в и г). Цветовая шкала на рис.8,в представляет изменение величины $\text{Im}\chi$. Установлено, что амплитуда $\text{Im}\chi$ уменьшается с ростом напряженности поля накачки и управляющего излучения, т. е. при увеличении как Ω_c , так и Ω_p среда становится менее поглощающей. Следовательно, поглощением пробного излучения, а также величиной n_g , связанной с дисперсией пробного излучения, можно управлять путем изменения Ω_c и Ω_p . На рис.8,г представлены зависимости $\text{Im}\chi$ от Ω_c для различных значений Ω_p (0, 10, 20, 30, 40, 50, 60 и 80 МГц); здесь амплитуда $\text{Im}\chi$ также изменяется с увеличением Ω_c и Ω_p . Результаты на рис.8,в и г согласуются друг с другом. Отметим, что, как следует из рис.4 и 5, настройкой ГПП лучше управлять в условиях нерезонансных лазерных полей накачки и управляющего излучения. Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что инвертированная система Y-типа в нерезонансных условиях может найти применение в схемах оптического переключения на основе ЭИП [23, 24].

4. Заключение

В настоящей статье мы теоретически изучили ЭИП и связанные с ней дисперсионные спектры, а также различные воздействия на связанные с дисперсией профили группового показателя преломления n_g для четырехуровневой инвертированной системы Y-типа в среде атомов ^{87}Rb . Показано, что инвертированную систему Y-типа можно рассматривать как комбинацию трехуровневых подсистем Λ - и Ξ -типов. Обнаружено, что спектр поглощения/дисперсии и профили n_g отображают характерные особенности, демонстрируемые типичными трехуровневыми системами Λ - и Ξ -типов в присутствии только поля накачки или управляющего излучения соответственно. Когда и поле накачки, и управляющее поле находятся в точном резонансе, результирующий спектр ЭИП показывает усиление прозрачности с очень резким и узким всплеском в центре линии. Одновременно соответствующий спектр дисперсии демонстрирует небольшой, но более крутой положительный наклон в центре линии. Появление указанных особенностей объясняется наложением двух спектров, образованных отдельными подсистемами Λ - и Ξ -типов. Подробно изучены профили n_g среды, связанные с ЭИП и соответствующими дисперсионными спектрами в различных условиях. Обнаружено, что n_g может иметь как положительные, так и отрицательные значения в зависимости от отстройки частоты зондирующего лазера. В частности в центре линии кривая n_g испыты-

вается резкий всплеск, причем амплитуда этого всплеска чувствительна к изменению напряженности приложенных оптических полей (накачки, управляющего и пробного излучений). Кроме того, численно и аналитически изучены поглощение, дисперсия и связанный с ними ГПП n_g среды при нерезонансной накачке и нерезонансном управляющем излучении, что позволило выявить лучшую управляемость оптических откликов в широком диапазоне перестройки зондирующего лазера по сравнению с резонансными условиями. Таким образом, значениями n_g можно управлять, манипулируя напряженностями приложенных полей, а также изменяя отстройки частот накачки, управляющего и пробного излучений. Следовательно, можно управлять и групповой скоростью зондирующего излучения в среде с ЭИП, меняя режим распространения от субсветового до сверхсветового и обратно. Кроме того, обнаружено, что скорости декогеренции основного состояния также играют важную роль в обеспечении положительных или отрицательных значений n_g среды, что косвенно отражается на соответствующей групповой скорости зондирующей волны. Наконец, описано явление «оптического переключения на основе ЭИП», в основе которого лежит изменение ГПП и коэффициента поглощения пробного излучения в зависимости от напряженности полей накачки и управляющего излучения. Большинство численных результатов сравнивается с результатами, полученными аналитически. Следует отметить, что численные результаты более значимы, чем аналитические, поскольку они получены с учетом всех порядков по частотам Раби пробного излучения, накачки и управляющего излучения, а также всех релаксационных членов. Существенным преимуществом инвертированной системы Y-типа благодаря наличию двух полей связи (накачки и управляющего излучения) является ее более гибкая настраиваемость по сравнению с трехуровневой системой Λ - или Ξ -типа. Инвертированная система Y-типа предоставляет более широкие возможности для оптического переключения между субсветовыми и сверхсветовыми режимами. Такое явление оптического переключения может быть использовано при квантовой обработке информации и в ряде коммутационных устройств на основе ЭИП.

М.М.Хоссейн благодарит DHESTBT (правительство Западной Бенгалии) за поддержку исследовательского проекта (Per. № 249 (Sanc.)/ST/P/S&T/16G-26/2017). Мы благодарим рецензента за стимулирующие предложения, которые помогли существенно улучшить качество статьи.

1. Fleischhauer M., Imamoglu A., Marangos J.P. *Rev. Mod. Phys.*, **77**, 633 (2005).
2. Harris S.E., Field J.E., Imamoglu A. *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 1107 (1990).
3. Harris S.E., Field J.E., Kasapi A. *Phys. Rev. A*, **46**, 29 (1992).
4. Boller K.J., Imamoglu A., Harris S.E. *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 2593 (1991).
5. Marangos J.P. *J. Mod. Opt.*, **45**, 471 (1998).
6. Arimondo E., Orriols G. *Lett. Nuovo Cimento.*, **17**, 333 (1976).
7. Gray H.R., Whitley R.M., Stroud C.R. *Opt. Lett.*, **3**, 218 (1978).
8. Akulshin A.M., Barreiro S., Lezama A. *Phys. Rev. A*, **57**, 2996 (1998).
9. Lipsich A., Barreiro S., Akulshin A.M., Lezama A. *Phys. Rev. A*, **61**, 053803 (2000).
10. Zhou P., Swain S. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 3995 (1996).
11. Wang D., Zheng Y. *Phys. Rev. A*, **83**, 013810 (2011).
12. Fulton D.J., Shepherd S., Moseley R.R., Sinclair B.D., Dunn M.H. *Phys. Rev. A*, **52**, 2302 (1995).

13. Kitching J., Knappe S., Hollberg L. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 553 (2002).
14. Fleischhauer M., Lukin M.D. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 5094 (2000).
15. Hazra R., Hossain M.M. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **53**, 235401 (2020).
16. Li L., Guo H., Xiao F., Peng X., Chen X. *J. Opt. Soc. Am. B*, **22**, 1309 (2005).
17. Chen Y., Wei X.G., Ham B.S. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **42**, 065506 (2009).
18. Safari L., Iablonskyi D., Fratini F. *Eur. Phys. J. D*, **68**, 27 (2014).
19. Joshi A., Xiao M. *Phys. Lett. A*, **317**, 370 (2003).
20. Liu J.B., Liu N., Shan C.J., Huang Y.X., Liu T.K. *J. Mod. Opt.*, **56**, 1774 (2009).
21. Joshi A., Xiao M. *Phys. Rev. A*, **72**, 062319 (2005).
22. Osman K.I., Joshi A. *Opt. Commun.*, **293**, 86 (2013).
23. Yadav K., Wasan A. *Phys. Lett. A*, **8**, 009 (2017).
24. Kou J., Wan R.G., Kuang S.Q., Jiang L., Zhang L., Kang Z.H., Wang H.H., Gao J.Y. *Opt. Commun.*, **284**, 1603 (2011).
25. Qi J. *Phys. Scr.*, **81**, 015402 (2010).
26. Yan D., Liu Y.M., Bao Q.Q., Fu C.B., Wu J.H. *Phys. Rev. A*, **86**, 023828 (2012).
27. Hazra R., Hossain M.M. *Ukr. J. Phys.*, **64**, 03 (2019).
28. Figueroa E., Vewinger F., Appel J., Lvovsky A.I. *Opt. Lett.*, **31**, 17 (2006).
29. Erhard M., Helm H. *Phys. Rev. A*, **63**, 043813 (2001).
30. Scully M.O., Zubairy M.S. *Quantum Optics* (Cambridge, UK: Cambridge University Press, 1999).
31. Steck D.A. <https://steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.pdf>, (2019).
32. Tian S.C., Kang Z.H., Wang C.L., Wan R.G., Kou J., Zhang H., Jiang Y., Cui H.N., Gao J.Y. *Opt. Commun.*, **285**, 294 (2012).
33. Wang L.J., Kuzmich A., Dogariu A. *Nature*, **406**, 277 (2000).
34. Dogariu A., Kuzmich A., Wang L.J. *Phys. Rev. A*, **63**, 053806 (2001).
35. Lezama A., Akulshin A.M., Sidorov A.I., Hannaford P. *Phys. Rev. A*, **73**, 033806 (2006).
36. Tang W., Luo B., Liu Y., Guo H. *Phys. Lett. A*, **374**, 2183 (2010).