

СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ

Мультичастотный источник накачки КПН-резонансов на основе диодного лазера с внешним резонатором

А.А.Исакова, Н.Н.Головин, К.Н.Савинов, А.К.Дмитриев

Приведены результаты исследований режимов работы диодного лазера с внешним резонатором, межмодовый интервал которого согласован с частотой часового перехода, при модуляции тока инжекции лазера ВЧ генератором, что обеспечивает мультичастотную накачку КПН-резонансов.

Ключевые слова: когерентное пленение населенности, КПН-резонанс, диодный лазер, ВЧ накачка.

1. Введение

Интерференция двух основных состояний с общим уровнем, возбуждение которого осуществляется двумя когерентными излучениями на частотах, совпадающих с двумя разрешенными оптическими переходами, приводит к возникновению провала в спектре наблюдаемой флуоресценции, когда разность частот световых волн равна частоте часового перехода. Это явление, предсказанное в работе [1] и впервые наблюдавшееся в ячейке с атомами натрия [2], было названо когерентным пленением населенности (КПН).

Одним из основных применений КПН-резонансов стало их использование в качестве реперов для стандартов частоты [3]. Наиболее массовыми в настоящее время являются рубидиевые часы, в первых образцах которых в качестве источника оптической накачки использовалась спектральная лампа с парами рубидия [4].

В настоящее время для накачки рубидиевых часов широко используются диодные лазеры с вертикальным резонатором, преимущество которых заключается в низком уровне потребления энергии и малых габаритах [5, 6]. Последние позволяют эффективно модулировать спектр излучения такого лазера в широком интервале СВЧ частот, в том числе и на частоте часового перехода F_0 . Кроме того, была продемонстрирована эффективная СВЧ накачка диодного лазера с межмодовым интервалом резонатора, совпадающим с половинной частотой часового перехода $F_0/2$ [7].

Оптическая накачка КПН-резонансов в атомах рубидия с использованием одного лазера была осуществлена при синусоидальной модуляции тока инжекции диодного

лазера AlGaAs на длине волны излучения 780 нм [8]. При субгармонической модуляции на частоте $F_0/6 = 1.139$ ГГц с индексом модуляции 4.2 зарегистрирован резонанс с относительной шириной 4.4×10^{-7} . Следует отметить, что в этом случае оптическая накачка КПН-резонанса осуществлялась только двумя спектральными компонентами, отстоящими друг от друга на частоту F_0 . Сверхтонкий переход основного состояния $5S_{1/2}(F=2) - 5S_{1/2}(F=1)$ линии D_1 изотопа ^{87}Rb на длине волны 795 нм обладает меньшими сдвигами и обеспечивает примерно в 10 раз более высокую интенсивность КПН-резонансов по сравнению со случаем использования линии D_2 (780 нм), что связано с различием структуры магнитных подуровней возбужденного P-состояния [9].

Одним из основных факторов, снижающих стабильность частоты рубидиевых стандартов, является световой сдвиг, величина которого пропорциональна произведению разности параметров насыщения частот накачки и их смещения относительно частот оптических переходов. Для уменьшения этого сдвига было предложено использовать широкий спектр излучения фемтосекундного лазера, частота следования импульсов которого связана с частотой часового перехода [10]. Однако поскольку вклад в образование КПН-резонанса вносят только те частоты, которые попадают в спектр оптических переходов, отношение сигнал/шум при наблюдении резонанса при накачке излучением фемтосекундного лазера будет чрезвычайно низким.

Активная синхронизация мод диодного лазера при модуляции тока накачки на частоте 260 МГц, резонансной межмодовому интервалу резонатора лазера, позволила получить многочастотное излучение в режиме, близком к пороговому [11]. Однако полученная ширина спектра излучения существенно меньше частоты часового перехода, причем большие габариты лазера, определяемые длиной резонатора, также ограничивают возможности применения такого способа.

В настоящей работе приведены результаты исследований режимов работы диодного лазера с внешним резонатором, межмодовый интервал которого согласован с частотой часового перехода, при модуляции тока инжекции лазера ВЧ генератором, что обеспечивает мультичастотную накачку КПН-резонансов.

А.А.Исакова, Н.Н.Головин, К.Н.Савинов. Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630073 Новосибирск, просп. К.Маркса, 20; e-mail: alina100@mail.ru

А.К.Дмитриев. Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630073 Новосибирск, просп. К.Маркса, 20; Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3

Поступила в редакцию 30 октября 2018 г., после доработки – 20 декабря 2018 г.

2. Мультичастотное излучение для регистрации КПН-резонансов

В отсутствие модуляции тока накачки ВЧ сигналом диодный лазер излучает на одной из мод резонатора. При частотной модуляции спектр возможных частот излучения лазера описывается функцией Бесселя. При больших индексах частотной модуляции $\varepsilon = \Delta f/f$, когда девиация частоты Δf много больше частоты модуляции f и составляет величину порядка межмодовой частоты лазера $c/2L$ (c – скорость света, L – длина резонатора лазера), возникают спектральные компоненты, частоты которых попадают в соседние моды резонатора лазера с интервалом, равным f . На рис.1 в качестве примера приведены моды резонатора диодного лазера, межмодовый интервал которого равен половине частоты часового перехода, а индекс $\varepsilon = 40$. Для того чтобы максимум функции Бесселя совпадал с боковыми модами резонатора лазера, частота модуляции f должна быть примерно равной отношению $\Delta f/\varepsilon$, откуда следует, что частота f составляет ~ 85 МГц; это существенно меньше ширины верхнего уровня разрешенных оптических переходов, которая с учетом действия буферного газа обычно равна ~ 1 ГГц. В этом случае оптическую накачку КПН-резонансов может осуществлять более десятка пар оптических частот, что обеспечивает сложение резонансов и приводит к увеличению сигнала, а также снижает световой сдвиг [10].

Если ширина полосы пропускания резонатора $\Delta\nu$ существенно больше частоты модуляции f , генерация может происходить на нескольких спектральных ВЧ компонентах (рис.1,а).

Как и в случае использования фемтосекундного излучения [10], экстремумы КПН-резонансов должны быть на частотах модуляции

$$f_k = F_0/k, \quad (1)$$

где k – целое число. Отсюда следует, что при частоте модуляции f будет наблюдаться структура резонансов с интервалом, уменьшающимся с увеличением k :

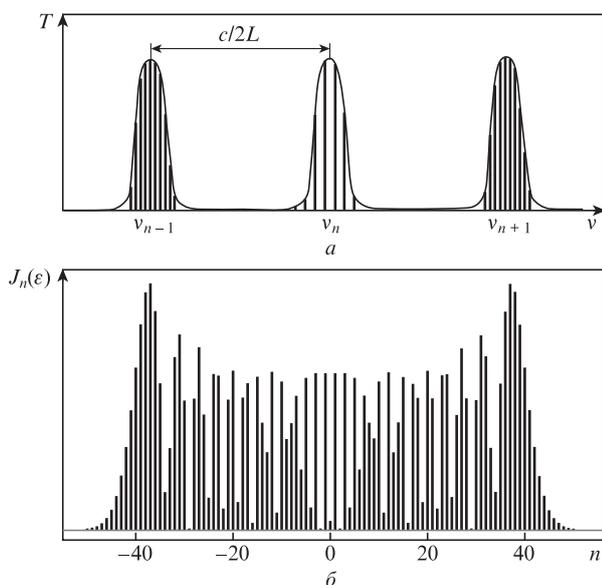


Рис.1. Моды резонатора лазера, заполненные ВЧ компонентами при девиации $\Delta f = 3.4$ ГГц (а), и модуль функции Бесселя для индекса модуляции $\varepsilon = 40$ (б).

$$f_{k-1} - f_k = F_0 \frac{1}{(k-1)k}. \quad (2)$$

При этом необходимым требованием наблюдения резонансов является наличие спектральных составляющих излучения лазера, совпадающих с частотами разрешенных оптических переходов.

Для осуществления эффективной модуляции необходимо согласование оптической длины резонатора лазера L с частотой часового перехода [7]:

$$F_0 = q \frac{c}{2L}, \quad (3)$$

где q – целое число, которое может принимать различные значения (в нашем случае $q = 2$).

3. Экспериментальная установка

Оптическая схема диодного лазера была подробно описана в работе [7]. Излучение диода, на один из торцов которого нанесено просветляющее покрытие, поступало на асферическую линзу и далее на дифракционную решетку (1800 штр./мм). Длина резонатора лазера устанавливалась так, чтобы значение межмодового интервала лазера было вблизи половины частоты часового перехода $5S_{1/2}(F = 2) - 5S_{1/2}(F = 1)$ D₁-линии изотопа ^{87}Rb , равной 6.8 ГГц.

Схема измерения спектра излучения лазера представлена на рис.2. Сигналы от блока питания постоянным током (1) и от ВЧ генератора SG384-SRS (3) через смеситель ZFBT-6GW-FT (2) поступали на диодный лазер (4). Сопротивление нагрузки (лазерного диода) было ~ 1 Ом, что существенно меньше внутреннего сопротивления (50 Ом). Это позволило осуществить прямое преобразование мощность – ток ВЧ генератора. Излучение лазера через оптический изолятор (5) направлялось на оптический спектрометр – сканируемый интерферометр Фабри–Перо (ИФП) (6), образованный плоскими зеркалами с пропусканием 5% и 40% для входного и выходного зеркала соответственно. Выходное зеркало ИФП было прикреплено к пьезокерамическому преобразователю (9), который использовался для сканирования частоты спектрометра с помощью цифрового генератора пилообразного напряжения (10). Входное зеркало ИФП крепилось на другом пьезокерамическом преобразователе (7) и смещалось при помощи источника постоянного напряжения (8). Это позволило регистрировать спектральные зависимости $T(\nu)$

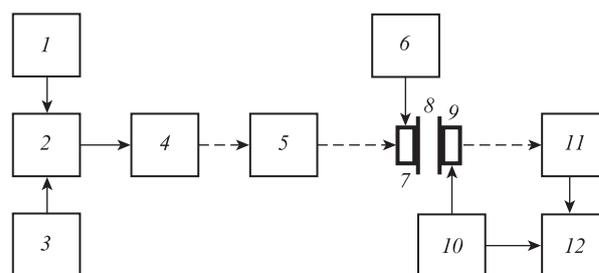


Рис.2. Схема измерения спектра излучения лазера: 1 – блок питания; 2 – смеситель; 3 – ВЧ генератор; 4 – диодный лазер; 5 – оптический изолятор; 6 – источник постоянного напряжения; 7, 9 – пьезокерамические преобразователи; 8 – интерферометр Фабри–Перо; 10 – генератор пилообразного напряжения; 11 – фотодетектор; 12 – цифровой осциллограф.

в центре склона пилообразного сигнала, что уменьшало влияние нелинейности пьезокерамики на точность измеряемых спектроскопических данных. После интерферометра излучение поступало на фотодетектор (11), с выхода которого сигнал подавался на цифровой осциллограф (12); на другой вход осциллографа поступал также сигнал от генератора пилообразного напряжения.

4. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Измерения проводились на длине волны 795 нм при токе накачки лазера 53 мА и мощности ВЧ генератора до 10 дБм. Пороговый ток лазера был равен 49 мА. В отсутствие модуляции лазер работал в одночастотном режиме. Область свободной дисперсии сканируемого ИФП была около 25 ГГц, а измеренная ширина его полосы пропускания на полувысоте составила ~2 ГГц. Для уменьшения погрешности измерений как частота (15 Гц), так и размах (240 В) импульсов пилообразного напряжения, необходимые для перестройки частоты ИФП, поддерживались постоянными.

Записи спектров осуществлялись на частотах модуляции 68, 85 и 100 МГц, которые удовлетворяют условию

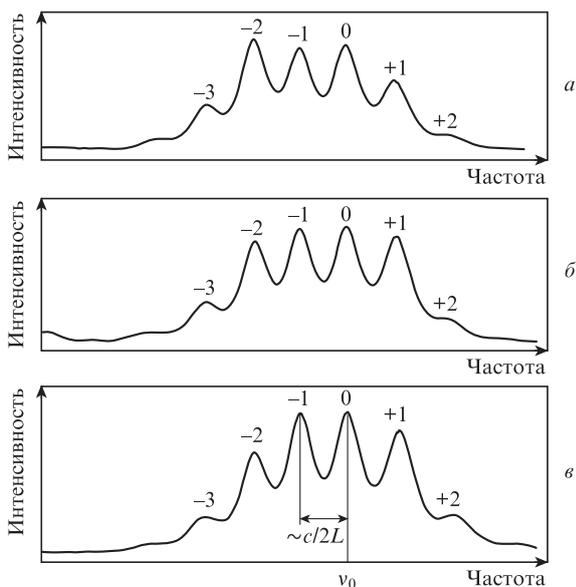


Рис.3. Спектры излучения лазера при амплитудах тока ВЧ модуляции (85 МГц) $I_{RF} = 7$ (а), 8.4 (б) и 9.9 мА (в).

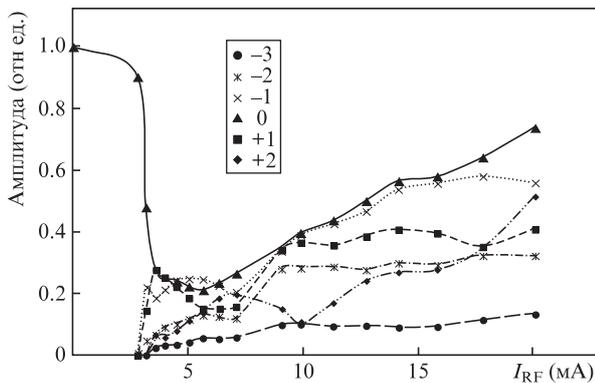


Рис.4. Зависимости амплитуд огибающих спектра излучения лазера от амплитуды тока ВЧ генератора I_{RF} . Нумерация кривых соответствует обозначениям, введенным на рис.3.

(1). На рис.3 приведены спектры излучения лазера при $f = 85$ МГц и различных амплитудах тока ВЧ модуляции. Все полосы спектра пронумерованы: нулевая соответствует несущей в отсутствие ВЧ сигнала, высокочастотные боковые полосы (1,2) обозначены знаком «+», низкочастотные (1,2,3) – знаком «-». При увеличении мощности ВЧ сигнала «центр тяжести» спектра излучения лазера смещается в высокочастотную область. Частотный интервал между соседними полосами спектра составляет величину, близкую к межмодовому интервалу. При других частотах модуляции при соответствующей мощности ВЧ генератора наблюдались спектральные полосы, также разделенные на величину $\sim c/2L$.

Зависимости амплитуд полос спектра от тока ВЧ генератора приведены на рис.4. Амплитуды нормированы на интенсивность излучения лазера в отсутствие модуляции. Погрешность измерений определялась шумами фотодетектора и составила ~2%. Практически во всем диапазоне ВЧ токов амплитуда нулевой полосы остается больше остальных. Немонотонное изменение амплитуд полос спектра мы связываем с осциллирующей зависимостью составляющих функции Бесселя от индекса модуляции, а также с дополнительным влиянием амплитудной модуляции. В этом случае характер зависимости суммы амплитуд полос будет таким же (рис.5).

При ВЧ модуляции мощность излучения лазера изменяется слабо вплоть до $I_{RF} = 4$ мА, равного превышению тока инжекции над пороговым значением. Далее мощность излучения лазера линейно растет с ВЧ током (см. рис.5). Из рисунка видно, что практически во всем диапазоне ВЧ токов сумма амплитуд огибающих спектральных полос меньше измеренной мощности лазера. Мы связываем

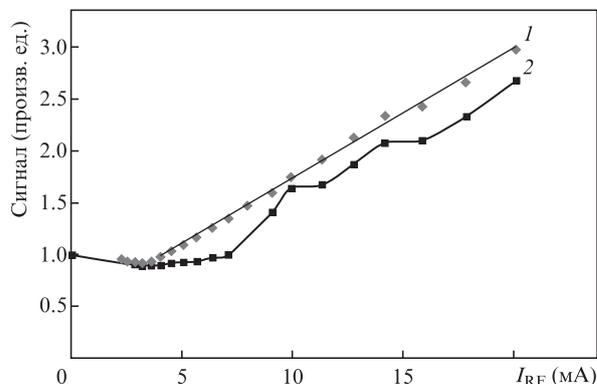


Рис.5. Зависимости мощности излучения лазера (1) и суммы амплитуд спектральных полос (2) от амплитуды ВЧ тока.

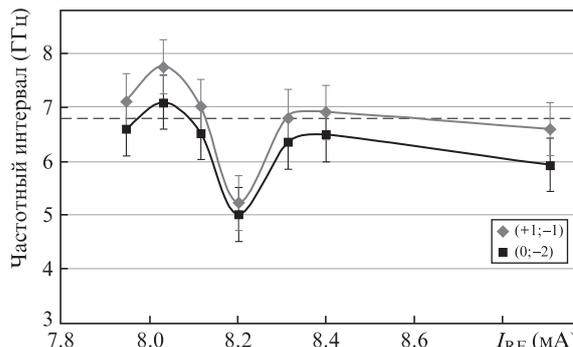


Рис.6. Зависимость частотного интервала между парами полос спектра (+1; -1) и (0; -2) от амплитуды ВЧ тока.

ваем это с уширением полос спектра, обусловленным наличием нескольких ВЧ составляющих.

С точки зрения уменьшения световых сдвигов интерес представляют пары спектральных полос с отношением амплитуд ~ 1 , которые разделены интервалом, близким к частоте часового перехода. На рис.6 приведена зависимость частотного интервала между выбранными парами спектральных полос от I_{RF} для области токов, в которой амплитуды полос близки. Штриховой линией обозначена частота часового перехода (6.8 ГГц). Погрешность измерения частотного интервала обусловлена дрейфом частоты лазера относительно пиков пропускания ИФП. Видно, что при некоторых значениях частот и ВЧ тока интервал между соответствующими парами равен частоте часового перехода. Нелинейная зависимость интервала между полосами спектра излучения лазера от ВЧ тока, по-видимому, связана с зависимостью компонент функции Бесселя от индекса модуляции ϵ , а также с влиянием амплитудной модуляции. Поэтому поддержание разности частот огибающих спектра вблизи частоты часового перехода требует необходимой точности при установке ВЧ тока.

5. Заключение

Получены режимы генерации диодного лазера при ВЧ модуляции тока накачки со спектром излучения, полосы которого разнесены на интервалы, определяемые главным образом длиной резонатора лазера. Положение боковых полос спектра излучения лазера в этом случае согласовано с частотами оптических переходов. Экспе-

риментально продемонстрировано, что можно реализовать ситуацию, когда интервал между компонентами спектра равен частоте часового перехода, а отношение их интенсивностей близко к 1. Это позволит снизить световые сдвиги и, следовательно, приведет к увеличению стабильности стандарта частоты.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках базовой части государственного задания (грант №3.6835.2017/8.9) и РФФИ (грант №18-02-00316).

1. Arimondo E., Orriols G. *Lettere Al Nuovo Cimento*, **17**, 333 (1976).
2. Alzetta G., Gozzini A., Moi M., Orriols G. *Il Nuovo Cimento*, **36**, 5 (1976).
3. Vanier J. *Appl. Phys. B*, **81**, 421 (2005).
4. Bell W.E., Bloom A.L. *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 280 (1961).
5. Vanier J., Levine M., Kendig S., Janssen D., Everson C., Delaney M. *Proc. IEEE Int. Ultrasonics, Ferroelectrics, Frequency Control Joint 50th Anniversary Conf.* (New York: IEEE, 2004, p. 92).
6. Хрипунов С.А., Раднатаров Д.А., Кобцев С.М., Юдин В.И., Тайченачев А.В., Басалаев М.Ю., Балабас М.В., Андришков В.А., Попков И.Д. *Квантовая электроника*, **46**, 668 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 668 (2016)].
7. Исакова А.А., Савинов К.Н., Головин Н.Н., Алтынбеков Н.Ж., Вишняков В.Л., Дмитриев А.К. *Квантовая электроника*, **47**, 610 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 610 (2017)].
8. Cyr N., Têtu M., Breton M. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **42**, 640 (1993).
9. Stähler M., Wynands R., Knappe S., Kitching J., Hollberg L., Taichenachev A., Yudin V. *Opt. Lett.*, **27**, 1472 (2002).
10. Baklanov E.V., Dmitriev A.K. *Laser Phys.*, **20**, 52 (2010).
11. Багаев С.Н., Захарьяш В.Ф., Каширский А.В., Клементьев В.М., Кузнецов С.А., Пивцов В.С. *Квантовая электроника*, **34**, 623 (2004) [*Quantum Electron.*, **34**, 623 (2004)].