

Д4-2001-90

О.А.Займидорога, И.Е.Проценко*, В.Н.Самойлов

**СУПЕРКОГЕРЕНТНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ
КЛАСТЕРНЫЕ СРЕДЫ**

Направлено в журнал «Laser Physics»

*Физический институт им. П.Н.Лебедева, Москва

1. Введение

Быстрое развитие волоконно-оптической связи, разнообразные технологические применения лазерного излучения требуют создания оптических сред с новыми свойствами. В настоящей работе обсуждаются особые, искусственно создаваемые оптические среды, в которых слабое монохроматическое электромагнитное излучение может вызывать самофазирующиеся колебания частиц – диполей. Самофазировка колебаний диполей, возникающая в результате положительной обратной связи, приводит к резкому увеличению эффективности взаимодействия среды с полем и, как следствие, к новым физическим явлениям. В дальнейшем в работе такие среды назовем «суперкогерентными» или «SC-средами» (super-coherence). Учитывая непосредственные практические применения и терминологию, принятую в литературе, будем использовать также название «оптические среды с высокой дисперсией», хотя последняя есть только одно из свойств SC-сред и не всякая среда с высокой дисперсией является суперкогерентной (см. разд. 4). Цель настоящей работы – выдвинуть гипотезу о возможном создании SC-сред и обсудить некоторые их свойства. Строгое теоретическое обоснование данной гипотезы будет выполнено в рамках детальных теоретических, а затем и экспериментальных исследований суперкогерентных сред. В работе приводятся: мотивация исследований, физические аргументы обоснования суперкогерентности, современное состояние исследований сред с высокой дисперсией и гетерогенных оптических сред, трудности на пути их создания, роль эффектов локального поля, физический механизм суперкогерентности и аналогия с лазерами, предложения по созданию и исследованию свойств кластерных суперкогерентных сред и ссылки на некоторые эксперименты, обсуждаются конкретные примеры кластерных сред.

2. Мотивация исследований

Практический интерес исследования SC-сред связан в первую очередь с их *высокой дисперсией* – уменьшением скорости света в SC-среде в 2 – 10 и более раз, и *возможностью регулирования показателя прелом-*

ления SC-среды. Укажем только на некоторые применения оптически прозрачной среды с высоким и регулируемым показателем преломления. Это – простой и дешевый способ увеличения разрешающей способности оптического микроскопа [1] (рис.1), повышение плотности записи информации на оптических дисках (рис.2), прецизионное и сверхбыстрое управление лазерным лучом (рис.3); управляемая линза-трансфокатор с переменным фокусным расстоянием (рис.4). Возможны и другие, более специальные применения, например, для обеспечения когерентной передачи энергии от электронного пучка в излучение лазера на свободных электронах при малой скорости электронов в пучке, для ускорения частиц в лазерном поле [2], для создания высокочувствительных полупроводниковых фотодетекторов [3], при лазерной диагностике биологических объектов [4].

SC-среды интересны и с точки зрения их *новых фундаментальных физических свойств*, которые могут обусловить самые разнообразные практические применения. Существует близкая аналогия между SC-средой и лазером, где реализована «самофазировка» и, как следствие, высокая когерентность колебаний фотонов в световой волне. Благодаря когерентности излучения лазеры широко применяются на практике и для фундаментальных научных исследований. В отличие от лазера, в суперкогерентной среде осуществляется самофазировка колебаний частиц (диполей) среды, а не фотонов электромагнитного поля, что приводит к необычайно высокой дисперсии. Резкое возрастание дисперсии за счет локального поля – катастрофа Клазиуса – Мозотти – было давно предсказано теоретически [5,6]. Оно указывает на возможный переход к суперкогерентной среде и является аналогом перехода к лазерной генерации. Возможно, что практическая реализация суперкогерентных оптических сред приведет к прогрессу как в фундаментальных, так и в прикладных областях физики, подобно тому, как это случилось после открытия лазера.

3. О возможности создания SC-сред

Прежде чем начинать детальные теоретические исследования, полезно рассмотреть простую модель среды с высокой дисперсией и привести

элементарные физические аргументы в пользу ее практической реализации. Допустим, мы хотим создать среду, скорость света в которой в 10 и более раз меньше, чем в пустоте. Чтобы оценить, возможно ли это, рассмотрим механизм изменения фазовой скорости электромагнитного излучения (рис.5). Электромагнитная волна из свободного пространства вызывает колебания частиц-диполей среды, изображенных на рис.5 как осцилляторы. Поле в среде – результат переизлучения диполей. Для линейного случая, когда внешнее поле невелико, переизлученное поле имеет ту же частоту, что и падающее, но отстает от него по фазе тем сильнее, чем дальше от границы среды. Задержка по фазе связана с конечным временем поглощения и переизлучения поля каждой частицей. Как видно из рис.5, задержка вызывает уменьшение скорости волны излучения, что и означает увеличение показателя преломления вещества. Таким образом, увеличивая время взаимодействия атома с полем можно, уменьшать скорость волны излучения в среде.

Насколько велико может быть время отклика атома на воздействие электромагнитным полем? В линейном случае, когда атом при взаимодействии с полем ведет себя как гармонический осциллятор, время отклика может быть *бесконечно велико* при выполнении следующих условий резонанса в отсутствие потерь:

- (i) частота поля совпадает с частотой атомного перехода,
- (ii) потери энергии поля в среде пренебрежимо малы,
- (iii) сбой фазы при взаимодействии атома и поля достаточно малы.

При выполнении условий (i) – (iii) атомы сильно возбуждаются даже очень слабым полем, на что, соответственно, требуется большое время. В идеальном случае уменьшение длины волны и рост показателя преломления ограничиваются только нелинейными эффектами, возникающими при сильном возбуждении атомов. Чем слабее внешнее поле, тем больше максимально возможная величина показателя преломления. Интересно отметить, что при выполнении условий (i) – (iii) *нелинейно-оптические эффекты, такие как генерация гармоник, параметрическая генерация и т.д., могут возникать даже в слабых полях.* При очень слабом поле, когда реги-

стрируются отдельные фотоны, дисперсия в резонансной прозрачной среде будет ограничена квантовыми флуктуациями.

Среда, в которой для каждого атома, взаимодействующего с полем, выполнены условия (i) – (iii), является суперкогерентной. Существует близкая аналогия между SC-средой и лазерным усилителем, линейная теория которого предсказывает бесконечное усиление поля на пороге генерации, ограничиваемое в следующем приближении нелинейными эффектами. Возможно также, что имеется близкая аналогия между переходом к суперкогерентности и известными фазовыми переходами: возникновением сверхтекучести, образованием магнитных доменов.

Не представляет труда удовлетворить условие (i), которое выполняется при выборе резонансного атомного перехода (например, линии D_1 атомарного ^{87}Rb резонансного излучения 794 нм полупроводникового лазера [7]), и (ii), которое может быть выполнено добавлением в среду активных атомов, излучающих на частоте внешнего поля, или с использованием 3-уровневых Λ -схем [8,9].

Принципиальным и наиболее трудным является практическое выполнение условия (iii), так как резонансные среды очень чувствительны к фазовым флуктуациям, особенно при больших концентрациях частиц (см. ниже). Однако, априори не существует принципиального запрета и на выполнение этого условия. Строгое обоснование выполнения условия (iii) в ряде конкретных случаев – одна из основных задач теоретического исследования суперкогерентных сред.

4. Современное состояние исследований сред с высокой дисперсией и гетерогенных оптических сред

Оптически прозрачные однородные (гомогенные) среды с достаточно высокой дисперсией (показатель преломления n порядка нескольких единиц) хорошо известны. Это, например, полупроводниковые соединения, где возможно $n \sim 2 - 3$ и выше [10]. Вместе с тем такие среды нельзя назвать суперкогерентными, так как частота оптического излучения, распространяющегося в них без существенных потерь, далека от резонанса с любым

энергетическим переходом. Вклад в дисперсию в нерезонансных средах дают одновременно много переходов, и высокий показатель преломления обеспечивается не за счет сильного возбуждения отдельных диполей, как предполагается в SC-средах, а за счет высокой концентрации N_0 частиц. Известные прозрачные среды с высокой дисперсией, как правило, твердые тела с $N_0 \sim 10^{23}$ атомов / см^{-3} или жидкости. Создание детальной теоретической модели дисперсии и вычисление диэлектрической проницаемости в конденсированных средах – очень сложная проблема (см., например, [11]). Она, как правило, рассматривается с точки зрения предсказания физических свойств среды по ее известной диэлектрической проницаемости, а не с целью создания среды с большим и регулируемым показателем преломления. На наш взгляд, последняя задача вряд ли может быть решена в обозримом будущем с использованием однородных нерезонансных конденсированных сред.

Большой интерес представляет исследование оптических свойств *гетерогенных* нерезонансных оптических сред, представляющих собой оптически прозрачную матрицу с микрочастицами материала, имеющего диэлектрическую постоянную, отличную от диэлектрической постоянной матрицы. Некоторые из гетерогенных оптических сред, так называемые *фотонные кристаллы (ФК)* [12], имеют оптические «запрещенные зоны»: оптическое излучение определенного частотного диапазона не распространяется в ФК. Некоторые ФК являются двумерными: запрещенные зоны в них существуют только для двух измерений (т.е. для электромагнитного излучения, распространяющегося в некоторой плоскости). Атом, помещенный в двумерный ФК и имеющий резонансный переход с частотой в пределах запрещенной зоны ФК, будет излучать преимущественно в направлении, перпендикулярном плоскости, «запрещенной» для излучения. ФК в этом случае действует как коллиматор излучения. Это свойство ФК планируется использовать для уменьшения пространственной расходимости световых пучков в системах оптической связи. В некоторых гетерогенных нерезонансных оптических средах наблюдается многократное увеличение нелинейно-оптических свойств микрочастиц, по сравнению с нелинейно-

оптическими свойствами однородного материала, из которого состоят микрочастицы [12].

Существует эксперимент, в котором наблюдалось увеличение показателя преломления в гетерогенных нерезонансных оптических средах [22], а также сообщается о создании эффективного просветляющего покрытия на основе гетерогенной полимерной пленки [23].

В работе [13] приводятся результаты исследования свойств излучения отдельного диполя (атома) вблизи проводящей или диэлектрической частицы. Основной вывод – скорость спонтанного излучения диполя в такой системе оказывается во много раз выше, чем у изолированного диполя.

Особого обсуждения заслуживают резонансные оптические среды (РОС), дисперсия в которых определяется одним или несколькими оптическими переходами, попадающими в резонанс с излучением, а влиянием других переходов можно пренебречь. Действительно, резонансный атом имеет поляризуемость $\sim \lambda^3$, где λ - длина волны падающего оптического излучения (см. (3)), что во много раз больше, чем размер атома. С другой стороны, поляризуемость нерезонансной частицы размера a – порядка ее объема a^3 . Таким образом, в дипольном приближении, когда размеры элементарной частицы среды много меньше λ , резонансный атом взаимодействует с полем гораздо эффективнее, чем любая нерезонансная частица. Поэтому, интересуясь в первую очередь возможностями создания суперкогерентной среды, мы будем обсуждать в основном РОС. Вместе с тем эксперименты с гетерогенными нерезонансными средами могут оказаться необходимым «первым шагом» в направлении экспериментального изучения гетерогенных РОС. В рамках анализа РОС возможно создание надежной и ясной теоретической модели среды с высокой дисперсией, которая, что важно, *допускает управление показателем преломления* с использованием, например, дополнительного резонансного излучения в схемах [8,9]. *Одна из задач для теоретического исследования – показать, что в РОС со слабым поглощением возможен высокий показатель преломления, $n \sim 2 - 4$ и выше.*

Наиболее известная модель РОС с высокой дисперсией была пред-

ложена в [8,9]. Она основана на использовании когерентных эффектов в газовой среде, так называемых *L*-атомов [9] (рис.6,б). Сильное электромагнитное поле, резонансное переходу *b'-a*, и некогерентная накачка на переходе *b-b'* приводят к усилению слабого «пробного» поля, резонансного перехода *b-a*. Если частота пробного поля отличается от частоты резонанса на величину δ_0 , то среда *L*-атомов становится абсолютно прозрачной, как это видно из рис.6,а, где изображены показатель преломления и поглощение пробного поля в газе *L*-атомов, как функции отстройки от резонанса. Из рис.6,а следует, что показатель преломления пробного поля в точке прозрачности будет весьма велик: порядка максимально возможного вблизи резонанса. Кривым на рис.6,а соответствует концентрация частиц N_0 , для

которой $2\pi\alpha_0 N_0 = 1$, где $\alpha_0 = \frac{3}{2} \frac{\lambda^3}{(2\pi)^3} \frac{\gamma_{sp}}{\gamma}$ – характерная поляризуемость сре-

ды вблизи резонанса, λ – длина волны пробного поля, γ, γ_{sp} – соответственно полная и естественная ширина линии перехода *a-b*. Принимая $\lambda \sim 1$ мкм, $\gamma/\gamma_{sp} \sim 1$, получаем, что при $2\pi\alpha_0 N_0 = 1$, $N_0 \sim 4 \cdot 10^{13}$ см⁻³, что соответствует парциальному давлению резонансного газа менее 0.001 торр. Так как

$$n = 1 + 2\pi\alpha_0 N_0 \cdot \Delta n_1(\delta), \quad (1)$$

где $\Delta n_1(\delta)$ – кривая 2 на рис.6а, то для достижения $n \geq 10$ требуется $2\pi\alpha_0 N_0 \geq 100$.

Исследованию резонансных сред с высокой дисперсией (см. [8,9]) посвящено большое число работ, например [15] и другие. Эксперимент [7] подтвердил, в принципе, существование данного эффекта, но измеренные значения показателя преломления оказались небольшими: $n - 1 \sim 10^{-4}$. Это связано в первую очередь с тем, что эксперимент проводился при концентрации резонансных атомов $N_0 \sim 10^{12}$ см⁻³, так как повышение концентрации разрушало когерентное взаимодействие между сильным и пробным полем, что приводило к исчезновению эффекта.

Недавно появились сообщения о реализации так называемого «медленного света» [16]. В них идет речь о наблюдении сверхмалой групповой скорости распространения световых импульсов. Следует подчеркнуть, что

в работе обсуждаются оптические среды с малой *фазовой* скоростью света.

В работе [17] предложена схема для увеличения и управления показателем преломления с использованием рэлеевского рассеяния пробного поля в резонатор, где используется механизм, аналогичный механизму увеличения показателя преломления за счет локального поля, который обсуждается ниже. Схема [17] обеспечивает в принципе больший контроль за параметрами системы, чем в случае, когда используется локальное поле. Оценки, выполненные в [17], показывают, что для достижения существенного увеличения показателя преломления в реальных условиях, требуются среды из частиц, поляризуемость которых примерно в 100 раз превосходит максимальную поляризуемость отдельного резонансного атома. Именно это может иметь место для кластерных суперкогерентных сред, поэтому их практическое создание позволит также реализовать идею [17]. Возможно, что оптимальные условия реализации суперкогерентной среды возникнут в системе с совместным действием механизмов [17] и локального поля.

По нашему мнению, проблема сохранения когерентности в РОС при высоких концентрациях частиц $N_0 \geq 10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (условие (iii)) является принципиальной для получения высокой дисперсии и суперкогерентности. Эта проблема хорошо известна как теоретикам [18, 19], так и экспериментаторам [20,21], но в ряде случаев недооценивается при теоретических исследованиях когерентных эффектов, в частности в [8,9]. Для РОС с высокой дисперсией она сводится к требованию

$$2\pi\alpha_0 N_0 \gg 1. \quad (2)$$

Трудности выполнения условия (2) обсуждаются в разд. 5. *Строгое обоснование того, что условие (2) может быть выполнено для определенной резонансной среды – одна из основных задач теоретического исследования РОС с высокой дисперсией.*

5. Трудности создания резонансных оптических сред с высокой дисперсией

Принципиальная задача, которую требуется решить для создания РОС с высокой дисперсией – выполнение условия (2). Рассмотрим характерную поляризуемость:

$$\alpha_0 = \frac{3}{2} \frac{\lambda^3}{(2\pi)^3} \frac{\gamma_{sp}}{\gamma}, \quad (3)$$

входящую в условие (2). Здесь γ – полная ширина линии резонансного перехода. Для газа резонансных двухуровневых атомов

$$\gamma = \gamma_{sp} + \gamma_{dd} + \gamma_N, \quad (4)$$

где γ_{sp} – естественная ширина линии, γ_N – неоднородная ширина линии, γ_{dd} – вклад в ширину линии из-за резонансного диполь-дипольного взаимодействия между частицами или «самоуширения». Последнее играет определяющую роль в подавлении когерентных процессов в резонансных средах при концентрациях частиц $N_0 \geq 10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$, т.е. при выполнении условия (2) для электромагнитного излучения оптического диапазона $\lambda \sim 1 \text{ мкм}$. Остановимся подробнее на физическом механизме самоуширения и оценим величину γ_{dd} для газов.

Самоуширение обусловлено процессом резонансного энергообмена между частицами за счет их диполь-дипольного взаимодействия с характерной энергией V_{dd} (см. рис.7). Это взаимодействие приводит как к сдвигу уровней резонансного перехода [5,6,20], так и к его уширению. Уширение возникает из-за того, что время взаимодействия для каждой пары атомов различно и положение энергетических уровней каждой частицы быстро изменяется вблизи некоторого среднего значения от столкновения к столкновению. Простая качественная оценка величины самоуширения: $\hbar\gamma_{dd} \sim V_{dd}$, где $V_{dd} \sim \mu^2 / r_0^3$, μ – дипольный момент перехода, $r_0 \sim N_0^{-1/3}$ – среднее расстояние между частицами. Используя $\gamma_{sp} = \frac{2}{3} \frac{\mu^2 \omega^3}{\hbar c^3}$, можно записать

$$\gamma_{dd} = \frac{3 N_0 \lambda^3}{2 (2\pi)^3} \gamma_{sp} D, \quad (5)$$

где D – некоторая безразмерная постоянная. В работе [18], где рассчитывалось самоуширение при учете флуктуаций плотности частиц газа за счет их теплового движения, было получено $D \sim 10$, что согласуется с экспериментальными данными. При отсутствии теплового движения, например, для неподвижных частиц, неупорядоченно расположенных в матрице, можно оценить $D \sim 1$ [21], самоуширение в данном случае связано с ван-дер-ваальсовским взаимодействием между частицами через спонтанное излучение. Таким образом, можно оценить $D \sim 1 - 10$. Подставляя выражения (3)-(5) в (1) и пренебрегая для простоты неоднородным уширением, нетрудно получить

$$n = 1 + \frac{3 \lambda^3 N_0}{2 (2\pi)^2} \frac{1}{1 + 1.5 D \lambda^3 N_0 / (2\pi)^3} \Delta n_1(\delta). \quad (6)$$

На рис.8 приведены кривые для максимального n , определенного для $\delta = \delta_0$ (см. рис.6,а) как функции N_0 . Как видно, при учете самоуширения, даже при «оптимистической» оценке $D = 1$, максимальное $n \sim 1.7$.

Таким образом, самоуширение является серьезным препятствием на пути создания резонансных сред с высокой дисперсией. Оно не позволяет выполнить условие (2) путем простого увеличения числа частиц. Следовательно, для создания SC-сред необходим *поиск резонансных сред, в которых самоуширение сравнительно мало*. Идея о том, что самоуширение может быть подавлено в так называемых *кластерных средах* обсуждается в разд. 8, а ее строгое физическое обоснование будет проведено отдельно, в рамках детального теоретического анализа SC-сред. Задача облегчается тем, что полного подавления самоуширения для создания SC-сред не требуется. В разд. 6 будет показано, что при уменьшении фактора D до некоторого критического значения может возникнуть катастрофа Клазиуса – Мозотти – очень быстрое «лавинообразное» нарастание дисперсии, что означает переход к суперкогерентной среде.

6. Поправка локального поля

Определяющую роль в создании «суперкогерентности» в среде может играть так называемая поправка локального поля. Она учитывает отличие электромагнитного поля, действующего в среде на микроскопических масштабах порядка $N_0^{-1/3}$ – среднего расстояния между частицами, от «среднего» поля, которое есть результат статистического усреднения полей от достаточно большого числа частиц. «Среднее», или «максвелловское», поле в среде есть решение макроскопических уравнений Максвелла. Поправка локального поля вычислялась во многих работах [5,6,20]. Показано, что поле в однородной изотропной среде есть

$$\vec{E}_{loc} = \vec{E} + \frac{4\pi}{3} \vec{P}, \quad (7)$$

где \vec{E} – максвелловское поле, \vec{P} – поляризация среды. Физический смысл (7) – учет энергии диполь-дипольного взаимодействия между частицами среды поляризованными внешним полем. Следует отметить, что, хотя (7) хорошо согласуется с экспериментальными данными, она учитывает поправку локального поля, усредненную по большому числу частиц [6]. Более строгий анализ требует учета флуктуаций локального поля, которые фактически и приводят к самоуширению [18]. Таким образом, поправка локального поля и самоуширение имеют одну и ту же физическую природу: они возникают из-за резонансного диполь-дипольного взаимодействия между частицами и при расчетах должны учитываться одновременно.

Последовательное описание среды в электромагнитном поле требует, чтобы поле \vec{E} везде было заменено на \vec{E}_{loc} . Действуя таким образом, авторы [20] предсказали бистабильность вследствие локального поля.

Чтобы пояснить определяющую роль локального поля для создания суперкогерентности, рассчитаем линейную поляризацию среды с учетом локального поля для случая Λ -схемы, изображенной на рис.6,б. Поляризация, наведенная пробным полем E , есть

$$P = \alpha_0 N_0 \Delta n_1(\delta) E_{loc} \equiv \alpha_0 N_0 \Delta n_1(\delta) [E + (4\pi/3)P], \quad (8)$$

где безразмерная функция $\Delta n_1(\delta)$ определяется из анализа взаимодействия

отдельного Λ -атома с резонансными полями, зависимость $\Delta n_1(\delta)$ изображена на рис.6,а. Выберем отстройку от резонанса $\delta = \delta_0$, соответствующую полной прозрачности, так что $\Delta n_1(\delta_0)$ – вещественно. Тогда из уравнения (8) и определений $P = 4\pi\chi E$, $\varepsilon = 1 + 4\pi\chi$, $n = \sqrt{\varepsilon}$ получаем

$$n = 1 + \frac{2\pi\alpha_0 N_0 \Delta n_1(\delta_0)}{1 - (4\pi/3)\alpha_0 N_0 \Delta n_1(\delta_0)}. \quad (9)$$

Как видно из уравнения (9), $n \rightarrow \infty$ при

$$N_0 \rightarrow N_{cr} = 3/[4\pi\alpha_0 \Delta n_1(\delta_0)] = \text{const} \sim 1. \quad (10)$$

Данная особенность показателя преломления существует для любой прозрачной среды, где учитывается поправка локального поля, она давно известна и называется катастрофой Клазиуса – Мозотти [6]. Применительно к Λ -схеме на нее обратили внимание авторы [22]. Вместе с тем существенное увеличение показателя преломления, предсказываемое (9), не наблюдалось на практике по причинам, обсуждаемым ниже. *На наш взгляд, особенность выражения (9) при $N_0 \rightarrow N_{cr}$ указывает на образование суперкогерентной среды.* Этот процесс, конечно, не приводит к сколь угодно большому росту n , который будет ограничен нелинейными эффектами, но может вызвать существенное увеличение n и суперкогерентность. На вопрос, где остановится рост n и какими свойствами, помимо высокой дисперсии, будет обладать суперкогерентная среда, трудно дать однозначный ответ, не выполняя анализ нелинейной задачи. Можно предположить, что возникнет доменная структура электрических диполей, аналогичная той, которая может иметь место для магнитных диполей.

Ниже мы еще раз остановимся на физических причинах суперкогерентности, которые теперь можно пояснить, привлекая локальное поле. Но сначала обсудим, почему особенность n , следующая из (9), не наблюдалась на эксперименте и какие требования нужно выполнить, чтобы ее наблюдать. Для этого рассмотрим выражение (3) для α_0 , в котором γ определяется формулами (4), (5), пренебрегая там неоднородным уширением. Подставляя явное выражение для α_0 в (9), легко видеть, что знаменатель (9) обращается в 0 а $n \rightarrow \infty$ при концентрации частиц

$$N_0 \rightarrow N_{cr} = \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^3 \frac{1}{2\pi\Delta n_1(\delta_0) - 3D/2}. \quad (10)$$

Для существования особенности $n \rightarrow \infty$ необходимо $N_{cr} > 0$, что возможно, если

$$D < \frac{4\pi}{3} \Delta n_1(\delta_0). \quad (11)$$

Для случая A -схемы, изображенной на рис.6,б, условие (11) эквивалентно $D < 0.53$. Таким образом, существенного возрастания n за счет локального поля в газе A -атомов не может возникнуть даже при «оптимистических» оценках $D \sim 1$. Даже для максимально возможного для резонансных сред $\Delta n_1 = 0.5$, которое соответствует двухуровневой системе, требуется $D < 2$, в то время как оценки, согласующиеся с экспериментальными данными, дают $D \sim 10$. Таким образом, *самоуширение есть одна из причин, из-за которых рост n не наблюдался экспериментально.*

На рис.9 приведены зависимости для максимального $n(N_0)$, полученные с помощью выражения (9), в котором $\Delta n_1(\delta_0)$ определено из рис.6,а. Из сравнения рис.8, который сделан без поправки локального поля, и рис.9 видно, что роль локального поля возрастает с уменьшением самоуширения. Резкое увеличение n и переход газа A -атомов в «суперкогерентное» состояние можно ожидать при уменьшении самоуширения примерно в 20 раз.

7. Физический механизм суперкогерентности (аналогия с лазером)

Чтобы лучше понять связь суперкогерентности и поправки локального поля, обсудим физические причины последнего более подробно. Рассмотрим диполь (двухуровневый атом) линейно взаимодействующий с резонансным электромагнитным полем – плоской волной $Ee^{i\vec{k}\vec{r}-i\omega t}$. Изолированный диполь в точке $\vec{r} = \vec{r}_i$ поглощает некоторую энергию $n\hbar\omega$ и начинает колебаться когерентно или в фазе с полем E . Наведенный дипольный момент атома есть

$$d_1 = \alpha_0 \Delta n_1 E e^{i\vec{k}\vec{r}_i - i\omega t}, \quad (12)$$

где $\alpha_0 \Delta n_1$ – поляризуемость, α_0 определяется выражением (3), $\Delta n_1 \leq 1$ – безразмерная функция, зависящая от разницы δ частоты поля от собственной частоты колебаний диполя и схемы энергетических уровней атома. Для случая L -схемы функция $\Delta n_1(\delta)$ изображена на рис.6,а. Заметим, что отклик (переизлучение) диполя на воздействие плоской электромагнитной волны E есть поле, когерентное с E , но не единственная плоская волна, а их суперпозиция, отвечающая известной диаграмме направленности (рис.10,а).

Теперь рассмотрим диполь, находящийся в среде, состоящей из таких же частиц. Поглощение энергии $n\hbar\omega$ одним из диполей приводит к возникновению не только его собственных когерентных колебаний, но и когерентных колебаний его соседей, на которые данный диполь воздействует своим *многомодовым* излучением (рис.10,б). Отличие поля в каждой точке среды от среднего связано с модами дипольного излучения, не совпадающими с модой поля, поступающего извне. При усреднении по многим частицам в объеме $\gg \lambda^3$ все моды, кроме падающей, взаимно уничтожаются. Из-за отличия локального поля от среднего в среде многих частиц возникает больший дипольный момент, приходящийся на одну частицу, чем для изолированного диполя при той же самой поглощенной энергии, и это отличие (без учета самоуширения) тем больше, чем больше N_0 . Согласно (9), поправка локального поля становится относительно большой, когда $\alpha_0 N_0 > 1$. При этом, согласно (3), в объеме $\sim \lambda^3$ содержится в среднем две и более частицы. Таким образом, для $\alpha_0 N_0 > 1$ увеличение концентрации частиц приводит не только к увеличению поляризации среды $P \sim N_0$, но и к увеличению эффективного дипольного момента, приходящегося на одну частицу, что означает *положительную обратную связь* между P и N_0 . Заметим, что данная обратная связь может играть существенную роль в газе резонансных атомов, поляризуемость которых $\alpha_0 \gg r_{at}^3$, где r_{at} – атомный размер, и поэтому $\alpha_0 N_0$ может быть достаточно велико по сравнению с единицей. В газе нерезонансных частиц учет локального поля приводит лишь к

малым поправкам [6]. Действительно, поляризуемость нерезонансной частицы порядка ее объема, поэтому в газе нерезонансных частиц условие $\alpha_0 N_0 > 1$ выполняется только при очень высокой плотности – порядка плотности конденсированных сред, при которой газ не может существовать.

Существует аналогия между суперкогерентными и лазерными средами. В случае лазерных сред имеет место положительная обратная связь между частью энергии накачки, излучаемой активной средой в когерентную (лазерную) моду поля, и числом фотонов в лазерной моде: чем больше энергия лазерной моды, тем эффективнее преобразование энергии накачки в когерентное излучение. Для суперкогерентной среды оказывается: чем больше число частиц $N_0 \lambda^3$ в объеме λ^3 , тем эффективнее отдельная частица поляризуется внешним когерентным полем, что означает положительную обратную связь между концентрацией частиц N_0 и поляризацией среды P . Положительная обратная связь в лазере приводит к возникновению макроскопического когерентного излучения, если выполнено пороговое условие: приток энергии в лазерную моду превышает потери энергии в этой моде. Положительная обратная связь между P и N_0 может привести к катастрофе Клазиуса – Мозотти – лавинообразному росту P и переходу среды в суперкогерентное состояние. Накачкой для лазера является некоторый механизм перехода частиц с нижнего на верхний лазерный уровень. Для суперкогерентной среды накачка – увеличение концентрации N_0 частиц. Переменной, испытывающей фазовый переход в лазере, является число фотонов, в суперкогерентной среде – ее поляризация. В лазере фазовый переход совершается из состояния, когда число фотонов в лазерной моде сравнительно мало и медленно изменяется с увеличением накачки, в состояние с большим числом фотонов и быстрым ростом числа фотонов с ростом накачки. В суперкогерентной среде фазовый переход совершает поляризация из состояния, определяемого линейным взаимодействием с внешним полем, в суперкогерентное состояние, свойства которого пока неизвестны.

Пороговые условия возникновения суперкогерентности формулируют-

ся по аналогии с лазерными: приток энергии в когерентную моду поляризации (совпадающей с модой слабого внешнего поля) за счет увеличения N_0 должен превышать потери энергии в этой моде. Однако механизмы потерь для лазера и для суперкогерентной среды принципиально различны. Для лазера это – уход поля из резонатора и потери на поглощение внутри резонатора. Эти потери сравнительно легко контролируемы с помощью изменения прозрачности зеркал резонатора и (или) уменьшения внутрирезонаторных потерь на поглощение. Для суперкогерентной среды потери макроскопической поляризации обусловлены сбоем фазы когерентных колебаний диполей в первую очередь в результате самоуширения. Учет самоуширения выполнен при анализе Λ -схемы, результаты которого приведены на рис.9. Условие (10) – пороговое, а (11) – необходимое условие возникновения суперкогерентности в газе Λ -атомов.

Теперь можно сформулировать одну из основных задач теории суперкогерентных сред еще более конкретно. Это – *поиск среды, в которой самоуширение мало до такой степени, что выполнено условие (11)*. В разд. 8 обсуждается гипотеза о том, что условие (11) может быть выполнено в так называемых кластерных резонансных средах.

8. Возможность высокой дисперсии и суперкогерентности в кластерных резонансных средах

Приведем некоторые эвристические аргументы в поддержку гипотезы, сформулированной в заголовке данного раздела. Ее строгое обоснование будет выполнено в дальнейшем в рамках детального теоретического исследования суперкогерентных сред.

Вместо отдельных резонансных атомов, взаимодействующих с полем, предлагается использовать группы, состоящие из $N_{cl} > 1$ атомов: *кластеров*, размеры которых $r_{cl} \ll \lambda / 2\pi$, где λ - длина волны оптического излучения. Поскольку $\lambda / (2\pi) \sim 2 \cdot 10^{-5}$ см, а характерный размер атома $r_{am} \sim 10^{-8}$ см, то максимальный размер кластера $r_{cl} \sim 2 \cdot 10^{-6}$ см, так что кластер может содержать до 10^6 частиц (при максимальной их концентрации в

твердом теле $\sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$). Кластер может быть частичкой металла или полупроводника или состоять из прозрачного диэлектрика-матрицы с примесью резонансных атомов, а также из одного или нескольких резонансных атомов, находящихся вблизи металлической частицы.

Допустим, что при характерных размерах $r_{cl} \sim 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}$ кластер содержит не слишком большое число резонансных атомов (не более $10^4 \div 10^5$). Соответственно, их концентрация в кластере не выше $N_0^{cl} \sim 10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$, а среднее расстояние между атомами $(N_0^{cl})^{-1/3} \sim 10^{-6} - 10^{-7} \text{ см} \ll r_{at}$, так что уровни энергии атомов не перекрываются. Характерная поляризуемость одного кластера

$$\alpha_{cl} = \alpha_0 N_{cl} (\gamma_{sp} / \Delta\omega) \gg \alpha_0 \quad (13)$$

(характерной поляризуемости отдельного атома), если

$$N_{cl} (\gamma_{sp} / \Delta\omega) \gg 1, \quad (14)$$

где $\Delta\omega \geq \gamma_{sp}$ – ширина линии резонансного перехода атома в кластере, обусловленная самоуширением и неоднородностями диэлектрической матрицы.

Условие (14) может быть легко выполнено, если резонансные атомы в кластере образуют упорядоченную структуру, и тогда самоуширением вследствие флуктуаций их плотности можно пренебречь. Так как размер кластера много меньше длины волны, то кластер можно рассматривать как отдельный диполь с характерной поляризуемостью $\alpha_{cl} \gg \alpha_0$.

Возможно, что первый шаг на пути экспериментального исследования кластерных резонансных сред – создание частицы размером много меньше длины волны, поляризуемость которой больше поляризуемости резонансного атома на разрешенном дипольном переходе. Простейшее ее решение – создание кластера из двух резонансных атомов.

Забудем на время о том, что кластер включает в себя отдельные резонансные атомы и рассмотрим его как бесструктурную частицу с поляризуемостью $\alpha_{cl} \gg \alpha_0$. Так же как и для среды из отдельных атомов, в среде из кластеров может возникнуть катастрофа Клазиуса – Мозотти – переход к

суперкогерентности, если

$$\alpha_{cl} N_0 \rightarrow \text{const} \sim 1, \quad (15)$$

где N_0 - концентрация кластеров. Но если для среды отдельных атомов переход к суперкогерентности невозможен из-за самоуширения, то в среде кластеров самоуширение может оказаться достаточно малым, так что условие (15) будет выполнено. Действительно, если $\alpha_{cl} \gg \alpha_0$, то (15) может быть выполнено, когда среднее расстояние между кластерами $N_0^{-1/3} \gg \lambda$. При этом взаимодействие кластера с дипольным излучением от других частиц по-прежнему дает поправку локального поля, но флуктуации дипольного излучения, ответственные за самоуширение, гасятся в результате их деструктивной интерференции. Эта гипотеза была использована при расчете самоуширения в газе атомов в [18], где учитывался вклад в самоуширение атома только от соседних с ним частиц из объема $\sim \lambda^3$, при этом результаты [18] хорошо согласуются с экспериментом. Таким образом, гипотеза о том, что *сосредоточение резонансных атомов в кластерах с размерами $r_{cl} \ll \lambda/2\pi$ уменьшает флуктуации плотности на масштабах длин $\sim \lambda$ и поэтому приводит к уменьшению самоуширения*, представляется справедливой (см. рис.11). Косвенным подтверждением данной гипотезы являются сравнительно узкие линии резонансного поглощения, наблюдаемые в полупроводниках. Действительно, согласно (5), $\gamma_{dd} / \gamma_{sp} \sim 10^{-16} N_0$ для оптического диапазона, когда $\lambda/2\pi \sim 10^{-5}$ см, и $D \approx 10$. Так как из всех слагаемых, определяющих полную ширину линии (см. (4)), только $\gamma_{dd} \sim N_0$, то можно положить $\gamma \approx \gamma_{dd}$ при $N_0 \gg 10^{16}$ см³. Таким образом, принимая концентрацию резонансных частиц в полупроводнике $\sim 10^{23}$ см³, характерной концентрации атомов в кристаллической решетке, получаем, что должно быть $\gamma / \gamma_{sp} \sim 10^7$, в то время как для реальных полупроводников $\gamma \geq 10^{-13}$ Гц, $\gamma_{sp} \sim 10^{-9}$ Гц, так что $\gamma / \gamma_{sp} \sim 10^4$. Данное противоречие указывает на то, что самоуширение в полупроводниках, где частицы расположены упорядоченно в кристаллической решетке, должно быть подавлено. Причем, так как кристаллическая решетка полупроводников не

является идеальной, то она с высокой вероятностью нарушается достаточно далеко от любой наперед заданной точки, для уменьшения самоуширения достаточно «ближнего» порядка, на расстояниях, во всяком случае, много меньших размеров кристалла.

Имеется ряд сообщений об увеличении показателя преломления органических многослойных покрытий при добавлении металлических кластеров [23], о получении высококачественного просветляющего покрытия на основе пленки с порами, размеры которых много меньше длины волны [24]. Эти публикации указывают на несомненный интерес экспериментаторов и инженеров к оптическим кластерным средам и на их первые практические применения.

9. К экспериментальному определению поляризуемости кластера

Теоретический расчет поляризуемости кластера должен сочетаться с ее экспериментальным измерением. Поляризуемость может быть измерена по энергии излучения, переизлученного кластером назад. Допустим, мощность падающего на кластер монохроматического излучения равна W_{in} . Рассмотрим кластер, включающий N двухуровневых атомов, резонансных падающему излучению. Число атомов такое, что среднее расстояние между атомами $\Delta r \gg r_{at}$, где r_{at} – размер атома, а размер кластера $r_{cl} \ll k^{-1}$, где k – волновой вектор резонансного излучения. Например, если взять $\Delta r \sim 10^{-7}$ см, так что концентрация резонансных атомов в кластере $N_0 \sim 2.5 \cdot 10^{20}$ см $^{-3}$, и $r_{cl} \sim 10^{-6}$ см, то получаем $N = 10^3$.

Так как $r_{cl} \ll k^{-1}$, то кластер в целом излучает как диполь. Допустим, для простоты, что каждый атом взаимодействует с излучением независимо от остальных, и обозначим α – поляризуемость отдельного атома в кластере. Тогда дипольный момент кластера будет $d = N\alpha E_{in}$, где E_{in} – напряженность падающего поля. Согласно известной формуле [25], мощность дипольного излучения в малый телесный угол $d\Omega$ есть

$$dW = \frac{\omega^4 |d|^2}{4\pi c^3} \sin^2 \theta d\Omega \quad \text{где } \theta \text{ – угол между } \vec{d} \text{ и направлением дипольного}$$

излучения. Рассматривая излучение назад, так что $\theta \approx \pi/2$, $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta \approx 2\pi d\theta$, можно получить полную мощность ΔW дипольного излучения в малый телесный угол $\Delta W = \frac{\omega^4 |\alpha|^2 N^2 E_{in}^2}{2c^3} \cdot \frac{D}{L}$, где D - размер апертуры детектора, L - расстояние от кластера до детектора, $L \gg D$. Предположим, что уширение линии отдельного атома в кластере обусловлено спонтанным излучением, тогда $\max |\alpha|^2 = 1.5k^{-3}$. Учитывая, что $W_{in} = \frac{c}{4\pi} SE_{in}^2$, где S - площадь поперечного сечения падающего поля, получаем $\frac{\Delta W}{W_{in}} = \frac{9\pi N^2 D}{2 k^2 LS}$. Принимая $D = 1$ см, $L = 10$ см, $S = 0.1$ см² и $k = 10^5$ см⁻¹, получаем, что $\Delta W / W_{in} \sim 10^{-9} N^2$. Современные методы легко позволяют регистрировать рассеянное лазерное излучение при $\Delta W / W_{in} \sim 10^{-8}$. Таким образом, излучение кластера может быть легко обнаружено, даже если кластер включает только несколько резонансных атомов. Очевидно, что оценка будет даже более оптимистичной в случае, если регистрируется дипольное излучение сразу от нескольких идентичных кластеров.

Поскольку атомы взаимодействуют друг с другом через дипольное излучение, предположение о независимости излучения отдельных атомов кластера должно быть отвергнуто при более строгом анализе излучения отдельного кластера, который будет выполнен в будущем.

10. Некоторые типы кластерных сред и практические возможности их создания

1) Кластеры, состоящие из прозрачной диэлектрической матрицы, как, например, «аэрогель» SiO_2 , или полупроводниковых матриц с примесью резонансных атомов или ионов, внедренных в отдельные области матрицы размером $r_{cl} \leq 2 \cdot 10^{-6}$ см $\ll k^{-1}$. Одна из возможных технологий создания кластеров – *метод ионной имплантации* [26]. Он позволяет достигать концентраций ионов до 10^{20} см⁻³, это соответствует $10^2 \div 10^3$ атомам в класте-

ре, что, в принципе, достаточно для создания суперкогерентной кластерной среды. Кластеры могут быть получены с помощью: а) создания макроскопического образца с максимально возможной концентрацией ионов; б) разрушения образца на пылевидные частицы; в) выделения частиц размером $r_{cl} \leq 2 \cdot 10^{-6}$ см, которые и являются кластерами; г) внедрения кластеров в оптически прозрачную матрицу. Возможно получение кластеров непосредственно ионной имплантацией, пропуская ионный пучок через маску с отверстиями размером $\sim r_{cl}$. Поляризуемость отдельного кластера контролируется изменением числа резонансных атомов. Наиболее трудно выполнимым является обеспечение *регулярного распределения* ионов в кластере, которое зависит, в частности, от возможности контроля за расположением отдельного иона. *Важная задача теории кластерных сред – установить, является ли условие регулярного распределения атомов в кластере принципиально необходимым для достижения высокой поляризуемости кластера.*

2) Возможно, что подходящим исходным материалом для создания кластеров окажутся лазерные кристаллы, где резонансные частицы – примесные ионы металлов [27,28]. В качестве резонансного перехода можно использовать их полосы поглощения, которые в случае лазера используются для оптической накачки. Кластерные среды могут быть получены из лазерных микрокристаллов размером $r_{cl} \leq 2 \cdot 10^{-6}$ см, помещенных в прозрачную матрицу, например SiO_2 .

Приведем простые соображения в пользу того, что поляризуемость отдельного кластера должна быть много больше поляризуемости отдельного иона в кристалле, что и требуется для достижения суперкогерентности. Известно, что ширина полос поглощения ионов в лазерных кристаллах составляет $\gamma \sim 10^{13}$ Гц. Ширина линии изолированного иона в кристалле $\gamma_1 \sim 10^8$ Гц и обусловлена его взаимодействием с фононами. Примем, что механизм образования полос поглощения есть взаимодействие иона с соседними примесными ионами, т.е. самоуширение. Неоднородное уширение в кристаллах пренебрежимо мало по сравнению с самоуширением. Как от-

мечалось выше, механизм самоуширения – это случайный сдвиг резонансного уровня данного иона при взаимодействии с соседним. Считая, что каждый из соседних ионов дает примерно одинаковый вклад в самоуширение, получаем, что число соседних атомов, формирующих полосу, есть $N_b \geq \gamma/\gamma_1 \sim 10^5$, и, как отмечалось, эти атомы сосредоточены в объеме с линейными размерами $\sim k^{-1}$ (где $k \sim 10^5 \text{ см}^{-1}$ – волновой вектор резонансного излучения), что соответствует типичной концентрации ионов $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Так как в кластере размером $r_{cl} \leq 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}$ имеется всего $N < 10^3$ ионов, то ширина полосы поглощения кластера оказывается $\gamma_{cl} \leq 10^{-2} \gamma$, а его поляризуемость, соответственно, на два порядка и более превысит поляризуемость иона в макрокристалле.

Сужение линии поглощения в среде с кластерами – лазерными микрокристаллами – должно наблюдаться независимо от типа примесных атомов. Проведение соответствующего эксперимента важно для подтверждения механизма сужения линии, предложенного в настоящей работе. Для получения суперкогерентной среды следует использовать примесные ионы с возможно большим дипольным моментом, как, например, ионы Sr. Лазерные кристаллы с ионами редкоземельных элементов менее пригодны, так как их дипольные моменты малы и для достижения суперкогерентности потребуются охлаждение соответствующих кристаллов до температур, при которых фононное уширение окажется порядка или меньше естественного.

3) Кластеры – полупроводниковые частицы, электромагнитное поле резонансно оптическому переходу, валентная зона – зона проводимости. В этом случае макроскопический полупроводниковый кристалл разрушается до пылевидных частиц, выделяются частицы (кластеры) размером $r_{cl} \leq 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}$ и внедряются в прозрачную матрицу. Это – более простой метод, чем предыдущий, но его недостаток в том, что поляризуемость отдельного кластера ограничена, так как она полностью определяется поляризуемостью исходного полупроводникового образца. *Оценка максимально возможной поляризуемости полупроводникового кластера – одна из за-*

дач теоретического исследования суперкогерентных сред.

4) Кластеры – частицы вещества, промежуточного между полупроводником и металлом, например, полупроводник с высокой концентрацией доноров. Электромагнитное поле оптического или ИК–диапазона вызывает в них резонансные колебания электронного газа на плазменной частоте. Они могут быть получены способом, аналогичным пп.1 и 2. Кластеры помещены в прозрачную матрицу, например, SiO_2 .

5) Кластеры – частицы металла, внедренные в полупроводниковую матрицу с собственной проводимостью. Внедрение металла возможно, например, по технологии [3]. В переходной области металлический кластер–полупроводник может возникнуть р–п–переход с высокой концентрацией активных носителей. На справедливость данной гипотезы указывает то, что в полупроводниковой матрице с металлическими кластерами наблюдалось аномально высокое поглощение [3]. Определение зонной структуры на границе металлический кластер–полупроводник – достаточно сложная задача, которая может потребовать существенных усилий и времени.

6) Кластеры – диэлектрические частицы в прозрачной активной матрице, возможно – пленке. Резонансное взаимодействие кластеров с электромагнитным полем необязательно. Данное направление исследований возникло в связи с экспериментами [29], которые, возможно, начнутся в самое ближайшее время. Соответствующая среда получена, ведется монтаж экспериментального оборудования. Направление теоретических работ будет определяться результатами экспериментов.

7) Кластер, состоящий из частицы металла, вблизи которого находятся один или несколько резонансных атомов. Согласно [14], присутствие металлической частицы может существенно увеличить скорость спонтанного излучения γ_{sp} резонансного атома, что, соответственно, приведет к сокращению относительного вклада самоуширения в полную ширину резонансного перехода (см. (4)).

На первом этапе теоретических исследований суперкогерентных сред могут быть решены следующие задачи:

- 1) Расчет поляризуемости кластера с небольшим числом резонансных

атомов $N_{cl} \geq 2$. Определение диэлектрической функции соответствующей кластерной среды и условий перехода к суперкогерентности.

2) Анализ механизмов уширения атомов в кластере и самоуширения в кластерной среде.

3) Расчет поляризуемости кластера, диэлектрической функции кластерной среды и условий перехода к суперкогерентности для большого числа, $1 \ll N_{cl} \leq 10^5$, резонансных атомов в кластере.

4) То же для полупроводниковых и металлических кластеров в «аэрогеле» SiO_2 .

Возможные направления экспериментов по созданию и исследованию свойств суперкогерентных сред.

1. Создание среды, состоящей из полимерной или любой оптически прозрачной «матрицы» (в т.ч. жидкость, лед и т.д.), и растворенных в ней наночастиц (т.е. размером много меньше длины волны) диэлектрика. Диэлектрическая постоянная диэлектрика отлична от диэлектрической постоянной матрицы. Исследование оптических характеристик данной среды: показателя преломления, поглощения, рассеяния (рэлеевского рассеяния) для различных частот падающего излучения. Исследование данной среды как фотонного кристалла - поиск «запрещенных зон» в спектре распространяющегося оптического излучения. Сравнение с соответствующими характеристиками однородных сред: состоящих только из материала матрицы или только из материала частиц.

2. Создание среды, состоящей из оптически прозрачной матрицы с металлическими наночастицами, и исследование ее оптических свойств.

3. Создание полупроводниковых наночастиц, резонансно взаимодействующих с электромагнитным полем: частота межзонного перехода полупроводника совпадает с частотой электромагнитного излучения. Исследование оптических свойств одной или нескольких наночастиц, в том числе ширины линии резонансного перехода. Сравнение с характеристиками полупроводниковых макрокристаллов. Аналогичные эксперименты для наночастиц лазерных материалов, например, кристаллов NdYAG , стекла с примесными атомами Nd . Сравнение с оптическими характеристиками от-

дельных атомов. Конечная цель – создание наночастицы, поляризуемость которой превышает поляризуемость отдельного атома.

4. Исследование оптических свойств резонансных наночастиц вблизи частиц металла.

5. Создание среды, состоящей из оптически прозрачной матрицы с резонансными наночастицами, и исследование ее оптических свойств.

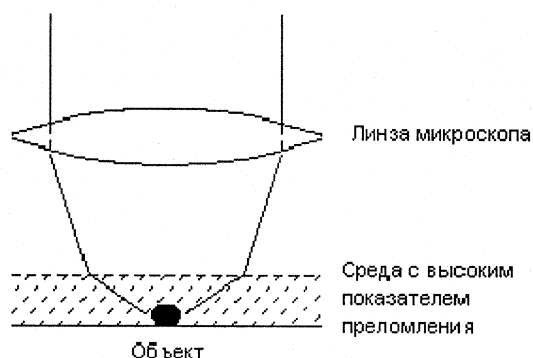


Рис.1. Использование среды с высоким показателем преломления для увеличения разрешающей способности оптического микроскопа

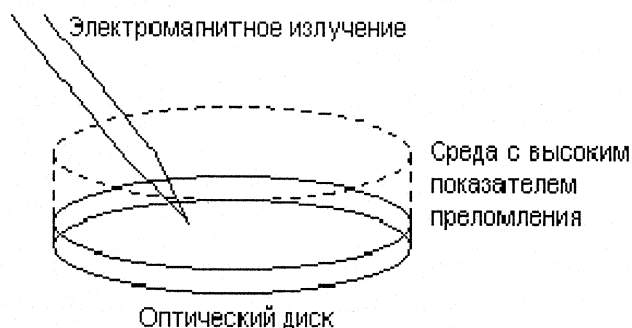


Рис.2. Повышение плотности записи информации на оптическом диске

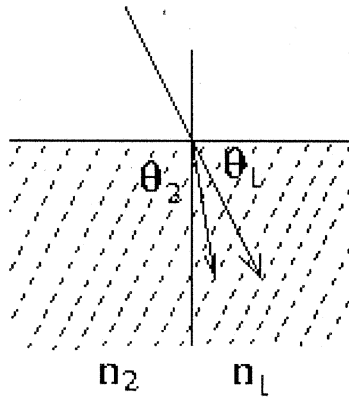


Рис.3. При изменении показателя преломления от n_1 до n_2 изменяется угол распространения электромагнитного излучения от θ_1 до θ_2

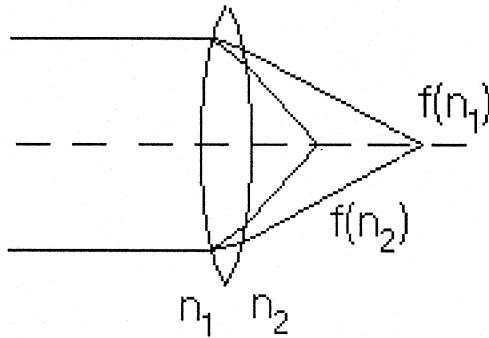


Рис.4. При изменении показателя преломления линзы изменяется ее фокусное расстояние

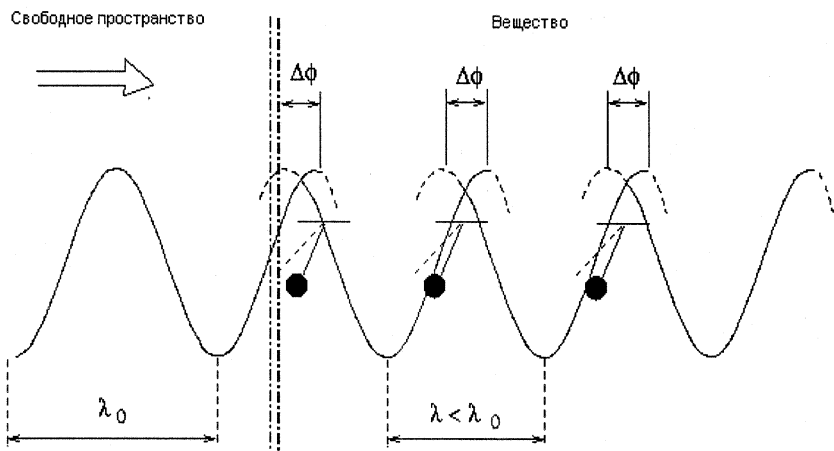


Рис.5. Физический механизм возникновения дисперсии электромагнитного излучения в среде

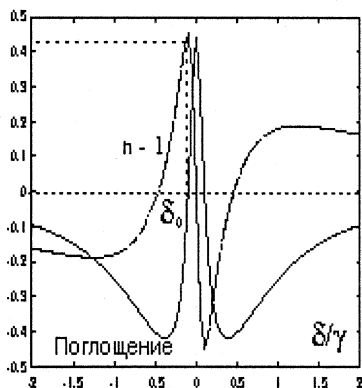


Рис.6 а

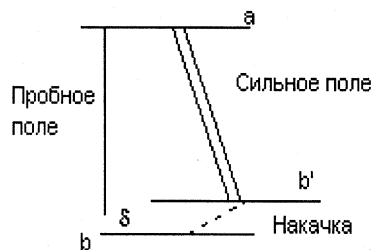


Рис.6 б

Рис.6. (а) Показатель преломления слабого резонансного пробного поля и его коэффициент поглощения как функции отстройки δ от резонансного перехода а-б. (б) Трехуровневая л-схема

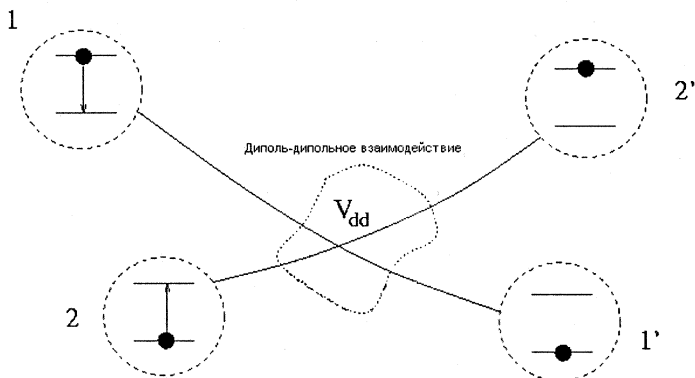


Рис.7. Резонансное диполь-дипольное взаимодействие пары атомов при столкновении, приводящее к самоуширению.

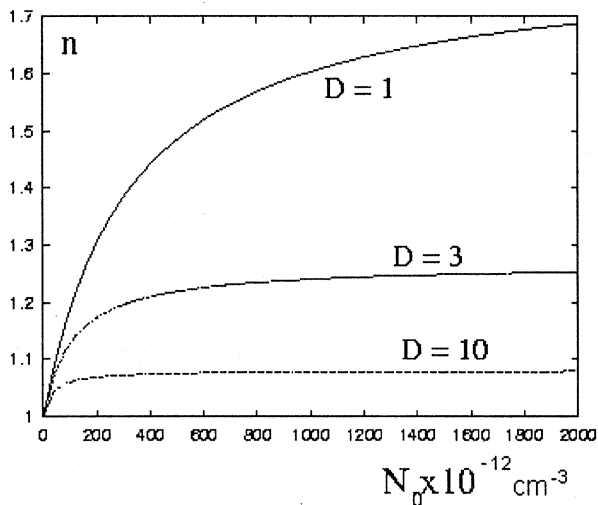


Рис.8. Зависимость показателя преломления пробного поля, резонансного переходу а-в трехуровневого L-атома (рис.6,б), от концентрации атомов в точке прозрачности ($\delta = \delta_0$), при учете самоуширения, но без учета поправки локального поля. Самоуширение возрастает с увеличением фактора D (см. (5), (6))

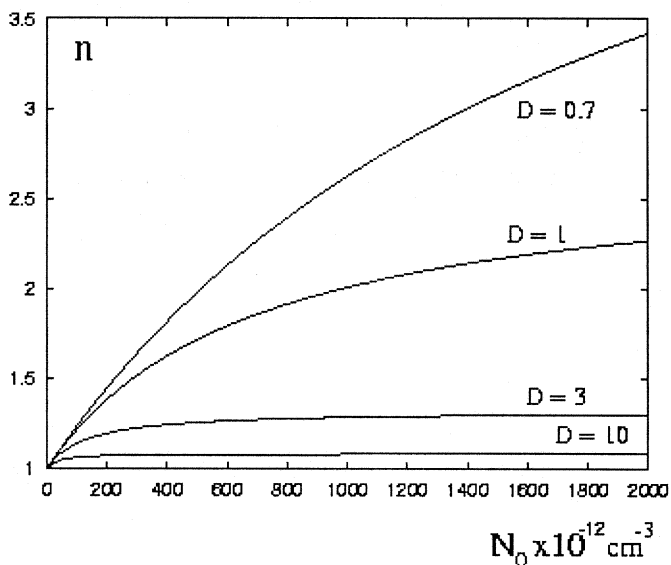


Рис.9. Зависимость показателя преломления пробного поля, резонансного переходу а-в трехуровневого L-атома, от концентрации атомов в точке прозрачности при учете самоуширения и поправки локального поля

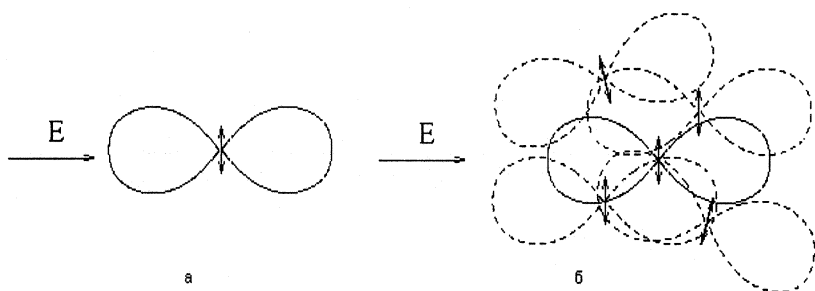


Рис.10. (а) Излучение отдельного диполя. (б) Взаимодействие диполей через переизлученные поля

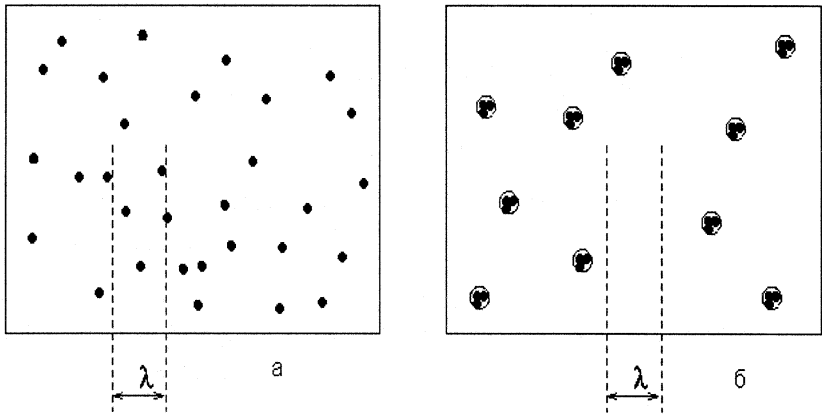


Рис.11. (а) Основной вклад в самоуширение дает взаимодействие атомов на расстоянии $\sim \lambda$. (б) При концентрации кластеров $N_0^{-1/3} \gg \lambda$ вероятность взаимодействия атомов на расстояниях $\sim \lambda$ мала, поэтому самоуширение меньше, чем на рис.11,а

Литература

- [1] B. Born, E. Wolf, Principle of Optics (Pergamon, Oxford, 1980).
- [2] J. Fontana, R. Pantell, J. Appl. Phys. **54**, 4285 (1983).
- [3] О.А. Займидорога. Исследование оптических свойств полупроводниковых сред с кластерами алюминия, работа представлена на конференции «Advanced technology and Science», Италия, 1994.
- [4] Исследования биологических тканей с помощью селективного отражения лазерного излучения проводятся, в частности, в Университете штата Техас, Austin, USA.
- [5] H.A. Lorentz, Wiedem. Ann. **9**, 641 (1880); L. Lorenz, Wiedem. Ann. **11**, 70 (1881).
- [6] C.J. Bottcher. Theory of Electric Polarization, Elsevier. Amsterdam (1973).
- [7] A.S. Zibrov, M.D. Lukin, L. Hollberg, D.E. Nikonov, M.O. Scully, H.G. Robinson, V.L. Velichansky. Phys. Rev. Lett., **76**, 3935 (1996).
- [8] M.O. Scully. Phys. Rev. Lett., **67**, 1855 (1991).
- [9] M.O. Scully, Shi-Yao Zhu. Optics Communications, **87**, 134 (1992).
- [10] Физические величины: справочник под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова, М.: Энергоатомиздат, 1991.
- [11] О.В. Долгов, Е.Г. Максимов. УФН, **135**, 441 (1981).
- [12] E. Yablonovitch, K.M. Leung. Physica B, **175**, 81 (1991). J.P. Dowling, C.M. Bowden. Anomalous index of refraction in photonic bandgap materials. Journ. of Mod. Opt., **41**, 345 (1994).
- [13] S. Nie, S.R. Emory. Science, **275**, 1102 (1997); В.С. Зуев, А.В. Францессон. Интенсификация локального поля вблизи наностерженьков и нанострий (готовится к публикации), 2000.
- [14] H.F. Hamman, A. Gallagher, D.J. Nesbitt. Appl. Phys. Lett. **76**, 1953 (2000); M.B. Mohamed, V. Volkov, S. Link, M.A. El-Sayed. Chem. Phys. Lett., **317**, 517 (2000).
- [15] M. Fleischhauer, C.H. Keitel, M.O. Scully, C. Su, B.T. Ulrich, S.-Y. Zhu. Phys. Rev. A, **46**, 1468 (1992); S.E. Harris, J.E. Field, A. Kasapi. Phys. Rev. A, **R29**, 46 (1992).
- [16] O. Schmidt, R. Wynands, Z. Hussein, D. Meschede. Phys. Rev. A, **R27**, 53

(1996); Наука и жизнь, № 2, 42, 2000.

[17] A.N. Oraevsky, I.E. Protsenko, A. Botero. On the problem of increasing and controlling refractive index by amplification of scattered light, Quantum Electronics, 2000, направлено в печать.

[18] J.A. Leegwater, Saul Mukamel. Phys. Rev. A, **49**, 146 (1994).

[19] V.A. Sautenkov, H. van Kampen, E.R. Eliel, J.P. Woerdman. Phys. Rev. Lett., **77**, 3327 (1996).

[20] Y. Ben-Aryeh, C.M. Bowden, J.C. Englund. Phys. Rev. A, **34**, 3917 (1986); M.G. Benedict, V.A. Malyshev, E.D. Trifonov, A.I. Zaitsev. Phys. Rev. A, **43**, 3845 (1991).

[21] I.E. Protsenko. Local field and Self-broadening. 29th Winter Colloquium on the Physics of Quantum Electronics, January 3-6, Snowbird, Utah, USA, 1999.

[22] J.P. Dowling, C.M. Bowden. Phys. Rev. Lett., **70**, 1421 (1993).

[23] A. Convertino et al. Organic multilayers as distributed Bragg reflectors/ Appl. Phys. Letts. **75**, 322 (1999); Infrared distributed Bragg reflections based on amorphous SiC/SiO₂ heterosystem/ Appl.Phys.Lett. **70**(21), 2799 (1997); Appl. Phys. Lett., **71**(6), 732 (1997).

[24] Наука и жизнь. № 12, 111, 1999.

[25] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория поля, М.: Наука, 1988, с. 233.

[26] Физическая энциклопедия под ред. А.М. Прохорова, М.: Советская энциклопедия, 1990, с.197 –199.

[27] А.А. Каминский. Лазерные кристаллы, 1975.

[28] Спектроскопия лазерных кристаллов с ионной структурой, Труды ФИАН, **60** (1972).

[29] В.А. Саутенков. Частное сообщение.

Рукопись поступила в издательский отдел
31 мая 2001 года.

Проценко И.Е., Самойлов В.Н., Займидорога О.А.
Суперкогерентные оптические кластерные среды

Д4-2001-90

Обсуждаются возможности создания и свойства принципиально нового типа гетерогенных оптических сред, состоящих из частиц-кластеров размером много меньше длины волны. Каждая из частиц включает большое количество атомов. Предсказывается, что в кластерных средах может возникнуть явление «суперкогерентности» — взаимной фазировки колебаний атомов в резонансном поле. Переход к суперкогерентности — фазовый переход, который может существенно изменить оптические свойства среды. В частности, ее показатель преломления может увеличиться в 10 и более раз.

Работа выполнена в Лаборатории физики частиц ОИЯИ, в Научном центре прикладных исследований ОИЯИ и в Физическом институте им. П.Н.Лебедева РАН, Москва.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2001

Перевод авторов

Protsenko I.E., Samoilov V.N., Zaimidoroga O.A.
Supercoherent Optical Cluster Media

D4-2001-90

The possibilities of creation as well as the properties of a new type of heterogeneous optical resonant media consisting of cluster particles, the size much smaller than the wave length, are discussed. Each particle includes many resonant atoms. It is predicted that the effect of «supercoherence» might arise in cluster resonant media, which consists of mutual phasing of atomic oscillations in the resonant field. A transition to supercoherence is a phase transition, which can change essentially the optical properties of the medium. Particularly, its refractive index can be increased up to factor 10 and even more.

The investigation has been performed at the Laboratory of Particle Physics, JINR, at the Scientific Center of Applied Research, JINR, and at the P.N.Lebedev Institute of Physics of RAS, Moscow.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2001

Редактор Е.Ю.Шаталова. Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 04.10.2001
Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. л. 1,72
Тираж 210. Заказ 52883. Цена 1 р. 72 к.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области