

КВАНТОВАЯ РАДИОФИЗИКА И ОПТИКА

КВАНТОВЫЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ НА ОДНОЭЛЕКТРОННЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ

И.В.Пименов, В.Б.Цареградский

Нижегородский госуниверситет

Одним из понятий квантовой механики является понятие запутанных состояний [1], реализация которых в настоящее время является необходимым условием для успешной работы ряда квантовых приложений. В данной работе мы показываем возможность создания запутанных состояний вида $c_1|00\rangle + c_2|11\rangle$ в системе из двух взаимодействующих одноэлектронных квантовых точек с использованием техники электронного спинового резонанса.

Кубит в данной модели представляет собой электрон находящийся в квантовой точке в основном дважды вырожденном по спину орбитальном состоянии во внешнем магнитном поле.

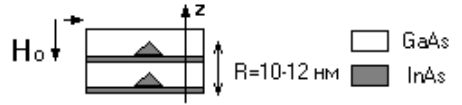


Рис. 1

Цепочка таких кубитов может быть сформирована в гетероструктурах на основе GaAs/InAs [2] (Рис. 1). Гамильтониан в отсутствии перекрытия волновых функций между электронами в различных точках с точностью до постоянных величин при действии на систему управляющим полем имеет вид (1)

$$H = \sum_i^N \hbar \omega_i + \sum_{i \neq j}^N \frac{\mu_B^2}{4R^3} \left\{ (\mathbf{s}_i \mathbf{s}_j) R^2 - 3(\mathbf{s}_i \mathbf{R})(\mathbf{s}_j \mathbf{R}) \right\} + \sum_i^N \mu_B (\mathbf{s}_i \mathbf{H}), \quad (1)$$

где \mathbf{H} -переменное поле на частоте ω поляризованное в плоскости \perp постоянному полю, \mathbf{s}_i -оператор спина для i -ой точки.

Изменение под действием управляющего поля \mathbf{H} волновой функции системы двух кубитов в представлении полного момента $|S, M\rangle$ в приближении “быстро вращающейся волны” (2) определяется уравнением Шредингера вида (3):

$$|\Psi(t)\rangle = c_1(t)e^{-i\omega t}|S=1, M=1\rangle + c_2(t)|S=1, M=0\rangle + c_3(t)e^{i\omega t}|S=1, M=-1\rangle, \quad (2)$$

$$i\hbar \begin{pmatrix} \dot{c}_1 \\ \dot{c}_2 \\ \dot{c}_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \omega_{12} - \omega - V & \sqrt{2}H\mu_B & 0 \\ \sqrt{2}H\mu_B & 2V & \sqrt{2}H\mu_B \\ 0 & \sqrt{2}H\mu_B & \omega - \omega_{12} - V \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$V=2\mu_B/R^3$ – параметр, определяющий взаимодействие между спинами в регистре, ω_{12} – частота зеемановского перехода.

Рассмотрим резонансный случай $\omega_{12} = \omega$. Поведение системы определяет соотношение между амплитудой поля и энергией прямого спин-спинового взаимодействия двух спинов в регистре. В случае ”слабого” поля ($V \gg H_1 \mu_B$) система (3) может быть сведена к двуровневой, решением которой являются колебания на частоте Рабби $\Omega = H_1^2 \mu_B^2 / V \hbar$ между состояниями $|00\rangle$ и $|11\rangle$. Период таких колебаний уменьшается с увеличением амплитуды управляющего поля и может составлять в лучшем случае десятки микросекунд. Дальнейшее увеличение амплитуды переменного поля приводит к значительному увеличению вероятности найти систему в состоянии $|S=1 M=0\rangle$, что является нежелательным эффектом.

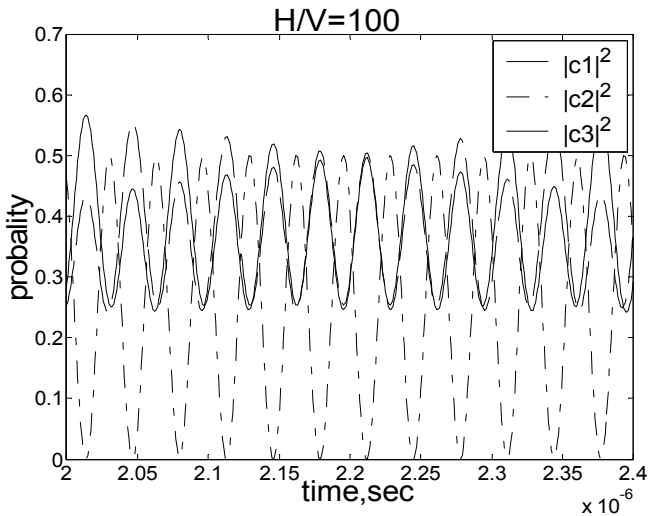


Рис. 2

Основной проблемой при экспериментальной реализации данной схемы (как впрочем, многих других подобных схем) является проблема декогеренции [1]. Система (3) является справедливой для $t \ll T_1, T_2$, где T_1 и T_2 продольное и поперечное времена релаксации. T_1 отвечает за диссипацию энергии и составляет для подобных гетероструктур сотни микросекунд, поперечное время (время декогеренции) $T_2 < T_1$ определяет ширину резонансной линии и определяется взаимодействием с решеткой. В условиях быстрой декогеренции более предпочтительным выглядит использование ”сильных” ($V \ll H_1 \mu_B$) управляющих полей (Рис. 2), позволяющее переводить систему в запутанное состояние вида ($|00\rangle + |11\rangle$) за несколько микросекунд.

[1] Килин С.Я. //УФН. 1999. Т.169, №5. С.517.

[2] Леденцов Н.Н., Устинов В.М. //УФН. 1996. Т.166, №4. С.424.

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ПЛОТНОСТИ ПОРОГОВОГО ТОКА И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ КВАНТОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕТЕРОЛАЗЕРОВ InGaP/GaAs/InGaAs

Т.С.Бабушкина, С.М.Некоркин

Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И.Лобачевского

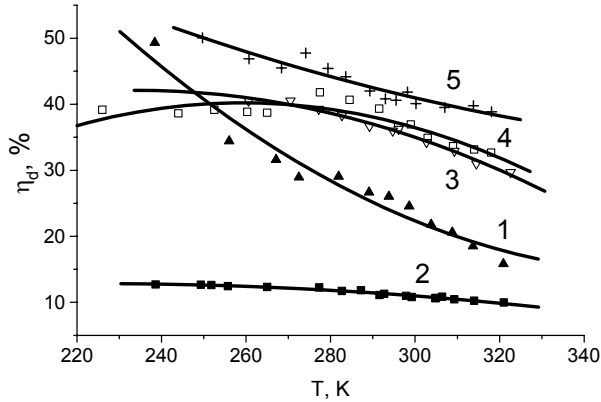
Интервал рабочих температур полупроводниковых лазеров ограничен со стороны высоких температур достаточно низкими значениями 50-100⁰С. С ростом температуры увеличивается пороговый ток и уменьшается квантовая эффективность, что является следствием увеличения термического выброса носителей из активной области в ограничивающие слои, увеличением токов утечки в р-п переходе по поверхности и других причин, которые в значительной степени зависят от конструкции лазерных диодов.

В данной работе представлены результаты исследований температурной зависимости порогового тока и квантовой эффективности лазеров на гетероструктурах InGaP/GaAs/InGaAs от длины резонатора, ширины волноводного слоя, его состава и длины волны излучения, то есть от содержания индия в КЯ InGaAs. Из гетероструктур, полученных МОС-гидридным методом, по стандартной технологии изготавливались лазерные диоды с шириной полоски 100 мкм без отражающих и просветляющих покрытий торцов резонатора [1]. В непрерывном режиме генерации были изучены вольтамперные и ваттамперные характеристики лазерных диодов в диапазоне температур -30 ÷ +40 ⁰С. Температурная чувствительность плотности порогового тока характеризовалась параметром T_0 , входящим в эмпирическую зависимость $J_{пор} = J_0 \exp(T/T_0)$.

В таблице представлены основные параметры гетероструктур и изготовленных из них лазерных диодов. На рисунке показаны зависимости квантовой эффективности от температуры тепловода этих же лазерных диодов.

№ обр.	λ , мкм	$L_{рез}$, мкм	Толщина волн., мкм	Состав волнов.	$J_{пор}$, А/см ² при 20 ⁰ С	T_0 , К
1	0,94	1000	0,8	GaAs	680	54
2	0,94	1000	0,2	GaAs	400	100
3	0,98	1000	0,8	GaAs	220	110
4	0,98	500	0,8	GaAs	350	80
5	0,94	1000	0,8	InGaAsP	200	130

В лазерных диодах с $\lambda=0,98$ мкм с широким волноводным слоем GaAs и длиной резонатора 1000 мкм (образец 3) величина T_0 составляла 110 К, что говорит о низкой температурной чувствительности плотности порогового тока и хорошо согласуется с данными работы [2]. Температурная чувствительность порогового тока возрастала с уменьшением длины резонатора лазера (образец 4) и длиной волны излучения (образец 1) при прочих равных параметрах гетероструктур. Вместе с тем



увеличивалась температурная чувствительность дифференциальной квантовой эффективности (кривые 4 и 1). Из таблицы видна хорошая корреляция плотности порогового тока и параметра T_0 . Можно предположить, что с ростом температуры в коротких лазерных диодах с мелкой квантовой ямой возрастание порогового тока обусловлено выбросом электронов из активной области в волноводные слои. Уменьшение толщины волноводного слоя GaAs в лазерах на 0,94 мкм привело к слабой температурной чувствительности плотности порогового тока (образец 2) и дифференциальной квантовой эффективности (кривая 2), значения которой заметно снижались. Использование волноводных слоев GaAs ограничивает глубину потенциальной ямы для носителей. Для снижения температурной чувствительности параметров лазерных диодов на 0,94 мкм были выращены гетероструктуры, где в качестве волноводных слоев использовался более широкозонный материал InGaAsP. Полученные результаты представлены в таблице и на рисунке (образец 5 и кривая 5). Видно, что величина параметра T_0 возросла и составила 130 К, указывая на снижение температурной зависимости плотности порогового тока в 2,4 раза. Дифференциальная квантовая эффективность при 20°C составляла 43% и слабо уменьшалась при увеличении температуры теплоотвода.

- [1] Звонков Б.Н., Звонков Н.Б., Ершов А.В., Ускова Е.А., Максимов Г.А. //Квантовая электроника. 1998. Т.25, №7. С.622.
 [2] Винокуров Д.А., Капитонов В.А., Николаев Д.Н. //ФТП. 2001. Т.35, №11. С.1380.

СОГЛАСОВАННЫЙ БИСПЕКТРАЛЬНЫЙ ПРИЁМ СИГНАЛОВ**Г.Н.Бочков, К.В.Горохов***Нижегородский госуниверситет*

Для широкого класса методов биспектрального оценивания процедура измерения биспектра может быть описана в виде нелинейной фильтрации 3-го порядка исследуемого сигнала $x(t) = \int df \exp(i2\pi ft) \cdot X(f)$ на отрезке наблюдения $[0, T]$ и представлена в виде обобщенной оценки [1]:

$$S_{3,T}(f_1, f_2) = \iiint dv^3 H_T(v_1+v_2+v_3) W_B(v_1-f_1, v_2-f_2) X(v_1) X(v_2) X(v_3), \quad (1)$$

где опущены пределы интегрирования при обозначении интегралов с бесконечными пределами и использовано обозначение вида $dv^3 = dv_1 dv_2 dv_3$. В (1) комплекснозначная эрмитова характеристика усреднения $H_T(f)$ в основном зависит от времени измерения и описывает в спектральной области эффективность усреднения, используемого в конкретной оценке для обеспечения ее состоятельности, а комплекснозначная эрмитова функция биспектрального окна $W_B(f_1, f_2)$ не зависит (или почти не зависит) от времени измерения и определяет разрешение оценки.

При решении задач обнаружения и классификации биспектрально организованных сигналов (БОС) [2] необходимо оптимизировать процедуру биспектрального приёма так, чтобы максимизировать величину “отношения сигнал-шум” (ОСШ) $\rho(f_1, f_2) = |B(f_1, f_2)|^2 / D(f_1, f_2)$, где $B(f_1, f_2)$ – среднее и $D(f_1, f_2)$ – дисперсия оценки (1).

Решение поставленной задачи выполнялось за счет оптимизации биспектрального окна $W_B(f_1, f_2)$, которое для заданной точки оценивания (f_1, f_2) должно удовлетворять вариационному уравнению $\delta\rho(f_1, f_2) / \delta W_B(x_1, x_2) = 0 \quad \forall (x_1, x_2)$. Решение этого уравнения

$$W_B^{(f_1, f_2)}(x_1, x_2) = \frac{A(f_1, f_2) S_3^*(f_1 + x_1, f_2 + x_2)}{S_2(f_1 + x_1) S_2(f_2 + x_2) S_2(f_3 + x_3)} \quad (2)$$

(где $f_3 = f_1 + f_2$, $x_3 = x_1 + x_2$, $A(f_1, f_2)$ – вещественный нормировочный множитель) было найдено при следующих дополнительных условиях: (а) биспектр сигнала, имеющий форму пика с центром в точке (f_1, f_2) , и спектральные линии на частотах f_1, f_2 и f_3 обладают свойствами симметрии: $S_3(f_1+x_1, f_2+x_2) = S_3(f_1-x_1, f_2-x_2)$, $S_2(f_k+x) = S_2(f_k-x)$; (б) функция усреднения $H_T(f)$ достаточно узка по сравнению со спектральными линиями сигнала; (в) дисперсия биспектральной оценки $D(f_1, f_2) \neq 0$ и описывается асимптотической формулой:

$$D(f_1, f_2) \approx \iiint dv^3 |H_T(v_1+v_2+v_3) W_B(v_1-f_1, v_2-f_2)|^2 S_2(v_1) S_2(v_2) S_2(v_3).$$

Результат вычисления ОСШ на выходе биспектрального приёмника с оптимальным окном (2):

$$\rho_{\text{opt}}(f_1, f_2) = T_B \Pi_C^2 |C_3(f_1, f_2)|^2, \quad (3)$$

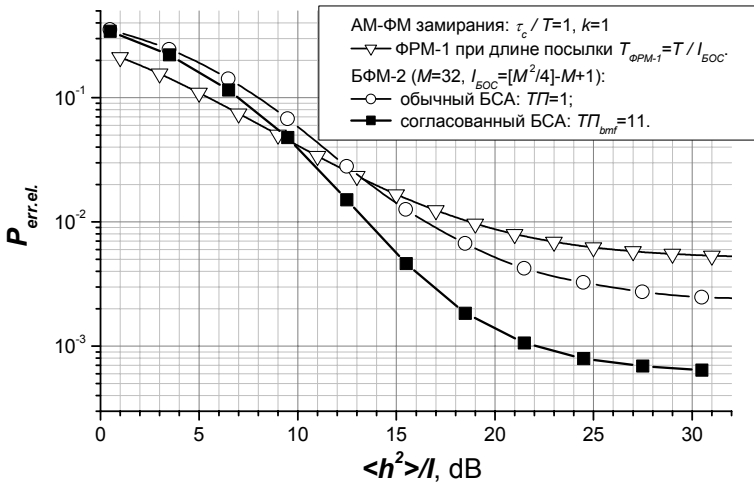
где $T_B^{-1} = \int df |H_T(f)|^2 / |H_T(0)|^2$, $P_C^2 = \iint dx^2 |C_3(f_1+x_1, f_2+x_2)|^2 / C_3(f_1, f_2)^2$, позволил сформулировать физический смысл оптимальной процедуры биспектрального приёма на основе трактовки бикогерентности $C_3(f_1, f_2)$ как функции распределения нормированной асимметрии сигнала в двумерном пространстве частот. Установлено, что оптимальный приёмник осуществляет измерение в частотном пространстве нормированной корреляции заданного распределения асимметрии с распределением асимметрии входного сигнала так, что при согласованном сигнале выходной сигнал приёмника пропорционален величине “полной нормированной асимметрии”.

По аналогии с хорошо известным оптимальным согласованным приёмом, принцип действия которого основан на вычислении временной корреляции входного сигнала с формой заданного сигнала, оптимальный биспектральный приём можно назвать “согласованным биспектральным приёмом”.

Выигрыш “согласованного” биспектрального анализатора (БСА) относительно обычного “узкополосного” БСА тем выше, чем больше площадь бикогерентности сигнала P_C^2 по сравнению с площадью биспектрального окна обычного БСА.

Преимущество согласованного приёмника БОС с БФМ-2 (двоичной модуляцией бифаз биспектральных элементов) в каналах с быстрыми экспоненциально коррелированными замираниями и аддитивным белым гауссовым шумом по сравнению с обычным БСА и с корреляционным приёмником сигналов с ФРМ-1 (двоичной фазоразностной модуляцией) демонстрируют на рисунке полученные в результате моделирования кривые помехоустойчивости.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №1729.2003.2, НШ-1729.2003.2, и НП “Университеты России” (УР.01.01.008).



[1] Бочков Г.Н., Горохов К.В., Коннов И.Р. // Письма в ЖТФ, 1994, Т.20, В.8. С.35.

[2] Бочков Г.Н., Горохов К.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1997. Т.40, №11. С.1388.

УСТАНОВКА КОНТРОЛЯ ПАРАМЕТРОВ АНИЗОТРОПНЫХ ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

Г.Ф.Ефремов

Нижегородский госуниверситет

А.Н.Громогласов

Нижегородский государственный педагогический университет

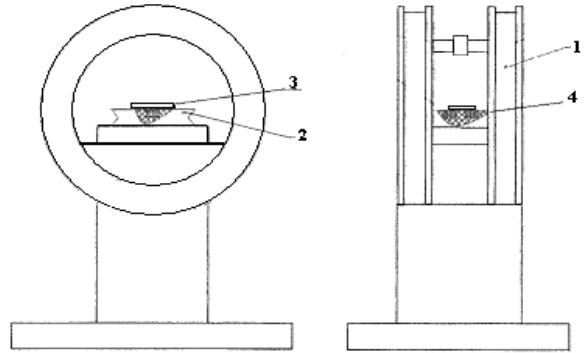
Исследование магнитных параметров тонких анизотропных магнитных пленок (ТМП) необходимо при отработке технологического процесса вакуумного напыления ТМП и осуществляется при помощи установки контроля параметров (УКП) ТМП. УКП позволяет измерять магнитные параметры образцов с малой магнитной массой, в отличие от стандартных методов исследования ферромагнетиков [1,2]. Эти стандартные методы предполагают изготовление тороидального сердечника из исследуемого материала определенных размеров, а также, намотку на сердечник двух обмоток, что требует определенных затрат времени и средств. Кроме того, эти методы не предусматривают исследование ферромагнитных образцов ТМП с малой магнитной массой (толщина напыляемого на подложку ферромагнитного материала достигает 0,2 мкм).

Исследование магнитных свойств ТМП представляет интерес при разработке современных нанотехнологий по созданию прецизионных магнитных систем (например, трехкомпонентный датчик магнитного поля). Такой датчик способен работать в жестких механико-климатических условиях и может найти свое применение в современных навигационных системах подвижных объектов. Подобная навигационная система обеспечивает ориентирование подвижного объекта в пространстве по магнитным картам местности и является принципиально более устойчивой к воздействию помеховых факторов относительно существующих в настоящее время навигационных систем.

УКП позволяет наблюдать на экране осциллографа в режиме реального времени процесс перемагничивания ТМП, контролировать основные параметры кривых перемагничивания исследуемого образца ТМП вдоль оси легкого и трудного намагничивания (ОЛН и ОТН). Основными параметрами исследуемой ТМП являются: коэрцитивная сила вдоль ОЛН, напряженность поля насыщения, коэффициент прямоугольности петли гистерезиса, коэрцитивная сила вдоль ОТН, поле анизотропии.

В основе принципа работы УКП лежит циклическое перемагничивание ТМП переменным магнитным полем, напряженность которого изменяется по синусоидальному закону. Частота поля перемагничивания составляет 50 Гц. Перемагничивание образца осуществляется системой колец Геймгольца (СКГ). Конструкция СКГ приведена на рисунке.

Поле перемагничивания ТМП формируется катушкой перемагничивания 1. Изменение направления перемагничивания ТМП осуществляется вращением поворотного столика 2 СКГ, на котором размещается исследуемый образец 3. В процессе перемагничивания ТМП в сигнальной катушке 4, размещенной в корпусе поворотного столика, наводится ЭДС индукции:



$$E(t) = -wS \frac{dB}{dt},$$

где B – индукция магнитного поля ТМП, S – площадь витка сигнальной катушки и w – число витков сигнальной катушки.

Для формирования сигнала, пропорционального индукции магнитного поля B , сигнал $E(t)$ интегрируется. Проинтегрированный сигнал $E(t)$ отражает характер изменения индукции магнитного поля ТМП при ее циклическом перемагничивании. Для параметрического построения кривой перемагничивания ТМП используется осциллограф типа С1-103. С выходов пульта управления УКП на входы осциллографа подаются три сигнала. На вход X (развертка) подается синусоидальный сигнал, пропорциональный полю перемагничивания ТМП, на вход Y подается проинтегрированный сигнал $E(t)$, на вход Z подается сигнал метки. Метка представляет собой точку на кривой перемагничивания ТМП, положение которой можно изменять органами управления пульта УКП. Каждому положению метки соответствует определенная величина напряженности магнитного поля, отображаемая на цифровом индикаторе пульта УКП. Таким образом, устанавливая метку на различных участках кривой перемагничивания ТМП, измеряются основные магнитные параметры исследуемого образца. УКП совместно с СКГ позволяет формировать поле перемагничивания ТМП с амплитудой от 8 до 4000А/м.

- [1] ГОСТ 8.377-80. Материалы магнитомягкие. Методика выполнения измерений при определении статических магнитных характеристик.
- [2] Бакунов М.И., Бирагов С.Б. Кривые намагничивания ферромагнетиков. Описание к лабораторной работе. –Н.Новгород: ННГУ, 2001, 16с.

ПОЛИСПЕКТРАЛЬНОЕ СВЕРХРАЗРЕШЕНИЕ ДВИЖУЩИХСЯ ЦЕЛЕЙ

Г.Н.Бочков, А.Т.Гаврилин, К.В.Горохов

Нижегородский госуниверситет

Традиционные методы разрешения рассеивающих сигналы объектов по их дальности и радиальной скорости связаны с вычислением временных взаимокорреляционных функций (ВКФ) между этими сигналами и двухпараметрическим семейством опорных сигналов, полученных из зондирующего посредством трансляций и масштабных преобразований во временной области [1]. Для узкополосных процессов последний класс преобразований соответствует сдвигам в частотной области. Соответствующий рельеф значений ВКФ в отсутствие шумов и искажений принято называть функцией неопределенности (ФН) зондирующего сигнала. Оценка упомянутых параметров производится выбором той пары временной задержки и частотного сдвига, в которой абсолютная величина ВКФ имеет максимум. При таком подходе разрешающая способность (определяемая той минимальной разницей в параметрах движения двух целей, при которой возможно уверенное раздельное обнаружение целей и измерение этих параметров) в соответствии с критерием Релея совпадает с размерами топограммы ФН на уровне 0.5 от максимума модуля. Если в канале зондирования отсутствуют мультипликативные искажения сигнала и аддитивные помехи, отличные от белого шума, такая обработка является оптимальной процедурой. В более сложных помеховых ситуациях точность полученных этим способом оценок может быть далека от потенциальной и неприемлемо низкой.

В данном сообщении развивается метод, использующий тот факт, что неоднородные кумулянты [2] разных порядков как функции времени не связаны, вообще говоря, какими-либо функциональными зависимостями, и, значит, могут иметь существенно различные временные масштабы. В простейшем варианте метод заключается в синтезе сигнала, имеющего широкий спектр 2-го порядка и узкий триспектр, или наоборот. Наиболее перспективным кандидатом на эту роль представляется гуссовский сигнал с полосой, достаточно широкой для необходимого разрешения целей по дальности, «приправленный» относительно слабым негауссовским квазигармоническим сигналом, обеспечивающим в триспектре приемлемое разрешение по скорости. В рамках данной работы мы, однако, ограничились исследованием сигнала, более приспособленного к современным РЛС непрерывного излучения. Алгоритм обработки использует (помимо общепринятой ФН) смешанный двумomentный кумулянт 4-го порядка [3] комплексных амплитуд зондирующего $x(t)$ и отраженного от цели $y(t)$ сигналов вида

$$\chi_{xyxy}(\tau) = \langle x^*(t), x(t), x^*(t), y(t+\tau) \rangle, \quad (1)$$

где звездочки – комплексное сопряжение, а символ $\langle \dots \rangle$ - кумулянтные скобки Малахова [2].

В качестве модели зондирующего сигнала был выбран узкополосный стационарный нормальный случайный процесс $\xi(t)$ с центральной частотой ω_0 , модулируемый по фазе независимым от $\xi(t)$ и более быстрым в сравнении с огибающей

$\xi(t)$ стационарным нормальным случайным процессом $\eta(t)$ с малой среднеквадратической девиацией σ_η и коэффициентом корреляции $\rho(\tau)$. В этом случае усредненная по времени корреляционная функция фазомодулированного процесса принимает вид [4]:

$$B(\tau) = \sigma_\xi^2 R_0 \exp\{\sigma_\eta^2 [1 - \rho(\tau)]\} \cos \omega_0 \tau,$$

где $R_0(\tau)$ – коэффициент корреляции огибающей процесса $\xi(t)$.

При этом энергетический спектр ФМ сигнала приобретает характерную двухмасштабную форму (рис.1), где острый пик обусловлен медленно флуктуирующими гармоническими составляющими, унаследовавшими гауссову статистику немодулированного сигнала, а пьедестал – быстрыми флуктуациями фазы. Узость пика обеспечивает высокое разрешение по скорости в обычной ФН 2-го порядка. При вычислении же кумулянта (1) квазинормальные гармонические составляющие в значительной мере аннулируются и соответствующая ФН 4-го порядка имеет топограммы, вытянутые в частотном направлении. Для визуализации эффекта сверхразрешения перемножение ФН 2-го и 4-го порядков целесообразно проводить аналоговым образом, поочередно выводя их на экран индикатора с послесвечением (рис.2).

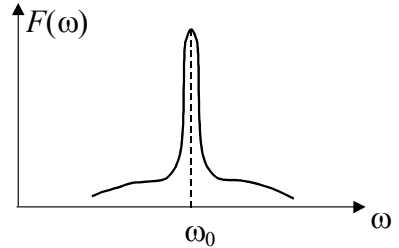


Рис.1.

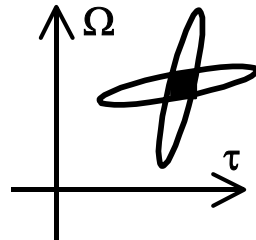


Рис.2

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №1729.2003.2, НШ-1729.2003.2, и НП «Университеты России» (УР.01.01.008).

- [1] Хелстром К. Статистическая теория обнаружения сигналов. – М.: ИЛ. 1963.
- [2] Малахов А.Н. Кумулянтный анализ негауссовых случайных процессов и их преобразований – М.: Сов. Радио. 1978.
- [3] Shin C., Nikias L. //IEEE Trans. on Signal Processing. 1995. V.43, №11. P.2649.
- [4] Левин Б.Р. Теоретические основы статистической радиотехники. Кн.1 – М.: Сов. Радио. 1974.

СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА МИКРОЦИРКУЛЯЦИИ КРОВИ С ПРИМЕНЕНИЕМ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА С ВОЛОКОННЫМ ЗОНДОМ

А.И.Гордин, С.В.Липатов, А.В.Маругин

Нижегородский госуниверситет

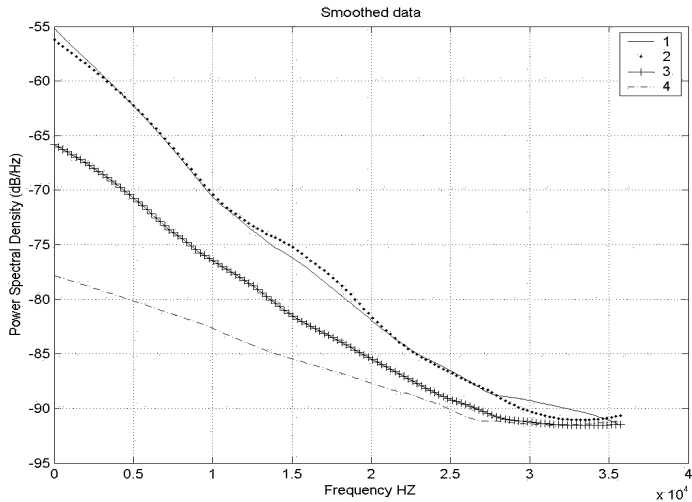
Одной из многочисленных проблем современной медицинской диагностики остается контроль микроциркуляции крови с приповерхностных слоев биологической ткани. Разработки соответствующих неинвазивных методов анализа состояния периферийного кровообращения с использованием лазерных оптических технологий представлены в ряде работ, появившихся в последнее время [1-4]. В основе предложенного направления лежат методики, основанные на использовании в качестве источника информации рассеянной от поверхностных слоев биоткани волны лазерного излучателя. Тем не менее, в представленных работах предложены прежде всего исследования общих характеристик и оптических параметров биологической ткани, а также методы расчета задачи переноса излучения в рассеивающей среде. Кроме того, основным элементом оптической накладки во всех указанных исследованиях служил He-Ne лазер, требующий высоковольтного питания и имеющий фиксированную частоту. В практическом смысле представляет интерес создание приборного варианта лазерной измерительной системы, способной производить локальные измерения уровня периферийного кровотока и характеризующейся одновременно малыми габаритами и технологической эффективностью.

В данной работе разработана и реализована схема анализа микроциркуляции в биологических тканях и проведен цикл экспериментальных исследований на созданной схеме, позволивший оценить отдельные динамические параметры рассеивателей и эффективность предлагаемой методики в целом.

В созданной установке в качестве источника излучения выбран малогабаритный полупроводниковый лазер, излучающий на длине волны $\lambda = 680$ нм и согласованный с волоконным полимерным световодом. В схеме была предусмотрена возможность перестройки мощности лазерного излучения в широких пределах, а также проведение прецизионной подстройки рабочей точки как оптической, так и электронной части схемы. Отраженный от объекта свет направлялся на два фотоприемника с входным пространственным фильтром, работающих в дифференциальном режиме с усилением. Ввод сигнала, содержащего информацию о динамике рассеивающих мишеней, в ПЭВМ осуществлялся с использованием АЦП L-Card 154 и прикладного пакета, входящего в комплект поставки. Частота дискретизации составляла $f_d = 70$ кГц, а время ввода данных $\tau = 100$ мс. Последующая обработка информации производилась в пакете MatLab 6.5 с использованием Signal Processing Toolbox. Для получения распределения спектральной плотности мощности сигнала применялся авторегрессионный метод Уолша.

Один из вариантов обработки снятого на реальном объекте сигнала, соответствующего облучающей мощности 3 мВт, показан на рисунке. Кривые 1 и 2 соответствуют спектральному распределению, полученному в результате обработки после-

довательных временных выборок для сигнала, отражающего спокойный характер кровотока в точке измерений. Разброс значений (1дБ) характеризует степень воспроизводимости измерений. Кривая 3 относится к ситуации с пониженным уровнем кровотока в той же точке. Наконец, кривая 4 показывает уровень технических флуктуаций в электронной части схемы, т.е. определяет уровень чувствительности данного метода измерений.



Таким образом, проведенные исследования показали эффективность разработанного метода для решения задачи контроля локального уровня микроциркуляции. При этом в результате обработки сигнала по спектральному распределению низкочастотных вариаций спекл-структуры можно получить информацию о требуемом наборе биологических параметров (уровень микроциркуляции, средняя и максимальная скорость потока и т.д.). Применение в использованной схеме полупроводникового лазера позволяет существенно упростить общую схему устройства, а также перейти при необходимости в ближний ИК-диапазон, более предпочтительный по ряду оптических параметров среды.

[1] Tuchin V.V., Utz S.R., Yaroslavsky I.A. // Opt. Engineering. 1994. V.33, №10. P.3178.

[1] Тучин В.В. // УФН. 1997. Т.167, №2. С.517.

[2] Федосов И.В., Ульянов С.С. // Оптика и спектроскопия. 2001. Т.91, №2. С.325.

[3] Ульянов С.С. // Оптика и спектроскопия. 2003. Т.94, №.1. С.88.

РЕАЛИЗАЦИЯ КВАНТОВЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ НА ЯМР В ЖИДКОСТЯХ

А.А.Таланцев, В.Б.Цареградский

Нижегородский госуниверситет

Возможность реализации вычислений на квантовых объектах связана с тем, что N квантовых систем с двумя базисными состояниями (кубиты) могут находиться в когерентной суперпозиции [1]. В основном и возбужденном состояниях каждой такой системы, для описания которых будем использовать в дальнейшем обозначения Дирака $|0\rangle$ и $|1\rangle$ соответственно, можно закодировать числа 0 или 1. Но поскольку кубиты могут находиться не в одном из чистых базисных состояний, а в их произвольной когерентной суперпозиции $a|0\rangle + b|1\rangle$, набор из N кубитов представляет собой 2^N двоичных чисел длины N .

Последовательность унитарных операции над такой N -кубитовой суперпозицией реализует некоторую процедуру обработки информации для всех 2^N входных регистров одновременно. Это явление, носящее название "квантового параллелизма", позволяет существенно увеличить эффективность вычислений.

В данной работе рассматривается возможность реализации простейших вычислительных алгоритмов импульсными ЯМР-методами в жидкостях, где в роли кубитов используются ядерные спины $s=1/2$. Кубиты в такой системе будут практически изолированы от влияния окружения благодаря тому, что ядерные спины не взаимодействуют с электрическими полями окружения, а диполь-дипольные магнитные взаимодействия усредняются из-за вращательного и поступательного броуновского движения молекул в жидкости. Таким образом, гамильтониан системы из N спинов будет иметь вид

$$\hat{H} = -\frac{\hbar}{2} \sum_{i=1}^N \omega_i \hat{\sigma}_{zi} + \hbar \sum_{i<j}^N \omega_{cb} \hat{\sigma}_{zi} \hat{\sigma}_{zj}. \quad (1)$$

Реализация квантовых вычислений представляет собой последовательное выполнение следующих процедур: задание входного регистра, осуществление некой последовательности унитарных квантовых логических операций (гейтов) [2] и измерение конечного состояния квантовой системы.

Универсальное множество квантовых гейтов, позволяющее сформировать любую унитарную операцию, может быть образовано с помощью исключительно однокубитовых и двухкубитовых гейтов. Поэтому дальнейшее рассмотрение этапов работы квантового компьютера будет проведено для системы, состоящей из двух неэквивалентных ядерных спинов σ_z^1 и σ_z^2 (с резонансными частотами ω_1 и ω_2). Гамильтониан такой системы в поле, направленном по оси z , равен

$$\hat{H} = -\frac{\hbar}{2} \left[\omega_1 (\hat{\sigma}_z^{(1)} \otimes \hat{1}) + \omega_2 (\hat{1} \otimes \hat{\sigma}_z^{(2)}) - \omega_{cb} (\hat{\sigma}_z^{(1)} \otimes \hat{\sigma}_z^{(2)}) \right]. \quad (2)$$

Чтобы задать состояние входного регистра, необходимо сначала инициализировать систему, то есть перевести все кубиты в исходное основное

базисное состояние $|0_1, 0_2, \dots, 0_n\rangle$. Этого можно достичь путем приготовления квазичистого начального состояния методом логической метки.

При $\omega_1, \omega_2 \gg \omega_{\text{св}}$ диагональные элементы (содержащие разность резонансных частот) динамической составляющей матрицы плотностиквазичистого состояния, которая и описывает поведение неравновесной системы при реализации последовательности квантовых гейтов, будут пренебрежимо малы. Тогда в двухспиновой системе, будут возможны только начальные состояния $|00\rangle$ и $|11\rangle$, то есть процедура инициализации сводится к фиксированию состояния одного из спинов в начальном смешанном состоянии. Дальнейшее задание входного регистра можно осуществить обращением селективными импульсами к отдельным кубитам.

Для реализации унитарных логических операций в квантовых компьютерах на ЯМР в жидкостях используют последовательности радиочастотных импульсов определенной длительности ($\pi/2$ -импульсы), осуществляющие переворот спинов вокруг соответствующих осей.

Если вопрос об осуществлении однокубитовых гейтов решается достаточно просто, в следствие селективного обращения к каждому из кубитов, то реализация условной квантовой динамики представляется более сложной.

Простейшей последовательностью операций поворота, реализующей двухкубитовый гейт управляемое НЕ (в совокупности с однокубитовыми операциями составляющий универсальное множество гейтов) является

$$\hat{T} = \left[\hat{I} \otimes \hat{R}_y^{(2)} \left(-\frac{\pi}{2} \right) \right] \left[\hat{R}_z^{(1)} \left(\frac{\pi}{2} \right) \otimes \hat{I} \right] \left[\hat{I} \otimes \hat{R}_z^{(2)} \left(\frac{\pi}{2} \right) \right] \hat{R}_z^{cg} \left(\frac{\pi}{2} \right) \left[\hat{I} \otimes \hat{R}_y^{(2)} \left(\frac{\pi}{2} \right) \right].$$

Однако в связи с невозможностью реализовать на практике такую последовательность операций поворота (малые времена свободной прецессии спинов вокруг оси z), для экспериментальной реализации можно использовать следующую замену для оператора поворота R_z

$$\hat{R}_z^i \left(\frac{\pi}{2} \right) = \hat{R}_y^i \left(\frac{\pi}{2} \right) \hat{R}_x^i \left(\frac{\pi}{2} \right) \hat{R}_y^i \left(-\frac{\pi}{2} \right).$$

Считывание конечного состояния регистра можно осуществить, например, путем измерения спектра сигнала ЯМР. В зависимости от результатов операции управляемое НЕ -отклик в спектре будет на разных частотах.

Однако при попытках практической реализации квантового компьютера на ядерных спинах жидкости с большим числом кубитов ($N > 40$) возникнут непреодолимые трудности, связанные с декогерентизацией, сильным ослаблением сигнала, селективностью возбуждения и наличием шумов.

[1] Менский М.Б. //УФН. 2000. Т.170, №6. С.632.

[2] Килин С.Я. //УФН. 1999. Т.169, №5.С.517.

МЕТРОЛОГИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КАСКАДНЫХ ЛАЗЕРОВ СРЕДНЕГО ИК ДИАПАЗОНА

А.А.Андронов, А.И.Гордин, А.В.Маругин

Нижегородский госуниверситет

Полупроводниковые лазерные источники излучения к настоящему времени стали основным элементом в системах связи, спектроскопии и многочисленных оптических системах измерений и контроля. В последние годы появился новый класс инфракрасных (ИК) излучателей – квантовые каскадные лазеры (QCL)[1,2]. В данном типе генераторов излучение формируется за счет внутризонных переходов в полупроводниковой решетке на квантовых ямах, что позволяет реализовать на такой структуре эффективный лазерный источник среднего ИК-диапазона.

В представленной работе исследованы и систематизированы характеристики ряда QCL-излучателей, и реализован макетный вариант волоконно-оптического канала связи, включающего импульсный QCL-лазер и криогенный КРТ-приемник (CdHgTe).

Современные технологии роста ультратонких полупроводниковых решеток (с периодом ~ 5 нм) позволяют создать излучающие структуры с требуемой длиной волны излучения в диапазоне от 3 до 70 мкм. Среди этого ряда наибольший практический интерес с точки зрения задач спектроскопии и мониторинга представляют источники, излучающие в области $8 \div 10$ мкм, так как именно этому участку спектра соответствует окно прозрачности атмосферы, а также многочисленные колебательно-вращательные спектры поглощения наиболее распространенных газов (N_2O , O_3 , CH_4 и др.).

В работе исследованы энергетические характеристики ряда опытных образцов QCL-лазеров на структуре Ga-Al-As/Ga-As, разработанных и созданных в Шеффилдском университете (Sheffield University, UK). Особенностью излучающих QCL-структур является наличие высокого сопротивления при рабочей температуре 77⁰К, имевшего для исследованных образцов значения от 400 до 1500 Ом. Режим накачки такого лазера требует использования относительно высоковольтных (по сравнению с традиционными инжекционными лазерами) источников питания, обеспечивающих одновременно ток накачки до нескольких ампер, причем высокое начальное сопротивление лазера вызывает затягивание переднего фронта запускающего импульса. Для решения данной проблемы была разработана и создана прецизионная система импульсной накачки на основе мощных ВЧ-транзисторов, обеспечившая возможность накачки QCL-структур в диапазоне по току $0 \div 5$ А и длительностью переднего фронта не хуже 20 нс.

В процессе исследования лазеров обнаружено, что температурная зависимость порогового уровня тока определяет резкий характер зависимости выходной мощности от стабильности температурного режима.

В результате исследований был создан (впервые в отечественной практике) макетный вариант волоконно-оптического канала на основе QCL-лазера, работающего на частоте, соответствующей $\lambda = 8$ мкм. В представленной модификации QCL-

источник был согласован с халькогенидным волоконным световодом типа XDT-75 на структуре As-Se-Te, имеющим диаметр ~ 550 мкм, уровень оптических потерь – 0,2 дБ/м и числовую апертуру 0,34. Сигнал с выходного торца световода регистрировался КРТ-приемником с эффективностью ~ 500 В/Вт. При выборе рабочей точки лазера, на 20% превышающей порог генерации, уровень передаваемого по такому оптическому каналу мощности составляет ~ 50 мкВт и выше.

В целом реализованный цикл исследований показал достаточную эффективность QCL-лазеров для использования в системах аналитической спектроскопии и передачи информации. Главным преимуществом реализованной конфигурации является “закрытый” (волоконный) вариант согласования лазера с другими элементами схемы, существенно упрощающий оптическую юстировку в сравнении с традиционными методами, применяемыми в среднем ИК-диапазоне (с использованием металлических зеркал и других коллимирующих элементов), а также позволяющий осуществить эффективную развязку криогенной части установки (лазер, фотоприемник) от остальных оптических элементов схемы.

Следующим этапом данной работы должно стать создание на базе полученных данных и технических решений макетной схемы лазерного абсорбционного спектрометра для анализа газовых сред, характеризующихся спектрами поглощения в указанном диапазоне длин волн.

- [1] Sonnenfroh D.M., Rawlins W.T., Allen M.G., et al. //Appl. Opt. 2001. V.40, №6. P.812.
- [2] Capasso F., Gmachl C., Sivco D.L., and Cho A.Y. //Physics Today. 2002. №5. P.35.