

# Стабилизированный по частоте полупроводниковый лазер с внешним резонатором

О.И.Пермякова, А.В.Яковлев, П.Л.Чаповский

*Описаны конструкция и характеристики полупроводникового лазера с модифицированным внешним резонатором Литтрова. Дополнительное выходное зеркало резонатора, имеющего V-конфигурацию, сделало систему более эффективной и удобной. Стабилизация частоты излучения лазера осуществлена с помощью магнитооптических эффектов Фарадея и кругового дихроизма в парах рубидия.*

**Ключевые слова:** полупроводниковые лазеры, резонаторы, стабилизация частоты.

## 1. Введение

Полупроводниковые лазеры являются исключительно эффективными приборами. С их помощью решение многих задач лазерной физики и техники достигается проще, надежнее и часто значительно дешевле. Так, например, хорошо известные достижения в атомной физике последних двух десятилетий стали возможны в значительной степени благодаря развитию полупроводниковых лазеров. В связи с этим наибольший интерес представляют полупроводниковые лазеры с внешним резонатором. Такие лазеры позволяют получать мощное монохроматическое излучение на частотах многих важных атомных резонансов. В настоящее время разработано несколько конструкций полупроводниковых лазеров с внешним резонатором, предназначенных для решения разнообразных задач (см., напр., [1–6]). Тем не менее большая потребность научных и учебных лабораторий в надежных и доступных источниках когерентного излучения делает актуальным дальнейшее совершенствование таких лазеров.

В настоящее время наиболее популярны две базовые схемы внешних резонаторов полупроводниковых лазеров, представленные на рис. 1, – Литтрова и Литтмана. В резонаторе Литтрова обратная связь осуществляется с помощью дифракции в ненулевом порядке решетки, а вывод излучения из резонатора – в нулевом порядке дифракции. Хотя такая схема резонатора исключительно проста и широко применяется, ей присущи и некоторые недостатки. Схема не позволяет работать при очень больших углах дифракции, необходимых для увеличения дисперсии резонатора. Кроме того, коэффициент внешней связи резонатора полностью определяется характеристиками решетки и не может быть оптимизирован с учетом конкретных условий.

Резонатор Литтмана уже позволяет работать при больших углах дифракции решетки, а доля выводимого из резонатора излучения может легко регулироваться подбором пропускания выходного зеркала. Однако в схеме Литтмана излучение дважды взаимодействует с решеткой при полном обходе резонатора. При этом коэффициент отражения решетки при скользящей дифракции оказывается существенно подавлен из-за виньетирования штрихов решетки, что снижает добротность резонатора [7].

В настоящей работе мы приводим конструкцию полупроводникового лазера с внешним резонатором, являющимся простой и удобной модификацией стандартного резонатора Литтрова. Для селекции длин волн использована профилированная дифракционная решетка. Излучение выводилось с помощью дополнительного полупрозрачного зеркала, что позволяло легко менять коэффициент внешней связи резонатора. В работе осуществлена также стабилизация частоты излучения лазера с помощью магнитооптических эффектов Фарадея и кругового дихроизма в парах рубидия. Описанный в статье лазер был разработан для получения охлажденных атомов рубидия в магнитооптической ловушке.

## 2. Конструкция лазера

Важным параметром, который определяет характеристики лазера, является доля выводимого из резонатора излучения (коэффициент внешней связи резонатора). Оптимальное значение этой характеристики – сложная функция коэффициента усиления в активной среде лазера, полевого насыщения усиления и потерь резонатора. На практике предпочтительно иметь возможность варьировать коэффициент внешней связи резонатора, подбирая его оптимальное значение опытным путем. Для наиболее распространенной схемы резонатора Литтрова (рис. 1, а) коэффициент внешней связи полностью определяется характеристиками решетки и не может варьироваться произвольно. Одним из способов решения этой проблемы является использование резонаторов V-типа, в которых вывод излучения осуществляется через дополнительное полупрозрачное зеркало (рис. 2) [8]. Отметим,

О.И.Пермякова, А.В.Яковлев, П.Л.Чаповский. Институт автоматизации и электротехники СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Коптюга, 1; e-mail: chapovsky@iae.nsk.su

Поступила в редакцию 6 января 2005 г., после доработки – 22 марта 2005 г.

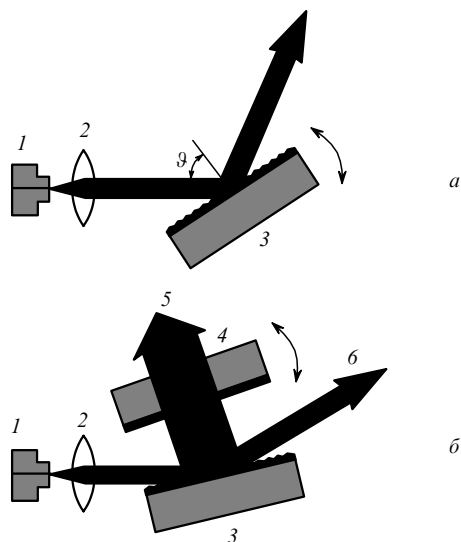


Рис.1. Внешние резонаторы полупроводниковых лазеров, использующие схему Литтрова (а) и Литтмана (б): 1 – полупроводниковый лазер; 2 – коллиматор; 3 – дифракционная решетка; 4 – зеркало; 5 – основной пучок; 6 – дополнительный пучок.

что резонатор такого типа был использован ранее для селекции частот в эрбиевом волоконном лазере [9].

Дифракционная решетка, которую мы использовали в этой работе, имела 600 штр./мм и паспортное значение угла блеска  $\sim 30^\circ$ . Этот угол блеска определяется ориентацией основной поверхности треугольного штриха решетки (см. вставку на рис.2). Подобная поверхность штриха позволила бы нам работать при углах дифракции  $\theta \simeq 30^\circ$ . Технология производства дифракционных решеток такова, что штрихи решетки имеют приблизительно треугольную форму и оказывается возможным использовать другую грань штриха (так называемая нерабочая грань штриха). Это позволяет работать при значительно больших углах дифракции и существенно увеличить угловую дисперсию резонатора [7].

В нашем конкретном случае использование нерабочих граней дало нам возможность работать при угле дифракции  $\theta = 70^\circ$ , что соответствует 4-му дифракционному порядку для длины волны  $\lambda = 780$  нм. Коэффициент отражения в 4-м порядке составлял  $\sim 60\%$ . Коэффициент отражения в нулевом порядке при  $\theta = 70^\circ$  оказался весьма малым ( $\sim 1\%$ ). В итоге, лазер с традиционным резонатором Литтрова и имеющейся в нашем распоряжении дифракционной решеткой показал весьма низкие характеристики. Фактически именно это обстоятельство заставило нас модифицировать традиционную схему резонатора Литтрова. Отметим здесь, что использование нерабочих граней штрихов дифракционных решеток для увеличения их дисперсии описано в монографии [10], посвященной классическим спектральным приборам.

Мы использовали стандартные лазерные диоды фирмы Mitsubishi (серии ML6XX24) без дополнительных просветляющих покрытий. В этом случае, как хорошо известно [1], лазерный резонатор состоит из двух частей: резонатора самого кристалла и внешнего резонатора. Плавная перестройка частоты излучения при этом может быть получена только при согласованной перестройке частот этих двух резонаторов, что необходимо для подавления эффекта затягивания частоты излучения. В нашем лазере это достигалось согласованной модуля-

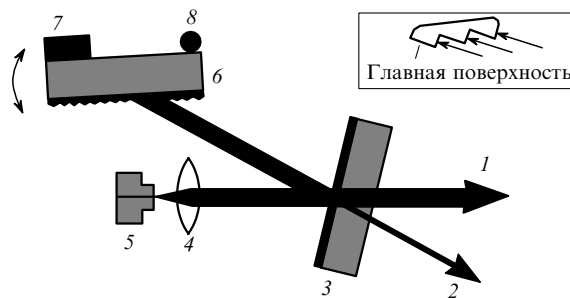


Рис.2. Внешний резонатор полупроводникового лазера V-типа: 1 – основной пучок; 2 – дополнительный пучок; 3 – выходное зеркало; 4 – коллиматор ( $f = 5$  мм); 5 – лазерный диод; 6 – дифракционная решетка; 7 – пьезоэлектрический элемент; 8 – ось вращения дифракционной решетки.

цией тока, питающего лазерный диод, и наклоном дифракционной решетки пьезоэлектрическим элементом.

Внешний резонатор лазера имел длину 3.5 см. В качестве коллиматора использовалась линза с фокусным расстоянием 5 мм, просветленная с обеих сторон. Юстировка положения коллиматора осуществлялась так, чтобы выходящий из диода пучок сохранял свои поперечные размеры при визуальном наблюдении на расстоянии 2–3 м. После юстировки коллиматор приклеивался стоматологической пластмассой к основанию резонатора.

Для устойчивой работы полупроводникового лазера необходима тщательная стабилизация температуры лазерного диода. Конструкция нашей системы стабилизации температуры состояла в следующем. Лазерный диод был закреплен в медном корпусе. Датчиком температуры служило термосопротивление (10 кОм), включенное в одно из плеч мостика Уитстона. Сигнал с мостика усиливался усилителем AD622AN и далее управлял источником питания элемента Пельтье, регулирующим температуру лазерного диода. Достигнутая стабильность температуры корпуса диода была лучше 1 мК. Стабилизация температуры внешнего резонатора лазера была пассивной и осуществлялась благодаря хорошему термическому контакту резонатора с массивной металлической плитой оптического стола.

### 3. Характеристики лазера

Лазерный диод, использованный в работе, имел паспортную длину волны генерации 785 нм при  $25^\circ\text{C}$ , поэтому в экспериментах с парами рубидия нам приходилось охлаждать диод до температуры  $14^\circ\text{C}$ , при этом его излучение имело уже длину волны  $\sim 781$  нм и мощность около 35 мВт при токе 72 мА. Лазер с V-резонатором дает два пучка (рис.2). (Мы не использовали весьма слабый пучок, выходящий из лазера в нулевом порядке дифракции решетки.) Направление основного пучка не зависит от ориентации решетки и зеркала, а определяется только положениями диода и коллиматора. Направление второго пучка изменяется при перестройке частоты излучения подобно тому, как это происходит в лазере с резонатором Литтрова. При использовании плоского полупрозрачного зеркала, имеющего пропускание  $T = 45\%$ , мощность излучения лазера была 18 мВт (14 мВт в основном и 4 мВт во втором пучке). Для зеркала с  $T \simeq 60\%$  лазер излучал 21 мВт и 3 мВт в двух пучках соответственно. Диапазон перестройки частоты излучения лазера также зависел от пропускания выходного зеркала (см. ниже).

Таким образом, как и следовало ожидать, коэффициент внешней связи резонатора полупроводникового лазера существенно влияет на его характеристики. Для резонатора V-типа варьирование коэффициента внешней связи резонатора оказывается достаточно простой процедурой.

Характеристики лазерного излучения измерялись с помощью установки, представленной на рис.3. Длина волны лазерного излучения измерялась с помощью решеточного спектрографа, имеющего линейную дисперсию 0.36 нм/см на телевизионном мониторе, и более точно – с помощью прецизионного  $\lambda$ -метра, имеющего разрешение 50 МГц. Грубая перестройка частоты излучения лазера осуществлялась поворотом выходного зеркала, закрепленного на юстировочной головке. С зеркалом, имеющим коэффициент пропускания  $T = 45\%$ , длина волны излучения перестраивалась в пределах 775–785 нм при постоянной температуре лазерного диода  $14^\circ\text{C}$ . Область перестройки частоты уменьшалась при использовании выходного зеркала с большим коэффициентом пропускания.

Плавная перестройка частоты излучения лазера контролировалась с помощью спектров линейного поглощения в парах рубидия. Для этой цели слабый лазерный пучок пропускался через кювету длиной 7.5 см, находящуюся при комнатной температуре. Кювета содержала пары рубидия природного изотопного состава и не имела буферного газа. Сильный встречный лазерный пучок (рис.3) был закрыт при этих измерениях. Спектр линейного пропускания представлен на рис.4,а. Этот спектр получен усреднением 16 треков в течение  $\sim 1$  с. Видно, что область плавной перестройки частоты излучения оказывается больше 9 ГГц. Небольшое уменьшение интенсивности излучения, видимое на рис.4,а, обусловлено модуляцией лазерного тока.

Полезно сопоставить измеренный линейный спектр поглощения с расчетным. Вычисления проводились с использованием характеристик сверхтонкого расщепления уровней изотопов  $^{87}\text{Rb}$  и  $^{85}\text{Rb}$ , измеренных в [11], и времени жизни уровня  $^2\text{P}_{3/2}$  атома Rb, равного 25 нс [12]. В качестве примера на рис.5 показана схема уровней изо-

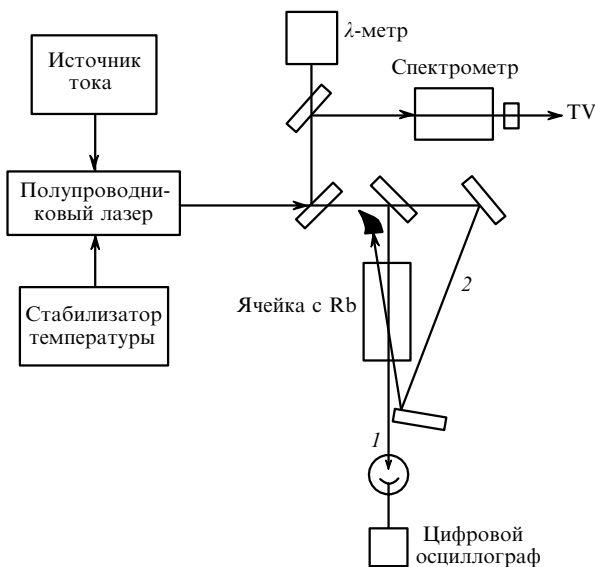


Рис.3. Схема измерения спектральных характеристик излучения лазера. Цифрами отмечены слабый (1) и сильный (2) пучки схемы измерения спектров насыщенного поглощения.

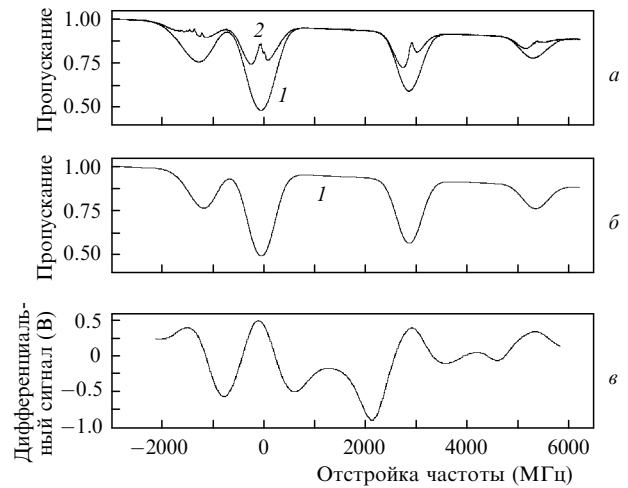


Рис.4. Экспериментальные (а) и расчетный (б) спектры пропускания  $D_2$ -линии рубидия: линейный спектр пропускания (1) и резонансы насыщенного поглощения во встречных волнах (2), а также дифференциальный сигнал системы стабилизации частоты (в).

топа  $^{87}\text{Rb}$ . Расчетный спектр линейного пропускания представлен на рис.4,б. Этот спектр совпадает с измеренным в пределах 5%, если использовать давление насыщенного паров Rb, приведенное в [13]. Давление насыщенного паров согласно [14] оказывается на 20% меньше измеренного.

Пассивная стабильность частоты излучения лазера определялась двумя способами. В первом способе регистрировалось изменение поглощения излучения парами рубидия. Эти измерения дали величину дрейфа частоты излучения  $\sim 12$  МГц/мин в течение примерно 20 мин. В другом способе, с использованием  $\lambda$ -метра, получено близкое значение дрейфа частоты, 15 МГц/мин, при наблюдении за то же время.

Ширина линии излучения является важной характеристикой лазера. Наиболее достоверно измерять ширину по биениям двух независимых лазеров. Мы выполнили оценку ширины линии по измерениям ширин резонансов насыщенного поглощения для встречных волн в парах рубидия. Спектр насыщенного поглощения представлен на рис.4,а (и в большем масштабе на рис.6). Эти спектры являются усреднением 16 треков в течение  $\sim 1$  с. Рассмотрим в качестве примера резонанс на сверхтонком переходе  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$ . Его полуширина на полувысоте

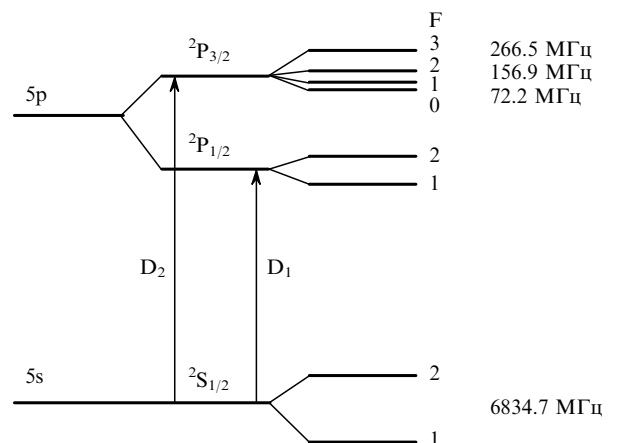


Рис.5. Схема тонких и сверхтонких состояний изотопа  $^{87}\text{Rb}$ . Частоты указывают величины сверхтонких расщеплений [11].

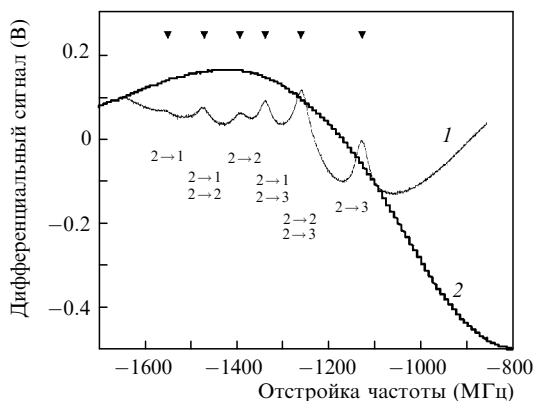


Рис.6. Резонансы насыщенного поглощения (1) и сигнал системы стабилизации частоты (2) в окрестности сверхтонких переходов  $F_g = 2 \rightarrow F_c$  изотопа  $^{87}\text{Rb}$ . Треугольниками отмечены расчетные положения резонансов [11]. Указаны сверхтонкие состояния, ответственные за появление резонансов.

складывается из нескольких составляющих [15]: радиационной ширины перехода (3 МГц [12]), ширины пика Беннета в распределении атомов по скоростям на верхнем уровне, уширения резонансов, вызванного неколлинеарностью сильного и слабого пучков [16], и ширины линии лазерного излучения. Таким образом, минимальное возможное значение ширины резонанса составляет в нашем случае 6 МГц. Ширина пика Беннета содержит добавку, обусловленную полевым уширением. Для выяснения роли полевого уширения регистрируемых нами резонансов мы выполнили измерения их ширин при нескольких уровнях мощности сильного пучка (рис.7). Эти данные позволяют экстраполировать ширину резонанса к нулевому значению мощности сильного пучка. Ширина резонанса оказывается при этом около 7 МГц.

Другая составляющая ширины нелинейного резонанса обусловлена неколлинеарностью лазерных пучков и может быть оценена только грубо. Наша оптическая система не имела фарадеевских изоляторов, поэтому неколлинеарность сильного и слабого пучков не могла быть меньше  $\sim 3 \times 10^{-3}$  рад. Такой угол дает вклад в ширину на уровне 1 МГц [16]. Все эти довольно грубые оценки позволяют заключить, что ширина линии лазерного излучения оказывается не более 1 МГц.

В настоящее время разработано достаточно много методов активной стабилизации частоты излучения лазе-

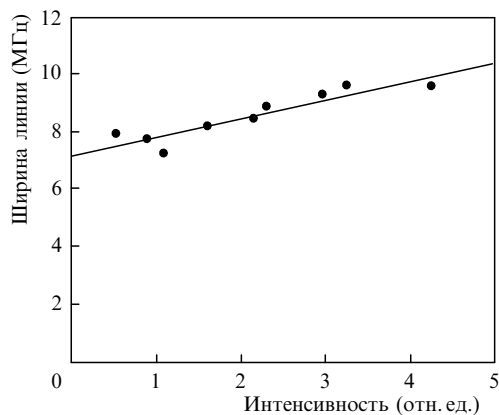


Рис.7. Полевая зависимость ширины резонанса насыщенного поглощения во встречных волнах для сверхтонкого перехода  $D_2$ -линии рубидия  $F_g = 2 \rightarrow F_c = 3$ .

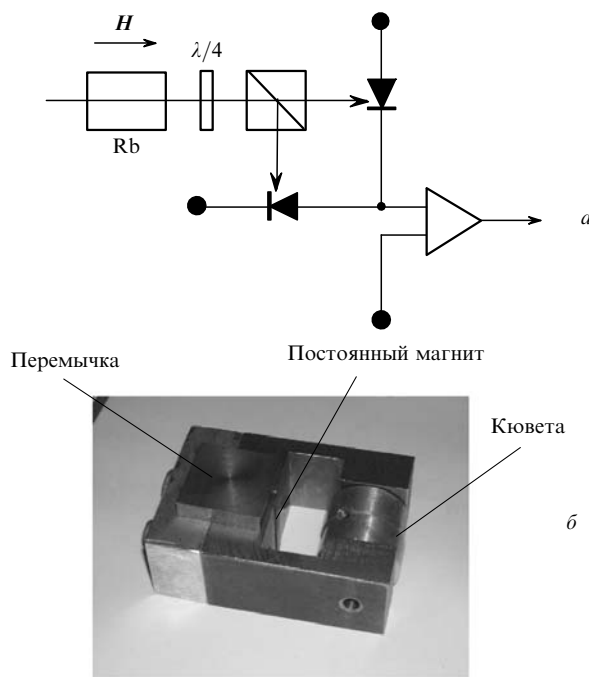


Рис.8. Схема стабилизации частоты излучения лазера (а). На фотографии (б) показана конструкция магнита.

ров. Применение того или иного метода диктуется конкретными условиями задачи. Наш лазер разрабатывался для охлаждения паров рубидия в магнитооптической ловушке. Для этих целей желательно применять метод стабилизации, не использующий модуляцию частоты излучения лазера и позволяющий стабилизировать частоту на любое значение вблизи атомного резонанса. Таким критериям вполне удовлетворяет метод стабилизации, основанный на использовании магнитооптических эффектов кругового дихроизма и Фарадея в парах рубидия (метод стабилизации частоты полупроводниковых лазеров, известный в литературе под аббревиатурой DAVLL, от английского Dichroic Atomic Vapour Laser Lock [4, 5]). Первоначально этот способ стабилизации был применен для LNA-лазеров [17]. Такой метод позволяет обойтись без модуляции частоты излучения лазера и стабилизировать частоту излучения практически в любом месте контура линейного поглощения. Работу системы стабилизации поясняет рис.8,а. Линейно поляризованное излучение направляется в кювету с парами Rb, находящимися в продольном магнитном поле. Две круговые поляризации этого излучения приобретают в кювете относительный набег фаз из-за эффекта Фарадея и по-разному поглощаются из-за эффекта кругового дихроизма. После кюветы эллиптически поляризованное излучение разлагается фазовой пластинкой  $\lambda/4$  на две взаимно ортогональные линейно поляризованные компоненты, которые затем разделяются призмой Глана и направляются на два фотодиода. Разностный сигнал с этих фотодиодов и служит для стабилизации частоты излучения лазера. В зависимости от ориентации оптической оси фазовой пластинки  $\lambda/4$  и призмы Глана величина разностного сигнала может определяться только эффектом Фарадея, только эффектом кругового дихроизма либо их комбинацией [5]. В эксперименте ориентация этих оптических элементов, величина магнитного поля и температура кюветы подбирались опытным путем так, чтобы частотная зависимость разностного сигнала в нужном месте спектра

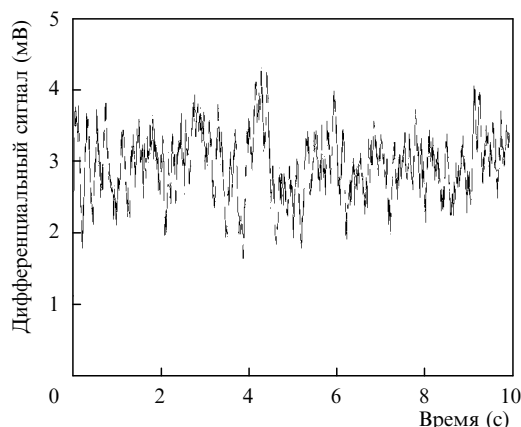


Рис.9. Шумовая дорожка дифференциального сигнала стабилизированного по частоте лазера; чувствительность системы 2 мВ/МГц, время усреднения 80 мс.

была максимальной. Например, она достигала  $\sim 2$  мВ/МГц вблизи центра сверхтонкого перехода  $F_g = 2 \rightarrow F_e$  изотопа  $^{87}\text{Rb}$ .

Оптимальное для работы системы стабилизации магнитное поле сложным образом зависит от многих факторов, и его следует подбирать экспериментально. В нашей установке регулируемое магнитное поле создавалось с помощью постоянного самарий-кобальтового магнита, магнитопровода и перемещаемой перемычки для отвода части магнитного потока. Конструкцию поясняет фотография устройства на рис.8,б. Эта система позволяла регулировать величину магнитного поля в месте расположения кюветы с парами Rb в пределах 130–360 Гс. Оптимальное для работы поле оказалось равным 200 Гс. Кювета с парами Rb имела диаметр 2 см, а ее температура поддерживалась равной 40 °С.

Использованная схема стабилизации оказалась весьма эффективной. Она позволяла надежно стабилизировать частоту излучения лазера в диапазоне частот  $\pm 200$  МГц в окрестности перехода  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$  изотопа  $^{87}\text{Rb}$ , имела область захвата частоты  $\sim 600$  МГц. На рис.6 показаны сигналы, важные для работы системы: спектр насыщенного поглощения во встречных волнах на переходах  $F_g = 2 \rightarrow F_e$  изотопа  $^{87}\text{Rb}$  и разностный сигнал, используемый для стабилизации частоты излучения лазера. Шумовая дорожка дифференциального сигнала, снятая при времени усреднения 80 мс, представлена на рис.9.

#### 4. Выводы

В работе приведены характеристики простого полупроводникового лазера с внешним резонатором, использующего стандартный лазерный диод без дополнительных просветляющих покрытий. Селекция длин волн осуществлялась с помощью профилированной дифракционной решетки в резонаторе, являющейся простой модификацией схемы резонатора Литтрова. Резонатор имеет V-конфигурацию с дополнительным полупрозрачным зеркалом для вывода излучения из резонатора. Это зеркало позволяет легко подбирать коэффициент внешней связи резонатора, добиваясь оптимального диапазона перестройки частоты излучения либо оптимальной выходной мощности лазера. В описанном лазере мощность

излучения составила  $\sim 50\%$  от мощности лазерного диода без внешнего резонатора. Область плавной перестройки частоты излучения была не менее 9 ГГц, а ширина линии – порядка 1 МГц. Выполнена стабилизация частоты излучения лазера с помощью системы стабилизации частоты, использующей эффекты Фарадея и кругового дихроизма в парах рубидия. Для реализации метода предложена простая и надежная конструкция постоянного магнита.

Можно указать еще несколько преимуществ резонатора V-типа для полупроводниковых лазеров по сравнению с традиционной схемой Литтрова. В этом резонаторе подбор оптимальной дифракционной решетки оказывается весьма простым, поскольку теперь она должна иметь максимально возможный коэффициент отражения. Другое преимущество заключается в том, что направление основного пучка лазера не изменяется при перестройке частоты излучения и любых манипуляциях с выходным зеркалом и дифракционной решеткой, что упрощает настройку остальной оптической схемы. Кроме этого, конструкция резонатора легко может быть сделана весьма компактной.

Отметим в заключение, что работоспособность лазера была недавно наглядно продемонстрирована. С двумя лазерами описанной конструкции удалось создать надежно работающую магнитооптическую ловушку для атомов рубидия [18].

Авторы благодарны С.И.Каблукову, указавшему нам на работу [9].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 03-02-17553) и Президиума СО РАН (грант «Лазерное охлаждение газов в магнитооптических ловушках»).

1. Wieman C.E., Hollberg L. *Rev. Sci. Instrum.*, **62**, 1 (1991).
2. MacAdam K.B., Steinbach A., Wieman C. *Amer. J. Phys.*, **60**, 1098 (1992).
3. Maki J.J., Campbell N.S., Grande C.M., Knorpp R.P., McIntyre D.H. *Opt. Commun.*, **102**, 251 (1993).
4. Corwin K.L., Lu Z., Hand C.F., Epstein R.J., Wieman C.E. *Appl. Opt.*, **37**, 3295 (1998).
5. Yashchuk V.V., Budker D., Davis J.R. *Rev. Sci. Instrum.*, **71**, 341 (2000).
6. Яровицкий А.В., Прудников О.Н., Васильев В.В., Величанский В.Л., Разин О.А., Шерстов И.В., Тайченачев А.В., Юдин В.И. *Квантовая электроника*, **34**, 341 (2004).
7. Ищенко В.Н., Кочубей С.А., Лисицын В.Н., Чаповский П.Л. В сб. *Лазеры с перестраиваемой частотой*. Под ред. В.П.Чеботаева (Новосибирск: Институт теплофизики, 1980, с. 21–47).
8. Permyakova O.I., Yakovlev A.V., Chapovsky P.L. *Simple external cavity diode laser* (2003); <http://xxx.lanl.gov/pdf/physics/0312047>.
9. Gilbert S.L. *Opt. Lett.*, **16**, 150 (1991).
10. Малышев В.И. *Введение в экспериментальную спектроскопию* (М.: Наука, 1979).
11. Barwood G.P., Gill P., Rowley W.R.C. *Appl. Phys. B*, **53**, 142 (1991).
12. Schmieder R.W., Lurio A., Happer W., Khadjavi A. *Phys. Rev. A*, **2**, 1216 (1970).
13. Lide D.R. (Ed.) *CRC Handbook of Chemistry and Physics* (Boca Raton, FL, USA: CRC Press, 1993).
14. Несмеянов А.Н. *Давление пара химических элементов* (М.: Изд-во АН СССР, 1961).
15. Раутиан С.Г., Смирнов Г.И., Шалагин А.М. *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул* (Новосибирск: Наука, 1979).
16. Летохов В.С., Чеботаев В.П. *Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения* (М.: Наука, 1990).
17. Cheron B., Gilles H., Hamel J., Moreau O., Sorel H. *J. Phys. III*, **4**, 401 (1994).
18. Чаповский П.Л. *ЖЭТФ*, **127** (5), 1035 (2005).