

## ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕЗОНАНСА КОГЕРЕНТНОГО ПЛЕНЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ НА $D_1$ -ЛИНИИ $^{87}\text{Rb}$ В ПОЛЕ ВСТРЕЧНЫХ ЦИРКУЛЯРНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ВОЛН

Д. С. Чучелов<sup>1,2</sup>, С. А. Зибров<sup>1,2</sup>, В. В. Васильев<sup>1,2</sup>,  
А. В. Тайченачев<sup>2,3,4</sup>, В. И. Юдин<sup>2,3,4</sup>, В. Л. Величанский<sup>1,2,5</sup>

*Продолжено исследование метода улучшения характеристик резонанса когерентного пленения населенностей на  $D_1$ -линии  $^{87}\text{Rb}$ , в котором атомы зондируются двумя встречными бихроматическими полями с ортогональными циркулярными поляризациями. Достоинство метода в устранении ловушечных состояний, существующих в традиционной  $\sigma^+$ -схеме регистрации и ограничивающих амплитуду резонанса. Характеристики резонанса изучены в широком диапазоне интенсивностей излучения накачки, а также в различных конфигурациях, реализующих  $\sigma^+$ - $\sigma^-$ -схему.*

**Ключевые слова:** когерентное пленение населенностей, оптическая накачка, стандарт частоты.

Квантовые стандарты частоты находят применение во многих областях науки и техники: системах навигации, позиционирования, телекоммуникационных сетях, в фундаментальных физических исследованиях. Особое место среди них занимают атомные часы на атомах щелочных металлов, стремительное развитие которых в последнее время связано с появлением устойчивых по спектру одномодовых диодных лазеров, работающих на требуемых длинах волн. Использование эффекта когерентного пленения

<sup>1</sup> ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: szibrov@yandex.ru.

<sup>2</sup> ООО «Новые энергетические технологии», 117036 Россия, Москва, Черемушкинский проезд, д. 5.

<sup>3</sup> Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Россия, Новосибирск, Новосибирская обл., пр. Академика Лаврентьева, 13/3.

<sup>4</sup> Новосибирский государственный университет, 630090 Россия, Новосибирск, Новосибирская область, ул. Пирогова, д. 2.

<sup>5</sup> НИЯУ МИФИ, 115409 Россия, Москва, Каширское ш., 31.

населенностей (КПН) позволило значительно продвинуться в уменьшении габаритов приборов по сравнению со стандартами, основанными на двойном радиооптическом резонансе [1, 2]. В данной статье исследуется один из вариантов улучшенной регистрации КПН-резонанса.

Качество любого стандарта определяется такими параметрами КПН-резонанса как амплитуда, ширина и контраст, а их величины зависят от условий, в которых происходит его формирование. Определим амплитуду резонанса как разность величин пропускания излучения ячейкой в максимуме и вне резонанса, а под контрастом будем понимать отношение амплитуды к уровню пропускания вне резонанса.

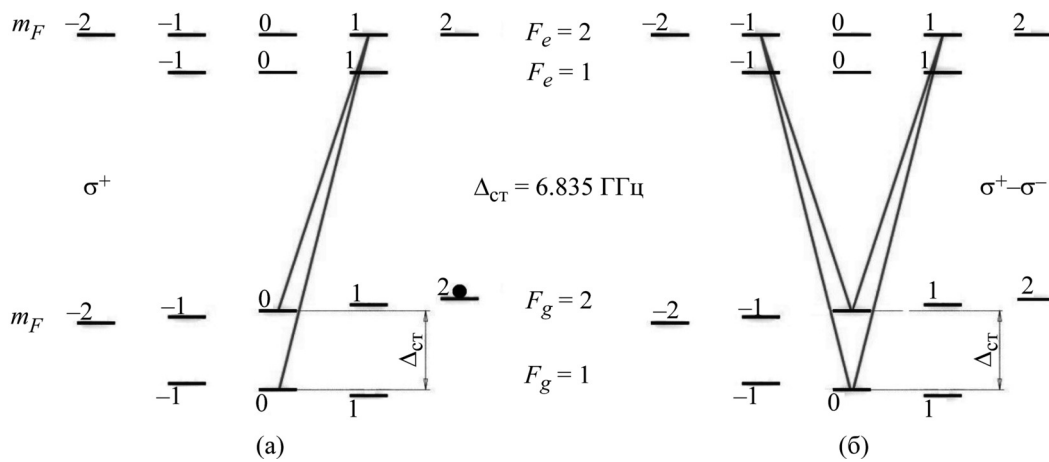


Рис. 1: (а) Схема переходов, формирующей непоглощающую суперпозицию состояний  $|F_g = 2, m_F = 0\rangle$  и  $|F_g = 1, m_F = 0\rangle$  в  $\sigma^+$ -схеме. Указано паразитное ловушечное состояние ( $|F_g = 2, m_F = 2\rangle$ ), в котором накапливаются атомы в результате оптической накачки циркулярно поляризованным излучением. (б) Схема переходов в  $\sigma^+ - \sigma^-$ -схеме. Ловушечное состояние отсутствует.

Для возникновения когерентной суперпозиции состояний необходимо наличие двух оптических полей, разность частот которых равна частоте перехода между нижними уровнями, участвующими в формировании резонанса. Использование простой  $\sigma^+$ -схемы с одной циркулярно поляризованной лазерной волной неизбежно приводит к накоплению атомов в паразитном непоглощающем состоянии.

На рис. 1(а) для ясности показаны только переходы, формирующие метрологический КПН-резонанс. Кроме этих в поглощении участвуют и все остальные переходы, удовлетворяющие правилу отбора  $\Delta m = 1$ . Также переходы возможны со всех магнитных подуровней основного состояния, кроме уровня  $F_g = 2, m_F = 2$ . За счет поглоще-

ния он не опустошается, но заселяется при спонтанных переходах с подуровней  $F_e = 2$ ,  $m_F = 1, 2$  и  $F_e = 1$ ,  $m_F = 1$ . Это и приводит к накоплению на нем атомов.

В работе [3] был предложен метод, позволяющий значительно увеличить амплитуду и контраст КПН-резонанса в ячейках малого размера. Он основан на использовании так называемой  $\sigma^+ - \sigma^-$ -схемы возбуждения, в которой на ансамбль атомов воздействуют два встречных лазерных пучка с ортогональными циркулярными поляризациями (рис. 1(б)).

В  $\sigma^+ - \sigma^-$ -схеме темные состояния, создаваемые каждой из встречных волн, совпадают (конструктивная интерференция) в точках  $z_{\max}$ , для которых выполняется условие:

$$2(k_1 - k_2)z_{\max} = (2n + 1)\pi,$$

где  $k_1$  и  $k_2$  – волновые векторы резонансных компонент поля. При этом амплитуда КПН-резонанса максимальна. Для наблюдения этого эффекта в поглощении размер ячейки вдоль зондирующих лазерных пучков должен удовлетворять условию  $L \ll 2\pi/(k_1 - k_2)$ . Согласно теоретическим расчетам [3], в  $\sigma^+ - \sigma^-$ -схеме при интенсивностях порядка 10 мВт/см<sup>2</sup> можно ожидать увеличения амплитуды резонанса в десятки раз, а контраста – в 2 раза по сравнению с однопроходной  $\sigma^+$ -схемой. Экспериментальное подтверждение метода было дано в работе [4], однако увеличение амплитуды резонанса по сравнению с простой  $\sigma^+$ -конфигурацией поля составило всего 35%, что было обусловлено малой интенсивностью лазерного излучения. Поэтому представляет интерес исследование этой схемы возбуждения при больших мощностях и, соответственно, интенсивностях лазерного излучения.

В эксперименте использовалась цилиндрическая ячейка с расстоянием между окнами 5 мм ( $2\pi/(k_1 - k_2) \simeq 21.9$  мм) и диаметром 20 мм, содержащая атомы <sup>87</sup>Rb. В качестве буферных газов использовались Ag и Ne с парциальными давлениями 50 и 100 Торр, соответственно. Ячейка помещалась в корпус с магнитным экраном, соленоидом для создания постоянного магнитного поля, направленного вдоль распространения лазерных пучков, и системой стабилизации температуры ячейки. Для получения излучения с необходимыми характеристиками использовалась лазерная система оптического фазового захвата излучения ведомого лазера полем задающего [5, 6]. В качестве задающего лазера применялся инжекционный лазер с внешним резонатором (ИЛВР) с шириной линии генерации порядка 1 МГц, настроенный на D<sub>1</sub>-линию <sup>87</sup>Rb (794.7 нм). Генерация резонансных оптических полей достигалась СВЧ-модуляцией тока инжекции ведомого лазера на частоте 3.417 ГГц. Такая система сочетает стабильность частоты и монохроматичность излучения ИЛВР с мощностью и возможностью СВЧ-модуляции ведомого

лазера при сохранении одномодового режима. СВЧ-модуляция тока приводит к частотной модуляции лазерного излучения и генерации боковых компонент в спектре. В формировании КПН-резонанса принимают участие только первые боковые полосы. Несущая и компоненты высших порядков дают вклад в фоновый уровень. Оптическая развязка исключает влияние ведомого лазера на задающий. Измерения проводились в диапазоне мощностей от 0.25 до 3 мВт при температуре 85 °С, обеспечивавшей наибольшую амплитуду резонанса. Дальнейшее увеличение температуры приводило к падению амплитуды резонанса вследствие того, что ячейка становилась оптически плотной. Величина приложенного постоянного магнитного поля  $\geq 5$  мкТл.

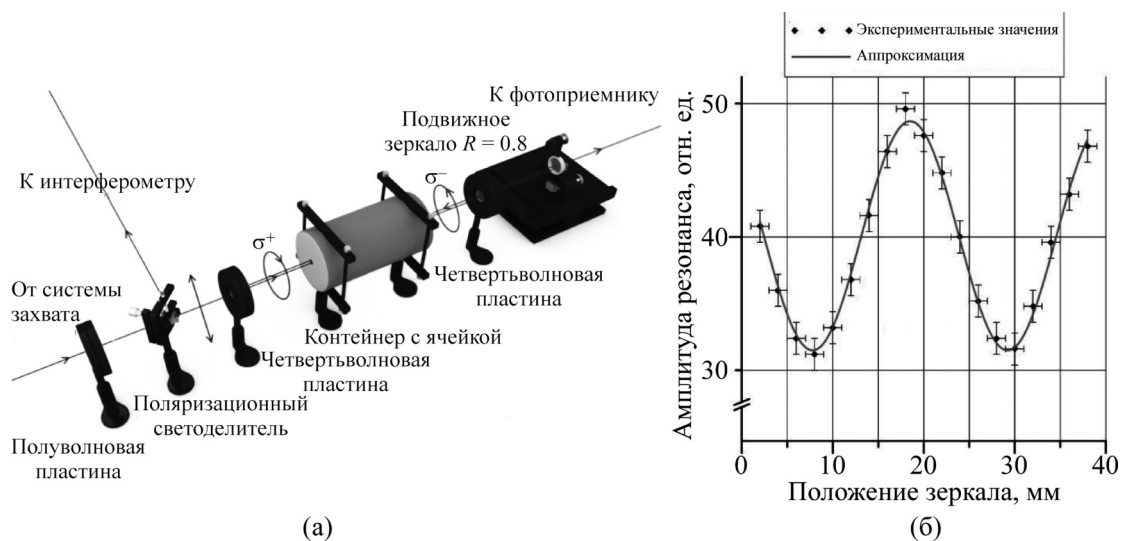


Рис. 2: (а) Схема установки для наблюдения КПН-резонанса в  $\sigma^+ - \sigma^-$ -конфигурации; (б) зависимость амплитуды КПН-резонанса от положения возвратного зеркала с  $R = 0.8$ .

После прохождения через ячейку лазерный пучок отражался от полупрозрачного зеркала  $R \approx 80\%$ , установленного на подвижной платформе (рис. 2(а)). С обеих сторон ячейки размещались пластинки  $\lambda/4$  для реализации  $\sigma^+ - \sigma^-$ -схемы. Зависимость амплитуды КПН-резонанса от расстояния до возвратного полупрозрачного зеркала приведена на рис. 2(б) при полной мощности и диаметре пучка ведомого лазера на входе в ячейку 3 мВт и 1.3 мм<sup>1</sup>, соответственно (интенсивность излучения 225 мВт/см<sup>2</sup>).

Результат, как и в работе [4], подтверждает теорию: экспериментальная зависимость хорошо аппроксимируется синусоидальной функцией с периодом  $22 \pm 1$  мм. При этом

<sup>1</sup>Здесь и далее указанный диаметр поперечного сечения лазерного пучка измерен по уровню половинной интенсивности.

максимальная амплитуда резонанса была примерно в 10 раз больше по сравнению с простой  $\sigma^+$ -схемой вместо увеличения на 35% в работе [4]. Для регистрации сигнала в простой  $\sigma^+$ -схеме при той же интенсивности бегущей волны и том же расположении приемника обратный луч отводился от ячейки небольшим поворотом возвратного зеркала без заметного изменения его пропускания.

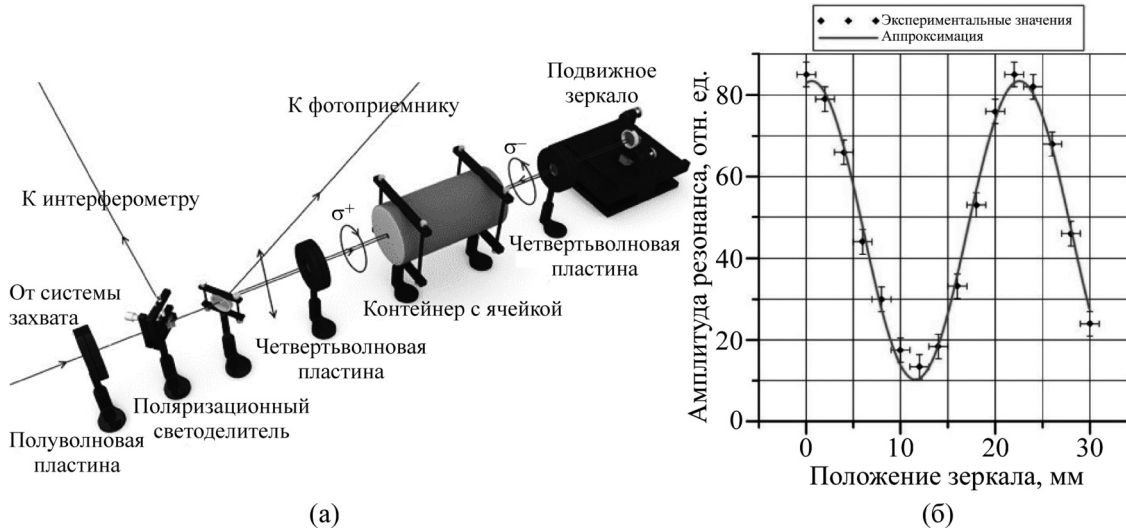


Рис. 3: (а) Схема установки для наблюдения КПН-резонанса в двухпроходной  $\sigma^+$ - $\sigma^-$ -конфигурации; (б) зависимость амплитуды КПН-резонанса от положения возвратного зеркала  $R \approx 1$ .

Для уменьшения неравенства интенсивностей встречных пучков и более эффективного использования атомов (или возможности уменьшить температуру ячейки) схема наблюдения резонанса была изменена (рис. 3(а)). Полупрозрачное зеркало было заменено полностью отражающим, и регистрировался сигнал после двойного прохода излучения через ячейку.

Зависимость амплитуды КПН-резонанса от расстояния до возвратного непрозрачного зеркала приведена на рис. 3(б) при интенсивности излучения  $\simeq 225$  мВт/см<sup>2</sup>.

В точках  $z_{\max}$  (конструктивная интерференция непоглощающих состояний) амплитуда резонанса более чем в 7 раз превышает амплитуду резонанса в  $z_{\min}$  (деструктивная интерференция), что указывает на близкие интенсивности встречных волн и лучшее перекрытие полей по сравнению с результатом, полученным в предыдущей схеме. В такой геометрии удалось достичь технического контраста (отношение амплитуды КПН-резонанса к уровню фонового сигнала) 11%. Если вычесть вклад компонент поля, не

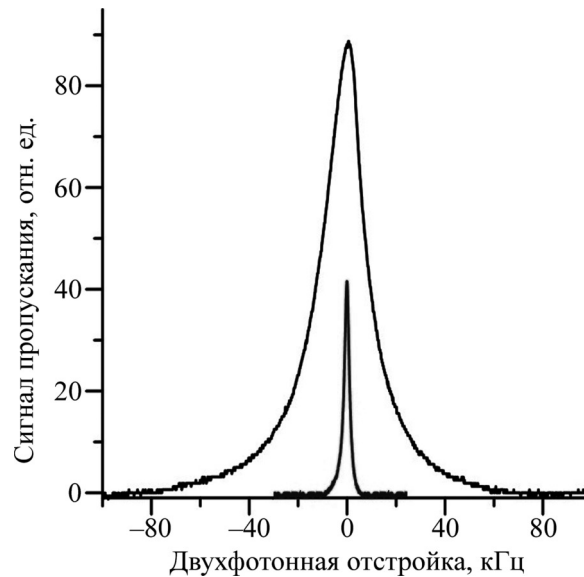


Рис. 4: КПН-резонансы, полученные с помощью узкого ( $d = 1.3$  мм) и широкого ( $d = 5$  мм) лазерных пучков. Ширины 20 кГц и 2.4 кГц соответственно. Уменьшение амплитуды резонанса в схеме с расширителем пучка происходит вследствие упавшей интенсивности излучения. Фоновая компонента вычтена.

участвующих в формировании резонанса (несущая и компоненты высших порядков), величина технического контраста составляет 23%. В работе [4] сообщалось о значении контраста 7%. Ширина резонанса вследствие полевого уширения при этом превышала 20 кГц. Использование пучка большего сечения (диаметр  $\sim 5$  мм, интенсивность излучения  $\simeq 15$  мВт/см<sup>2</sup>) привело к сужению резонансов до 2.4 кГц (более чем в 8 раз, рис. 4). Значение отношения (технический контраст)/ (ширина КПН-резонанса) возросло в  $\sim 6$  раз по сравнению с результатами, полученными без расширения лазерного пучка.

При использовании только одной четвертьволновой пластинки, расположенной перед ячейкой, получали  $\sigma^+ - \sigma^+$ -схему. Амплитуда резонанса при этом падала в  $\sim 10$  раз.

Схема, приведенная на рис. 3(а), не полностью устраняет неравенство мощностей встречных пучков (на входах в ячейку) из-за поглощения на первом проходе. Точное равенство мощностей входящих в ячейку пучков обеспечивает модификация  $\sigma^+ - \sigma^-$ -схемы, в которой лазерное излучение делится 50% зеркалом и один из пучков направляется “в обход” (рис. 5). Таким образом, разность двух пучков по мощности не превышала 7%. На подвижной платформе в этом случае расположены два зеркала. Дополнительное преимущество этой схемы заключается в меньшей потере мощности излучения на отражения.

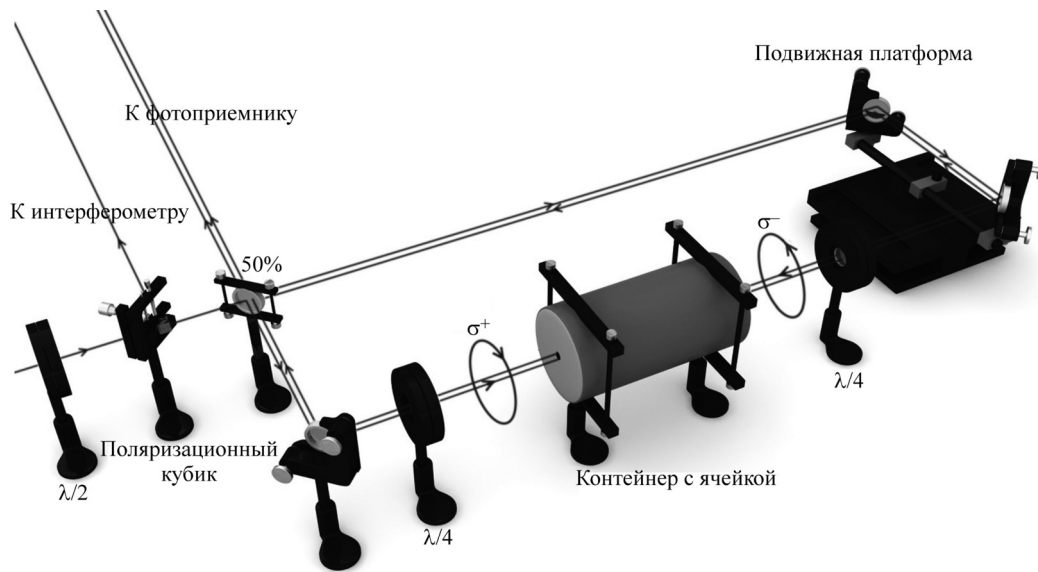


Рис. 5: Схема установки для наблюдения КПН-резонанса в  $\sigma^+ - \sigma^-$ -конфигурации с обводным пучком.

Однако, несмотря на преимущества данной схемы, в ней не удалось наблюдать улучшения характеристик резонанса. Максимальное отношение (технический контраст)/(ширина КПН-резонанса) получено при интенсивности  $\approx 2.5 \text{ мВт/см}^2$  (мощность лазерного излучения 0.5 мВт, диаметр пучка  $\approx 5 \text{ мм}$ ) и составляет 7%/1.5 кГц. Результат объясняется сложностью совмещения встречных астигматических лазерных пучков. Эту проблему можно решить фильтрацией излучения в одномодовом волокне.

В работе продолжено исследование метода увеличения амплитуды КПН-резонанса на  $D_1$ -линии  $^{87}\text{Rb}$  с использованием  $\sigma^+ - \sigma^-$ -схемы возбуждения. Изучены характеристики резонанса в различных геометриях, реализующих  $\sigma^+ - \sigma^-$ -схему, в более широком диапазоне интенсивностей излучения накачки. Благодаря устранению накопления атомов в паразитном ловушечном состоянии удалось достигнуть увеличения амплитуды КПН-резонанса на порядок по сравнению с простой  $\sigma^+$ -схемой. Эффективность применения конфигурации  $\sigma^+ - \sigma^-$ -схемы с обводным пучком при создании атомных часов предельно малых размеров является спорной, в силу технически более сложной реализации в малых габаритах, однако в дискриминаторах промежуточных размеров она может заметно улучшить характеристики резонанса.

Работа проведена при поддержке Российского научного фонда (грант № 16-12-00052), Министерства образования и науки Российской Федерации (грант

№ 3.1326.2017), Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 17-02-00570).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] J. Kitching, L. Hollberg, S. Knappe, and R. Wynands, *Electronics Letters* **37**(24), 1449 (2001).
- [2] J. Vanier, M. Levine, S. Kendig, et al., *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* **54**(6), 2531 (2005).
- [3] А. В. Тайченачев, В. И. Юдин, В. Л. Величанский и др., *Письма в ЖЭТФ* **80**(4), 265 (2004).
- [4] S. V. Kargapol'tsev, J. Kitching, L. Hollberg, et al., *Laser Physics Letters* **1**(10), 495 (2004).
- [5] S. Sivaprakasam and R. Singh, *Optics Communications* **151**(4-6), 253 (1998).
- [6] H. S. Moon, S. E. Park, Y. H. Park, et al., *Journal of the Optical Society of America B* **23**(11), 2393 (2006).

Поступила в редакцию 29 декабря 2016 г.