

## СЕКЦИЯ 4. КВАНТОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ В МИКРОВОЛНОВОЙ ФИЗИКЕ И ОПТИКЕ

<b>Перепутывание атомов, взаимодействующих с тепловым полем в идеальном резонаторе, при наличии атомной когерентности</b>	
<i>Е.К. Башкиров, М.С. Мастюгин.....</i>	<i>2</i>
<b>Схема прямого считывания сигнала и устойчивая оптическая жесткость в лазерных гравитационных антеннах нового поколения</b>	
<i>Н.А. Востросаблин, С.П. Вятчанин.....</i>	<i>6</i>
<b>Динамика квантовой запутанности в оптомеханических системах при наличии непрерывных измерений</b>	
<i>О.М. Кирюхин.....</i>	<i>8</i>
<b>Адаптивные квантовые измерения в гравитационно-волновых детекторах</b>	
<i>М.С. Коробко.....</i>	<i>11</i>
<b>Фотонное эхо в однослойных и трехслойной полупроводниковых пленках различной наноразмерной толщины и исследование их свойств</b>	
<i>И.И. Попов, Н.С. Вашурин, С.И. Никитин, В.Т. Сидорова, С.А. Степанов, Н.И. Сушенцов, Р.В. Юсупов.....</i>	<i>14</i>
<b>О возможных аналогиях классических микроволновых приборов с продольным взаимодействием с квантовыми устройствами в гамма-электронике</b>	
<i>В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, С.А. Хриткин.....</i>	<i>17</i>

## ПЕРЕПУТЫВАНИЕ АТОМОВ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ С ТЕПЛОВЫМ ПОЛЕМ В ИДЕАЛЬНОМ РЕЗОНАТОРЕ, ПРИ НАЛИЧИИ АТОМНОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ

Е.К. Башкиров, М.С. Мастюгин  
*Самарский государственный университет*  
bash@samsu.ru

Одной из основных проблем современной физики квантовых вычислений является проблема разработки эффективных схем генерации и механизмов стабилизации и контроля перепутывания кубитов, взаимодействующих с электромагнитными полями [1]. В настоящее время экспериментально реализованы различные типы долгоживущих перепутанных состояний атомов и ионов в резонаторах и магнитных ловушках, а также различных искусственных атомных объектах, таких как квантовые точки, индивидуальные молекулы в органических кристаллах, сверхпроводящие системы и др. Взаимодействие кубитов с окружением приводит к декогерентности и разрушению квантовых корреляций кубитов. Поэтому с практической точки зрения важнейшей задачей физики квантовых вычислений является разработка механизмов минимизации влияния окружения или шума на перепутывание кубитов. Недавно несколькими авторами была высказана идея о том, в некоторых случаях диссипация и шум могут, напротив, являться источником перепутывания. Ряд работ был посвящен исследованию возможности генерации перепутывания атомов в резонаторах, индуцированного тепловым шумом. В работе [1] впервые было показано, что перепутывание всегда возникает при взаимодействии произвольной системы с большим числом степеней свободы в смешанном состоянии и одиночного кубита в чистом состоянии, и общие результаты проиллюстрированы на примере модели Джейнса-Каммингса одиночного атома в чистом состоянии, взаимодействующего с модой теплового поля в идеальном резонаторе. В работе [2] установлено, что одномодовый тепловой шум может также индуцировать атом-атомное перепутывание в системе двух двухуровневых атомов в идеальном резонаторе. Перепутывание в двухатомной системе с вырожденным двухфотонным взаимодействием, индуцированное одномодовым тепловым шумом, было рассмотрено в работе [3], а влияние двухмодового теплового шума на перепутывание двух двухуровневых атомов с невырожденными переходами и переходами рамановского типа -- в работе [4]. При этом было показано, что при двухфотонном взаимодействии степень перепутывания атомных состояний может значительно превосходить соответствующую величину для однофотонного взаимодействия.

В работах [5,6] на примере двухатомных моделях с однофотонными и вырожденными двухфотонными атомными переходами, было показано,

что высокая степень перепутывания, индуцированная тепловым шумом, может быть получена за счет начальной атомной когерентности атомов. Было установлено, что наличие атомной когерентности в системе может приводить к увеличению степени перепутывания атомов даже в случае интенсивного теплового поля. Кроме того было доказано, что перепутыванием атомов можно управлять, изменяя начальные параметры системы, такие как амплитуды поляризованных атомов и их фазы, интенсивность диполь-дипольного взаимодействия и среднее число фотонов в моде. Как хорошо известно, диполь-дипольное взаимодействие атомных систем является естественным механизмом возникновения атомного перепутывания. Наличие диполь-дипольного взаимодействия атомов, в частности, может привести к значительному увеличению степени перепутывания атомов, взаимодействующих с электромагнитными полями в резонаторе. Однако влияние диполь-дипольного взаимодействия на степень атомного перепутывания при наличии атомной когерентности было изучено только для модели с однофотонными переходами [6]. Вместе с тем в целом ряде работ показано, что диполь-дипольное взаимодействие может заметно влиять на степень атомного перепутывания, индуцированного тепловым шумом, и в двухфотонных моделях (см. ссылки в [7]). При этом характер зависимости атомного перепутывания от дипольного взаимодействия в таких двухфотонных моделях существенно отличается от однофотонного случая. Поэтому в настоящей работе мы рассмотрим влияние дипольного взаимодействия на степень атомного перепутывания в случае начальных когерентных перепутанных состояний атомов в рамках двухатомной модели Тависа-Каммингса с вырожденными двухфотонными переходами.

Будем исследовать динамику двух идентичных двухуровневых атома, резонансно взаимодействующих с одномодовым квантовым электромагнитным полем в резонаторе без потерь за счет вырожденных двухфотонных переходов, при наличии прямого диполь-дипольного взаимодействия между атомами. В представлении взаимодействия гамильтониан такой модели можно представить в виде:

$$H = \hbar\gamma \sum_{i=1}^2 (b^{+2}\sigma_i^- + b^2\sigma_i^+) + \hbar J(\sigma_1^+\sigma_2^- + \sigma_2^-\sigma_1^+), (1)$$

где  $b^+$  и  $b$  – операторы рождения и уничтожения фотонов,  $\sigma_j^+$  и  $\sigma_j^-$  – операторы переходов атомов в  $j$ -ом атоме ( $j=1,2$ ),  $\gamma$  – константа взаимодействия атомов с полем и  $J$  – параметр диполь-дипольного взаимодействия атомов.

Обозначим через  $|+\rangle$  и  $|-\rangle$  возбужденное и основное состояние двухуровневого атома. Тогда двухатомная волновая функция может быть представлена в виде комбинации волновых векторов вида  $|v_1, v_2\rangle = |v_1\rangle |v_2\rangle$ ,

где  $v_1, v_2 = +, -$ . Рассматриваемая модель обладает унитарной динамикой, для которой может быть найден в аналитическом виде оператор эволюции оператором эволюции вида  $U(t)$ .

Пусть в начальный момент времени резонаторное поле находится в одномодовом тепловом поле  $\rho_F(0) = \sum_n P(n) |n\rangle\langle n|$ , где  $P(n) = \bar{n}^n / (1 + \bar{n})^{n+1}$  и  $\bar{n}$  – среднее число тепловых фотонов в моде, а атомы находятся в когерентном суперпозиционном состоянии базисных двухатомных векторов.

Для определения степени атом-атомного перепутывания в работе использовался параметр Переса Хорощеких, который определяется как

$$\varepsilon = -2 \sum_i \mu_i^-,$$

где  $\mu_i^-$  – отрицательные собственные значения частично транспонированной по переменным одного кубита (атома) редуцированной матрицы плотности. Для неперепутанных состояний  $\varepsilon = 0$ . Для перепутанных состояний  $0 < \varepsilon \leq 1$ . Максимальной степени перепутывания соответствует значение  $\varepsilon = 1$ .

С использованием оператора эволюции мы можем вычислим стандартным образом редуцированную матрицу плотности

$$\rho_A(t) = Tr_F U(t) \rho_F(0) \otimes \rho_A(0) U^\dagger(t),$$

а с ее помощью частично транспонированную по переменным одного кубита атомную матрицу плотности.

Получение аналитических результатов для параметра перепутывания рассматриваемой модели представляет собой весьма непростую задачу. Поэтому в настоящей работе мы провели численное моделирование перепутывания для различных начальных когерентных перепутанных (случаи 1-2) и неперепутанных (случай 3) состояний атомов. Мы рассмотрели начальные состояния вида:

1.  $|\Psi(0)\rangle = \cos \theta |+, -\rangle + \sin \theta e^{i\varphi} |-, +\rangle$ .
2.  $|\Psi(0)\rangle = \cos \theta |+, +\rangle + \sin \theta e^{i\varphi} |-, -\rangle$ .
3.  $|\Psi(0)\rangle = |\Psi(0)\rangle_1 |\Psi(0)\rangle_2$ ,

где  $|\Psi_1(0)\rangle = \cos \theta_1 |+\rangle + e^{i\varphi_1} \sin \theta_1 |-\rangle$ ,  $|\Psi_2(0)\rangle = \cos \theta_2 |+\rangle + e^{i\varphi_2} \sin \theta_2 |-\rangle$ .

Здесь  $\theta, \theta_1, \theta_2$  – параметры когерентности и  $\varphi, \varphi_1, \varphi_2$  – относительные фазы.

Результаты численного моделирования параметра Переса-Хорощеких показывают, что за счет диполь-дипольного взаимодействия при наличии начальной атомной когерентности в рассматриваемой системе может быть получена высокая степень атомного перепутывания даже в случае интенсивного теплового шума. Кроме того выбирая определенным образом параметры когерентности атомов, мы можем добиться

эффективного контроля за степенью перепутанности кубитов. На рис. 1 показана зависимость перепутывания атомов от параметра диполь-дипольного взаимодействия для начального атомного когерентного перепутанного состояния первого типа.

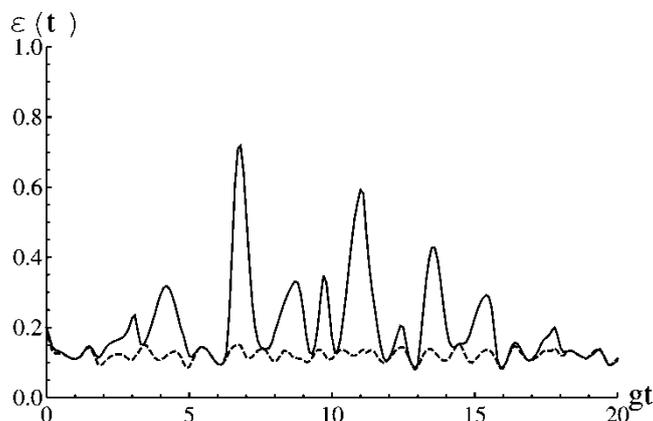


Рис. 1. Временная зависимость параметра перепутывания для когерентного начального состояния  $|\Psi(0)\rangle = 1/\sqrt{2}(|+, -\rangle + \sin \theta e^{i2\pi/3} |-, +\rangle)$ . Параметр диполь-дипольного взаимодействия  $J/\gamma = 0$  (штриховая линия) и  $J/\gamma = 0.1$  (сплошная линия). Среднее число фотонов в моде  $\bar{n} = 1$ .

Таким образом, в настоящей работе нами исследовано влияние диполь-дипольного взаимодействия на перепутывание двух атомов, взаимодействующих с тепловым полем в идеальном резонаторе посредством вырожденных двухфотонных переходов при наличии начальной когерентности в атомной системе. При этом было показано, что указанный механизм может быть использован для эффективного контроля за степенью перепутанности кубитов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. D. Schumacker, M.D. Westmoreland “Quantum Processes, Systems, and Information” New York: Cambridge University Press, 2010. 469 p.
2. S. Bose, I. Fuentes-Guridi., P.L. Knight P.L., V. Vedral // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. No 5. P. 050401.
3. M.S. Kim, J. Lee, D. Ahn, P.L. Knight // Phys. Rev. 2002. V. A65. No 4. 040101.
4. L. Zhou, H.S. Song // J. Opt. 2002. V. B4. P. 425.
5. E.K. Bashkirov E.K. // Las. Phys. Lett. 2006. V. 3. No 3. P. 145.
6. Y.H. Hu, M.F. Fang, Q. Wu // Chin. Phys. 2007. V. B16. No 8. P. 2407.
7. Y.H. Hu, M.F. Fang, Q. Wu, K. Zeng // Chin. Phys. 2008. V. B17. No 5. P. 1784.
8. E.K. Bashkirov, M.P. Stupatskaya // Las. Phys. 2009. V. 19. No 3. P. 525.

## СХЕМА ПРЯМОГО СЧИТЫВАНИЯ СИГНАЛА И УСТОЙЧИВАЯ ОПТИЧЕСКАЯ ЖЕСТКОСТЬ В ЛАЗЕРНЫХ ГРАВИТАЦИОННЫХ АНТЕННАХ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ

Н.А. Востросаблин, С.П. Вятчанин  
МГУ им. М.В.Ломоносова, Физический факультет  
vostrosablin@physics.msu.ru

Существование гравитационных волн было предсказано общей теорией относительности Эйнштейна. Лазерные интерференционно-гравитационные обсерватории (LIGO) призваны обнаружить эти волны и стать инструментом в изучении их источников [1]. В скором времени планируется запуск гравитационных антенн нового поколения (AdvancedLIGO), являющихся существенно модернизированными по отношению к своим предшественницам. Одной из модификаций будет переход от считывания сигнала с помощью гетеродинной схемы к схеме прямого считывания сигнала (DCreadoutscheme). Эта схема имеет ряд преимуществ: ожидается уменьшение влияния технических шумовых источников, полностью устраняются шумы, которые вносит гетеродинная схема. Кроме того, учитывая, что схема DCreadout является частным случаем гомодинной схемы, можно указать на то, что опорная волна будет автоматически стабилизироваться, что является большим плюсом.

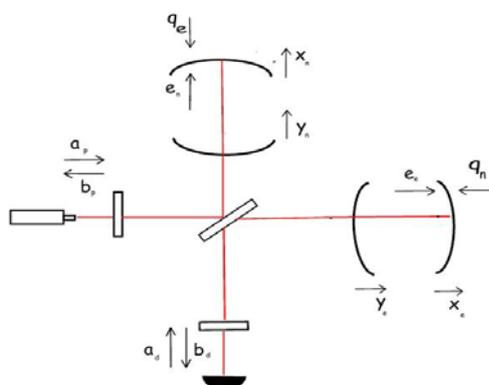


Рис.1. Схема aLIGO

Техническая реализация данной схемы тоже проще, чем в гомодине или гетеродине [2]. Основная идея состоит в том, чтобы внести разбалансировку в интерферометр с целью получить постоянную засветку на детекторе (в предыдущих схемах LIGO использовался так называемый режим “темного порта”, когда в отсутствие сигнала на фотодетекторе не было никакой лазерной мощности). Это постоянная небольшая засветка на фотодетекторе будет играть роль опорной волны в схеме гомодинирования. В таком случае нужен всего лишь один фотодетектор, вместо двух идентичных (как в предыдущих схемах). Схема лазерной

гравитационной антенны приведена на Рис. 1. Она состоит из интерферометра Майкельсона с интерферометрами Фабри-Перо в плечах.

Возможны два способа внесения разбалансировки. Первый состоит в небольшом смещении дальних зеркал в каждом резонаторе Фабри-Перо в противоположные стороны. Второй состоит в изменении расстояния между резонаторами Фабри-Перо и светоделителем в интерферометре Майкельсона. Мы рассматриваем первый способ.

В такой оптомеханической системе существуют две механические и две оптические моды. По причине внесенной разбалансировки две механические моды оказываются связаны через коэффициент связи, роль которого исполняют перекрестные оптические жесткости (оптические моды также оказываются связаны). Эффект оптической жесткости является известным физическим явлением в такого рода схемах [3-8]. Система начинает очень сильно напоминать систему двух связанных маятников. В таком случае на фотодетектор поступают дополнительные квантовые шумы, связанные с шумами лазера накачки, что естественно ухудшает чувствительность. Нами был проведен аналитический расчет такой схемы, и было оценено ухудшение чувствительности в случае внесения разбалансировки.

Как уже было упомянуто, в таких системах возможно присутствие эффекта оптической жесткости. Оптическая жесткость позволяет превратить свободную массу в осциллятор, для которого величина стандартного квантового предела меньше. Однако оптическая жесткость вносит неустойчивость в систему. Поэтому было бы желательно найти устойчивый режим.

Нами был проведен анализ для оценки минимальной величины расстройки детектора, достаточной для реализации устойчивой оптической жесткости в случае присутствия в системе только разностной механической моды (это возможно реализовать, например, в интерферометре Майкельсона-Саньяка).

## ЛИТЕРАТУРА

1. B. P. Abbot (etal.) // Reports on Progress in Physics 2009 V.72. P.0769
2. K. McKenzie , M.B. Gray , P.G. Lam, D.E. McClelland // Appl. Opt. 2007 V.46 P.3389-3395
3. V.B. Braginsky, I.I. Minakova // VestnikMoskovskogoUniversiteta, Seria 3: fizika I Astronomiya, No. 1, 83 (1964)
4. V.B. Braginsky, A.B. Manukin // Sov. Phys. JETP 25, 653 (1967)
5. V.B. Braginsky, A.B. Manukin, M. Yu. Tikhonov // Sov. Phys. JETP 31, 829 (1970)
6. V.B. Braginsky, F.Ya. Khalili // Phys. Lett. A 257, 241-246 (1999)
7. F.Ya. Khalili // Physics Letters A 288, 251-256 (2001).
8. V.I. Lazebny, S.P. Vyatchanin // Phys. Lett. 2005 V.344 No 1 P.7-1

## ДИНАМИКА КВАНТОВОЙ ЗАПУТАННОСТИ В ОПТОМЕХАНИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ ПРИ НАЛИЧИИ НЕПРЕРЫВНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

О.М. Кирюхин

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия*  
kiryukhin@physics.msu.ru

Множество научных групп по всему миру пытаются подтвердить универсальный характер квантовой механики, экспериментально проверить ее применимость для описания макроскопических механических объектов. Если успех будет достигнут, то это будет иметь значение не только для понимания фундаментальной физической картины мира, но также откроет новые технологические горизонты для разработки квантового компьютера, квантовых коммуникаций, квантовой криптографии и квантовых вычислений.

Оптомеханические системы, в которых свет взаимодействует с механическими объектами посредством радиационного давления, стали идеальным средством для изучения макроскопических механических объектов в квантовом состоянии [1].

В действительности проводить подобные эксперименты очень сложно, поскольку неклассические квантовые состояния очень чувствительны ко внешним воздействиям и вследствие взаимодействия с окружением распадаются на классическую некогерентную суперпозицию. Поэтому крайне необходимо найти системы, которые максимально изолированы от внешних воздействий, или, другими словами, имеют минимальный уровень классических шумов, приводящих к декогеренции.

Одной из наиболее интересных экспериментальных задач современной физики является проверка парадокса Эйнштейна-Подольского-Розена в его исходной трактовке, то есть для координат и импульсов макроскопических механических объектов [1,2]. Следует отметить, что достижения последних лет в области прецизионных механических измерений, стимулированные, в частности, разработкой лазерных детекторов гравитационных волн [3], позволяют рассчитывать на практическую реализацию таких экспериментов.

Парадокс Эйнштейна-Подольского-Розена приводит к понятию квантовой запутанности. Мы моделируем экспериментальную схему, в которой возможно приготовить два макроскопических механических объекта в запутанном состоянии при наличии непрерывных измерений. При этом исследуется динамическое поведение системы.

Мы рассматриваем систему, состоящую из двух связанных механических осцилляторов. Координаты осцилляторов линейно связаны с

оптическими полями посредством светового давления. Предполагается, что в схеме производятся непрерывные измерения квадратур отраженного света, несущих информацию о механических координатах. Система линейна, а все шумы гауссовские, поэтому её состояние полностью характеризуется условной ковариационной матрицей. Она может быть восстановлена путем непрерывных измерений. Чтобы получить условное квантовое состояние мы должны извлечь о нём максимум информации из наших измерений. Для этого необходимо решить стохастическое уравнение Линблада. Для гауссовских систем можно показать, что это эквивалентно применению фильтра Калмана-Белавкина [4]. Эта процедура минимизирует дисперсию и позволяет получить максимум информации, то есть восстановить условное квантовое состояние.

Рассматриваемая система с некоторыми приближениями эквивалентна схеме, состоящей из интерферометра Майкельсона с двумя резонаторами Фабри-Пери в конфигурации, известной как «localreadout» [5]. Система накачивается двумя лазерами на разных частотах. Используется приближение плохого резонатора, в котором спектральная ширина моды резонатора предполагается намного больше механической частоты. В резонаторы вносится отстройка, что создает оптическую жесткость между входными и боковыми зеркалами резонаторов [6]. Одна накачка измеряет информацию о разностной моде входных зеркал, другая — информацию о разностной моде концевых зеркал. Эти моды могут быть рассмотрены как осцилляторы.

В качестве параметров системы мы используем предполагаемые параметры для детектора гравитационных волн Advanced LIGO [3]. В качестве меры квантовой запутанности мы используем логарифмическую отрицательность [7]. Нами проанализирована зависимость логарифмической отрицательности от различных параметров системы. Логарифмическая отрицательность уменьшается при увеличении частоты силового шума, уменьшается при уменьшении координатного шума и уменьшается при уменьшении квантовой эффективности. Введение сжатого вакуума в темный порт может увеличить запутанность в системе.

Мы показываем, что квантовая запутанность является результатом динамики системы. Было получено, что квантовая запутанность осциллирует со временем и достигает стационарного значения (см. Рис. 1). Основным критерием существования стационарной запутанности является требование того, чтобы классический шум был ниже стандартного квантового предела (СКП). Таким образом, СКП является критерием для экспериментов по проверке парадокса ЭПР. Немаловажным результатом также явилось и то, что впервые в механической системе с непрерывным спектром при наличии измерений наблюдаются явления, известные как «внезапное исчезновение запутанности» [8] и «внезапное возрождение запутанности» [9] (см. Рис. 2).

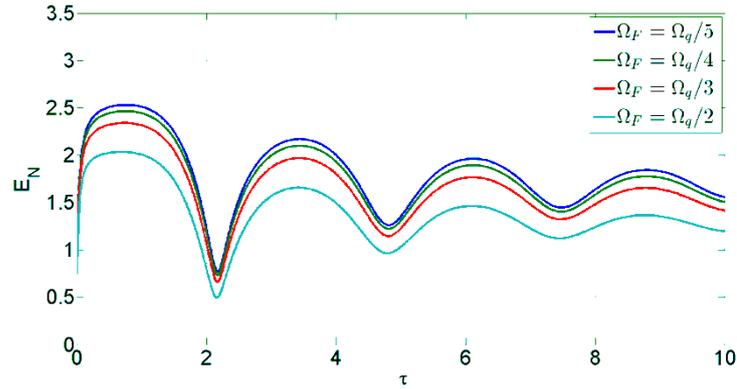


Рис. 1. График зависимости логарифмической отрицательности  $E_N$  от времени  $\tau = \Omega_S t$  при различных параметрах частоты силового шума  $\Omega_F$ , механическая добротность  $Q_m = 10^8$ , частота квантового шума  $\Omega_q / 2\pi = 100$  Гц, частота координатного шума  $\Omega_X = 3\Omega_q$ , квантовая эффективность  $\eta = 0.9$ , гомодинный угол  $\zeta = \pi / 4$ , коэффициент сжатия  $q = 0$ .

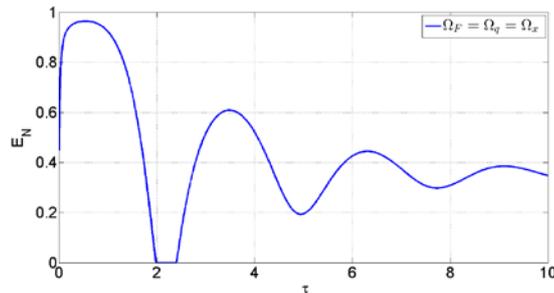


Рис. 2. График зависимости логарифмической отрицательности  $E_N$  от времени  $\tau = \Omega_S t$  при  $\Omega_F = \Omega_q = \Omega_X$ , механическая добротность  $Q_m = 10^8$ , частота квантового шума  $\Omega_q / 2\pi = 100$  Гц, частота координатного шума  $\Omega_X = 3\Omega_q$ , квантовая эффективность  $\eta = 0.9$ , гомодинный угол  $\zeta = \pi / 4$ , коэффициент сжатия  $q = 0$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. О.М.Кирюхин, Ш.Л. Данилишин // Ученые записки физического факультета МГУ. 2012, № 1, с. 120110.
2. A.Einstein, V.Podolsky, and N.Rosen // Phys. Rev. 1935, vol. 47, pp. 777–780.
3. www.advancedligo.mit.edu (Advanced LIGO project webpage).
4. V.P.Belavkin // Comm. Math. Phys. 1992, vol. 146, pp. 611–635.
5. H.Rehbein et al. // Phys. Rev. D. 2007, vol. 76, p. 062002.
6. S.L.Danilishin, F.Ya.Khalili // Living Rev. Relativity. 2012, vol. 15, no. 5.
7. G. Vidal, R. F. Werner // Phys. Rev. A 2002, vol. 65, p. 032314.
8. Z.Ficek, R.Tanas // Phys. Rev. A. 2006, vol. 74, p. 024304.
9. Ting Yu, J. H. Eberly // Phys. Rev. Lett. 2004, vol. 93, p. 140404.

## АДАПТИВНЫЕ КВАНТОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ В ГРАВИТАЦИОННО-ВОЛНОВЫХ ДЕТЕКТОРАХ

М.С. Коробко

Московский Государственный Университет им.М.В.Ломоносова, физический факультет  
korobko@physics.msu.ru

В современных гравитационно-волновых детекторах, таких как Advanced LIGO [1], Advanced VIRGO и LCGT, которые находятся на стадии строительства, чувствительность будет ограничена квантовыми шумами. На высоких частотах гравитационных волн главным лимитирующим фактором будет шум, вызываемый флуктуациями фазы света внутри интерферометра (дробовой шум). На низких частотах главный вклад в суммарный шум будет давать случайная сила, создаваемая амплитудными флуктуациями света (шум светового давления). Для балансного детектора существует точка, называемая стандартным квантовым пределом (СКП) [2], в которой эти шумы уравниваются, и достигается наилучшая чувствительность.

Этот предел не является абсолютным, существуют различные методы преодоления, такие как: квантовые неразрушающие измерения (Quantum Non-Demolition, QND), которые предполагают использование гамильтониана взаимодействия измерителя и объекта, коммутирующего с оператором измеряемой величины [2,3], и измерения с избеганием обратного действия (Back-Action Evading, BAE) [3-6], использующие корреляцию между измерительными шумами и шумом обратного действия [6-10]. Однако эти методы требуют существенной модернизации существующих схем, и несмотря на то, что в гравитационно-волновых детекторах третьего поколения (Einstein Telescope) планируется их использование, множество технических трудностей значительно усложняет их реализацию.

Мы предлагаем иной подход, основанный на нестационарных измерениях — так называемые адаптивные линейные измерения, в которых параметры экспериментальной схемы изменяются с течением времени в зависимости от результатов предыдущих измерений.

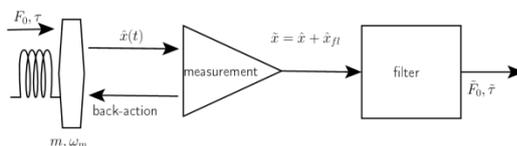


Рис. 1. Общая схема измерений

В работе представлен оригинальный метод адаптивного измерения импульсной силы с неизвестным временем прихода с помощью гомодинного детектора с изменяющейся в зависимости от результата измерения фазой. Также мы показываем преимущества такого подхода

перед обычными измерениями. Кроме того, представлен общий метод для создания схем адаптивных квантовых измерений и возможные его дальнейшего применения.

Рассмотрим простую систему, состоящую из механического осциллятора и линейного измерителя координаты (Рис. 1). В данной системе при произведении измерений возникает два шума: шум измерения и шум обратного действия. Последний связан с соотношением «точность измерения — возмущение» и отражает тот факт, что при измерении будет возникать сила обратного действия (back-action), возмущающая состояние объекта. На выходе из детектора мы получим сигнал (из решения уравнений движения осциллятора):

$$x(t) = x_0(t) + \frac{1}{m\omega_m} \int (F(t') + F_{BA}(t')) \sin \omega_m(t - t') dt' + x_{fl}(t), \quad (1)$$

где  $x_0(t)$  — эволюция начального положения осциллятора,  $\omega_m$  — собственная частота колебаний осциллятора,  $m$  — его масса,  $F(t)$  — внешняя сила,  $F_{BA}(t)$  — сила обратного действия,  $x_{fl}(t)$  — шум измерительного прибора.

Предположим, что на осциллятор действует импульсная сила с неизвестным временем прихода:

$$F(t) = F_0 \delta(t - \tau), \quad (2)$$

где  $\tau$  - время прихода силы. Тогда сигнал запишется в виде:

$$x(t) = x_0(t) + \left( \frac{F_0}{m\omega_m} \sin \omega_m(t - \tau) + \int F_{BA}(t') \frac{\sin \omega_m(t-t')}{m\omega_m} dt' \right) + x_{fl}(t). \quad (3)$$

Наша цель — оценить амплитуду пришедшей силы. Однако, очевидно, сделать это невозможно без знания времени прихода этой силы. Такая задача будет нелинейной, но ее можно линеаризовать, перейдя к другим переменным:

$$A_1 = \sin \omega_m \tau, A_2 = \frac{F_0}{m\omega_m} \cos \omega_m \tau \quad (4)$$

В этом случае сигнал уже будет линейным относительно новых величин:

$$x(t) = x_0(t) + A_1 \cos \omega_m t + A_2 \sin \omega_m t + \int F_{BA}(t') \sin \omega_m(t - t') dt' + x_{fl}(t). \quad (5)$$

Задача будет состоять в оценке величин  $A_1, A_2$ . Для решения данной задачи применим следующий адаптивный алгоритм:

*Первый шаг.* Произведём измерения двух квадратур осциллятора с равной точностью. Так как любое измерение одной квадратуры возмущает другую, измерения будем производить слабые (с малой точностью).

*Вычисления.* Зная две квадратуры, мы можем посчитать оценку для времени прихода силы. Эту оценку можно использовать для вычисления приблизительного значения квадратуры, в которой находится сигнал.

*Второй шаг.* Измеряем оценённую на этапе вычислений квадратуру и оцениваем величину амплитуды силы.

Точность этой оценки превосходит СКП:

$$\frac{\hbar m \omega}{2} < \Delta^2 F_0 < \hbar m \omega \quad (6)$$

Далее в работе мы рассматриваем применение адаптивного алгоритма для более сложного случая (Рис. 2): детектирование импульсной силы, действующей на механический осциллятор, при помощи гомодинного детектора. Идея процедуры будет такой же: производим измерение квадратур, оцениваем время прихода силы и выбираем оптимальный гомодинный угол для следующего измерения. Оптимальность гомодинного угла будет определяться условием минимизации шумов и частичного избегания обратного действия. Такая процедура может быть цикличной: производим измерение, оцениваем время прихода, выбираем гомодинный угол для следующего измерения и т. д., пока не выполнится условие обрывания процедуры.

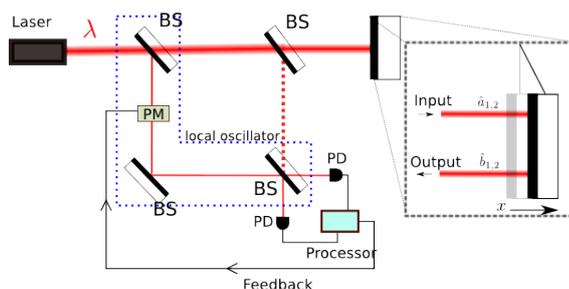


Рис. 2. Оптомеханическая система: механический осциллятор и гомодинный детектор

В данной работе мы также предлагаем различные процедуры адаптивных измерений и обсуждаем возможные приложения к более сложным системам, таким, как реальные гравитационно-волновые детекторы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. G.M. Harry // *Classical and Quantum Gravity*. 2010. V. 27. P.084006.
2. V.B. Braginsky, F.Ya. Khalili “Quantum Measurement” Cambridge University Press, 1992.
3. V.B. Braginsky, F.Ya. Khalili // *Phys. Lett. A*. 1990. V.147 P.251
4. A. Buonanno, Y. Chen // *Phys. Rev. D*. 2001. V. 64 No 4. P. 1.
5. F.Ya. Khalili // *Phys. Lett. A*. 2001. V. 288. P. 251–256.
6. H.J. Kimble, *et. al.* // *Phys. Rev. D*. 2001. V. 65. P. 022002.
7. V.B. Braginsky, *et. al.* // *Sov. Phys. JETP*. 1977. V. 46. P. 705.
8. V.B. Braginsky, F.Ya. Khalili // *Review of Modern Physics*. 1996. V.68. P.1.
9. W.G. Unruh “Quantum Optics, Experimental Gravitation, and Measurement Theory” New York: Plenum Press, 1982.
10. M.T. Jaekel, S. Reynaud // *Eur. Phys. Lett*. 1990. V. 13. P. 301.

## ФОТОННОЕ ЭХО В ОДНОСЛОЙНЫХ И ТРЕХСЛОЙНОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ РАЗЛИЧНОЙ НАНОРАЗМЕРНОЙ ТОЛЩИНЫ И ИССЛЕДОВАНИЕ ИХ СВОЙСТВ

И.И. Попов<sup>1,3</sup>, Н.С. Вашурин<sup>1,3</sup>, С.И. Никитин<sup>2</sup>,

В.Т. Сидорова<sup>3</sup>, С.А. Степанов<sup>3</sup>, Н.И. Сушенцов<sup>1</sup>, Р.В. Юсупов<sup>2</sup>

1- Поволжский государственный технологический университет

2- Казанский федеральный (государственный) университет

3- Марийский государственный университет

popov@volgatech.net

Сообщается о цикле экспериментальных исследований, посвященных регистрации параметров фемтосекундных сигналов оптических переходных процессов, включающих первичное фотонное эхо, стимулированное фотонное эхо, самодифракцию, четырехволновое смешение в различных по толщине (от 100 нм до 2,4 мкм) тонких пленках оксида цинка, трехслойной пленки  $ZnO/Si^+/Si^-$  и однослойных пленках  $Si^+$  и  $Si^-$ , входящих в состав трехслойной пленки. Данная работа является продолжением ранее начатых исследований [1], полупроводниковых тонких пленок  $ZnO$ , и  $ZnO/Si^+/Si^-$  методом первичного фотонного эха и самодифракции. Проведено измерение значений времени необратимой продольной релаксации  $T_1$  и времени необратимой поперечной релаксации  $T_2$ .

Эксперимент проводился на базе центра коллективного пользования Казанского Федерального Университета. На выходе из фемтосекундной лазерной системы импульсы были со следующими параметрами:  $F=1$  кГц, мощность в одном импульсе  $>1$  мДж, длительность импульса  $\sim 35$  фс, длина волны 800 нм.

Сигналы четырехволнового смешения и стимулированного фотонного эха, самодифракции и первичного фотонного эха, возбуждаемые в полупроводниковых пленках различной толщины при комнатной температуре в режиме двухфотонного резонанса наблюдались в направлениях  $k_4 = -k_1 + k_2 + k_3$ ,  $k_5 = -k_2 + k_1 + k_3$  или  $k_6 = -k_3 + k_1 + k_2$  при различных комбинациях временной последовательности импульсов  $(\tau_1, \tau_2, \tau_3)$ ,  $(\tau_2, \tau_1, \tau_3)$  и  $(\tau_3, \tau_2, \tau_1)$ , соответственно.

На рис.1. приведены кривые спада интенсивности стимулированного фотонного эха при увеличении временного интервала  $\tau_{23}$  между возбуждающими импульсами при постоянном значении временного интервала  $\tau_{12}$  для пленок оксида цинка толщиной 600 нм, 800 нм и 2,4 мкм.

Из рисунка следует факт уменьшения значения времени необратимой продольной релаксации  $T_1$  при толщинах пленки меньших длины волны излучения. Это связано с меньшим вкладом неупругих столкновений вдоль направления возбуждения (поперек пленки) по сравнению со

столкновениями ортогональными направлению возбуждения (в плоскости пленки) в уменьшение населенности возбужденного уровня резонансного квантового перехода. Что приводит из-за малой толщины пленки к уменьшению суммарного количества неупругих столкновений возбужденных частиц по сравнению с их величиной в толстых пленках и кристаллах.

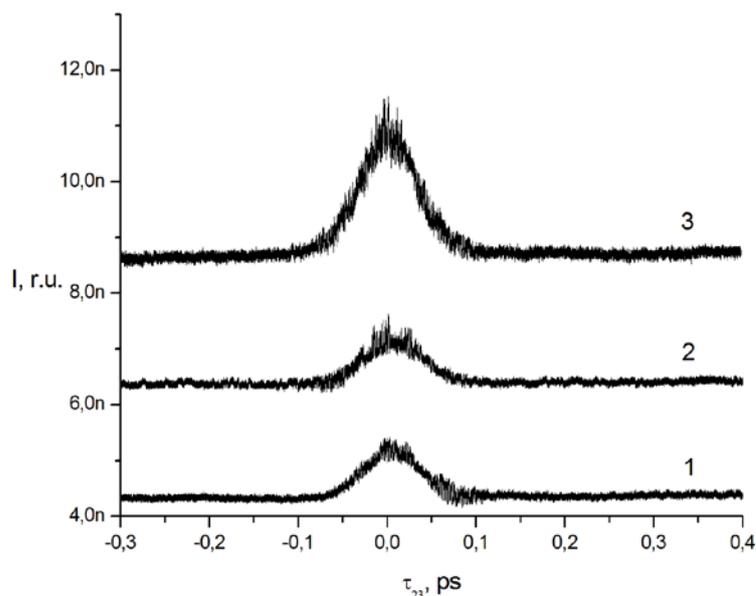


Рис.1 Кривые спада интенсивности стимулированного фотонного эха при увеличении временного интервала  $\tau_{23}$  между возбуждающими импульсами при постоянном значении временного интервала  $\tau_{12}$  для пленок оксида цинка толщиной 2,4мкм (1), 800нм (2) и 600нм (3).

На рис.2. приведены аналогичные кривые для различных полупроводниковых пленок: 3-хслойная пленка ZnO/Si+/Si-(1); пленка Si+ (2); пленка Si- (3) и пленка ZnO (4). Из рисунка следует, что из-за диффузии носителей на границе полупроводникового перехода, образованного различными полупроводниковыми пленками, происходит значительное увеличение времени необратимой продольной релаксации  $T_1$ . Аналогичный эффект увеличения времени необратимой поперечной релаксации  $T_2$  наблюдался при снятии в этих же пленках кривых спада первичного фотонного эха в зависимости от увеличения временного интервала  $\tau_{12}$  между первым и вторым возбуждающими импульсами [3]. При этом время релаксации  $T_1$  всегда превышало значение времени  $T_2$ . Также из рисунка видно, что наибольшее время затухания решетки населенностей, состоящей из экситонов, наблюдается на трехслойной пленке Si+/Si-/ZnO. Это закономерность лежит в пределах объяснения диффузии зарядов двух знаков в полупроводниках с биполярной проводимостью[2]. Объемный заряд, возникающий при диффузии носителей одного типа, может компенсироваться носителями другого типа.

Таким образом, за счёт компенсации зарядов в биполярных полупроводниках снижается количество возбуждаемых экситонов, что приводит к большему времени затухания из-за уменьшения их поперечного взаимодействия.

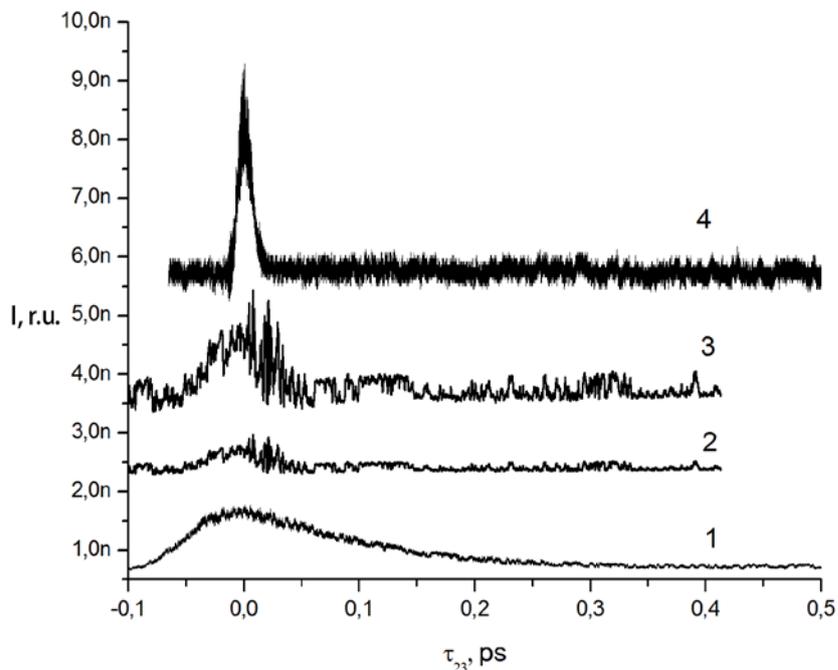


Рис.2. Зависимости интенсивности спада стимулированного фотонного эха от времени между возбуждающими импульсами  $\tau_{23}$  для различных полупроводниковых пленок: 1. 3-слойная пленка ZnO/Si<sup>+</sup>/Si<sup>-</sup>; 2. пленка Si<sup>+</sup>; 3. пленка Si<sup>-</sup>; 4. пленка ZnO.

Работа поддержана грантом РФФИ №12-02-00736а и Единый заказ-нарядом Минобрнауки для Марийского государственного университета на 2012-2014 годы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Попов И. И., Вашурин Н.С., Газизов К. Ш., Путилин С. Э., Степанов С. А., Сушенцов Н. И., Сидорова В. Т. // Известия РАН.серия физическая. – 2012. – Т. 76 – № 3. – С. 322–325.

2. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г., Физика полупроводников, М., 1977; Зеегер К., Физика полупроводников, пер. с англ., М., 1977.

3. А.В. Мороз, Н.С. Вашурин, И.И. Попов, С.А. Степанов, Н.И. Сушенцов, В.Е. Филимонов // Вестник Поволжского государственного технологического университета. Серия: Радиотехнические и инфокоммуникационные системы. 2012. № 2. С. 64-72.

## О ВОЗМОЖНЫХ АНАЛОГИЯХ КЛАССИЧЕСКИХ МИКРОВОЛНОВЫХ ПРИБОРОВ С ПРОДОЛЬНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ С КВАНТОВЫМИ УСТРОЙСТВАМИ В ГАММА-ЭЛЕКТРОНИКЕ

В.И. Канавец<sup>1</sup>, Ю.Д. Мозговой<sup>2</sup>, С.А. Хриткин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*МГУ им. М.В. Ломоносова*

<sup>2</sup>*МИЭМ НИУ ВШЭ*

s.khritkin@hse.ru

Рассматриваются возможные квантовые аналоги классических микроволновых приборов с продольным взаимодействием (мощных клистронов, мощных релятивистских ЛБВ или ЛОВ) в задачах гамма-электроники при взаимодействии многолучевых потоков заряженных частиц разного знака. Квантовые аналоги мощных микроволновых устройств возникают в задачах гамма-электроники, посвященных исследованию взаимодействия электронных и позитронных потоков с электромагнитными полями в многолучевых квантовых устройствах  $\gamma$  - диапазона длин волн.

Взаимодействие потоков заряженных частиц с электромагнитными полями описывается путем введения вихревых векторных полей и вихревых токов [1]. Аналогия классических и квантовых задач возможна, прежде всего, в задачах о взаимодействии неподвижных или движущихся групп электронов и позитронов, в том числе попутных и встречных потоков заряженных частиц. В монографии [1] показано, что при выполнении условий медленного изменения амплитуд и фаз волновых функций квантовая задача сводится к классической задаче для плазмы с коллективным самосогласованным взаимодействием без учета столкновений [1-2]. Для квантовой электронно-позитронной плазмы справедливы уравнения гидродинамического приближения классической теории, если пространственное изменение плотности мало [1-3].

Рассматривается многолучевой электронно-позитронный поток с чередующимися знаками зарядов лучей. Потоки заряженных частиц вводятся в область взаимодействия посредством труб дрейфа. Релятивистские сильноточные электронные ускорители с одиночными импульсами часто используются в качестве генераторов мощного  $\gamma$  - излучения [1-3], вызванного радиационными потерями при тормозном излучении. При энергии электронов более 10 МэВ гамма - излучение поглощается веществом мишени и тратится на создание большого числа электронно-позитронных пар. Допустимый уровень энергии электронов сильноточного релятивистского пучка 12-15 МэВ реализуется на ускорителе «Аврора» США при тераваттной импульсной мощности и импульсной энергии 10 МДж [1-2].

Для получения импульсов позитронов с энергией  $1 \div 10$  МДж и развития соответствующих работ в импульсной энергетике, нужен специализированный многолучевой сильноточный электронный ускоритель тераваттного уровня мощности с энергией электронов более 50 МэВ. Естественно использование радиального или объемного расположения лучей и средств управления потоками частиц. Устройства для получения позитронов содержат специализированные мишени, где электроны тормозятся, создавая направленные потоки  $\gamma$ - квантов, которые распределяются по заданному объему источника позитронов. После рождения пар частицы расходятся и замедляются. Затем, если не приняты меры по сохранению позитронов, происходит электронно-позитронная аннигиляция с выделением энергии 1,02 МэВ на пару [1, 4].

В микроволновой электронике сильно нелинейные процессы описываются с помощью метода крупных частиц. Пусть число электронов в единице объема будет достаточно велико, чтобы было справедливо усредненное описание системы. Поэтому может совершаться переход к макроскопическому квантовому описанию активной среды заряженных частиц. В рамках модели «холодной» бесстолкновительной плазмы справедлив переход к уравнениям для вырожденных носителей заряда [1]. Компоненты плазмы описываются с помощью макроскопических одночастичных волновых функций с одновременно измеряемыми амплитудами  $|\Psi_{e,p}|$  и фазами  $S_{e,p}$  электронов и позитронов

$$\Psi_{e,p}(R, t) = |\Psi_{e,p}(R, t)| \exp[iS_{e,p}(R, t)].$$

Усредненное описание с помощью волновых функций электронов  $\Psi_e$  и позитронов  $\Psi_p$  дает возможность рассмотрения электронных и позитронных жидкостей с плотностями зарядов  $\rho_e = -|e||\Psi_e|^2$ ,  $\rho_p = |e||\Psi_p|^2$ . В рамках макроскопического квантового подхода решается нелинейная нестационарная задача для уравнений Шредингера и Пуассона [1, 5]. Эффекты обменного взаимодействия в квантовой области имеют много общего с процессами в классических нелинейных средах.

В мощной микроволновой электронике потоки электронов анализируются с учетом коллективного взаимодействия при пренебрежении столкновениями [1-3]. Многолучевые попутные или встречные потоки заряженных частиц разного знака не имеют разброса скоростей и могут иметь разные скорости. В случае попутных потоков возможна реализация режима усиления в гамма-диапазоне длин волн (гамма-ЛБВ). При взаимодействии встречных электронно-позитронных потоков возможна реализация сверхмощного генератора (режим гамма-ЛОВ). В режимах усиления и генерации возможно резонансное взаимодействие электронных и позитронных плазменных волн. Только при специальном замедлении заряженных частиц и использовании сходящейся оптике можно поднять плотность частиц до величины порядка  $n = 10^{19} \div 10^{21} \text{ см}^{-3}$ .

С точки зрения связи с экспериментом, мы имеем электронно-позитронную систему с коллективным взаимодействием многих макроскопических групп частиц. Нелинейные эффекты при обменном взаимодействии имеют много общего с процессами в классических нелинейных средах. В классической области нелинейные процессы приводят к оптимизации группирования в усилителях и генераторах СВЧ диапазона [1-3]. В квантовой области важна обратная задача – минимизация излучения с увеличением времени жизни плазмоида путем перехода к замедленной или отложенной аннигиляции.

Отметим, что в гамма-электронике большую роль играют процессы взаимодействия, не известные в микроволновой электронике, основанные на взаимном превращении квантов поля излучения и частиц электронно-позитронного вещества. Отличие задач микроволновой электроники и гамма-электроники связано с необходимостью учета изменения масс электронов и позитронов при примерном постоянстве скорости микрочастиц. Известным примером ЭПВ простого типа служат водородоподобные электронно-позитронные атомы – позитронии [1, 4, 5].

Считаются перспективными источники излучения на частотах, близких к частоте аннигиляции электронов и позитронов. Для описания таких устройств можно использовать синхронизм релятивистского электронного потока с продольными колебаниями потока и поля [1, 2]. В системе типа релятивистской ЛБВ (или релятивистской ЛОВ) будут действовать кулоновские силы. Наряду с кулоновскими силами следует учитывать действие продольных электромагнитных полей. В квантовой электронике, как и в микроволновой электронике, оптимальные режимы достигаются при учете сил пространственного заряда. Мощный направленный поток гамма-квантов в области частот аннигиляции позволяет осуществить эффективный режим рождения электронно-позитронных пар частиц.

Для получения импульсов позитронов с энергией  $1 \div 10$  МДж и развития соответствующих работ в импульсной энергетике, нужен специализированный многолучевой сильноточный электронный ускоритель тераваттного уровня мощности с энергией электронов более 50 МэВ. Естественно использование радиального или объемного расположения лучей и средств управления потоками частиц. Устройства для получения позитронов содержат специализированные мишени, где электроны тормозятся, создавая направленные потоки  $\gamma$  - квантов, которые распределяются по заданному объему источника позитронов.

Как следует из [1], можно выделить несколько основных этапов работы, соответствующих возможностям эксперимента в области создания сверхмощных квантовых устройств с релятивистскими электронными и позитронными потоками:

- тормозного излучения релятивистских электронов при прохождении мишеней с генерацией направленных потоков гамма-квантов;
- кратковременного импульсного воздействия мощного сходящегося потока гамма-квантов на среду, находящуюся в области фокального пятна, с реализацией множественного рождения электронно-позитронных пар под действием гамма-квантов;
- торможения вновь появившихся частиц с переходом от парных столкновений к коллективному процессу объединения групп тождественных частиц в сгущения зарядов одного или разного знаков;
- синхронизацией колебаний во всей активной области, быстро протекающей компенсацией кулоновского поля и самоорганизацией системы в конденсат шаровой формы.

С помощью специальных устройств потоками  $\gamma$  - квантов можно управлять и эффективно преобразовывать в электронно-позитронные пары, а затем в многолучевые вторичные потоки с чередующимися лучами медленных электронов и позитронов. В следующем за ним слое электроны и позитроны теряют энергию при соударениях с веществом слоя и превращаются в потоки медленных электронов и позитронов. На выходе получают многолучевые потоки с меняющимся знаком заряда частиц. При больших энергиях электронов существенно уменьшается разброс энергии взаимодействующих частиц. Основную роль играет эффект образования электронно-позитронных пар (не существенны фотоэффекты и эффект Комптона). Наибольшая ясность в использовании квантовых устройств достигнута в случае пространственно-развитых систем клистронного и черенковского типов [1].

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Канавец «Электронно-позитронное вещество: от позитрония до сверхжидкости и шаровой молнии» М.: Пед. Общество России, 2009.
2. С.П. Бугаев, В.И. Канавец, В.И. Кошелев, В.А. Черепенин «Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы» Н.: Наука, 1991.
3. В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, А.И. Слепков «Излучение мощных электронных потоков в резонансных замедляющих системах» М.: МГУ, 1993.
4. D.B. Cassidy, A.P. Mills // Nature. 2007. V.449, P.195.
5. В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, С.А. Хриткин // РЭ. 2010. Т. 55. №4. С. 500.