

УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

PACS 42.55.Rz; 42.55.Xi; 42.60.Fc; 42.60.Gd

Структура пикосекундных импульсов генерации в диодно-накачиваемом Nd:YAG-лазере с модуляцией добротности и синхронизацией мод

В.И.Донин, Д.В.Яковин, А.В.Грибанов

С использованием стрик-камеры проведены прямые измерения длительности импульсов диодно-накачиваемого Nd:YAG-лазера, в котором модуляция добротности с синхронизацией мод (QML-режим) осуществляется с помощью сферического зеркала и акустооптического модулятора бегущей волны. Обнаружено появление немонотонной структуры пикосекундных импульсов, что объясняется возбуждением нескольких конкурирующих поперечных мод в режиме модуляции добротности с частотой 1 кГц. При непрерывной синхронизации мод (без модуляции добротности) обнаружен новый режим – авто-QML, при котором частота следования цуга импульсов задается частотой релаксационных колебаний лазерного поля, а внутри цуга содержатся одиночные пикосекундные импульсы.

Ключевые слова: Nd:YAG-лазер, диодный лазер, модуляция добротности, синхронизация мод, релаксационные колебания.

1. Введение

В работах [1–3] предложен оригинальный метод осуществления одновременной модуляции добротности резонатора и синхронизации мод твердотельного лазера с помощью сферического зеркала (СЗ) и акустооптического модулятора (АОМ) бегущей волны (СЗАОМ). При этом длительность пикосекундных импульсов генерации, как и в подавляющем большинстве других работ, измерялась оптическим коррелятором с регистрацией импульсов второй гармоники от нелинейного кристалла либо с регистрацией фототока двухфотонного поглощения в фотодиоде. Как известно (см., напр., [4, 5]), такие измерения являются косвенными и требуют предположения о форме импульса, в том числе о его импульсности.

В настоящей работе проведены прямые измерения длительности импульса диодно-накачиваемого Nd:YAG-лазера с модуляцией добротности и синхронизацией мод (режим QML) с помощью стрик-камеры в условиях работ [1, 2]. Обнаружена немонотонная структура пикосекундных импульсов и дано ее объяснение.

2. Схема измерений и результаты экспериментов

Экспериментальная схема лазера с четырехзеркальным Z-образным резонатором показана на рис.1. Активным элементом служил кристалл Nd:YAG диаметром 2 мм и длиной $l = 63$ мм с поперечной диодной накачкой излучением на длине волны 808 нм. Ток непрерывной накачки составлял 18.5 А. Радиусы кривизны сферических зеркал 31, 32, 33 и 34 равнялись 300, –900, 200 и 150 мм соответственно. Коэффициенты отражения зеркал 32–34 на рабочей длине волны $\lambda = 1064$ нм превышали 99.5%.

В.И.Донин, Д.В.Яковин, А.В.Грибанов. Институт автоматизации и электротехники СО РАН, 630090 Россия, Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; e-mail: donin@iae.nsk.su, gribanov84@mail.ru

Поступила в редакцию 27 марта 2015 г., после доработки – 18 июня 2015 г.

Зеркало 31 являлось выходным и имело коэффициент пропускания 14% на $\lambda = 1064$ нм. Оптическая длина резонатора L составляла примерно 151 см. АОМ располагался под углом Брэгга (θ_B) к оптической оси резонатора рядом с концевым сферическим зеркалом 31. Центр модулятора отстоял от отражающей поверхности зеркала на расстояние, равное радиусу кривизны этого зеркала. При подаче на пьезопреобразователь АОМа сигнала с рабочей частотой $f = 49.5$ МГц, равной половине межмодового интервала ($c/(4L) = f$) и ее переключении с частотой 1 кГц осуществлялась работа лазера в режиме модуляции добротности с одновременной синхронизацией мод. Выходное излучение лазера фокусировалось линзой Л1 в нелинейный кристалл LBO длиной 20 мм (синхронизм 1-го типа). Плоские зеркала П1 и П2 обладали высоким отражением на $\lambda = 1064$ и 532 нм, зеркало П3 имело высокое отражение на $\lambda = 1064$ нм и высокое пропускание на $\lambda = 532$ нм. Таким образом, при помощи системы зеркал П1–П3 излучение второй гармоники направлялось в стрик-камеру «Агат-СФЗМ», а излучение на основной длине волны – в электронную схему запуска (ЭСЗ), в которой осуществлялось деление частоты модуляции добротности (т.е. частоты следования цуга импульсов 1 кГц)

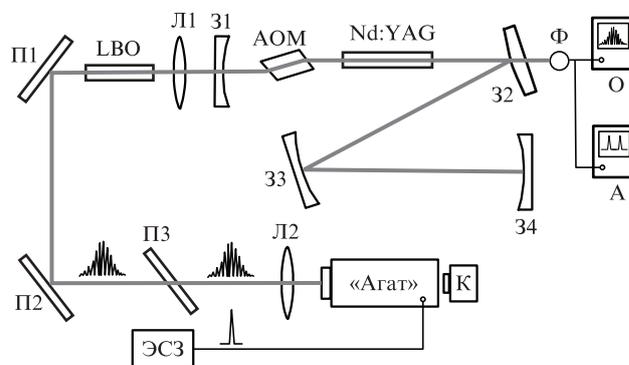


Рис.1. Схема эксперимента: 31–34 – зеркала резонатора; LBO – нелинейный кристалл; Ф – лавинный фотодиод; О – осциллограф; А – анализатор спектра; Л1, Л2 – линзы; П1–П3 – внешние плоские зеркала; ЭСЗ – электронная схема запуска стрик-камеры; К – видеокамера.

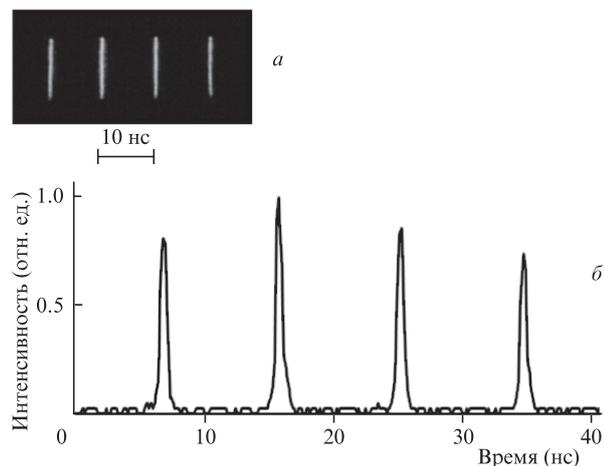


Рис.2. Временная развертка цуга лазерных импульсов с экрана камеры «Агат» (а) и денситограмма импульсов (б).

на 125 и формирование отдельных импульсов. В результате запуск камеры «Агат» производился одиночными импульсами длительностью ~ 2 нс, следующими с частотой 8 Гц. Одновременно излучение, проходящее через плотное зеркало 32, регистрировалось лавинным фотодиодом Ф (ЛФД-2), сигнал с которого направлялся на осциллограф и анализатор спектра SF300 (Rohde & Schwarz).

Изображение с экрана камеры записывалось цифровой видеокамерой, кадры видеозаписи обрабатывались в программе Mathcad и по результатам обработки строились денситограммы. Калибровка камеры «Агат» осуществлялась при помощи пластинки лейкосапфира толщиной 12.2 мм, установленной перед камерой таким образом, чтобы поделить падающее излучение на две части. Одна его часть попадала в камеру минуя пластинку, другая проходила через нее, приобретая при этом задержку ~ 31 пс. Это соответствовало сдвигу на снимках, полученных из видеозаписи, равному 8 пикселей. Исходя из этого соответствия определялась длительность временной развертки камеры «Агат».

На рис.2 представлены временная развертка цуга лазерных импульсов с экрана камеры «Агат» (временное разрешение ~ 0.7 нс) и денситограмма импульсов. На снимке видна часть цуга (полностью он показан на осциллограммах работ [1–3]).

На рис.3 приведены денситограммы лазерных импульсов, полученные при скорости развертки 0.34 нс/см (предельное временное разрешение ~ 6 пс) при разной отстройке длины резонатора от длины $L_0 = c/(4f)$, т.е. частоты межмодовых биений продольных мод от удвоенной частоты бегущей звуковой волны модулятора. Рис.3,а и б соответствуют точной настройке оптической длины резонатора $L = 151.41$ см, рис.3,в и г – отстройке ± 1 мм. При точной настройке резонатора импульс мог разбиваться на два, а при отстройке – на три и более. На рис.4 приведены результаты, демонстрирующие статистику разбиения одиночного лазерного импульса на несколько отдельных импульсов в зависимости от отстройки резонатора. При этом для каждой отстройки использовалось около 80 отдельных снимков. Из рис.4,а видно, что при точной настройке резонатора преобладают одиночные импульсы ($\sim 80\%$). При отстройке на 0.25 мм (рис.4,б) появляются тройные импульсы ($\sim 9\%$), а число одиночных снижается до $\sim 53\%$. При увеличении отстройки (рис.4,в, г) импульс может разбиваться на 4 и 5 отдельных импульсов.

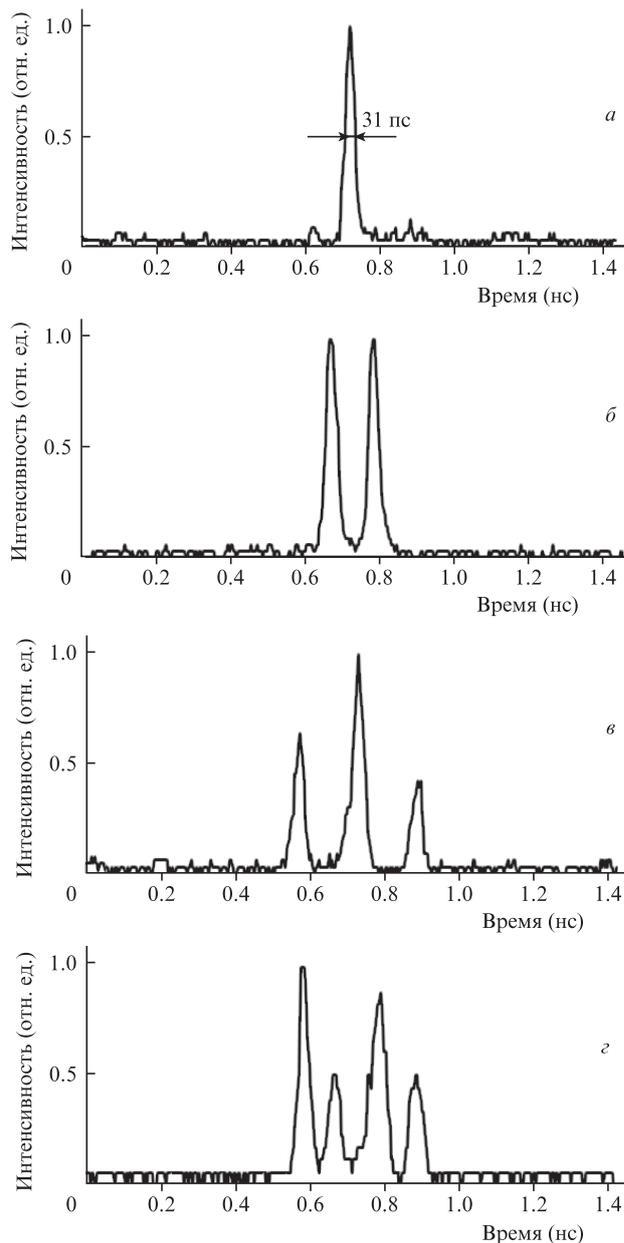


Рис.3. Денситограммы лазерных импульсов при скорости развертки 0.34 нс/см (предельное временное разрешение 6 пс) при точной настройке резонатора (а, б) и при отстройке ± 1 мм (в, г).

На рис.5 представлена характерная структура спектра излучения лазера вблизи резонансной частоты $c/(2nL) = 99$ МГц (где n – средний показатель преломления).

3. Обсуждение результатов

Рассмотрим вопрос о выделении из спектра частот лазера основной моды TEM_{00} . Как и в газовых лазерах с пониженной концентрацией частиц в активной среде [6], селекция основной моды в нашем случае производится резонатором с большой эффективной длиной [7] (т.е. с малыми числами Френеля) в непрерывном режиме. Она основана на том, что дифракционные потери на основной моде малы по сравнению с усилением G , а для других поперечных мод эти потери близки или превышают G .

Как уже отмечалось в [1, 2], при модуляции добротности резонатора усиление G может увеличиваться по срав-

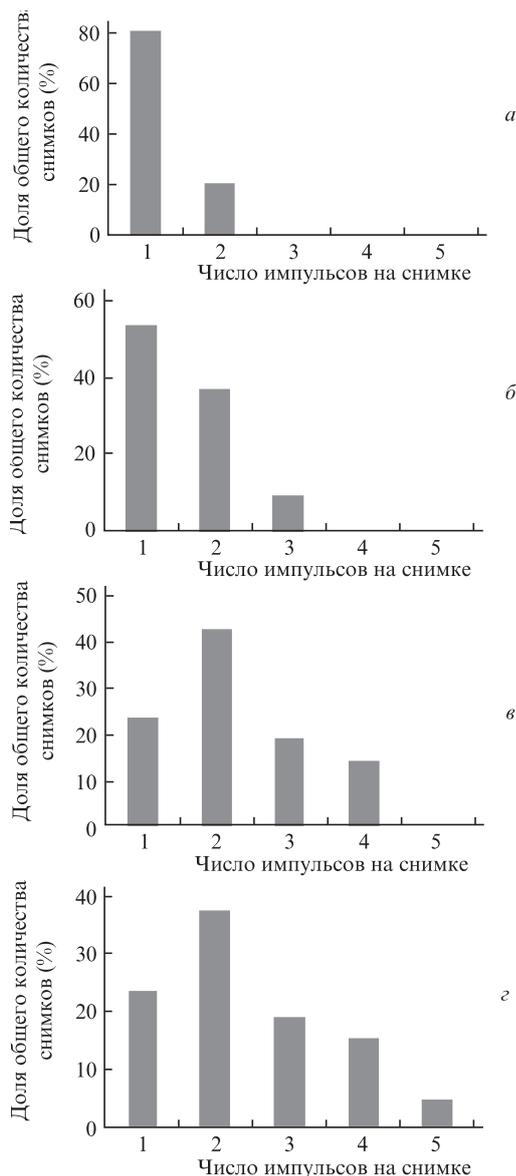


Рис.4. Статистика разбиения одиночного лазерного импульса на несколько отдельных импульсов при точной настройке резонатора (а) и при отстройках ± 0.25 мм (б), ± 1 мм (в) и ± 2 мм (з).

нению с усилением в непрерывном режиме в $\tau/\tau_f \approx 10^3 - 10^4$ раз (при частотах следования импульсов не более $1/\tau$), где τ – время жизни верхнего рабочего уровня, а τ_f – время жизни фотона в резонаторе. При этом результаты измерения с использованием спектроанализатора показывают наличие в спектре частот поперечных мод с межмодовым расстоянием $\Delta \approx 1$ МГц. Предпринималась попытка, оказавшаяся неэффективной, уменьшения числа поперечных мод путем размещения в резонаторе, рядом с зеркалом 34, ирисовой диафрагмы. Диаметр диафрагмы постепенно уменьшался вплоть до нарушения стабильного режима синхронизации мод, при этом характер картины поперечных мод не менялся, а измерения с использованием стрик-камеры не показали заметных изменений в статистике импульсов. Заметим, что эффекты затягивания частот поперечных мод [8] вблизи центра линии малы (не более 1 кГц) из-за большой ширины линии лазерного перехода ($\Delta\nu \approx 200$ ГГц). Ширина резонанса «холодного» (пассивного) резонатора $\Delta\nu_{\text{res}} = c\alpha/(2\pi L) \sim 10$ МГц для

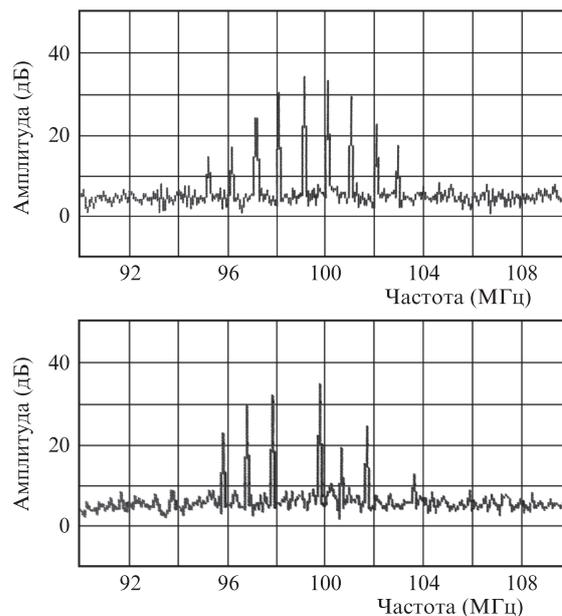


Рис.5. Спектр лазерного излучения вблизи резонансной частоты $c/(2nL) = 99$ МГц в разные моменты времени со сдвигом по времени ~ 1 с.

первых двух поперечных мод (α – полные потери на проход, равные примерно 20% и 60% для мод TEM_{00} и TEM_{01} соответственно). Поперечные моды конкурируют между собой, поэтому генерация происходит хаотическим образом, т.е. хаотически флуктуируют амплитуды мод. Для иллюстрации этой хаотичности на рис.5 приведены две реализации спектра, соответствующие разным моментам времени (сдвиг по времени ~ 1 с, время сканирования окна спектроанализатора 20 мс).

Как известно, в резонаторе Фабри–Перо образуется стоячая волна с частотой $\nu_{m,n,q}$, когда выполняется условие резонанса. Индексы m, n, q соответствуют числу длин стоячих волн по двум поперечным координатам и одной продольной. Поэтому в нашем случае (спектральная ширина рабочего перехода $\Delta\nu \sim 200$ ГГц, $L \approx 1.5$ м) имеется большое число ($\Delta\nu/[c/(2Ln)] \sim 2 \times 10^3$) сфазированных продольных мод, которое определяет предельно возможную длительность лазерного импульса; расстояние между импульсами излучения на частотах поперечных мод $\Delta(2Ln/c)^2 \sim 100$ пс. Здесь следует указать на ранние работы по наблюдению биений и синхронизации поперечных мод в газовых и твердотельных лазерах [9–13], в которых обращено внимание на связь Δ с минимальным временным расстоянием между импульсами при синхронизации мод, а также на некоторые особенности этой связи.

Результаты, представленные на рис.3,б–з, подтверждают, что расстояние между импульсами равно примерно 100 пс, однако на рис 3,в,з видны довольно заметные ($\sim 25\%$) отклонения от этой величины. Обсудим возможные причины этого отклонения.

Рассмотрим несколько подробнее вопрос о затягивании мод. Затягивание частоты моды лазера определяется выражением $\Delta\nu_{\text{pull}} = (\nu_0 - \nu_{\text{res}})\Delta\nu_{\text{res}}/\Delta\nu$, где ν_0 – частота центра линии усиления, $\Delta\nu_{\text{res}}$ – частота затягиваемой моды. В нашем случае $\Delta\nu_{\text{pull}}$ лежит в диапазоне от не более 1 кГц (вблизи центра линии) до ~ 10 МГц (на частотах, соответствующих половине максимума усиления). Ширина спектра 45-го пикосекундного импульса составляет ~ 10 ГГц, а характерное затягивание частоты равно примерно

1 МГц (если синхронизация происходит в центре линии усиления). Следовательно, затягивание сравнимо с Δ и может влиять на расстояние между импульсами излучения на частотах поперечных мод. Кроме того, двойные импульсы могут появиться и при синхронизации только продольных мод, если она дополнительно возникает не в центральной части линии усиления. В последнем случае синхронизованные не в центре линии моды будут сдвинуты на величину $\Delta\nu_{\text{pull}}$ относительно мод в центре линии усиления, что приведет к временному сдвигу между импульсами, превышающему 100 пс. По-видимому, на количество синхронизованных частей спектра влияет отстройка резонатора от оптимальной длины. Следует отметить, что иногда наблюдалась «мелкая» структура импульсов, которая может быть обусловлена пространственной структурой поперечных мод [9, 11], а также неоднородностями характеристик экрана ЭОПа камеры.

Остановимся на вопросе изменения показателя преломления активной среды n , обусловленного различным вкладом верхнего и нижнего рабочих уровней в ее поляризуемость. Согласно измерениям авторов работы [14], при используемой нами мощности оптической накачки ~ 120 Вт (соответствующая плотность мощности $\sim 4 \times 10^3$ Вт/см²) указанное изменение $\Delta n \approx 4 \times 10^{-6}$, что соответствует $\Delta L = l\Delta n = 0.25$ мкм. Учитывая, что при модуляции добротности изменение разности населенностей рабочих уровней $N_2 - N_1 = G_{\text{max}} - \alpha = \Delta G$ происходит за время $\Delta t = 0.5\tau_f$, получаем скорость изменения длины резонатора $V = \Delta L/\Delta t = 25 \times 10^{-6}/(65 \times 10^{-9}) = 4 \times 10^2$ см/с. Соответствующая частота фазовой модуляции $F_{\text{phm}} = V/\lambda \approx 4$ МГц. Указанный эффект можно рассматривать как аналог уже известного эффекта (см. [15]), однако, в отличие от последнего, он возникает без специальных дополнительных устройств в резонаторе. Поскольку изменение $\Delta L = 0.25$ мкм составляет $\lambda/4$ (при этом узлы и пучности стоячих волн меняются местами), а частота фазовой модуляции превышает характерное время существования конкурирующих мод (длительность «пиков») 0.5 – 1 мкс [9], указанный эффект должен приводить к существенному сглаживанию «выжигаемых» в усиливающей среде провалов. Сглаживание провалов наряду с синхронизацией мод способствует «упорядочению» релаксационных колебаний.

Как было отмечено выше, при модуляции добротности изменение усиления от максимального значения до порогового происходит за $0.5\tau_f$, т.е. после достижения максимума гигантского импульса усиление, а следовательно, и эффекты затягивания мод отсутствуют. По-видимому, с исчезновением затягивания мод связано резкое возрастание пиковой мощности отдельных импульсов в цуге после достижения максимума гигантского импульса, наблюдаемое при наличии в резонаторе керровского элемента [16].

Дополнительно были проведены эксперименты с подачей на АОМ рабочей частоты (49.5 МГц) в непрерывном режиме. В этом случае лазер работал в режиме QML, но с частотой следования цуга импульсов, равной частоте релаксационных колебаний (см., напр., [17]):

$$f_{iv} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{I}{I_0\tau\tau_f}} \approx 30 \text{ кГц},$$

где I_0 – параметр насыщения. При точной настройке резонатора в таком режиме авто-QML импульсы цуга дли-

тельностью ~ 2 мкс были стабильны и их интенсивности различались не более чем на $\Delta I = \pm 5\%$, а внутри цуга содержались только пикосекундные моноимпульсы. В спектре излучения лазера наблюдалась только одна поперечная TEM₀₀-мода. При отстройке резонатора ± 0.25 мм появлялась хаотичность релаксационных колебаний по частоте и по интенсивности, которая изменялась более чем на $\pm 50\%$.

Точность нулевой отстройки резонатора в нашем случае определялась джиттером рабочей частоты модулятора ± 3 кГц (что соответствует отстройке резонатора ± 0.05 мм). При уменьшении джиттера рабочей частоты АОМа и нулевой отстройке можно ожидать появления режима одиночных пикосекундных импульсов*. Измеренная длительность импульса генерации на длине волны 1064 нм составляла 45 ± 10 пс для всех представленных на рис.3 случаев.

Таким образом, прямые измерения длительности импульса диодно-накачиваемого Nd:YAG-лазера, в котором модуляция добротности и синхронизация мод осуществлялись методом СЗАОМ, показали немонотонность пикосекундных импульсов, т.е. наличие нескольких импульсов за время двойного прохода резонатора. Число таких импульсов увеличивается с отстройкой частоты межмодовых биений продольных мод от удвоенной частоты бегущей звуковой волны модулятора, а при точной настройке резонатора наблюдается практически моноимпульсный режим. Появление немонотонного режима объясняется возбуждением нескольких конкурирующих поперечных мод.

1. Донин В.И., Яковин Д.В., Грибанов А.В. *Квантовая электроника*, **42**, 107 (2012).
2. Donin V.I., Yakovin D.V., Griбанov A.V. *Opt. Lett.*, **37**, 338 (2012).
3. Донин В.И., Яковин Д. В., Грибанов А.В. Патент № 2478242 от 27.03.2013.
4. Зельдович Б.Я., Кузнецова Т.И. *УФН*, **106**, 47 (1972).
5. Shapiro S.L. (Ed.) *Ultrashort Light Pulses. Picosecond Techniques and Applications* (Berlin – Heidelberg – New York: Springer-Verlag, 1977).
6. Алферов Г.Н., Григорьев В.А., Донин В.И. *Квантовая электроника*, **5**, 29 (1978).
7. Донин В.И., Никонов А.В., Яковин Д.В. *Квантовая электроника*, **34**, 930 (2004).
8. Bennett W.R. *Phys. Rev.*, **126**, 580 (1962).
9. Коробкин В.В., Леонтович А.М. *ЖЭТФ*, **49**, 10 (1965).
10. Auston D.H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **4**, 420 (1968).
11. Smith P.W. *Appl. Phys. Lett.*, **13**, 235 (1968).
12. Аракелян В.С., Карлов Н.В., Прохоров А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **10**, 279 (1069).
13. Мак А.А., Фромзель В.А. *Письма в ЖЭТФ*, **10**, 313 (1969).
14. Антипов О.Л., Еремейкин О.Н., Савикин А.П. *Квантовая электроника*, **33**, 861 (2003).
15. Анциферов В.В., Кривошеков Г.В., Фолин К.Г. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **10**, 879 (1967).
16. Грибанов А.В., Донин В.И., Хомутов А.Н., Яковин Д.В., Яковин М.Д. *Труды молодежной школы-конференции «Лазеры и лазерные технологии»* (Томск: ТГУ, 2010, с. 51).
17. Koechner W. *Solid-State Laser Engineering* (New York: Springer Sci. Business Media Inc., 2006).

* В настоящее время проведен эксперимент, в котором дрожание рабочей частоты модулятора составляло ± 300 Гц. В этом случае при точной настройке резонатора количество моноимпульсов достигло 95%.