

диаграммы при соответствующем снижении его уровня, чего можно достичь, добавляя до фазового модулятора некоторую часть сигнала от целой линии креста к сигналу от второй его части [2].

ЛИТЕРАТУРА

1. Башаринов А. Е., Гурвич А. С., Егоров С. Т. Радионизлучение Земли как планеты. — М.: Наука, 1974. — 187 с.
2. Христиансен У. Н., Хёгбом И. А. Радиотелескопы. — М.: Мир, 1972. — 238 с.
3. Шутко А. М. Труды межведомственного совещания «Статистические методы обработки данных дистанционного зондирования окружающей среды». — М., 1983, с. 39.
4. Рабинович Ю. И., Шанников Д. В. — Межвуз. сб.: Рациональное использование природных ресурсов и охрана окружающей среды. — Л., 1983, вып. 6, с. 46.
5. Бендат Дж., Пирсол А. Применения корреляционного и спектрального анализа. — М.: Мир, 1983. — 312 с.

Ленинградский политехнический институт

Поступила в редакцию
24 декабря 1985 г.

УДК 535.337+621.317

СВЕТОВЫЕ СДВИГИ ^{87}Rb ПРИ ЛАЗЕРНОЙ НАКАЧКЕ

Л. А. Будкин, А. А. Ляляскин, М. Н. Пененков, А. И. Пихтелев,
С. Л. Пузанов, С. И. Селиванов

В рубидиевых стандартах частоты для создания инверсной разности населенностей используется оптическая накачка, источником которой служит спектральная лампа [1]. Ряд работ [2-4] посвящен проблеме использования полупроводникового лазера в качестве источника оптической накачки. Однако вопрос о зависимости характеристик стандартов частоты от параметров накачки еще недостаточно изучен как экспериментально, так и теоретически. В данной работе сообщается об осуществлении лазерной накачки на D_1 -линии атома ^{87}Rb и наблюдении световых сдвигов частоты.

1. Эксперимент

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. В качестве источника оптической накачки использовался полупроводниковый GaAlAs лазер с длиной волны $\lambda \sim 8000 \text{ \AA}$ и мощностью 3 мВт. Лазер находился в термостатируемом объеме; температура его тепловода поддерживалась постоянной с точностью $5 \cdot 10^{-3} \text{ K}$ за 10 секунд. Излучение лазера формировалось в параллельный пучок и направлялось в СВЧ резонатор, где находилась ячейка поглощения, наполненная парами ^{87}Rb и буферным газом Ag при полном давлении 1 Тор. Температура в ячейке поддерживалась на уровне 337 К с точностью 0,1 К. В резонатор подавался частотно-модулированный СВЧ сигнал с центральной частотой 6,834 ГГц. Плотность мощности лазерного излучения, возбуждавшего атомы Rb (рис. 2), составляла на входе в ячейку поглощения 80 мкВт/см². При совместном воздействии лазерного и СВЧ излучений образуется сигнал ДРОР, который регистрируется фотодетектором. По нему осуществляется стабилизация частоты кварцевого генератора. Измерения световых сдвигов проводились по традиционной схеме [1].

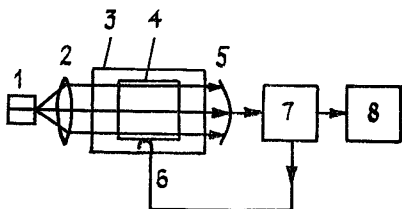


Рис. 1.

Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 — лазер; 2 — объектив; 3 — СВЧ резонатор; 4 — ячейка с ^{87}Rb ; 5 — фотодетектор; 6 — вход СВЧ мощности; 7 — система АПЧ кварцевого генератора; 8 — измерительная система.

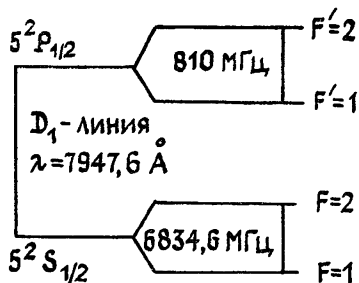


Рис. 2.

Рис. 2. Схема низших энергетических уровней атома ^{87}Rb .

В эксперименте наблюдался сигнал ДРОР. По положению вершины его линии определялась величина светового сдвига частоты сверхтонкого перехода основного состояния атомов рубидия. Были сняты экспериментальные зависимости световых сдвигов от частоты оптического излучения и ширины его спектра. Подбором температуры тепловода лазера длина волны его излучения подстраивалась к D_1 -линии поглощения атомов ^{87}Rb (см. рис. 2). Тонкая подстройка длины волны лазера осуществлялась изменением тока накачки.

Результаты эксперимента показаны на рис. 3 для двух случаев узкого (кривая 1) и широкого (кривая 2) спектров накачки. Уширение спектра линии лазерного излучения достигалось путем его частотной модуляции с индексом модуляции $m \gg 1$ [5]. С целью определения нуля светового сдвига мощность лазерного излучения, подававшего в ячейку, уменьшалась вдвое с помощью нейтрального светофильтра.

2. Сравнение с данными теоретического расчета и обсуждение результатов

Расчет световых сдвигов частоты производился по следующей формуле [6]:

$$\Delta f_{\text{ст}} = \frac{I}{\hbar^2 c (2\pi)^{3/2} v_0} \sum_{F', F, m'} (-1)^F \left| d_{F', m'}^{F', m'} \right|^2 \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{[v_1 - v_{F'-F}(1 - v_z/c)] \exp(-v_z^2/v_0^2) dv_z}{[v_1 - v_{F'-F}(1 - v_z/c)]^2 + (\gamma_{F'-F} + \Delta)^2/4} \quad (1)$$

где I , v_1 , Δ — соответственно плотность мощности, центральная частота спектра и спектральная ширина излучения лазера, F , m и F' , m' — квантовые числа полного момента и его проекции на ось z , по которой направлено постоянное магнитное поле и излучение лазера, $d_{F', m'}^{F', m'}$ — матричные элементы дипольного момента, $\gamma_{F'-F}$ — естественная ширина уровня энергии возбужденного состояния $5^2P_{1/2}F'$, обусловленная переходом в состояние $5^2S_{1/2}F$, $v_{F'-F}$ — частота вышеуказанного атомного перехода, v_z — проекция скорости атома на ось z , v_0 — наиболее вероятная скорость атома.

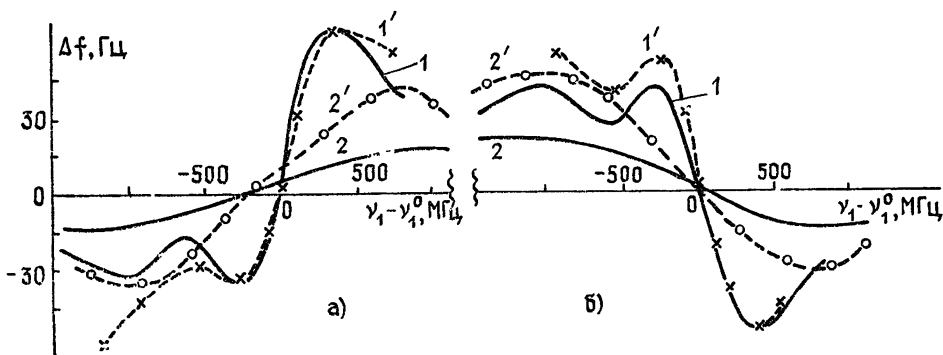


Рис. 3. Теоретические (кривые 1, 2) и экспериментальные (кривые 1', 2') зависимости световых сдвигов частоты от частоты лазерного излучения;

ν_1^0 — частота излучения лазера, соответствующая нулю светового сдвига при $\Delta = 150$ МГц; 1 и 1' — $\Delta = 150$ МГц, 2 и 2' — $\Delta = 1500$ МГц; а) частота лазерного излучения настроена на переход $5^2S_{1/2}F=2-5^2P_{1/2}$; б) частота лазерного излучения настроена на переход $5^2S_{1/2}F=1-5^2P_{1/2}$.

Естественная ширина уровней энергии возбужденного состояния и матричные элементы дипольного момента рассчитывались исходя из известной величины силы осциллятора. D_1 — линии атома рубидия [7].

Выражение (1) получено в предположении лоренцевой формы спектра лазерного излучения с плотностью мощности 80 мкВт/см^2 . Результаты усреднения светового сдвига по максвелловскому распределению скоростей атомов в ячейке поглощения с разными величинами Δ показаны на рис. 3. Хорошо видно, что с увеличением ширины спектра лазерного излучения крутизна зависимости $\Delta f_{\text{ст}}(\nu_1 - \nu_1^0)$ уменьшается, а размах этой дискриминационной кривой (частотный интервал между максимумом и минимумом $\Delta f_{\text{ст}}$) увеличивается. Эти же явления наблюдались в эксперименте (рис. 3).

При накачке атомов ^{87}Rb излучением лазера с достаточно узким спектром ($\Delta = 150$ МГц, кривая 1) наблюдалось проявление сверхтонкой структуры возбужденного состояния $5^2P_{1/2}$ в зависимости $\Delta f_{\text{ст}}(\nu_1 - \nu_1^0)$. Сверхтонкое расщепление

уровней в этом состоянии составляет 810 МГц и поэтому не «замазывается» в результате доплеровского уширения. Однако для оптической накачки излучением с шириной спектра $\Delta > 810$ МГц сверхтонкая структура возбужденного состояния (рис. 3, кривая 2) не проявляется.

При увеличении спектральной ширины излучения лазера было замечено смещение частоты ν_1' нулевого светового сдвига ($\Delta f_{от}(\nu_1' - \nu_1^0) = 0$) в сторону меньших частот для накачки на переходе $5^2 S_{1/2} F = 2 - 5^2 P_{1/2}$ порядка 200 МГц, что соответствует данным теоретического расчета. Подобного смещения частоты нулевого светового сдвига для накачки на переходе $5^2 S_{1/2} F = 1 - 5^2 P_{1/2}$ не наблюдалось в пределах ошибки перестройки частоты лазера ($\Delta \nu_1 = \pm 30$ МГц). Согласно теоретическому расчету это смещение частоты ν_1' приблизительно равно 10 МГц при увеличении спектральной ширины Δ со 150 МГц до 1,5 ГГц. Такое не критичное к изменению ширины спектра лазерного излучения поведение частоты ν_1' для этого перехода объясняется влиянием нерезонансного светового сдвига уровня энергии $5^2 S_{1/2} F = 2$. Наоборот, при настройке частоты лазера на переход $5^2 S_{1/2} F = 2 - 5^2 P_{1/2}$ нерезонансный сдвиг уровня $5^2 S_{1/2} F = 1$ является причиной значительного расхождения частот ν_1' для различных величин ширины спектра излучения лазера.

Сравнение результатов эксперимента и данных теоретического расчета показывает удовлетворительное согласие. Несоответствие по величине световых сдвигов частоты, по-видимому, объясняется тем, что поглощение лазерного излучения по длине ячейки не учитывалось в расчете. Использование предположения о лоренцевой форме линии излучения полупроводникового лазера несправедливо при уширении его спектра, однако это не привело к качественным отличиям экспериментальных и теоретических результатов.

При использовании атомов ^{87}Rb для целей стабилизации СВЧ диапазона необходимо учитывать влияние возможных флуктуаций спектра лазерного излучения на положение точки нулевого светового сдвига. Из приведенного экспериментального и теоретического исследований следует, что переход $5^2 S_{1/2} F = 1 - 5^2 P_{1/2}$ более предпочтителен с этой точки зрения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Стандарты частоты и времени на основе квантовых генераторов и дискриминаторов. / Под ред. Б. П. Фатеева — М.: Сов. радио, 1978.
2. Arditi M., Picque J. L. — Atomic Masses and Fundamental Constants, 1976, 5, p. 396.
3. Lewis L., Feldman M. — Proc. 35th Am. Freq. Control Symposium, 1981, p. 612.
4. Будкин Л. А., Пихтелев А. И., Пузанов С. Л. — Радиотехника и электроника, 1984, 29, № 6, с. 1140.
5. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы. — М.: Сов радио, 1971.
6. Будкин Л. А., Пененков М. Н., Пихтелев А. И., Пузанов С. Л. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 6, с. 705.
7. Шабанова Л. Н., Хлюсталов А. Н. — Опт. и спектр., 1984, 56, вып. 2, с. 205.

Поступила в редакцию
12 июля 1985 г.

УДК 621.396.674.35

ИЗЛУЧЕНИЕ КОЛЬЦЕВОЙ АНТЕННЫ НА ЦИЛИНДРЕ СО СЛОЕМ ДИЭЛЕКТРИКА

Б. А. Панченко, С. Н. Шабунин, С. Ю. Дайлис

Одной из первых работ, посвященных исследованию характеристик полосковых излучателей, получивших в последнее время распространение, была работа Мунсона [1]. Предложенный в [1] метод расчета кольцевой антенны, лежащей на цилиндре (рис. 1), основан на известной модели излучения двух синфазных щелей. Используемые в работе приближенные выражения для вещественной и мнимой частей сопротивления излучения, полученные для длинных щелей, не позволяют с необходимостью для инженерного приложения точно рассчитать входной импеданс антенны. Метод не учитывает наличие диэлектрического покрытия, соответственно не позволяет исследовать его влияние на характеристики излучателя. Дальнейшим развитием теории антенны Мунсона явилось использование функций Грина коаксиальной структуры [2]. Методом перевала с некоторой степенью приближения определено поле излучения антенны в дальней зоне, однако отсутствуют данные по импедансным свойствам излучателя.