

Изв.вузов «ПНД», т.3, № 6, 1995

## ЛАЗЕР БЕЗ ИНВЕРСИИ: ПОЛЕЗНАЯ КОНЦЕПЦИЯ?

*Поль Мандель*

Современная концепция усиления и лазерной генерации когерентного света без инверсии рассматривается в контексте исторического развития, приведшего к появлению этих идей. Обсуждаются два основных механизма усиления без инверсии и их теоретическая формулировка. Приведено описание трёх экспериментов, подтверждающих существование этих эффектов.

### 1. Введение

**1.1. Ранняя история.** За последние несколько лет активное внимание исследователей привлекла к себе проблема лазерной генерации когерентного света без инверсии (проблема LWI - lasing without inversion) и/или усиления без инверсии (AWI - amplification without inversion), хотя большинство из тех, кто работает в данной области, расходятся во мнениях относительно точного определения того, что же они понимают под LWI или AWI. Поэтому я хотел бы попробовать сначала определить тему своего сообщения. Используя простой и несколько наивный подход, можно сказать, что лазер на основе двухуровневой среды начинает генерировать когерентное излучение при наличии достаточной инверсии заселенностей между двумя уровнями, так что усиление уравнивает потери в резонаторе. Пусть  $N_1$  и  $N_2$  - заселенности двух уровней, участвующих в генерации, и  $E_1 = \hbar\omega_1$  и  $E_2 = \hbar\omega_2$  - соответствующие энергии этих уровней. Порог генерации можно записать тогда как

$$N_2 - N_1 > N_{\text{пор}} > 0, \quad (1)$$

где  $N_{\text{пор}}$  - положительная константа, которая линейно зависит от потерь в резонаторе. Обстоятельство, которое следует подчеркнуть на этом этапе, состоит в том, что  $N_1$  и  $N_2$  - заселенности двух уровней в отсутствие взаимодействия с полем, но при учете воздействия всех некогерентных процессов накачки и конечного времени жизни атомов. Неравенство (1) отражает тот факт, что усиление требует инверсии заселенностей. Проблемы, связанные с этой схемой, состоят в том, что для генерации когерентного поля на частоте  $\omega_2 - \omega_1$  необходимо иметь некогерентную накачку на большей частоте, поскольку оба уровня  $E_1$  и  $E_2$  являются возбужденными. Другими словами, традиционный лазер преобразует некогерентную накачку в когерентное поле с меньшей частотой.

Более углубленная теория лазера подтверждает, что неравенство (1) действительно является необходимым условием возникновения генерации

когерентного поля, если мы рассматриваем только некогерентную оптическую накачку и однофотонные взаимодействия и хотим усиливать поле, попадающее в резонанс с разностью энергии двух уровней:  $\omega_{\text{поля}} = \omega_2 - \omega_1$ . Однако возможны более сложные схемы. Простейшая из них основана на явлении осцилляций Раби. Раби показал, что при взаимодействии двухуровневого атома с периодическим электрическим полем вероятность найти электрон на любом из двух уровней колеблется периодически между нулем и единицей. Частота этих колебаний есть частота Раби  $\Omega = \mathcal{P}\mathcal{E}/\hbar$ , которая пропорциональна амплитуде возбуждающего поля  $\mathcal{E}$  и матричному элементу  $\mathcal{P}$  дипольного момента между двумя состояниями. В оптической области поля, используемые в лабораториях, удовлетворяют неравенству  $\omega_2 - \omega_1 \gg \Omega$ . Нелинейное взаимодействие в полости резонатора между резонансным полем с атомной частотой  $\omega_2 - \omega_1$  и индуцированным полем осцилляциями заселенностей на частоте Раби приводит к появлению тонов биений  $\omega_2 - \omega_1 \pm \Omega$ , известных как боковые полосы Раби. Возможность усиления без инверсии заселенностей ( $N_1 > N_2$ ) на боковых полосах Раби в двухуровневой среде, возбуждаемой сильным резонансным электрическим полем, была предсказана Раутианом и Собельманом (1961) и подтверждена экспериментально (Wu et al. 1977, Grandclément et al. 1987, Ze'likovich et al. 1987, Khitrova et al. 1988, Lezama et al. 1990). Таким образом, вне атомного резонанса усиление возможно и в отсутствие инверсии. Это означает передачу когерентности от одного поля к другому. Однако эта передача осуществляется без извлечения энергии из среды. Теоретическая интерпретация этой схемы была дана Cohen-Tannoudji, Reynaud (1977), Knight и Milonni (1980) на языке многофотонных процессов и инверсии между одетыми состояниями (dressed states). Трудности, связанные с этой схемой, состоят в том, что реализуемое повышение частоты чувствительным образом зависит от амплитуды возбуждающего поля, которая подвержена присущим ей флуктуациям. Поэтому соответствующую частоту поля трудно будет стабилизировать. Более того, произвольные частоты полей требуют произвольной мощности лазеров, что практически невозможно. Понятно, что ситуация была бы намного лучше, если бы частота усиливаемого поля могла быть привязана к некоторому стабильному свойству, такому как энергетические уровни. Такой же критический комментарий справедлив и в отношении первых предложений по реализации AWI (Marcuse (1963), Holt (1976)) механизм которых основывался на явлении доплеровского расщепления спектров поглощения и излучения за счет эффекта отдачи.

**1.2. Атомная интерференция.** Хотя сегодня уже трудно проследить первое применение этой идеи в нелинейной оптике резонаторов, наиболее ранние работы, в которых явно упоминается интерференция как механизм управления скоростями атомных переходов, принадлежат Т.Я. Поповой с соавторами (Popova et al. 1970a,b). Классическим обзором по когерентному захвату является сообщение Ноо, Eberly (1985). Для того, чтобы понять принцип атомной интерференции, мы рассмотрим трехуровневую среду (рис. 1). Важно осознавать, что в природе не существует трехуровневой среды. На самом деле имеется в виду, что в этой схеме только три уровня взаимодействуют с когерентным полем, в добавление к (по меньшей мере) четвертому уровню, который служит в качестве резервуара для атомов. Наличие других уровней существенно для того, чтобы избежать

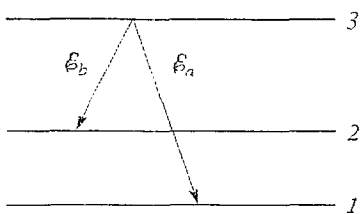


Рис. 1. Трехуровневая конфигурация и  $\Lambda$ -схема

противоречий, которые возникли бы в том случае, если бы действительно было всего три уровня. Эти противоречия относятся к правилам отбора, которые запрещают, например, возможность того, что все переходы разрешены в трехуровневой среде (хотя для достаточно асимметричных молекул это правило может нарушаться).

На рис. 1 изображена ситуация, в

которой два монохроматических поля связывают верхний уровень 3 с нижними уровнями 1 и 2. Полное электрическое поле записывается в виде

$$E(t) = \mathcal{E}_a \cos(\omega_a t) + \mathcal{E}_b \cos(\omega_b t), \quad (2)$$

а атомные волновые функции представлены набором  $\{\varphi_j, j=1,2,3\}$ . Предположим, что мы можем создать состояние, которое является суперпозицией двух нижних состояний

$$\varphi_s = c_1 \varphi_1 + c_2 \varphi_2 = C_1 \varphi_1 \exp(-i\omega_1 t) + C_2 \varphi_2 \exp(-i\omega_2 t). \quad (3)$$

Тогда вероятность перехода между этим состоянием и верхним уровнем 3

$$W = |\langle \varphi_3 | -e\mathbf{r}\epsilon E(t) | \varphi_s \rangle|^2, \quad (4)$$

где  $e\mathbf{r}$  - электрический диполь, возбужденный электрическим полем с поляризацией  $\epsilon$ . Чтобы продолжать дальше, нам нужно оговорить правила отбора. Если каждое из монохроматических полей  $\mathcal{E}_a$  и  $\mathcal{E}_b$  может связывать верхнее состояние с любым из двух нижних уровней, то уравнение (4) можно переписать в виде

$$W_1 = 1/4 \mathcal{P}^2 \mathcal{E}^2 |C_1 [1 + \exp(-i\omega_{21}t)] + C_2 [1 + \exp(i\omega_{21}t)]|^2. \quad (5)$$

Для простоты мы предположили здесь, что все ненулевые матричные элементы равны  $\mathcal{P}\mathcal{E}$ ; изменением электрического поля на расстояниях порядка размера атома можно пренебречь; частоты полей удовлетворяют условию относительного резонанса

$$\omega_{31} - \omega_a = \omega_{32} - \omega_b, \quad (6)$$

где использовано обозначение  $\omega_{pq} \equiv \omega_p - \omega_q$ . Вероятность перехода  $W_1$  есть периодическая функция времени, которая осциллирует на низкой частоте, соответствующей расстоянию между двумя нижними уровнями. Более интересная, однако, ситуация возникает в том случае, если правила отбора таковы, что каждая составляющая поля связывает верхний уровень только с одним из нижних уровней. Тогда вероятность перехода (4) становится

$$W_1 = 1/4 \mathcal{P}^2 \mathcal{E}^2 |C_1 + C_2|^2. \quad (7)$$

Существует интересное состояние, соответствующее выбору  $C_1 = -C_2$ . Мы будем называть его *состоянием захвата (trap state)*. Оно характеризуется следующими свойствами:

$$\Psi_{\text{захв}} \propto \varphi_1 - \varphi_2, \quad |\langle \Psi_{\text{захв}} | -e\mathbf{r}\epsilon E | \varphi_3 \rangle|^2 = 0. \quad (8)$$

Таким образом, любой атом, приготовленный в состоянии захвата, будет неспособен к взаимодействию с верхним состоянием. Из вышеизложенного очевидно, что этот эффект возникает вследствие *интерференции атомных волновых функций* между двумя механизмами возбуждения: связь уровней 3 и 1 через поле  $\mathcal{E}_a$  и конкурирующая с ней связь уровней 3 и 2 через поле  $\mathcal{E}_b$  взаимодействуют взаиморазрушительно. Описание этой интерференции требует квантового описания атомов, в то время как поле может рассматриваться классически. Это в точности совпадает с рамками полуклассической формулировки нелинейной оптики и физики лазеров, которой мы воспользуемся далее в этой статье.

Независимо от этих теретических изысканий, Alzetta et al. (1976) из Пизы сообщили о первом экспериментальном подтверждении атомной интерференции, которое согласуется с вышеприведенной простой моделью. Пизанский эксперимент основан на простом принципе. Цилиндрическая ячейка содержит пары натрия в подходящем буферном газе. Вдоль продольной оси приложено статическое магнитное поле, чтобы создать зеemanовское расщепление.

Магнитное поле возрастает линейно вдоль оси ячейки, поэтому зеемановское расщепление также является линейной функцией  $z$ . Луч многомодового лазера направляется вдоль оси  $z$  ячейки, а флуоресценция наблюдается в поперечном относительно оси  $z$  направлении. Существенным моментом в эксперименте является то обстоятельство, что лазер работает в режиме синхронизации мод: все моды являются взаимозависимыми, так что разности их частот синхронизированы, то есть остаются постоянными. В эксперименте обнаруживается, что спектр флуоресценции демонстрирует темные линии при некоторых значениях  $z$ . Темные линии означают, что никакие атомы не могут излучать из верхнего состояния, то есть нет переходов из верхнего состояния в более низкое. Тщательный анализ эксперимента показывает, что темные линии появляются при значениях  $z$  таких, что расщепление Зеемана равняется целому кратному частоты межмодового интервала лазера. Это в точности условие относительного резонанса (6), которое было использовано при анализе процесса интерференции. Очевидно, что концепция атомной интерференции представляет собой подход, в рамках которого Пизанский эксперимент находит естественное и простое объяснение, как было показано Agimondo, Orriols (1976). Независимо от группы в Пизе, Grey et al. (1978) также обнаружили темные линии, но уже в сверхтонкой структуре натрия, используя слегка отличную экспериментальную установку.

**1.3. Интерференция Фано.** Представления об интерференции в приложении к AWI получили дальнейшее развитие в работе Arkhipkin, Heller (1983). Они рассмотрели двухуровневую систему, в которой верхний уровень вложен в непрерывный энергетический спектр, в континуум (то есть верхний уровень лежит выше наименьшего порога ионизации). Ставка делается на то, что интерференция между резонансными и нерезонансными каналами переходов в континуум приведет к асимметрии между спектральными кривыми поглощения и излучения. Эти авторы показали, что указанная асимметрия может приводить к AWI. Теория переходов, включающая континуальную (непрерывную) часть энергетического спектра атомной системы, была создана Fano (1961), Fano, Cooper (1968) и недавно вновь рассмотрена Knight et al. (1990). Heller, Popov (1976) предложили способ возбуждать переходы любого диапазона в непрерывном спектре, а экспериментальное подтверждение (Heller et al. 1981) обеспечило некоторую поддержку их теории. В эксперименте эти переходы осуществляются с помощью лазера, который обеспечивает достаточную мощность, чтобы индуцировать многофотонные переходы. Трудно, однако, контролировать все параметры в этих экспериментах: выводы из них остаются до сих пор предметом обсуждения.

**1.4. Почему - усиление и генерация без инверсии?** Здесь, пожалуй, подходящий момент обсудить причины, которые побуждают физиков заниматься проблемами AWI и LWI. В ранних работах AWI и LWI появлялись скорее как побочный продукт теоретического анализа, чем как цель исследования. Такое положение вещей скоро изменилось. Однако зачем все же пытаться искать схемы, которые приводят к получению когерентного излучения без инверсии? Что не так в обычных схемах? Причина становится очевидной, если мы попробуем представить сценарий, который привел бы к созданию рентгеновского или даже гамма-лазера. Довольно затруднительно создать инверсию заселенностей, используя некогерентную накачку на этих или более высоких частотах. Таким образом, дорога к высокочастотным лазерам недоступна при использовании стандартной некогерентной накачки. Другая возможность состоит в использовании раман-эффекта. Рамановские лазеры часто используются в инфракрасной области. Они возникают при когерентной накачке среды другим лазером и при этом не требуется инверсии заселенностей. В основе лежит механизм, включающий двухфотонные переходы, причем каждый фотон индуцирует, в общем случае, нерезонансный переход. В зависимости от конфигурации уровней генерируемое поле будет иметь низкую или высокую частоту (стоксово или антистоксово рассеяние соответственно). Проблема с рамановскими лазерами состоит в том, что они не извлекают энергию из нелинейной среды; среда служит лишь основой для процесса рассеяния, который приводит к передаче

когерентности и энергии от одного поля к другому полю. Это особенно ясно следует из того, что раман-лазер может работать при полном отсутствии атомов в верхнем состоянии.\*

Имея в виду эти замечания, мы можем теперь определить AWI как механизм, который ведет к усилению слабого пробного поля путем передачи энергии от сильного и когерентного возбуждающего поля (если оно есть), осциллирующего с частотой более низкой, чем частота пробного поля, а также путем извлечения энергии из материальной среды без предварительного требования инверсии заселенностей *между рабочими уровнями*. Заселенности, упоминаемые здесь - это «начальные» атомные заселенности, то есть те, которые достигаются при отсутствии взаимодействия с когерентными полями, в то время как все некогерентные процессы затухания и накачки остаются задействованными.

Например, в случае трехуровневой среды (см. рис.1), мы ищем усиление при  $N_1 > N_3$  и  $N_2 > N_3$ , и вся хитрость состоит в том, что если есть атомы в состоянии захвата, то для получения усиления необходимо, чтобы число атомов на оставшихся двух нижних уровнях ( $N_1 + N_2 - N_{\text{захв}}$ ) было меньше, чем число атомов на верхнем уровне. Таким образом достигается эффективная инверсия заселенностей и энергия может быть извлечена из материальной среды обычным образом. Эта ситуация обычно именуется скрытой инверсией.

**1.5. Недавняя история.** Несмотря на появление некоторых работ, упомянутых в разделе 1.2, имеющая первостепенную важность концепция атомной интерференции прошла незамеченной для большинства физиков-лазерщиков, хотя и оставалась объектом активных исследований в области физики многофотонных переходов. Настоящим же началом для изысканий в сфере LWI и AWI послужили две работы, опубликованные независимо друг от друга.

О. Кочаровская и Я.И.Ханин (Kocharovskaya, Khanin, 1986) приступили к систематическому изучению взаимодействия трехуровневой среды с импульсным когерентным монохроматическим и постоянным немонахроматическим полями. Ранее они обнаружили, что атомы могут быть захвачены в суперпозиционном состоянии типа (8) при взаимодействии трехуровневой среды с последовательностью лазерных импульсов, если выполняются следующие условия: во-первых, длительность импульса должна быть намного меньше периода низкочастотных колебаний  $2\pi/(\omega_2 - \omega_1)$  и, во-вторых, частота повторений импульсов должна быть кратной частоте низкочастотных колебаний. Такой захват приводит к уменьшению коэффициента поглощения среды. Наконец, было осознано (Kocharovskaya, Khanin, 1988), что в этой схеме может быть достигнут порог усиления. При этом подразумевается возбуждение низкочастотной когерентности между уровнями 1 и 2 среды (см. рис.1) посредством некоторого внешнего поля. Это приводит к условию в виде неравенства, которому должны удовлетворять различные времена релаксации и атомные заселенности. Harris (1989), следуя совершенно иной линии размышлений, предложил схему AWI, которая может работать в стационарном режиме. В этой схеме два верхних состояния находятся выше порога ионизации и распадаются *в один и тот же* континуум. Такая релаксация к общему континууму является источником интерференции, которая в конечном счете приводит к AWI. Очень скоро (Scully et al. 1989) было выяснено, что интерференционная схема Харриса может быть получена без обращения к автоионизованным состояниям и к описывающей их сложной теории. В одной из самых элегантных работ в этой области они показали, что AWI может возникать при интерференции двух каналов возбуждения в  $\Lambda$ -схеме (см.рис.1), когда низкочастотный переход возбуждается СВЧ полем и два пробных поля имеют одинаковую частоту  $\omega_3 - (\omega_2 - \omega_1)/2$ . Более того, их квантовомеханический анализ  $\Lambda$ -схемы может быть «инвертирован» и применен к

\* Более точно, в случае рассеяния Стокса не требуется инверсии заселенностей. При антистоксовом рассеянии небольшое количество энергии снимается с нижних двух уровней (в трехуровневой схеме) и требуется инверсия заселенностей между двумя нижними уровнями.

V-схеме. В этом случае теория предсказывает, что интерференция может приводить к наличию инверсии заселенностей без генерации света!

После этих первых публикаций последовал взрывной рост теоретических исследований, что привело к появлению в 1993 году трех работ, в которых сообщалось о чистом экспериментальном подтверждении AWI, хотя и в импульсном или переходном режиме. Эти результаты будут описаны ниже.

## 2. Формулировка теоретического подхода

Одна из проблем, связанных с AWI и LWI, состоит в том, что существует большой разрыв между простым описанием, приведенным в разделе 1.2 (которое, в принципе, правильное, но слишком упрощенное), и более строгим анализом. Недооценка этого разрыва привела к некоторому недопониманию, противоречиям и многим неверным результатам. Поскольку мы имеем дело с неустойчивыми атомными уровнями, не существует, по крайней мере пока, способа вывести самосогласованную теорию из первых принципов: некоторая примесь феноменологии неизбежна. Поэтому давайте теперь займемся тщательной формулировкой такого подхода, в рамках которого мы сможем описать среду из многоуровневых атомов, взаимодействующих с многокомпонентным когерентным полем, и выделим те пункты, которые отличаются от теории двухуровневых систем.

**2.1. Необратимая динамика.** Мы рассмотрим совокупность неустойчивых атомов, взаимодействующих с когерентными источниками, которые влияют на заселенности всех уровней. Естественным способом описания квантовых объектов является волновая функция Шредингера. С каждым атомом мы связываем волновую функцию, которая разлагается по ортогональному базису  $\Psi_a(t) = \sum_n C_a(n,t) \phi_a(n)$ . Наблюдаемыми, однако, являются билинейные произведения коэффициентов  $C_a(n,t)$ : вероятности  $C_a(n,t)C_a^*(n,t)$  и когерентности  $C_a(n,t)C_a^*(n',t)$ . Поэтому мы вводим матрицу плотности  $\rho(n,n',t) = \langle C_a(n,t)C_a^*(n',t) \rangle$ , где угловые скобки означают усреднение по всем атомам системы. Уравнение Шредингера приводит к уравнению фон Неймана для матрицы плотности  $i\hbar \partial \rho / \partial t = H\rho - \rho H$ . Матричными элементами  $\rho$  являются  $\rho(n,n',t)$ . Причина, по которой используется формализм матрицы плотности, непосредственно связана с тем фактом, что мы описываем неустойчивые атомные состояния. Феноменологические константы, такие как скорости затухания и накачки, концептуально гораздо проще вводить для наблюдаемых вероятностей и когерентностей, чем для волновых функций.

Для устойчивых атомов при отсутствии взаимодействий мы имеем из уравнения Шредингера  $\partial \rho_{pq} / \partial t = i(\omega_p - \omega_q) \rho_{pq}$ : заселенности не меняются, а когерентности осциллируют. Если ввести время жизни атома, то недиагональные матричные элементы будут демонстрировать затухающие колебания

$$\partial \rho_{pq} / \partial t |_{\text{исобр}} = [-\gamma_{pq} + i(\omega_p - \omega_q)] \rho_{pq}, \quad p \neq q. \quad (9)$$

При анализе необратимой динамики атомных заселенностей мы следуем традиционному формализму (см. превосходное описание Haken, 1970):

$$\partial \rho_{pp'} / \partial t |_{\text{исобр}} = -\sum_p \rho_{pp} W(p \rightarrow q) + \sum_q \rho_{qq} W(q \rightarrow p), \quad (10)$$

где сумма берется по всем атомным уровням. Это уравнение выражает тот факт, что на заселенность уровня  $p$  влияют два процесса: уменьшение заселенности уровня  $p$  вследствие переходов с уровня  $p$  на уровень  $q$  и увеличение заселенности уровня  $p$  через переходы с уровня  $q$  на уровень  $p$ . Эти процессы характеризуются вероятностью перехода  $W(p \rightarrow q)$ . Вероятность перехода связана с двумя свойствами. Переход  $p \rightarrow q$  возможен только тогда, когда есть атомы в состоянии  $p$ .

Следовательно,  $W(p \rightarrow q)$  должна быть пропорциональна  $N_p$  - заселенности уровня  $p$ . Скорость, с которой эти переходы происходят в макроскопическом атомарном образце, характеризуется, по определению, временем релаксации заселенностей для этого перехода. Мы определим это время релаксации через соотношение

$$W(p \rightarrow q) \equiv N_q/T_1^{pq}. \quad (11)$$

Еще одно свойство, которое нам понадобится, но которое совсем не очевидно, состоит в том, что время релаксации заселенностей  $T_1^{pq}$  равно  $T_1^{qp}$ . Это следует из неравновесной статистической механики и соответствующий анализ мы здесь воспроизводить не будем. Используя эти результаты, мы можем записать

$$\partial \rho_{pp} / \partial t|_{\text{исобр}} = -\sum_q \rho_{pp} N_q / T_1^{pq} + \sum_q \rho_{qq} N_p / T_1^{qp} = -\sum_{q \neq p} (\rho_{pp} N_q - \rho_{qq} N_p) / T_1^{qp} \equiv R_p. \quad (12)$$

Ясно, что величины  $N_p$ , введенные в динамику заселенностей, являются теми переменными, в терминах которых мы хотим выразить условие усиления, поскольку в стационарном состоянии решением уравнения (12) является  $\rho_{pp} = N_p$ . Существенным результатом для обсуждения этих условий усиления является соотношение между временами релаксации заселенностей и поляризации. Скорость релаксации поляризации определяется через соотношение (Haken, 1970)

$$\gamma_{pq} \equiv 1/T_2^{pq} = 1/2 \sum_k [W(p \rightarrow k) + W(q \rightarrow k)]. \quad (13)$$

Сумма по всем состояниям не ограничена и  $W(p \rightarrow q)$  - действительные положительные коэффициенты, которые описывают процесс разрушения фазы вследствие виртуальных переходов. Эти переходы возникают как диагональные процессы более высокого порядка, такие как  $p \rightarrow q \rightarrow p$ ; они не влияют на заселенности, но меняют когерентности. Используя это определение, можно легко вывести фундаментальное неравенство, связывающее времена релаксации

$$2\gamma_{pq} = \sum_k [W(p \rightarrow k) + W(q \rightarrow k)] \geq \sum_{k \neq p} W(p \rightarrow k) + \sum_{k \neq q} W(q \rightarrow k), \quad (14)$$

что эквивалентно

$$2/T_2^{pq} \geq \sum_{k \neq p} N_k / T_1^{qk} + \sum_{k \neq q} N_k / T_1^{pk}. \quad (15)$$

Это неравенство устанавливает соотношение между временами релаксации и атомными заселенностями. Например, при увеличении заселенности верхнего уровня в трехуровневой среде увеличивается скорость релаксации между остальными двумя уровнями и поэтому соответствующая когерентность уменьшается. Если мы рассмотрим вырожденный случай, когда все времена релаксации заселенностей равны ( $T_1^{pk} \equiv T_1$ ) и равны все времена релаксации когерентности ( $T_2^{pk} \equiv T_2$ ), то из уравнения (15) непосредственно следует, что  $2/T_2 \geq (1+N_k)/T_1$ . Поэтому мы имеем ограничение  $3/T_2 \geq 2/T_1$  вместо  $2/T_2 \geq 1/T_1$  для двухуровневой среды.

**2.2. Полная динамика.** Обратимая часть динамики следует из уравнений Гамильтона, которые приводят к уравнению фон Неймана

$$i\hbar \partial \rho / \partial t|_{\text{обр}} = [H, \rho]. \quad (16)$$

Добавляя необратимую динамику к гамильтоновой динамике, мы получаем описание взаимодействия света с веществом. Поскольку решающим моментом, на который нацелено наше обсуждение, является возможность осуществления атомной интерференции, то будет достаточно полуклассической теории взаимодействия света с веществом, в которой вещество трактуется квантовомеханически, а поле классическое.

В этом обзоре мы рассмотрим только проблему AWI, поскольку есть лишь

несколько работ, касающихся LWI, и экспериментальные результаты пока сфокусированы на получении усиления в системах без инверсии.

### 3. Теоретические результаты.

**3.1. Простая  $\Lambda$ -схема.** Рассмотрим сначала  $\Lambda$ -схему на рис.1. Чтобы сформулировать задачу, мы рассмотрим среду, активным компонентом которой являются трехуровневые атомы. Они однородно распределены в образце и все атомы эквивалентны (приближение твердого тела Эйнштейна). В эту среду запускается поле, составленное из двух монохроматических волн,

$$E_a = \mathcal{E}_a \exp(-i\omega_a t + ik_a z) + \mathcal{E}_a^* \exp(i\omega_a t - ik_a z),$$

и

$$E_b = \mathcal{E}_b \exp(-i\omega_b t + ik_b z) + \mathcal{E}_b^* \exp(i\omega_b t - ik_b z).$$

Поле  $E_a$  имеет частоту  $\omega_a$  близкую к  $\omega_3 - \omega_1$ , а поле  $E_b$  имеет частоту  $\omega_b$  близкую к  $\omega_3 - \omega_2$ . Среда не ограничена в направлении распространения поля, поскольку все, что мы ищем - это условие усиления. Для работы лазера потребовалось бы дополнительное усложнение в виде резонатора с нелинейной обратной связью. Поскольку поле распространяется в среде, оно взаимодействует с атомами, причем это взаимодействие пропорционально матричному элементу электрического дипольного момента между состояниями 3 и 1 для поля  $E_a$  и между состояниями 3 и 2 для поля  $E_b$ . Эти переходы индуцируют когерентности, а также изменения заселенностей в соответствии с гамильтоновой частью оператора эволюции, описываемой уравнением (16). Необратимая составляющая просто добавляется к гамильтоновой эволюции. Поскольку  $\mathcal{E}$  - медленно меняющаяся амплитуда (изменения на масштабе оптической частоты и волнового вектора уже были вынесены в отдельный множитель), то мы будем иметь дело также и с медленно меняющейся огибающей для когерентностей:  $\sigma_{31} = \rho_{31} \exp(i\omega_a t)$ ,  $\sigma_{32} = \rho_{32} \exp(i\omega_b t)$  и  $\sigma_{21} = \rho_{21} \exp[i(\omega_a - \omega_b)t]$ . Для поля мы берем уравнения Максвелла и используем для их упрощения то обстоятельство, что амплитуды медленно изменяются во времени и пространстве. В конце концов, система описывается следующими уравнениями (Кочаровская, Мандель, 1990):

$$\partial\alpha/\partial t + 1/c_a \partial\alpha/\partial z + \kappa_a \alpha = (2\pi i N \omega_a |\mu_{31}|^2 \sigma_{31}) / c_a \hbar, \quad (17)$$

$$\partial\beta/\partial t + 1/c_b \partial\beta/\partial z + \kappa_b \beta = (2\pi i N \omega_b |\mu_{32}|^2 \sigma_{32}) / c_b \hbar, \quad (18)$$

$$\partial\sigma_{31}/\partial t = -\sigma_{31}[\gamma_{31} + i(\omega_3 - \omega_1 + \omega_a)] + i(\alpha n_{13} + \beta \sigma_{21}), \quad (19)$$

$$\partial\sigma_{32}/\partial t = -\sigma_{32}[\gamma_{32} + i(\omega_3 - \omega_2 + \omega_b)] + i(\alpha \sigma_{12} + \beta n_{23}), \quad (20)$$

$$\partial\sigma_{21}/\partial t = -\sigma_{21}[\gamma_{21} + i(\omega_2 - \omega_1 + \omega_a - \omega_b)] + i(\beta^* \sigma_{31} + \alpha \sigma_{23}), \quad (21)$$

$$\partial\rho_{11}/\partial t = R_1 + 2 \operatorname{Im}(\alpha \sigma_{13}), \quad \partial\rho_{22}/\partial t = R_2 - 2 \operatorname{Im}(\beta \sigma_{23}), \quad (22)$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  пропорциональны полям  $\mathcal{E}_a$  и  $\mathcal{E}_b$  соответственно. Функции  $R_p$  определены уравнением (12), а  $n_{pq} \equiv \rho_{pp} - \rho_{qq}$ . Уравнения (17) и (18) описывают распространение двух полей в среде, в условиях, когда каждое поле возбуждает один атомный переход. Уравнения (19)-(21) описывают эволюцию атомной когерентности или поляризации под действием поля и некогерентных процессов. Наконец, уравнение (22) описывает динамику заселенностей ( $\operatorname{Tr}(\rho)=1$ ) под одновременным влиянием распространяющегося в среде поля и некогерентных процессов. Поскольку мы имеем дело с задачей о распространении, то естественным будет искать решения в виде нормальных волн, то есть  $\alpha, \beta \propto$



$\propto \exp(-i\omega t + ikz)$ . При таком предположении  $\sigma_{31}$  и  $\sigma_{32}$  также будут пропорциональны  $\exp(-i\omega t + ikz)$ . Тогда можно определить

$$\text{col}(\alpha, \beta, \sigma_{31}, \sigma_{32}) = \text{col}(a, b, s_{31}, s_{32}) \exp(-i\omega t + ikz), \quad (23)$$

где  $\text{col}(a, b, \dots)$  обозначает вектор-столбец, компонентами которого являются  $a, b, \dots$ . В уравнении (23)  $\omega$  - действительная величина, а  $k$  определится из дисперсионного соотношения  $k=k(\omega)$ , которое еще нужно вывести. Подставив выражение (23) в уравнения (17)-(22), мы получим систему уравнений для амплитуд. Они допускают стационарное решение. Решив алгебраические материальные уравнения для элементов матрицы плотности и подставив результат в оба уравнения для поля, получаем однородные уравнения для  $a$  и  $b$ :  $A_{11}a + A_{12}b = 0$ ,  $A_{21}a + A_{22}b = 0$ . Условие совместности  $A_{11}A_{22} = A_{12}A_{21}$  является дисперсионным соотношением  $k=k(\omega)$ . Если дисперсионное соотношение удовлетворяется, то его решение может быть записано в виде выражения для отношения двух усиленных полей. Дисперсионное соотношение является комплексным, так что волновое число  $k$  также комплексное. Если  $\text{Im}(k) > 0$  то решение (23) будет затухающим при возрастании  $z$ ; поле постепенно поглощается средой. Однако если  $\text{Im}(k) < 0$  то решение (23) возрастает экспоненциально с ростом  $z$  и поле усиливается. В центре линии  $\omega_3 - \omega_1 + \omega_a - \omega = \omega_3 - \omega_2 + \omega_b - \omega = 0$  и для пренебрежимых потерь  $\kappa_a = \kappa_b = 0$ , условие усиления принимает вид

$$|\sigma_{21}|^2 \equiv |\rho_{21}|^2 > (\rho_{11} - \rho_{33})(\rho_{22} - \rho_{33}). \quad (24)$$

Таким образом, в этой схеме ключевую роль играет низкочастотная когерентность  $\sigma_{21}$ . Очень просто убедиться, что на пороге, то есть при  $|\rho_{21}|^2 = (\rho_{11} - \rho_{33})(\rho_{22} - \rho_{33})$  мы имеем  $\sigma_{13} = \sigma_{23} = 0$ , и получаем следующие решения задачи на собственные значения  $\rho\Psi = \Lambda\Psi$ :

$$\Lambda_1 = \rho_{33}, \quad \Psi_1 = -(\rho_{22} - \rho_{33})^{1/2}\varphi_1 + (\rho_{11} - \rho_{33})^{1/2}\varphi_2 \propto \beta\varphi_2 + \alpha\varphi_1, \quad (25)$$

$$\Lambda_2 = 1 - 2\rho_{33}, \quad \Psi_2 = +(\rho_{22} - \rho_{33})^{1/2}\varphi_1 + (\rho_{11} - \rho_{33})^{1/2}\varphi_2 \propto \alpha\varphi_2 - \beta\varphi_1, \quad (26)$$

$$\Lambda_3 = \rho_{33}, \quad \Psi_3 = \varphi_3, \quad (27)$$

где  $\varphi_j = \text{col}(\delta_{1j}, \delta_{2j}, \delta_{3j})$  - невозмущенные атомные состояния. Состояние  $\Psi_2$ , очевидно, является обобщением состояния захвата, введенного в разделе 1.2; действительно, отсутствуют переходы между этим состоянием и верхним уровнем  $\Psi_3$ . Состояние  $\Psi_1$  является дополнительным к состоянию захвата; атомы, приготовленные в  $\Psi_1$ , могут взаимодействовать с верхним состоянием. Собственные значения показывают, однако, что на пороге оба состояния заселены одинаково, что означает прозрачность по отношению к излучению!

Теперь, по порядку, два замечания. Первое: было показано (Kocharovskaya et al. 1991b), что условие (24) эквивалентно условию инверсии заселенности между состояниями  $\Psi_3$  и  $\Psi_1$ . Второе и наиболее важное: вышеприведенный анализ представляет собой подходящий случай для изучения опасностей, возникающих при исследовании устойчивости в линейном приближении. Присмотревшись внимательнее к полученным результатам, можно легко заметить, что если усиление достигается в такой  $\Lambda$ -схеме, то решена проблема *вечного двигателя*. Требуется нелинейный анализ для доказательства того, что порог (24) не может быть достигнут при конечной интенсивности пучка: он является асимптотической верхней границей и когерентный свет не может быть усилен, если в верхнем состоянии меньше атомов, чем в любом из нижних. Из этого анализа выделим два момента: во-первых, для получения AWI в такой схеме требуется дополнительный источник когерентности; во-вторых, хотя усиление не может быть получено в

этой схеме, нелинейный анализ показывает, что поглощение может быть радикально уменьшено. В некотором предельном случае было показано (Kocharovskaya, Mandel, 1990), что в стационарном режиме интенсивность поля удовлетворяет закону типа

$$dI/dz \propto -I[1 + I(3I_s + 1/I_c)], \quad I_c/I_s = \gamma_{21}T_1^{32}, \quad (28)$$

где  $I_s$  - обычная интенсивность насыщения, а  $I_c$  - интенсивность когерентности. Вполне возможен случай, когда  $I_c/I_s \ll 1$  и  $I_0 \gg I_c$ , что приводит к когерентному просветлению (так называемая электромагнитно индуцированная прозрачность) при низкой интенсивности, в противоположность просветлению насыщения, которое потребовало бы довольно большой начальной мощности  $I_0 \gg I_s$ .

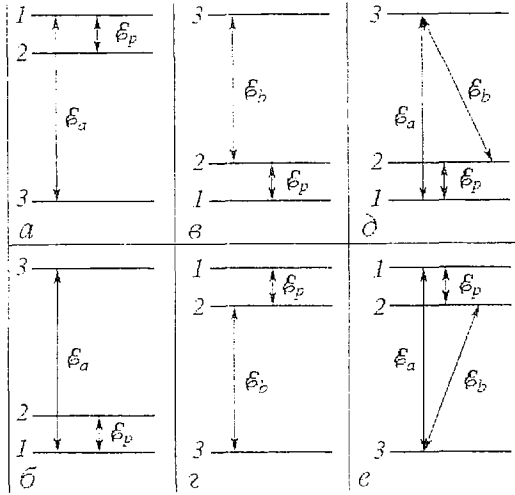


Рис. 2. Шесть возможных конфигураций трехуровневой среды, взаимодействующей с одним мощным полем накачки и одним или двумя слабыми пробными полями; все переходы являются резонансными

**3.2.  $\Lambda$ -схема под внешним воздействием.** В заключение предыдущего раздела было указано, что требуется дополнительный источник когерентности. Для трехуровневой системы может быть реализовано несколько различных схем. На рис. 2 показаны все возможные схемы с резонансными переходами, включающими сильное поле накачки и одно или два слабых пробных поля (probe fields). В качестве иллюстрации можно рассмотреть  $\Lambda$ -схему под внешним воздействием (рис. 2, д) которая включает в себя как частный случай  $h$ -схему (рис. 2, б). Уравнения поля (17) и (18) не изменяются. Материальные уравнения выглядят теперь следующим образом:

$$\partial \sigma_{31} / \partial t = -\sigma_{31} [\gamma_{31} + i(\omega_3 - \omega_1 + \omega_a)] + i(\alpha n_{13} + \beta \sigma_{21} - \gamma_p \sigma_{32}), \quad (29)$$

$$\partial \sigma_{32} / \partial t = -\sigma_{32} [\gamma_{32} + i(\omega_3 - \omega_2 + \omega_b)] + i(\alpha \sigma_{12} + \beta n_{23} - \gamma_p^* \sigma_{31}), \quad (30)$$

$$\partial \sigma_{21} / \partial t = -\sigma_{21} [\gamma_{21} + i(\omega_2 - \omega_1 + \omega_a - \omega_b)] + i(\beta^* \sigma_{31} + \alpha \sigma_{23} + \gamma_p n_{12}), \quad (31)$$

$$\partial \rho_{11} / \partial t = R_1 + 2 \operatorname{Im}(\alpha \sigma_{13} + \gamma_p \sigma_{12}), \quad \partial \rho_{22} / \partial t = R_2 - 2 \operatorname{Im}(\beta \sigma_{23} - \gamma_p \sigma_{12}), \quad (32)$$

где  $\gamma_p$  пропорциональна амплитуде поля накачки  $E_p$ . В линейном режиме мощное поле накачки можно рассматривать как постоянное. В нелинейной теории оно также будет описываться уравнением распространения, аналогичным (17). Линейный анализ устойчивости проводится точно так же, как и для уравнений (17)-(23) и дает условие усиления, которое может быть проверено двумя способами.

**3.2.1. Первый механизм.** Если оба перехода  $1 \leftrightarrow 3$  и  $2 \leftrightarrow 3$  дипольно разрешены, существуют два возможных механизма, посредством которых может быть осуществлено  $\Lambda$ WI. Первый приводит к условию (24) для низкочастотной когерентности. Разница, однако, состоит в том, что в этом случае все матричные элементы оператора плотности зависят от поля накачки, так что условие, согласно которому низкочастотная когерентность  $\sigma_{21}$  должна быть больше некоторой нижней границы, превращается в условие для амплитуды поля накачки. В явной форме нормированная амплитуда накачки  $x = |R \gamma_p / \gamma_{21}|$  должна удовлетворять неравенствам  $x_{-} < x < x_{+}$ , где  $x_{\pm}$  - действительные корни уравнения

$$x^2 + x(N_{13} + N_{23} - N_{12}^2\gamma_{21}/R) + N_{13}N_{23} = 0, \quad (33)$$

где  $N_{pq} = N_p - N_q$ , а  $R$  определяется из соотношения

$$R = 2(N_{13}T_1^{12}T_1^{23} + N_{23}T_1^{21}T_1^{13})/(N_1T_1^{23} + N_2T_1^{31} + N_3T_1^{21}). \quad (34)$$

Если предположить, что  $\gamma_{31} = \gamma_{32}$ , то можно показать, используя неравенство (15), что  $x < x_+$  и, следовательно, имеется область существования АWІ. Заметим, что если бы мы воспользовались только неравенством для двухуровневой среды  $2/T_2^{12} \geq 1/T_1^{12}$ , то обнаружили бы, что  $x > x_+$  и АWІ невозможно. Это показывает, насколько критично неравенство (15). Это указывает также на то, что область в пространстве параметров, в которой существует АWІ, довольно мала. Учитывая связь, установленную между условием усиления (24) и состояниями захвата и взаимодействия, легко понять, что в данной схеме поле накачки возбуждает в системе низкочастотную когерентность, необходимую для достижения порога, путем приготовления нужного количества атомов в состоянии захвата.

**3.2.2. Второй механизм.** Если один из переходов  $1 \leftrightarrow 3$  или  $2 \leftrightarrow 3$  запрещен, то возможен только второй механизм АWІ. Предположим, что разрешен переход  $1 \leftrightarrow 3$ . В этом случае второй механизм описывается следующей последовательностью элементарных процессов: низкочастотное поле, вследствие наличия связи с разностью заселенностей  $n_{12}$ , индуцирует низкочастотную когерентность  $\sigma_{12}$ ; низкочастотная когерентность в паре с оптическим полем  $\alpha$  индуцирует оптическую когерентность  $\sigma_{23}$  на запрещенном переходе; когерентность  $\sigma_{23}$  в паре с полем накачки  $\gamma_p$  индуцирует оптическую когерентность  $\sigma_{31}$ ; оптическая когерентность  $\sigma_{31}$  является источником поля  $\alpha$  в уравнении распространения.

Посредством этой последовательности процессов, которая объединяет антистоксово рассеяние и квантовую интерференцию, поле накачки устанавливает когерентность между состояниями 2 и 3, несмотря на отсутствие разрешенного перехода. Условие усиления для этого процесса

$$|\gamma_p|^2 > N_{13}\gamma_{12}\gamma_{23}/(N_{12} - R\gamma_{23}). \quad (35)$$

Необходимым условием для достижения усиления является  $N_{12} > R\gamma_{23}$ , которое включает начальные заселенности и четыре скорости релаксации. Было показано (Kocharovskaya, Mandel, 1991), что условие усиления (35) может выполняться без инверсии заселенностей. Основной вопрос, касающийся этой схемы, состоит в том, что условие (35) не соответствует инверсии заселенностей ни в базисе одетых (dressed) состояний, ни в каком-либо другом базисе, который может быть найден здесь. Вопрос об источнике усиления в этом случае остается открытым.

Из рис. 2 ясно, что может быть много других резонансных схем. Существуют также вырожденные схемы, нерезонансные схемы, а также схемы, включающие состояния из непрерывного спектра. Этот обзор не слишком подходящее место для исчерпывающего описания вариантов схем; не сможем мы также упомянуть всех ученых, внесших свой вклад в эту область исследований, даже путем простого перечисления и комментирования их работ (особенно если учесть, что еще идут споры и обмен выпадами по поводу того, кто что сделал и кто сделал это первым!). Поэтому мы приводим длинный список ссылок в конце обзора, который поможет заинтересованному читателю войти в курс исследований в этой области.

Следует отметить еще одно ограничение, касающееся этого обзора. Мы сконцентрировали наше внимание на АWІ, пренебрегая вопросами, связанными с LWІ. Произошло это потому, что только малая часть работ связана с теорией лазера без инверсии и до сих пор нет никаких экспериментальных подтверждений. Первой работой, в которой последовательным образом были получены нелинейные уравнения, предсказывающие стационарное LWІ, была статья Kocharovskaya et al. (1990a). Agarwal (1991a) вычислил ширину линии LWІ и показал, что она может быть уже, чем в обычном лазере. Наконец, в недавней работе (Che-

gi. Walls, 1992) было показано, что LWI может быть также источником субпуассоновской статистики и сжатого света.

#### 4. Экспериментальные результаты

Первое сообщение об экспериментальном наблюдении AWI было сделано Gao et al. (1992). В эксперименте были использованы атомы натрия, компоненты сверхтонкой структуры которого  $F=2$  и  $1$  основного состояния  $^3S_{1/2}$  были связаны с возбужденным состоянием  $^3P_{1/2}$  посредством интенсивного поля накачки с длиной волны  $589.6$  нм. Наличие усиления проверялось с помощью слабого перестраиваемого поля в частотной области, близкой к  $589$  нм. Статус этого эксперимента до сих пор расплывчат, поскольку сообщение о наличии усиления не сопровождалось ясным доказательством отсутствия инверсии. Однако он заслуживает упоминания, поскольку стимулировал дальнейшие исследования.

Первым несомненным свидетельством существования AWI стала работа Nottelmann et al. (1993). Эти авторы использовали схему, основанную на когерентности Зеемана, как показано на рис. 3. Это обобщение  $\Lambda$ -схемы с тремя нижними уровнями, которые связаны с одним верхним. Атомы находятся в постоянном магнитном поле. Энергия уровней в этом случае  $E_1 = \hbar(\omega_2 - \Omega)$ ,  $E_2 = \hbar\omega_2$ ,  $E_3 = \hbar(\omega_2 + \Omega)$  и  $E_4 = \hbar(\omega_2 + \omega_a)$ , откуда атомная частота определяется, как  $\omega_4 - \omega_2$ , а ларморовская частота равна  $\Omega = |\omega_1 - \omega_2| = g\mu_B B / \hbar$ . Суть эксперимента состоит в следующем. Низкочастотная когерентность  $\rho_{13}$  создается с помощью периодической последовательности пикосекундных импульсов с периодом повторения  $T_p$ , которая возбуждает только  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  переходы и обеспечивает, таким образом, источник интерференции. После каждого импульса низкочастотная когерентность  $\rho_{13}$  осциллирует с частотой  $2\Omega$ . С целью обеспечения хорошего контроля за экспериментальной ситуацией, магнитное поле выбиралось таким образом, чтобы  $\pi/\Omega = T_p/n$ ,  $n = 1, 2$  или  $4$ . Тестовый пикосекундный импульс, аналогичный импульсам последовательности, следовал за последним импульсом цуга с задержкой  $T_p/4$ . В зависимости от значения  $n$  возможны три ситуации.

(1) Если  $n=1$ , тестовый импульс приходит в тот момент, когда  $\text{Re}(\rho_{13})=0$ , и ослабляется, поскольку только  $\text{Re}(\rho_{13})$  вносит вклад в передачу энергии и нет инверсии заселенностей. На самом деле в этом эксперименте никогда не достигается инверсия, в том смысле, что всегда выполняется неравенство  $\rho_{kk} < \rho_{44}$ ,  $k=1, 2, 3$ .

(2) Если  $n=2$ ,  $\text{Re}(\rho_{13})$  положительна и максимальна, что приводит даже к более сильному ослаблению, чем в случае  $n=1$ .

(3) Если  $n=4$ ,  $\text{Re}(\rho_{13})$  отрицательна и минимальна, что приводит к максимуму усиления.

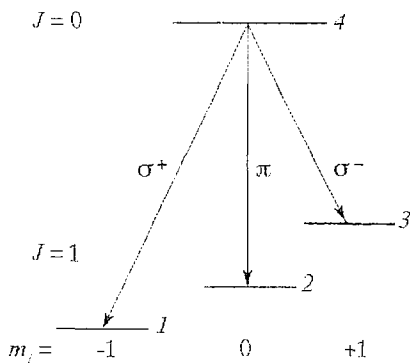


Рис.3. Уровни энергии атома самария и схема возбуждения (по работе Nottelmann et al. 1993)

Однако за время  $T_p/4$  оптические когерентности  $\rho_{14}$  и  $\rho_{34}$  релаксируют практически полностью и заселенность верхнего уровня  $4$  также частично релаксирует. Поскольку усиление пропорционально заселенности верхнего уровня, полезно компенсировать релаксацию верхнего уровня, но без создания инверсии. Восполняющий заселенность пикосекундный импульс посылается в систему прямо перед приходом тестового. Этот заселяющий импульс имеет поляризацию, ортогональную к поляризации других импульсов, так что он возбуждает только  $\pi$  переход, не

влияя на два  $\sigma$  перехода. Типичное значение времени в эксперименте  $T_p = 13.214$  нс, заселяющий импульс посылается за 175 пс до тестового. Инверсии удастся избежать с помощью тщательного контроля за площадью каждого импульса. Экспериментальные результаты приведены на рис. 4, который отображает интенсивность тестового импульса в зависимости от времени. На рис. 4 каждая кривая является средней по 16 одиночным кривым, а каждая одиночная кривая является средней по 5500 тестовым импульсам. Такая процедура использовалась для исключения флуктуаций.

Второй эксперимент, в котором было получено AWI, был выполнен Fry et al. (1993) с использованием  $D_1$  линии атомарного натрия. Структура очень сложная, как показывает рис. 5, а. Однако основную идею эксперимента легко понять с помощью обобщенной диаграммы на рис. 5, б. Здесь также используются два мощных поля для возбуждения переходов  $^3S_{1/2}(F=2) \rightarrow ^3P_{1/2}(F=2)$  и  $^3S_{1/2}(F=1) \rightarrow ^3P_{1/2}(F=2)$ . Сны являются источниками когерентности между двумя нижними уровнями  $b$  и  $b'$  и служат для перевода атомов в состояние захвата  $\Psi_{\text{захв}} \propto (\phi_b - \phi_{b'})$  (предполагается, что частоты Раби  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$  равны). На данной экспериментальной установке это проверялось путем включения и выключения одного из полей. В результате выключения одного поля другое ослабляется, так как атомы в состоянии захвата снова могут взаимодействовать с оставшимся полем и поглощать его, поскольку нет инверсии заселенностей. Этот переходный процесс длится до тех пор, пока не будет достигнуто новое стационарное состояние. Таким образом, процесс интерференции ловит атомы в состояние захвата только в присутствии обоих полей. Затем прикладывается слабое поле, влияющее на заселенность - для того чтобы перевести атомы в верхнее состояние  $a$  (см. рис. 5, б), но без создания инверсии. В результате наблюдается переходное AWI на частотах  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$  до тех пор, пока перераспределение атомов по энергетическим уровням не приведет к уменьшению интенсивности вследствие обычного поглощения. Чтобы подтвердить роль интерференции, аналогичный эксперимент был проведен при выключенном поле  $\Omega_2$  во время действия заселяющего поля. Общим результатом явилось ослабление поля  $\Omega_1$ , что подтверждает существенную роль двух полей в индуцировании атомной интерференции посредством низкочастотной когерентности. Хотя простая модель на рис. 5, б является полезной, тщательный анализ и изучение эксперимента требует рассмотрения всей диаграммы, изображенной на рис. 5, а.

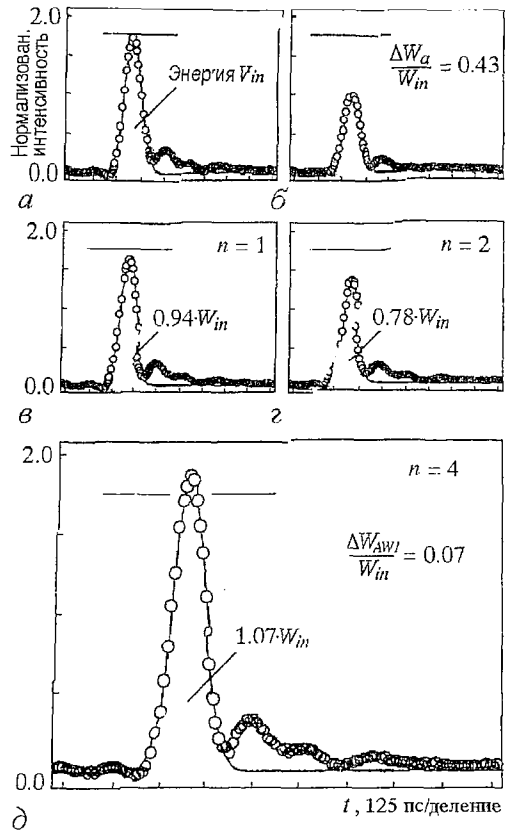


Рис. 4. Экспериментальные результаты, полученные на самарии: интенсивность тестового импульса в зависимости от времени (из Notelmann, A., Peters, C., Lang, W. 1993, Phys.Rev.Lett., 70, 1783, с разрешения авторов). а - магнитное поле выбрано таким образом, что наводится электромагнитная прозрачность; б - поглощение тестового импульса в отсутствие подготовительных импульсов; в - магнитное поле таково, что выполняется условие  $\pi/\Omega = T_p$  - слабое поглощение; г - магнитное поле таково, что  $\pi/\Omega = T_p/2$  - сильное поглощение; д - магнитное поле таково, что  $\pi/\Omega = T_p/4$  - AWI

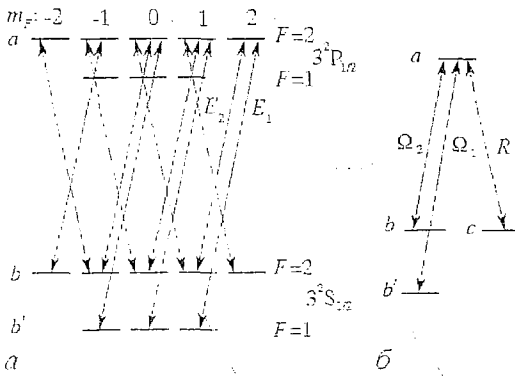


Рис. 5. Уровни энергии атома натрия и схемы возбуждения: *a* - полная схема; *b* - принцип эксперимента (по работе Fry et al. 1993])

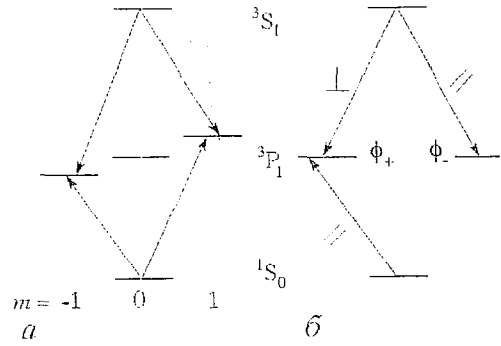


Рис. 6. Диаграмма энергетических уровней кадмия: *a* - энергетические уровни в отсутствие полей; *b* - энергетические уровни суперпозиционных состояний (по работе van der Veer et al. 1993)

Заметим, что здесь также заселяющее поле развязано относительно переходов, возбуждаемых сильными полями, за счет использования поляризации поля: сильные и слабое поля в этом эксперименте имеют противоположные поляризации.

Третье экспериментальное подтверждение AWI было предложено в работе van der Veer et al. (1993), где использовались пары кадмия в магнитном поле (рис. 6). Линейно поляризованный импульс  $P_1$  возбуждает основное состояние  $5s^2 \ ^1S_0$  в когерентную суперпозицию состояний  $5s5p \ ^3P_1$  с  $m=\pm 1$ , соответствующие энергии равны  $E_{+1}$  и  $E_{-1}$ , а волновые функции -  $\varphi_{m=\pm 1}$ . В этом эксперименте состояние  $P_1$  с  $m=0$  не играет никакой роли. Расщепление производится магнитным полем. Заметьте, что в данном случае мы имеем V-схему, а не обычную  $\Lambda$ -схему. Импульс  $P_1$  возбуждает два суперпозиционных состояния  $\varphi_{\pm} \propto \varphi_{m=1} \pm \varphi_{m=-1}$ . Взаимодействующим в этом случае будет состояние  $\varphi_+$ , а  $\varphi_-$  - невзаимодействующим. Два подуровня состояния  $P_1$  возбуждаются одним и тем же широкополосным импульсом. Идентичный результат может быть достигнут при использовании резонансного бихроматического поля. Следует отметить, что такой способ приготовления состояний реализует в точности те условия, которые приводят к вероятности перехода (5). Поэтому здесь имеют место осцилляции между двумя состояниями  $\varphi_+$  и  $\varphi_-$  с низкой частотой  $(E_{+1} - E_{-1})/\hbar$ . В тот момент, когда  $\varphi_+$  заселен, а  $\varphi_-$  - пуст, второй импульс света  $P_2$  с поляризацией, перпендикулярной поляризации импульса  $P_1$ , переводит часть атомов  $\varphi_+$  в верхнее состояние  $5s5p \ ^3S_1$  и слабое пробное поле связывает  $^3S_1$  и  $\varphi_-$  состояния. Сложность этого эксперимента состоит во временном контроле за последними двумя импульсами по отношению к первому. В частности, для доказательства существования AWI задержка и мощность второго импульса должны поддерживаться такими, чтобы не создавалась инверсия заселенностей между уровнями  $^3S_1$  и  $^3P_1$ , в то время как пробный импульс должен попасть в систему в тот момент, когда атомы находятся в  $\varphi_-$  состоянии.

## 5. Полезная идея?

Лазер без инверсии заселенностей, но с постоянной выходной интенсивностью (Kocharovskaya et al. 1990), остается до сих пор недостигнутой целью. Однако AWI и LWI принадлежат молодой области исследований, в которой когерентные поля служат для манипуляции атомами и для использования

интерференции атомных волновых функций. Возьмем, к примеру, ряд недавних сообщений о получении электромагнитно индуцированной прозрачности (Nakuta et al. 1991, Boller et al. 1991 и Field et al. 1991). В этих экспериментах не было получено усиление (и не ожидалось), однако достигнуто радикальное уменьшение поглощения вследствие происходящих когерентных процессов, как и было предсказано (Kocharovskaya, Khanin, 1986). Было показано (Harris 1993), что метод согласованных импульсов может привести к строго нулевому поглощению для среды, которая в обычном случае является оптически плотной. Был предсказан и другой эффект (Scully 1991): среда может быть приготовлена в таком состоянии, что частоты, на которых исчезает поглощение и показатель преломления достигает максимума, совпадают. Это может вести к экзотическим приложениям типа лазерного ускорителя или детектора сверхслабых магнитных полей.

В каждом из этих примеров используется внешний источник для возбуждения подходящей комбинации атомных состояний, в которой волновая природа материи может быть использована для создания состояний с неожиданными свойствами. Сюрприз состоит в том, что *классические* поля могут *спонтанно* создавать эти комбинированные состояния. Когерентная оптика постепенно прокладывает путь когерентной атомике.

*Я хочу выразить мою благодарность Ольге Кочаровской за ее помощь в подготовке некоторых частей этой рукописи, и П. Найту за мудрые советы. Эта работа была поддержана частично Национальным Фондом Научных Исследований (Fonds National de la Recherche Scientifique, Бельгия) и программой Межуниверситетский Полюс Притяжения (Interuniversity Attraction Pole) правительства Бельгии.*

*перевод И.Р. Сатаева*

## References

- Agarwal G.S. 1991a, Phys. Rev. Lett., **67**, 980.  
 Agarwal G.S. 1991b, Phys. Rev. A, **44**, R28.  
 Agarwal G.S., Ravi S., Cooper J. 1990a, Phys. Rev. A, **41**, 4721.  
 Agarwal G.S., Ravi S., Cooper J. 1990b, Phys. Rev. A, **41**, 4727.  
 Alzetta G., Gozzini A., Moi L., Orriols G. 1976, Nuovo Cim.B, **36**, 5.  
 Arimondo E., Orriols G. 1976, Nuovo Cim.Lett.**17**, 333.  
 Arkhipkin V.G., Heller Yu.I. 1983, Phys. Lett.A, **98**, 12.  
 Bachau H., Lyras A., Lambropoulos P. 1991, Optics Commun., **83**, 331.  
 Bhanu Prasad G., Agarwal G.S. 1991, Optics Commun., **86**, 409.  
 Boller K.-J., Imamoglu A., Harris S.E. 1991, Phys. Rev. Lett., **66**, 2593.  
 Basile S., Lambropoulos P. 1990, Optics Commun., **78**, 163.  
 Bergou J.A., Bogar P. 1991, Phys. Rev. A, **43**, 4889.  
 Block V.R., Krochic G.M. 1990, Phys. Rev. A, **41**, 1517.  
 Block V.R., Krochic G.M. 1991a, Phys. Rev. A, **44**, 2036.  
 Block V.R., Krochic G.M. 1991b, Optics Commun., **82**, 309.  
 Cohen-Tannoudji C., Reynaud S. 1977, J.Phys. B, **10**, 365.  
 Cohen-Tannoudji C., Zambon B., Arimondo E. 1993, J.Opt. Soc.Am.B, **10**, 2107.  
 Dimov S.S., Pavlov L.I., Stamenov K.V., Heller Yu.I., Popov A.K. 1983, Appl.Phys. B, **30**, 35.  
 Doss H.M., Narducci L.M., Scully M.O., Gao, J. 1993, Optics Commun., **95**, 57.  
 Dowling J.P., Bowden C.M. 1993, Phys. Rev. Lett., **70**, 1421.  
 Fano U. 1961, Phys. Rev. A, **16**, 1866.  
 Fano U., Cooper J.W. 1968, Rev. Mod. Phys., **40**, 441.  
 Fearn H., Keitel C., Scully M.O., Zhu S.-Y. 1992, Optics Commun., **87**, 323.  
 Field J.F., Hahn K.H., Harris S.E. 1991, Phys. Rev. Lett., **67**, 3062.  
 Fill E.E., Scully M.O., Zhu S.Y. 1990, Optics Commun., **77**, 36.  
 Fleischhauer M., Keitel C.H., Narducci L.M., Scully M.O., Zhu S.Y., Zubairy M.S. 1992, Optics Commun., **94**, 599.

- Fleischauer M., Keitel C.H., Scully M.O., Su C. 1992, *Optics Commun.*, **87**, 109.
- Fry E.S., Li X., Nikonov D., Padmabandu G.G., Scully M.O., Smith A.V., Tittel F.K., Wang C., Wilkinson S.R., Zhu S.Y. 1993, *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 3235.
- Gao J.Y., Guo C., Guo X.Z., Jin G.X., Wang Q.W., Zhao J., Zhang H.Z., Jiand Y., Wang D.Z., Jiang D.M. 1992, *Optics Commun.*, **93**, 323.
- Gheri K.M., Walls D.F. 1992, *Phys. Rev. A*, **45**, 6675.
- Gray H.M., Whitley R.M., Stroud C.R. Jr. 1978, *Optics Lett.*, **3**, 218.
- Grandclement D., Grynberg G., Pinard M. 1987, *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 40.
- Haken H. 1970, *Encyclopedia of Physics*, Vol.XXV/2c. Ed. Genzel. L. Berlin:Heidelberg: Springer-Verlag.
- Hakuta K., Marmet L., Stoicheff B.P. 1991, *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 595.
- Harris S.E. 1989, *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 1033.
- Harris S.E. 1993, *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 552.
- Harris S.E., Field J.E., Kasapi A. 1992, *Phys. Rev.*, A, **46**, R29.
- Harris S.E., Macklin J.J. 1989, *Phys. Rev. A*, **40**, 4135.
- Heller Yu.I., Popov A.K. 1976, *Optics Commun.*, **18**, 449.
- Heller Yu.I., Lukinykh V.F., Popov A.K., Slabko V.V. 1981, *Phys. Lett.A*, **82**, 4.
- Holt H. 1976, *Phys. Rev. A*, **16**, 1136.
- Hoo H.J., Eberly J.H. 1985, *Phys. Rep.*, **118**, 239.
- Imamoglu A. 1989, *Phys. Rev. A*, **40**, 2835.
- Imamoglu A., Field J.E., Harris S.E. 1991, *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 1154.
- Imamoglu A., Harris S.E. 1989, *Optics Lett.*, **24**, 1344.
- Jain M., Yin G.Y., Field J.E., Harris S.E. 1993, *Optics Lett.*, **18**, 998.
- Karawajczyk A., Zakrewski J., Gawlik W. 1992, *Phys. Rev. A*, **45**, 420.
- Khanin Ya.I., Kocharovskaya O. 1990, *J.opt.Soc.Am.B*, **7**, 2016.
- Khitrova G., Valley G.F., Gibbs H.M. 1988, *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 1126.
- Knight P.L., Lauder M.A., Dalton B.J. 1990, *Phys. Rep.***190**, 1.
- Knight P.L., Milonni P.W. 1980, *Phys. Rep.*, **66**, 1.
- Kocharovskaya O. 1992, *Phys. Rep.*, **219**, 175.
- Kocharovskaya O., Tsaregradsky V.B. 1984, *Izv. Vuz.Radiofiz.*, **28**, 532.
- Kocharovskaya O., Khanin Ya.I. 1986, *Zh.eksp.teor.Fiz.*, **90**, 1610 (Engl.Transl., Soviet Phys. JETP, **63**, 945).
- Kocharovskaya O., Khanin Ya.I. 1988, *Pis'ma Zh.éksp.teor.Fiz.*, **48**, 581(Engl., Tranl.. JETP Lett., **48**, 630).
- Kocharovskaya O., Khanin Ya.I. 1989, *Nonlinear Waves 3*, Proceedings of Gorky School on Nonlinear Physics / Eds. Gaponov-Grekhov A.V., Rabinovich M.I. and Engelbrecht J. (Berlin:Springer-Verlag). P.162.
- Kocharovskaya O., Mandel P. 1991a, *Optics Commun.*, **84**, 179.
- Kocharovskaya O., Li R.-D., Mandel P. 1990a, *Optics Commun.*, **77**, 215.
- Kocharovskaya O., Mandel P. 1990, *Phys. Rev. A*, **42**, 523.
- Kocharovskaya O., Mandel P., Khanin Ya.I., 1990b, *Izv. Akad. Nauk USSR*, **54**, 1979.
- Kocharovskaya O., Mandel P., Khanin Ya.I. 1992, *Transverse Patterns in Nonlinear Optics*. Proceedings of the SPIE. Vol.1840 (Bellingham, WA:SPIE). P.268.
- Kocharovskaya O., Mandel P., Radeonychev Y.V. 1992, *Phys.Rev. A*, **45**, 1997.
- Kocharovskaya O., Mauri F., Arimondo E. 1991b, *Optics Commun.*, **84**, 393.
- Lezama A., Zhu Y., Kanskar M., Mossberg T.W. 1990, *Phys. Rev. A*, **41**, 1576.
- Lu N. 1989, *Optics Commun.*, **73**, 479.
- Luo Z.F., Xu Z.Z. 1992a, *Phys. Rev. A*, **169**, 389.
- Luo Z.F., Xu Z.Z. 1992b, *Phys. Rev. A*, **45**, 8292.
- Lyras A., Tang X., Lambropoulos P., Zhang J., 1989, *Phys. Rev. A*, **40**, 4131.
- Manka A.S., Keitel C.H., Zhu S.Y., Fleischauer M., Narducci L.M., Scully M.O. 1992, *Optics Commun.*, **94**, 174.
- Mandel P. 1993, *Nonlinear Dynamics and Spatial Complexity in Optical Systems*. Proceedings of the 41st Scottish Universities Summer School in Physics / Ed. Harrison R.G.
- Mandel P., Kocharovskaya O. 1992a, *Nonlinear Dynamics and Quantum Phenomena in Optical Systems* / Eds. Vilaseca R. and Corbalan R., (Berlin:Springer-Verlag). P.109.



- Mandel P., Kocharovskaya O. 1992b, Phys. Rev. A, **46**, 2700.  
Mandel P., Kocharovskaya O. 1993, Phys. Rev. A, **47**, 5003.  
Marcuse D. 1963, Proc.Inst.elect.electron.Engrs, **51**, 849.  
Narducci L.M., Doss H.M., Ru P., Scully M.O., Keitel C. 1991a, Optics Commun., **81**, 379.  
Narducci L.M., Scully M.O., Keitel C.H., Zhu S.-Y., Doss H.M. 1991b, Optics Commun., **86**, 324.  
Nottelmann A., Peters C., Lange W. 1993, Phys. Rev. Lett., **70**, 1783.  
Orszag M., Zhu S.Y., Bergou J., Scully M.O. 1992, Phys. Rev. A, **45**, 4872.  
Popova T.Ya., Popov A.K., Rautian S.G., Sokoloskii R.I. 1970a. Zh.éksp.teor.Fiz., **57**, 850(Engl.Transl., 1970, Soviet Physics JETP, **30**, 466).  
Popova T.Ya., Popov A.K. 1970b, Zh.prikl.Spektros., **12**, 989 (Engl.Trans., 1970, J.appl.Spectrosc.**12**, 734).  
Rautian S.G., Sobel'man I.I. 1961.Zh.éksp.teor.Fiz., **41**, 328 (Engl.Trans., 1962, Soviet Phys. JETP, **14**, 328).  
Sargent M., III, Scully M.O., Lamb W.E., Jr. 1974, Laser Physics (Reading, M.A: Addison-Wesley).  
Scully M.O. 1991, Phys. Rev. Lett., **67**, 1855.  
Scully M.O. 1992, Phys. Rep., **219**, 191.  
Scully M.O., Zhu S.Y., Gavridiles A. 1989, Phys. Rev. Lett., **62**, 2813.  
Scully M.O., Zhu S.Y., Narducci L.M., Fearn H. 1992, Optics Commun., **88**, 240.  
Tan W., Lu W., Harrison R.G. 1992, Phys. Rev. A, **46**, R3613.  
van der Veer W.E., van Dienst R.J.J., Donzelmann A., van Linden van den Heuvel H.B. 1993, Phys. Rev. Lett., **70**, 3243.  
Wu F.Y., Ezekiel S., Ducloy M., Mollow B.R. 1977, Phys. Rev. Lett., **38**, 1077.  
Zambon B. 1993, Phys. Rev. A, **47**, R38.  
Ze'likovich I.S., Pulkin S.A., Gaida L.S. 1987, Opt.Spectrosk., **62**, 1401.  
Ze'likovich I.S., Pulkin S.A., Gaida L.S. 1988.Zh.éksp.teor.Fiz., **94**, 86.  
Zhu S.-Y. 1991, Phys. Rev. A, **42**, 5537.  
Zhu S.-Y. 1992, Phys. Rev. A, **45**, R6149.  
Zhu S.-Y., Fill E.E. 1991, Phys. Rev. A, **42**, 5684.

*Universite Libre de Bruxelles,  
Brussel, Belgium*

*Поль Мандель* родился в 1942 году в Женеве (Швейцария). Получил степень магистра в Брюссельском университете (1965) и вскоре защитил докторскую диссертацию (1965) по статистической механике. С 1981 года занимается исследованиями в области квантовой оптики. Интересы разносторонние - от квантовой и нелинейной оптики до кулинарии и техники макрофотографии насекомых и цветов. Автор большого количества научных работ. Статьи последних лет:

- Amplification without inversion: the double L scheme. *O. Kocharovskaya, P. Mandel*. Phys. Rev. A **42** (1990). P. 523.  
Scaling laws for dynamical hysteresis. *P. Jung, G. Gray, R. Roy, P. Mandel*. Phys. Rev. Lett. **65** (1990). P. 1873.  
Transverse effects in coherently driven nonlinear cavities. *P. Mandel, M. Georgiou, T. Erneux*. Phys. Rev. A **47**(1993). P.4277.  
Two-mode laser power spectra. *P. Mandel, K. Otsuka, J.-Y. Wang, D. Pieroux*. Phys. Rev. Lett. **76**(1996). P. 2694.