

КОГЕРЕНТНОЕ ПЛЕНЕНИЕ НАСЕЛЕННОСТИ В ГАЗЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ АТОМОВ

П. М. Анисимов, Р. А. Ахмеджанов, И. В. Зеленский,*

*Р. Л. Колесов, Е. А. Кузнецова***

*Институт прикладной физики Российской академии наук
603950, Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 14 ноября 2002 г.

Изучалось когерентное пленение населенности в газовом разряде на переходах между возбужденными уровнями атомов неона. В присутствии продольного магнитного поля наблюдались резонансы, соответствующие возникновению когерентного пленения населенности в Λ - и V -схемах на зеемановских подуровнях нижнего и верхнего рабочих состояний. Исследовался эффект нелинейного вращения плоскости поляризации в условиях когерентного пленения населенности. Рассмотрена возможность использования результатов работы для диагностики локальных магнитных полей и других параметров плазмы в газовых разрядах.

PACS: 42.50.Gy, 42.25.Ja

1. Когерентное пленение населенности, возникающее при возбуждении многоуровневых квантовых систем когерентными полями, является одним из физических явлений, активно изучаемых в последнее время. Во многом интерес к нему обусловлен многочисленными потенциальными приложениями: электромагнитно индуцированная прозрачность [1], безынерционное усиление и генерация [2], уменьшение групповой скорости и остановка светового импульса [3], оптическая память и квантовый компьютер [4], оптическая магнитометрия на основе нелинейного эффекта Фарадея [5], спектроскопия сверхвысокого разрешения [6] и др.

Явление когерентного пленения населенности может быть реализовано в принципе в любых многоуровневых квантовых системах [7], однако наиболее просто оно реализуется при взаимодействии двухчастотного лазерного излучения с так называемой Λ -схемой (хотя когерентное пленение населенности наблюдалось и в каскадной [8] и V -схеме [9]). Обычно это два зеемановских или сверхтонких нижних подуровня и верхний — оптический — уровень. Переходы с верхнего уровня на оба нижних разреше-

ны, а переход между нижними — запрещен. Когда разность частот двух оптических полей совпадает с расщеплением нижних подуровней, возникает когерентная суперпозиция состояний нижних подуровней, в которой атомы пленяются и не возбуждаются на верхний уровень, несмотря на наличие резонансных полей. Таким образом, сущность когерентного пленения населенности состоит в том, что при выполнении определенных условий среда перестает взаимодействовать с возбуждающими полями, что проявляется в виде узких резонансов в спектрах поглощения или флуоресценции.

подавляющее большинство работ по когерентному пленению населенности выполнено в парах щелочных или редкоземельных металлов, у которых в качестве нижних уровней Λ -системы используются сверхтонкие (или тонкие) компоненты основного состояния. Характерное время распада таких уровней достигает нескольких секунд, поэтому резонансы когерентного пленения населенности отличаются высокой добротностью. Отметим, что уровни тонкой и сверхтонкой структур малочувствительны к атомным столкновениям, поэтому наличие буферного газа приводит к увеличению времени пребывания атомной системы в лазерных пучках, не нарушая при этом когерентность нижних уровней.

*E-mail: rinat@appl.sci.nnov.ru

**E-mail: ekuzn@appl.sci.nnov.ru

Иная ситуация характерна для возбужденных атомов. Столкновения с любым сортом частиц (атомы, ионы, электроны) приводят к распаду нижнего рабочего уровня, существенно увеличивая тем самым скорость релаксации когерентности на низкочастотном переходе (к примеру, сечения тушащих столкновений атомов инертных газов в метастабильном состоянии с примесными атомами могут достигать значений порядка газокинетических). В результате резко падает контрастность резонансов когерентного пленения населенности, поэтому экспериментальная реализация этого процесса в системе возбужденных атомов представляется достаточно сложной задачей. С другой стороны, сильное влияние внешних условий открывает возможности для разработки методов диагностики внешних факторов, воздействующих на «плененный» атом. Такие методы по сути своей неконтактные, а при наблюдении флуоресценции — и локальные. Реализация методов диагностики, основанных на когерентном пленении населенности в системе возбужденных атомов, особенно важна в плазменных средах, поскольку переходы из основного состояния лежат в недоступной для современных лазеров области.

В настоящей работе впервые представлены экспериментальные данные по реализации различных схем когерентного пленения населенности в возбужденных газовым разрядом атомах, нелинейного вращения плоскости поляризации в условиях когерентного пленения населенности, а также рассмотрены возможности использования этого эффекта для диагностики параметров плазмы.

2. Схема эксперимента представлена на рис. 1а. Возбужденные атомы создавались в разряде в отпаянной стеклянной трубке диаметром 8 мм при давлении неона 1.5 Торр. Величина разрядного тока составляла 50 мА. Разрядная трубка помещалась в соленоид, при помощи которого создавалось переменное во времени (пилообразное) магнитное поле. Излучение непрерывного одномодового лазера на красителе с аргоновой накачкой настраивалось в резонанс с тем или иным переходом неона. Выходной пучок лазера расщеплялся на два. Один из пучков смещался по частоте на величину $\Delta\omega$ при помощи акустооптического модулятора. Затем оба пучка совмещались на полупрозрачном зеркале и направлялись вдоль оси разрядной трубки. Интенсивности пучков на входе разрядной трубки были равны 300 и 900 мВт/см² при диаметре пучков 1 мм. В экспериментах измерялось поглощение лазерных пучков, вращение их поляризации, а также резонансная флуоресценция возбужденных атомов неона.

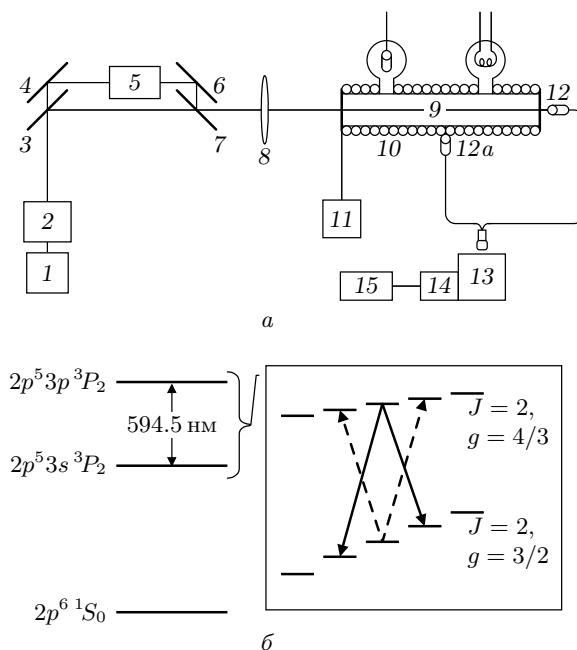


Рис. 1. а — Схема установки: 1 — аргоновый лазер, 2 — лазер на красителе, 3, 7 — полупрозрачные зеркала, 4, 6 — глухие зеркала, 5 — АОМ, 8 — фокусирующая линза, 9 — разрядная трубка, 10 — соленоид, 11 — генератор переменного тока, 12, 12а — оптоволоконно, 13 — монохроматор, 14 — ФЭУ, 15 — осциллограф; б — схема уровней неона, используемых в работе

Для демонстрации возможности реализации различных схем когерентного пленения населенности в возбужденных атомах использовался переход $2p^5 3s \ ^3P_2 \rightarrow 2p^5 3p \ ^3P_2$ (см. рис. 1б). Нижний рабочий уровень является метастабильным с временем жизни порядка 10 мкс (в условиях нашего эксперимента), верхний уровень является излучающим с временем жизни 100 нс. Концентрация атомов в метастабильном состоянии, оцененная по поглощению лазерного излучения (при интенсивностях ниже порога когерентного пленения населенности), была порядка 10^{11} см⁻³, а температура, измеренная по ширине линии поглощения, была порядка 400 К. Верхние и нижние рабочие уровни пятикратно вырождены по проекции углового момента J_z (см. рис. 1б). В магнитном поле они расщепляются на зеемановские подуровни, причем из-за различия g -факторов расщепление нижнего уровня при одной и той же величине магнитного поля больше, чем верхнего.

Исходя из схемы уровней, нетрудно представить, какие резонансы когерентного пленения на-

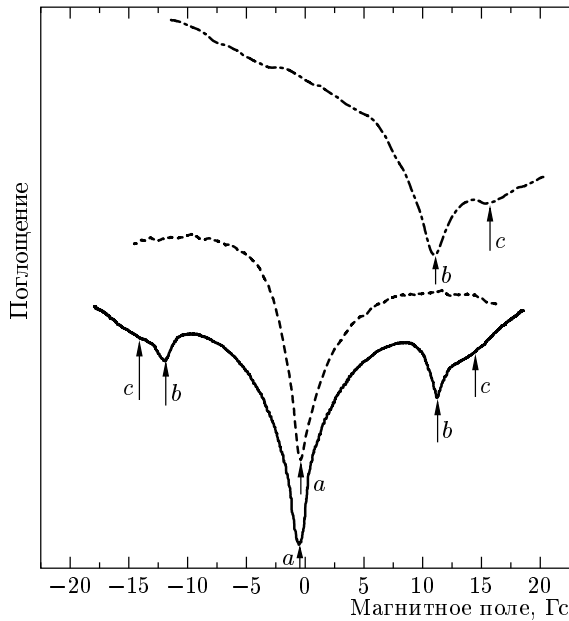


Рис. 2. Когерентное пленение населенности при нулевом магнитном поле (a) и резонансы в Λ - (b) и V -схемах (c)

селенности возможны в эксперименте. Во-первых, при нулевом магнитном поле возникает резонанс на вырожденных подуровнях нижнего рабочего уровня. Линейно поляризованные поля обоих пучков можно представить как суперпозицию σ^+ - и σ^- -поляризованных полей равной амплитуды, которые образуют Λ -схему и переводят систему в плененное (непоглощающее) состояние. Во-вторых, когда величина магнитного поля достигает значения, при котором расщепление зеемановских подуровней нижнего уровня с проекциями углового момента J_z и $J_z \pm 1$ равно $\Delta w/2$, должен возникнуть резонанс когерентного пленения населенности в Λ -схеме. При этом одна из циркулярно-поляризованных компонент поля первого пучка и ортогонально-поляризованная компонента поля второго пучка становятся резонансными соответствующим «плечам» Λ -схемы, образованной двумя зеемановскими подуровнями нижнего уровня и одним из подуровней верхнего. В-третьих, при дальнейшем росте магнитного поля расщепление зеемановских подуровней уже верхнего уровня становится равно $\Delta w/2$. При этом возникает резонанс в V -схеме, образованной двумя зеемановскими подуровнями верхнего уровня и одним из подуровней нижнего. Отношение величин магнитного поля, при котором возникают резонансы V - и Λ -типа, должно совпадать с

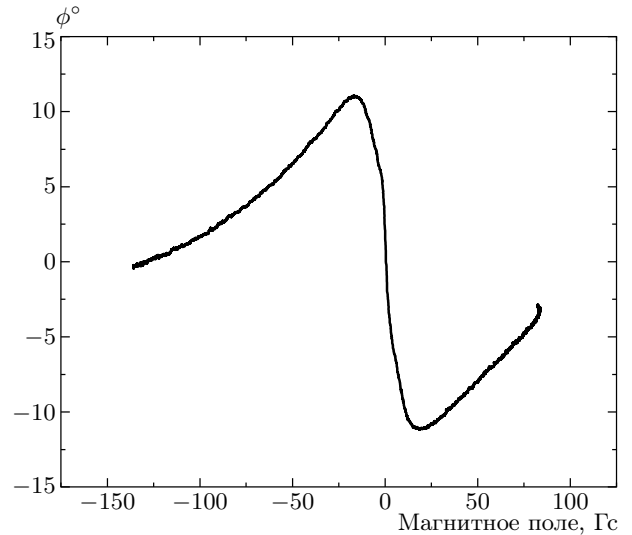


Рис. 3. Зависимость угла поворота плоскости поляризации от величины магнитного поля

обратным отношением g -факторов верхнего и нижнего состояний. На рис. 2 (сплошная кривая) представлена экспериментальная зависимость поглощения суммарного поля от величины магнитного поля при частотной отстройке полей $\Delta w = 50$ МГц. Подавление поглощения наблюдается на всех трех типах резонансов когерентного пленения населенности, о которых шла речь выше. Отношение магнитных полей, при которых реализуются резонансы Λ - и V -типа, равно 0.85, что соответствует следующему отношению g -факторов верхнего и нижнего уровней:

$$g_2/g_1 = 8/9 = 0.89.$$

При выключении одного из полей мы наблюдали резонанс только при нулевом значении магнитного поля (рис. 2, штриховая кривая). Если же поля были циркулярно и ортогонально поляризованы, то, наоборот, оставались только резонансы V - и Λ -типа, а резонанс при нулевом магнитном поле исчезал (рис. 2, штрихпунктирная кривая).

Отметим следующее обстоятельство. Известно [10], что минимальная ширина резонанса когерентного пленения населенности определяется скоростью релаксации когерентности Γ на соответствующем низкочастотном переходе, а пороговая интенсивность, необходимая для наблюдения эффекта, пропорциональна произведению скоростей релаксации Γ и γ на, соответственно, низкочастотном и оптическом переходах. В случае V -схемы релаксация низкочастотной когерентности определяется уходом населенности с верхних уровней и,

следовательно, ее скорость сравнима со скоростью релаксации оптической когерентности, которая, как правило, значительно превышает скорость релаксации низкочастотной когерентности в Λ -схеме. Поэтому при одной и той же интенсивности полей резонанс в V -схеме будет значительно менее контрастным и более широким, что и наблюдалось в эксперименте. Дополнительно в эксперименте наблюдались эффекты вращения плоскости поляризации, возникающие из-за нелинейного эффекта Фарадея. Измерения проводились на основе схемы, описанной в работе [11]. Максимальный угол поворота при концентрации рабочих атомов около $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ равнялся 10° (рис. 3). Видно, что этот результат практически не уступает данным, полученным в специально поставленных экспериментах по наблюдению эффекта Фарадея в парах Rb при аналогичных концентрациях [5, 11].

3. В связи с полученными результатами обсудим возможности применения когерентного пленения населенности для измерения, например, магнитного поля в плазме. Величина магнитного поля является одним из важнейших параметров, определяющих динамику процессов в плазме. Основные методы измерения магнитного поля можно разделить на три группы: зондовые, спектроскопические (эффекты Фарадея и Зеемана) и корпускулярные методы. Наиболее распространенные зондовые методы являются по сути контактными методами, поэтому применимы в основном в случае низкотемпературной плазмы. Однако и в этом случае всегда остается открытым вопрос о степени возмущения параметров среды. Спектроскопические методы, так же, как и корпускулярные, дают значение, усредненное вдоль линии наблюдения. Кроме того, различные механизмы уширений ослабляют эффекты, определяемые магнитным полем.

Возможная схема измерений магнитного поля, основанная на когерентном пленении населенности, представлена на рис. 4. Пусть в плазме с магнитным полем распространяются в одном направлении два лазерных пучка с близкими частотами, резонансными какому-либо оптическому переходу атома или иона. Предположим также, что верхний и нижний уровни выбранного перехода расщепляются магнитным полем на зеемановские подуровни. Если разность частот оптических полей совпадает с удвоенным зеемановским расщеплением, то система переходит в состояние с когерентным пленением населенности и перестает взаимодействовать с возбуждающими полями. В результате уменьшается населенность верхнего уровня и появляются провалы

в спектрах флуоресценции и поглощения. Измерение сигнала флуоресценции из области пересечения оптических пучков и линии наблюдения как функции частотной расстройки $\Delta\omega$ возбуждающих полей дает возможность при известных факторах Ланде определять величину магнитного поля

$$H = \hbar\Delta\omega/2\mu_B g,$$

где μ_B — магнетон Бора.

Преимущества предлагаемой схемы очевидны. Измерения бесконтактные, локальные. При однонаправленном распространении пучков значительно снижается влияние неоднородного уширения линии. Временное разрешение определяется временем установления когерентного пленения населенности (для разрешенных переходов это время порядка $100 \text{ нс} - 1 \text{ мкс}$). Разрешение по величине магнитного поля (минимально измеримое изменение величины магнитного поля) определяется шириной резонанса когерентного пленения населенности. Диапазон измеряемых магнитных полей определяется частотным диапазоном фазовой привязки возбуждающих полей. При использовании акустооптических систем эта проблема решается автоматически. Однако для интервалов частот, больших нескольких ГГц, необходимо использовать более сложные методы, позволяющие работать при отстройках до десятков ТГц [12].

Измерения возможны при выполнении двух условий, определяющих диапазон параметров исследуемой плазмы. Во-первых, пролетное время τ должно быть больше времени установления когерентного пленения населенности. Во-вторых, сигнал резонансной флуоресценции должен превышать излучение объема плазмы вдоль линии наблюдения. Первое условие накладывает ограничение на температуру частиц, $\tau < l/v$, где $v = \sqrt{3kT/m}$ — тепловая скорость частиц, l — диаметр лазерного пучка. Второе условие дает нижнюю границу концентрации поглощающих частиц N_{min} . Для оценки N_{min} предположим, что основным источником шума являются флуктуации фотоэлектронов от собственного излучения плазмы на частоте наблюдаемого перехода. Пусть рассеянное излучение выбивает из фотокатода N_r фотоэлектронов. Собственное излучение плазмы приводит к появлению N_{pl} фотоэлектронов. Так как акты спонтанного излучения независимы, среднеквадратичное значение шума равно $\sqrt{N_{pl}}$. Тогда условие регистрации можно записать в виде

$$\sqrt{N_{pl}} \leq N_r,$$

$$N_r = \Delta N_2 A_{21} V_r \frac{\Omega}{4\pi} t \eta \Delta\tau,$$

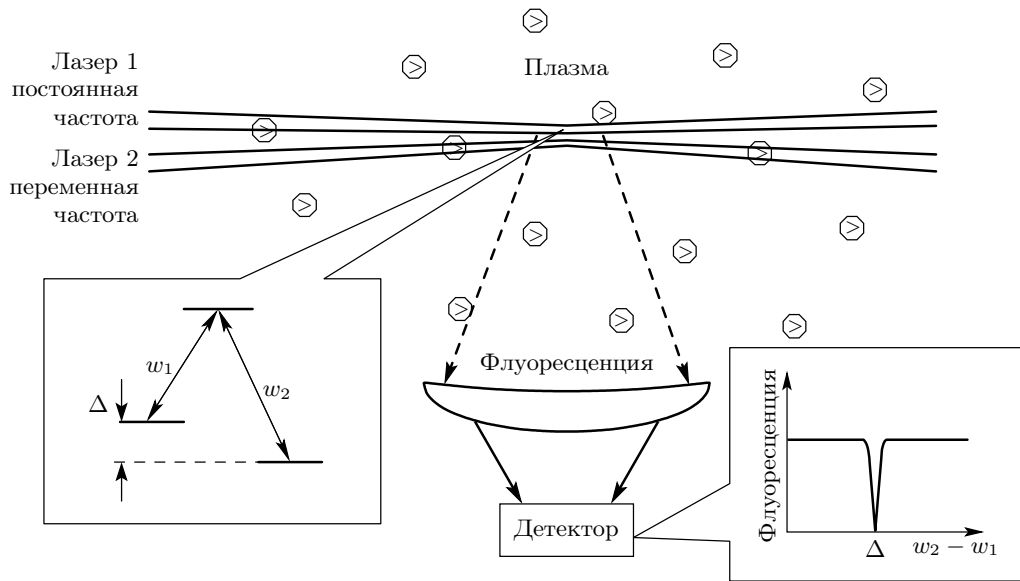


Рис. 4. Схема предлагаемого метода диагностики магнитных полей в плазме

$$N_{pl} = N_2 A_{21} V_{pl} \frac{\Omega}{4\pi} t \eta \Delta \tau,$$

где N_2 и ΔN_2 — заселенность верхнего резонансного уровня в отсутствие лазерного излучения и приращение заселенности под действием лазера, A_{21} — вероятность перехода с верхнего уровня на нижний, V_r и V_{pl} — соответственно, зондируемый объем и объем плазмы, из которого идет фоновое излучение, $\Omega/4\pi$ — телесный угол входного зрачка системы регистрации, η — квантовый выход фотодетектора, t — коэффициент пропускания спектрального прибора, $\Delta \tau$ — время наблюдения. Таким образом, условие регистрации можно записать как

$$\sqrt{A_{21} l^4 \Omega \eta \Delta \tau t / 4\pi L} \frac{\Delta N_2}{\sqrt{N_2}} \geq 1,$$

где l — необходимое пространственное разрешение, L — характерный размер плазменного объема. При характерных размерах $l \sim 10^{-2}$ м, $L \sim 1$ м, стандартных параметрах регистрирующей аппаратуры ($\Omega/4\pi \sim 10^{-2}$, $\eta = 0.3$, $t = 0.5$) для разрешенного в дипольном приближении перехода ($A_{21} \sim 10^7-10^8$ с $^{-1}$) и для временного разрешения $\Delta \tau \sim 1$ мкс получаем $T \leq 10$ эВ, $N_{min} \geq 10^7$ см $^{-3}$. Эти значения вполне типичны для газоразрядной плазмы. В оценках мы считали равными населенности верхнего и нижнего рабочего уровней (наихудший вариант) и учитывали, что лазер возбуждает только часть атомов в пределах доплеровского контура, определяемую частотой Раби управляющего

поля. При параметрах, приведенных выше, разрешение по магнитному полю не превышает нескольких гаусс.

Предложенный в данной работе метод диагностики может быть использован, например, в экспериментах по магнитному перезамыканию [13]. Обычные для этих экспериментов параметры (температуры нейтралов, ионов и электронов, соответственно, порядка $T_{neut} \approx 1-2$ эВ, $T_i \approx 5-15$ эВ, $T_e \approx 10-15$ эВ; их концентрации $n_{neut} \sim 5 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$, $n_e \approx n_i \sim 5 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, характерные временные и пространственные масштабы слоя около 20–40 мкс и 1–2 см [14]) вполне приемлемы.

Для иллюстрации соответствующих возможностей предлагаемого метода измерения магнитных полей были проведены эксперименты по наблюдению когерентного пленения населенности во флуоресценции возбужденных атомов. При этом мы старались максимально приблизиться к реальным ситуациям, специально усложнив условия измерений. Во-первых, геометрия эксперимента была подобрана таким образом, что отношение диаметра лазерного пучка к размеру плазмы вдоль линии наблюдения составляло $2 \cdot 10^{-2}$, а телесный угол входного зрачка системы регистрации равнялся 10^{-2} . Во-вторых, очевидно, что наибольшая контрастность эффекта достигается при использовании переходов, опирающихся на метастабильный уровень. Однако, как уже отмечалось выше, в плазме сильное тушение при взаимодействии с окружающими частицами зача-

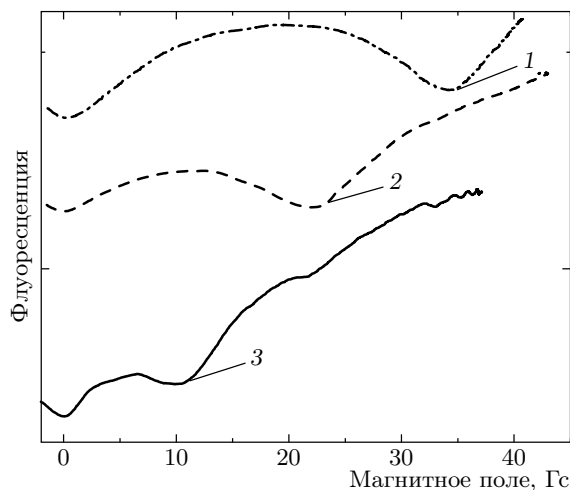


Рис. 5. Резонансы когерентного пленения населенности в сигнале флуоресценции; $\Delta\omega = 150$ (1), 100 (2), 50 (3) МГц

стую выравнивает времена жизни на метастабильных и излучающих уровнях. Чтобы смоделировать подобную ситуацию, эксперименты намеренно проводились на переходе

$$2p^5 3s^3 P_1 (J = 1) \rightarrow 2p^5 3p^3 P_0 (J = 0),$$

у которого и нижний, и верхний уровни являются излучающими, что ведет к существенному уширению пиков когерентного пленения населенности. Флуоресценция наблюдалась под прямым углом к направлению распространения лазерных лучей на длине волны 607.4 нм. Использовались линейно поляризованные поля. На рис. 5 представлены измеренные зависимости сигнала флуоресценции от величины магнитного поля при разных частотных отстройках возбуждающих полей. Видно, что провалы в спектрах флуоресценции, соответствующие резонансам когерентного пленения населенности, вполне отчетливо регистрируются.

Важно отметить, что возможности применения когерентного пленения населенности для диагностики плазмы отнюдь не ограничиваются измерением магнитных полей. Присутствие коллективных колебаний (плазменных [15] или акустических [16]) позволяет конструировать различные схемы когерентного пленения населенности, вполне пригодные для диагностики. Кроме того, при увеличении диаметра пучка лазера время жизни низкочастотной когерентности определяется временем обмена населенностей зеемановских подуровней друг с другом и с более низкими уровнями. Измерение ширины резонанса

когерентного пленения населенности в этих условиях позволяет оценить в зависимости от параметров разряда, например, константы тушения уровней соударениями с тяжелыми частицами, с электронами и т. д.

4. В отличие от традиционно используемых сред в работе при исследовании когерентного пленения населенности использовался газ возбужденных атомов. Различные типы резонансов, соответствующие возникновению когерентного пленения населенности на зеемановских подуровнях верхнего и нижнего рабочих уровней, наблюдались в спектрах поглощения и флуоресценции. Результаты модельных экспериментов продемонстрировали перспективность использования когерентного пленения населенности в газе возбужденных атомов для измерения локальных значений параметров плазмы. Важно отметить, что сигнал флуоресценции удается достоверно наблюдать (регистрировать) даже в условиях, когда время жизни метастабильного состояния уменьшается до радиационного. Этот вывод, очевидно, заметно расширяет возможности практического использования явления когерентного пленения населенности в диагностических приложениях.

Авторы благодарны А. В. Кострову, О. А. Качаровской, А. Г. Литваку и В. А. Миронову за полезные и плодотворные дискуссии.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 01-02-17779)

ЛИТЕРАТУРА

1. S. E. Harris, *Phys. Today* **50**, 36 (1997).
2. J. Mompart and R. Corbalan, *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **2**, R7 (2000).
3. L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton et al., *Nature* **397**, 594 (1994).
4. O. Kocharovskaya, Y. Rostovtsev, and M. O. Scully, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 628 (2001).
5. I. Novikova and G. R. Welch, *J. Mod. Opt.* **49**, 349 (2002); D. Budker, V. Yashchuk, and M. Zolotarev, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5788 (1998).
6. D. Budker, D. F. Kimball, S. M. Rochester et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1767 (1999).
7. Б. Д. Агапьев, М. Б. Горный, В. Г. Матисов и др., *УФН* **163**, 1 (1993).
8. D. J. Fulton, S. Shepherd, R. M. Moseley et al., *Phys. Rev. A* **52**, 2302 (1995).

9. J. Zhao, L. Wang, L. Xiao et al., *Opt. Commun.* **206**, 341 (2002).
10. S. E. Harris, J. E. Field, and A. Kasapi, *Phys. Rev. A* **46**, R29 (1992).
11. Р. А. Ахмеджанов, И. В. Зеленский, *Письма в ЖЭТФ* **76**, 493 (2002).
12. T. Udem, A. Huber, B. Gross et al., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2646 (1997); J. Reichert, M. Niering, R. Hozwarth et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3232 (2000).
13. M. Yamada, Y. Ono, A. Hayakawa et al., *Phys. Rev. Lett.* **65**, 721 (1990).
14. S. C. Hsu, T. A. Carter, G. Fiskel et al., *Princeton Plasma Physics Laboratory Publications and Reports* (2002).
15. A. G. Litvak and M. D. Tokman, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 095003 (2002).
16. Y. V. Radeonychev, A. G. Litvak, M. D. Tokman, and O. Kocharovskaya, submitted to *Phys. Rev. Lett.*