



**НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»**
Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова
Национального исследовательского центра
«Курчатовский институт»

Препринт 2022–3

С.В. Ерин

Квантовые датчики в физике высоких энергий

Протвино 2022

Аннотация

Ерин С.В. Квантовые датчики в физике высоких энергий: Препринт НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ 2022–3. – Протвино, 2022. – 31 с., 11 рис., библиогр.: 43.

В обзоре рассматриваются принципы работы квантовых датчиков, их свойства, возможности использования квантовых протоколов и типы применяемых датчиков в экспериментах по физике высоких энергий.

Abstract

Erin S.V. Quantum sensors in high energy physics: NRC «Kurchatov Institute» – IHEP Preprint 2022–3. – Protvino, 2022. – p. 31, fig. 11, refs.: 43.

The review discusses the principles of operation of quantum sensors, their properties, the possibilities of using quantum protocols, and the types of sensors used in high-energy physics experiments.

Введение

В физике высоких энергий существует много вопросов, решение которых в некоторых случаях может быть связано с такими проблемами, как: проблема иерархии, существование тёмной материи, эволюция материи после Большого взрыва, существование массы нейтрино и т.д. Более подробный обзор этих проблем можно найти в статье [1]. Получение экспериментальных данных, связанных с этими проблемами может быть затруднено по многим причинам. Одна из основных причин - это значительное повышение чувствительности экспериментальной установки. Другая возможная причина - стоимость и сложность крупномасштабных экспериментов. Поэтому растёт интерес к дополнительным подходам к решению фундаментальных вопросов, которые лежат в основе современной физики элементарных частиц и космологии.

Основное внимание физического сообщества привлекли квантовые датчики. Особенностью квантовых датчиков является то, что такие датчики, являющиеся квантовыми системами, имеют очень сильную чувствительность к внешним возмущениям.

Из-за высокой чувствительности квантовых датчиков, оказалось возможным провести целый ряд экспериментов по поиску электрического дипольного момента электрона, темной материи, нарушений фундаментальной симметрии и сигнатуры космической инфляции, а также исследования темной энергии в условной "лабораторной комнате".

1. Квантовые датчики

Квантовое зондирование обычно используется для описания одного из следующих событий:

I. Использование квантового объекта для измерения физической величины (классической или квантовой). Квантовый объект характеризуется квантованными уровнями энергии. Конкретные примеры включают электронные, магнитные или колебательные состояния сверхпроводящих или спиновых кубитов, нейтральных атомов или захваченных ионов.

II. Использование квантовой когерентности (т.е. волнообразных пространственных или временных состояний суперпозиции) для измерения физической величины.

III. Использование квантовой запутанности для повышения чувствительности или точности измерения сверх того, что возможно классически.

На рисунке 1 представлены: диапазон энергии взаимодействия квантовых датчиков, перечислены научные задачи, технологии и квантовые протоколы, которые могут быть использованы, для решения этих задач.

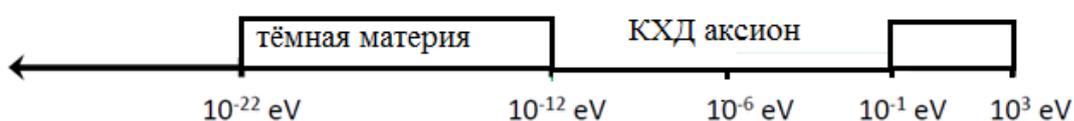


Рис. 1. Диапазон энергии взаимодействия квантовых датчиков.

В случае, если энергетический диапазон квантового датчика $<10^{-12}$ эВ (рис. 1), то можно решать следующие задачи:

Поиск ультралёгкой тёмной материи (аксионы, скрытые фотоны, скаляры), регистрация электрического дипольного момента частицы, регистрация тёмной энергии.

Используемые при этом технологии: атомная и молекулярная спектроскопия, атомные интерферометры, механические датчики, атомные магнитометры, ядерные спины. Используемые квантовые протоколы: суперпозиция, запутанность, сжатие.

Энергетический диапазон квантового датчика 10^{-12} эВ- 10^{-6} эВ (рис. 1). Можно решать следующие задачи: поиск КХД аксионов, ультралёгкой тёмной материи, скрытых фотонов, новые частицы.

Используемые при этом технологии: ядерные спины, электромагнитные квантовые датчики, оптические резонаторы. Используемые квантовые протоколы: суперпозиция, запутанность, сжатие, обратное действие.

Энергетический диапазон квантового датчика 10^{-6} эВ- 10^{-1} эВ (рис. 1).

Следующие задачи: поиск КХД аксионов, ультралёгкой тёмной материи, скрытые фотоны, новые частицы. Используемые при этом технологии: ядерные спины, ку-

биты, ридберговские атомы. Используемые квантовые протоколы: суперпозиция, запутанность, сжатие, параметрические усилители, QND счёт фотонов.

Энергетический диапазон квантового датчика 10^{-1} эВ- 10^3 эВ (рис. 1).

Задачи: изучение рассеяния и поглощения темной материи.

Используемые при этом технологии: счётчики одиночных фотонов (сверхпроводящие и APD), низкопорговые фононные и зарядовые счётчики. Используемые квантовые протоколы: QND счёт фотонов.

Вначале, определим, что является квантовым датчиком [2].

По аналогии с критериями Ди Винченцо для квантовых вычислений, перечислим набор из четырех необходимых атрибутов для квантовой системы, чтобы она могла функционировать, как квантовый датчик. Эти атрибуты включают три исходных критерия Ди Винченцо:

1. Квантовая система имеет разрешаемые дискретные уровни энергии. Предполагается, что это двухуровневая система (или ансамбль двухуровневых систем), причём нижнее энергетическое состояние $|0\rangle$ и верхнее энергетическое состояние $|1\rangle$ разделены энергией перехода $E = \hbar\omega_0$.
2. Должна быть возможность инициализации квантовой системы в известное состояние и возможность считывать её состояние.
3. Квантовой системой можно когерентно манипулировать, обычно по зависящим от времени полям. Это условие не требуется строго для всех протоколов; например, спектроскопия с помощью непрерывной постоянной волны или измерения скорости релаксации.

Акцент на рассмотрение двухуровневых систем не является серьезным ограничением, потому что многие свойства более сложных квантовых систем можно смоделировать через двухуровневую систему (кубит) [3].

И четвёртый атрибут:

4. Квантовая система взаимодействует с соответствующей физической величиной $V(t)$, такой как электрическое или магнитное поле. Взаимодействие количественно оценивается параметром связи или преобразованием $\gamma = \partial^n E / \partial V^n$, которое связывает изменения энергии перехода E с изменениями внешнего параметра V . В большинстве случаев связь либо линейна ($n=1$), либо квадратичная ($n=2$). Взаимодействие с V приводит к

сдвигу энергетических уровней квантовой системы или переходам между энергетическими уровнями.

Выбор типа квантового датчика зависит, в частности, от того, какие внешние физические величины он будет регистрировать. Например, заряженные системы, такие как захваченные ионы, будут чувствительны к электрическим полям, в то время как, спиновые системы будут в основном реагировать на магнитные поля. Некоторые квантовые датчики могут реагировать также на несколько физических параметров. Для любого датчика важна такая характеристика, как «внутренняя чувствительность» квантового датчика, которая является компромиссной величиной. С одной стороны, ожидается, что квантовый датчик обеспечит сильный отклик на полезные сигналы, а с другой стороны, на него должен минимально влиять нежелательный шум.

Определим чувствительность, как минимальный обнаруживаемый сигнал в единицу времени v_{\min} . Очевидно, что на чувствительность влияют шумы, которые входят в эксперимент по квантовому зондированию. Поэтому, вначале, получим выражения для отношения сигнал-шум (SNR) и величины минимального обнаруживаемого сигнала, то есть величины сигнала, которая дает единицу SNR.

1. Квантовый дробовой (проекционный) шум – основной источник неопределенности в квантовом зондировании. При измерении сигнала, такого как фазовый сдвиг светового луча или атомного состояния, заметное ограничение достижимой точности возникает из-за проекционного шума, связанного с подсчетом некоррелированных зондирующих частиц. Считывание конечного состояния квантовой системы (проективное считывание) не дает дробную вероятность p , а даёт одно из двух значений 0 или 1 с вероятностями $1 - p$ и p , соответственно.

Двоичный ответ обнаруживается измерительным прибором, как физическая величина x , например, как напряжение, ток, количество фотонов или поляризация.

Чтобы точно оценить p , эксперимент повторяется N раз. Тогда оценка p будет:

$$p = \frac{N_1}{N} \quad (1.1)$$

где N_1 - количество измерений, давших результат 1. Неопределенность p равна дисперсии биномиального распределения [4]:

$$\sigma_{p,q}^2 = \frac{1}{N} p(1-p) \quad (1.2)$$

Главной задачей квантового зондирования является обнаружение небольших сигналов. Для этого целесообразно измерить отклонение вероятности перехода от известной точки отсчета p_0 , которую назовём точкой смещения измерение, соответствующую известному значению внешнего сигнал V_0 . Интерес представляет разность $\delta p = p - p_0$, измеряемая при наличии и отсутствии сигнал соответственно. Экспериментально точка смещения может корректироваться несколькими способами, например, добавлением небольшой отстройки к ω_0 или измерением конечного состояния вдоль разных направлений. Таким образом, неопределенность p зависит от точки смещения p_0 . Для определения наклона, где $p_0 = 0.5$, неопределенность будет:

$$\sigma_{p,q}^2 = \frac{1}{4N} \quad \text{для } p_0=0.5 \quad (1.3)$$

Т.е. проективное считывание добавляет шум порядка $\sim \frac{1}{2\sqrt{N}}$ к значению вероятности p . Для обнаружения отклонений, где в идеале $p_0 = 0$, проекционный шум может быть сколь угодно низким. Но в любом эксперименте декогеренция сдвинет минимум порога шума до конечного значения p .

2. Вторым важным источником ошибок при измерениях квантовыми детекторами служат процессы *декогеренции и релаксации* за время измерения t . Декогеренция и релаксация влияют на случайные переходы между состояниями или на случайный подбор фазы во время когерентной эволюции кубита. Эти два процесса приводят к уменьшению наблюдаемой вероятности δp с увеличением времени обнаружения t .

$$\delta p_{obs}(t) = \delta p(t) e^{-\chi(t)} \quad (1.4)$$

где $\delta p(t)$ - вероятность, которая может быть измерена в отсутствие декогеренции. $\chi(t)$ - это феноменологическая функция декогеренции, зависящая от шумовых процессов, ответственных за декогеренцию. Несмотря на то, что лежащие в основе шумовые процессы могут быть очень сложными, функцию $\chi(t)$ довольно часто можно аппроксимировать простым степенным законом:

$$\chi(t) = (\Gamma t)^a \quad (1.5)$$

где: Γ - скорость распада и обычно $a = 1 \dots 3$. Скорость распада можно связать с временем затухания $T_\chi = \Gamma^{-1}$, равным времени эволюции t , где $\delta p_{\text{obs}}/\delta p = 1/e \approx 37\%$. Время затухания T_χ , также известное как время декогеренции или время релаксации в зависимости от шумового процесса, является важным показателем качества кубита, поскольку оно устанавливает максимально возможное время эволюции t , доступное для обнаружения.

3. Ошибки также могут возникать из-за несовершенной инициализации или манипуляции с квантовым датчиком. Неидеальная инициализация приводит к тому же уменьшению наблюдаемой вероятности δp_{obs} , что и при декогеренции $\delta p_{\text{obs}} = \beta \delta p$; где $\beta < 1$ - постоянный коэффициент, который описывает уменьшение наблюдаемых δp_{obs} по сравнению с идеальным δp . В отличие от случая декогеренции, это уменьшение не зависит от времени восприятия t . Ошибки в манипуляциях с кубитами могут вызывать множество эффектов, но обычно также приводят к уменьшению δp . Кроме того, наблюдаемая вероятность иногда снижается из-за последовательности управления протокола зондирования, например, если нет однозначного соответствия между инициализацией, зондированием и основанием считывания (шаги 2 и 4 в протоколе). Поскольку β - постоянная времени, для простоты в дальнейшем мы предполагаем $\beta = 1$.

4. Последним источником ошибок является классический шум, добавляемый во время считывания показаний датчика. Можно выделить две ситуации, в зависимости от того, является ли шум считывания небольшим или большим по сравнению с шумом проекции. Обозначим их как режимы «однократного» и «усредненного» считывания соответственно. Из-за широко распространенной неэффективности считывания квантовых состояний классический шум считывания часто является доминирующим источником ошибок. Погрешность считываемого сигнала является суммой погрешностей классического шума считывания и квантового дробового шума.

В режиме "однократного считывания" во время процесса считывания добавляется небольшой классический шум. Физическое значение x , выдаваемое измерительным прибором, будет очень близко к одному из двух значений, значения $x_{|0\rangle}$ и $x_{|1\rangle}$, которые

были бы получены в идеальном случае для состояний кубита $|0\rangle$ и $|1\rangle$ соответственно. Путем объединения физических показаний x_j $j = 1; \dots; N$ измерений в гистограмме, два пика наблюдаются с центрами в точках $x_{|0\rangle}$ и $x_{|1\rangle}$. Однако по сравнению с идеальной ситуацией, когда состояния полностью различимы, пики гистограммы уширены, и имеется конечное перекрытие между хвостами пиков. Чтобы получить оценку p , всем x_j присваивается значение 0 или 1 на основе порогового значения x_T , выбранного примерно на полпути между $x_{|0\rangle}$ и $x_{|1\rangle}$.

N_0 - количество измерений $x_j < x_T$;

N_1 - количество измерений $x_j > x_T$;

где $p = N_1/N$. Необходимо отметить, что выбор порога имеет свои особенности; в частности, для несмещенного измерения порог x_T сам зависит от вероятности p . Из-за перекрытия пиков гистограммы некоторые значения x_j будут присвоены неправильному состоянию. Эта ошибка может быть вычислена по следующей формуле:

$$\sigma_{p,read}^2 = \frac{1}{N} (k_0(1 - k_0)p + k_1(1 - k_1)(1 - p)), \quad (1.6)$$

где k_0 и k_1 - доли измерений, которые ошибочно назначены. Часто пики имеют приблизительно гауссово распределение:

$$k_0 \approx \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{|x_{|0\rangle} - x_T|}{\sigma_x} \right) \right] \quad (1.7)$$

и то же самое для k_1 , где $\operatorname{erf}(x)$ - функция ошибок Гаусса. Более того, если

$k \equiv k_0 \approx k_1 \ll 1$ малы и близки по величине, то:

$$\sigma_{p,read}^2 \approx \frac{k}{N} \quad (1.8)$$

Если, во время считывания квантового состояния добавляется классический шум и его величина достаточно большая, то на гистограмме появляется только один пик и состояние x_j нельзя присвоить состоянию $x_{|0\rangle}$ или $x_{|1\rangle}$. Тогда оценка p дается средним значением x :

$$p = \frac{\bar{x} - x_{|0\rangle}}{x_{|1\rangle} - x_{|0\rangle}} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \frac{x_j - x_{|0\rangle}}{x_{|1\rangle} - x_{|0\rangle}} \quad (1.9)$$

где $\bar{x} = \frac{1}{N} \sum x_j$ среднее значение $\{x_j\}$. Стандартная ошибка p определяется следующим образом:

$$\sigma_{p,read}^2 = \frac{\sigma_{\bar{x}}^2}{(x_{|1\rangle} - x_{|0\rangle})^2} = \frac{R^2}{4N} \quad (1.10)$$

где $|x_{|1\rangle} - x_{|0\rangle}|$ - контрастность измерения

$$R = \frac{\sigma_{p,read}}{\sigma_{p,quant}} = \frac{2\sqrt{N}\sigma_x}{|x_{|1\rangle} - x_{|0\rangle}|} \quad (1.11)$$

где R - соотношение между классическим шумом и квантовым проективным шумом.

Общая погрешность измерений.

Классический шум считывания $\sigma_{p,read}$ часто объединяют с квантовым проекционным шумом $\sigma_{p,quant}$, чтобы получить общую погрешность считывания.

$$\sigma_p^2 = \sigma_{p,read}^2 + \sigma_{p,quant}^2 \approx (1 + R^2)\sigma_{p,quant}^2 \approx \frac{\sigma_{p,quant}^2}{C^2} = \frac{1}{4C^2N} \quad (1.12)$$

где: $C = 1/\sqrt{(1 + R^2)} \approx 1/\sqrt{1 + 4k}$ параметр общей эффективности считывания [5]. $C \leq 1$ описывает снижение отношения сигнал / шум по сравнению с идеальным считыванием ($C= 1$). В дальнейшем уравнение (1.12) будет использоваться для получения SNR и минимального обнаруживаемого сигнала.

Отношение сигнал / шум.

Отношение сигнал / шум для эксперимента по квантовому зондированию определяется как:

$$SNR = \frac{\delta p_{obs}}{\sigma_p} = 2\delta p(t)e^{-\chi(t)}C\sqrt{N} \quad (1.13)$$

где δp_{obs} дается формулой (1.4), и σ_p определяется формулой (1.12). Изменение вероятности δp связано с изменением сигнала δV $\delta p = \delta V^q |\partial v^q p(t)| \propto (\gamma t \delta V)^q$. Где $q=1$ для об-

наружения наклона и $q = 2$ для обнаружения отклонений. Кроме того, количество измерений N равно $T/(t + t_m)$, где T - общее доступное время измерения, а t_m - дополнительное время, необходимое для инициализации, манипулирования и считывания датчика. Тогда SNR будет:

$$SNR = \delta V^q |\partial_p^q p(t)| e^{-\chi(t)} 2C(t_m) \frac{\sqrt{T}}{\sqrt{t+t_m}} \quad (1.14)$$

где $C(t_m)$ является функцией t_m , поскольку эффективность считывания часто улучшается с увеличением времени считывания.

Минимальный обнаруживаемый сигнал и чувствительность.

Чувствительность определяется, как минимальный обнаруживаемый сигнал v_{\min} , при котором $SNR=1$ для времени интегрирования 1 с ($T = 1$ с).

$$v_{\min}^q = \frac{e^{\chi(t)} \sqrt{t+t_m}}{2C(t_m) |\partial_p^q p(t)|} \propto \frac{e^{\chi(t)} \sqrt{t+t_m}}{2C(t_m) \gamma^q t^q} \quad (1.15)$$

Из уравнения (1.15) видно, какие условия необходимо соблюсти для увеличения чувствительности. Во-первых, время срабатывания t должно быть как можно больше. Но, поскольку функция затухания $\chi(t)$ экспоненциально ухудшает чувствительность при $t \gg T_\chi$, то оптимальное время считывания достигается, когда $t \approx T_\chi$. Во-вторых, можно оптимизировать чувствительность по t_m . В частности, если $C(t_m)$ действительно улучшается как $C \propto (t_m)^{1/2}$, что является типичной ситуацией при работе в режиме усредненного считывания, то оптимальный выбор $t_m \approx t$. Наоборот, если C не зависит от t_m , например, если датчик работает в режиме одиночного импульса или из-за того, что считывание сбрасывает состояние датчика, t_m следует сделать как можно короче. Наконец, C часто можно увеличить, оптимизируя экспериментальную реализацию или используя продвинутое квантовые схемы, такие как квантово-логическое считывание. Посмотрим, как видоизменяется уравнение (1.16) для наиболее распространенных экспериментальных ситуаций.

Обнаружение наклона

Для определения наклона $p_0 = 0,5$ и $\delta p(t) \approx 1/2 \gamma V t$. Чувствительность будет

$$v_{\min} = \frac{e^{\chi(t)} \sqrt{t+t_m}}{\gamma c(t_m)t} \quad (1.16)$$

Заметим, что единицы чувствительности обычно задаются в единицах измеряемого сигнала V , умноженных на $\Gamma c^{-1/2}$. Полагая $t_m \ll t$, мы можем найти точное оптимальное решение по t . В частности, для измерения Рамсея с экспоненциальной дефазой $e^{-\chi(t)} = e^{-t/T_2}$, оптимальное время эволюции составляет $t = T_2/2$ и

$$v_{\min} = \frac{\sqrt{2e}}{\gamma c \sqrt{T_2^*}} \quad \text{для } t = 1/2 T_2^* \quad (1.17)$$

Обнаружение отклонений.

Для детектирования дисперсии $\delta p \approx 1/4 \gamma^2 V_{\text{rms}}^2 t^2$. Чувствительность будет

$$v_{\min} = \left[\frac{2e^{\chi(t)} \sqrt{t+t_m}}{c(t_m) \gamma^2 t^2} \right]^{1/2} \quad (1.18)$$

В пределе $t_m \approx 0$ и $t \approx T_\chi$ это выражение упрощается до:

$$v_{\min} = \frac{\sqrt{2e}}{\gamma \sqrt{c}^4 \sqrt{T_\chi^3}} \quad (1.19)$$

Таким образом, обнаружение дисперсии больше выигрывает от длительного времени когерентности T_χ , чем от обнаружения наклона (но, в свою очередь, более уязвимо для декогеренции). Альтернативно, для регистрации спектральной плотности шума $S_v(\omega)$, вероятность перехода равна $\delta p \approx 1/2 \gamma^2 S_v(\omega) T_\chi$ и

$$S_{v_{\min}}(\omega) \approx \frac{e}{\gamma^2 c \sqrt{T_\chi}} \quad (1.20)$$

Интегрирование сигналов.

Уравнения (1.19) - (1.20) относятся к минимальному обнаруживаемому сигналу в единицу времени. Характеристики датчика могут быть улучшены интегрированием сигнала за более длительное время T . Согласно формуле (1.15) минимально обнаруживаемый сигнал за произвольный момент времени T равен $V_{\min}^q(T) = v_{\min}^q / \sqrt{T}$. Таким образом, минимальный обнаруживаемый сигнал для обнаружения наклона и отклонения

(уравнения (1.17) и (1.20)) соответственно, масштабируются как $V_{\min}(T) = v_{\min} T^{-1/2}$ для обнаружения наклона $V_{\min}(T) = v_{\min} T^{-1/4}$ для обнаружения дисперсии. Соответствующее масштабирование для спектральной плотности $S_{V_{\min}} = S_{v_{\min}} T^{-1/2}$. Видно, что регистрация отклонений улучшается только как $\propto T^{1/4}$ со временем интегрирования, в то время как определение наклона улучшается как $\propto T^{1/2}$. Следовательно, для слабых сигналов с большим временем усреднения $T \gg T_{\chi}$ обнаружение дисперсии обычно гораздо менее чувствительно, чем обнаружение наклона.

Более подробное рассмотрение свойств квантовых датчиков можно найти в обзоре [2].

Протокол зондирования

Протокол зондирования описывает базовую методологию для выполнения измерений с помощью квантовых датчиков. Общая схема измерения состоит из трех элементарных шагов: инициализация квантового датчика, взаимодействие с интересующим сигналом и считывание конечного состояния. Методы оценки фазы можно найти по ссылкам [6,7], а оценки параметров по ссылкам [8,9,10]. После получения результатов отдельных измерений используются методы для реконструкции физической величины из серии измерений.

Протокол может быть оптимизирован для обнаружения слабых сигналов или небольших изменений сигнала с максимально возможной чувствительностью и точностью.

Прежде всего, отметим, что гамильтониан для квантового датчика можно описать общим гамильтонианом

$$\hat{H}(t) = \hat{H}_0 + \hat{H}_V(t) + \hat{H}_{cont}(t) \quad (1.21)$$

где \hat{H}_0 - внутренний гамильтониан, $\hat{H}_V(t)$ - гамильтониан, связанный с сигналом $V(t)$, и $\hat{H}_{cont}(t)$ - гамильтониан управления.

\hat{H}_0 - описывает внутренний гамильтониан квантового датчика при отсутствии сигнала.

Сигнальный гамильтониан $\hat{H}_V(t)$ представляет собой связь между кубитом датчика и измеряемым сигналом $V(t)$.

Для большинства протоколов квантового зондирования требуется манипулировать кубитом до, во время или после зондирования процесс. Это достигается с помощью управляющего гамильтониана $\hat{H}_{cont}(t)$, который позволяет реализовать стандартный набор квантовых вентилях [11].

Эксперименты по квантовому зондированию обычно следуют общей последовательности: инициализации датчика, взаимодействие с сигналом, считывание показаний датчика и оценка сигнала. Эта последовательность резюмируется в следующем базовом протоколе, который также схематически изображен на рис.2:

(1) Квантовый датчик инициализируется в известном основном состоянии, например, $|0\rangle$.

(2) Квантовый датчик переводится в желаемое начальное состояние зондирования $|\psi_0\rangle = \hat{U}_a|0\rangle$. Преобразование может осуществляться с помощью набора управляющих импульсов представленных пропагатором \hat{U}_a . Во многих случаях, $|\psi_0\rangle$ - состояние суперпозиции.

(3) Квантовый датчик развивается под действием гамильтониана $\hat{H}(t)$ во время t . В конце зондирования датчик находится в конечном состоянии

$$|\psi(t)\rangle = \hat{U}_H(0, t)|\psi_0\rangle = c_0|\psi_0\rangle + c_1|\psi_1\rangle \quad (1.22)$$

где $\hat{U}_H(0, t)$ – пропагатор \hat{H} , $|\psi_1\rangle$ - состояние ортогональное $|\psi_0\rangle$, а c_0, c_1 - комплексные коэффициенты.

(4) Квантовый датчик превращается в суперпозицию наблюдаемых состояний считывания

$$|\alpha\rangle = \hat{U}_b|\psi(t)\rangle = c'_0|0'\rangle + c'_1|1'\rangle \quad (1.23)$$

А коэффициенты $c'_0 \equiv c_0$ и $c'_1 \equiv c_1$ будут показывать величину перекрытия между начальным и конечным состояниями зондирования.

(5) Считывается конечное состояние квантового датчика. Предположим, что считывание является проективным. Проективное считывание - это процесс Бернулли, который дает ответ «0» с вероятностью $1 - p'$ и ответ «1» с вероятностью p' (где $p' = |c'_1|^2 \propto p$ пропорционально измеряемой вероятности перехода), что кубит изменил свое состояние в течение t .

$$p = 1 - |c_0|^2 = |c_1|^2, \quad (1.24)$$

Двоичный ответ обнаруживается измерительным прибором, как физическая величина x , например, как напряжение, ток, количество фотонов или поляризация. Шаги 1–5 представляют собой один цикл измерения.

(6) Шаги 1–5 повторяются и усредняются по большому количеству циклов N для оценки p . Шаг 6 дает только одно значение для вероятности перехода p . Хотя одного значения p иногда может быть достаточно, чтобы оценить сигнал V , это во многих ситуациях удобно или требуется для записи набора значений $\{p_k\}$.

(7) Вероятность перехода p измеряется как функция времени t или параметра управления гамильтониан. Полезный сигнал V получаем из записи данных $\{p_k\}$ с помощью подходящей процедуры. Хотя этот протокол является общим и простым, его достаточно для описания большинства экспериментов с квантовыми датчиками.

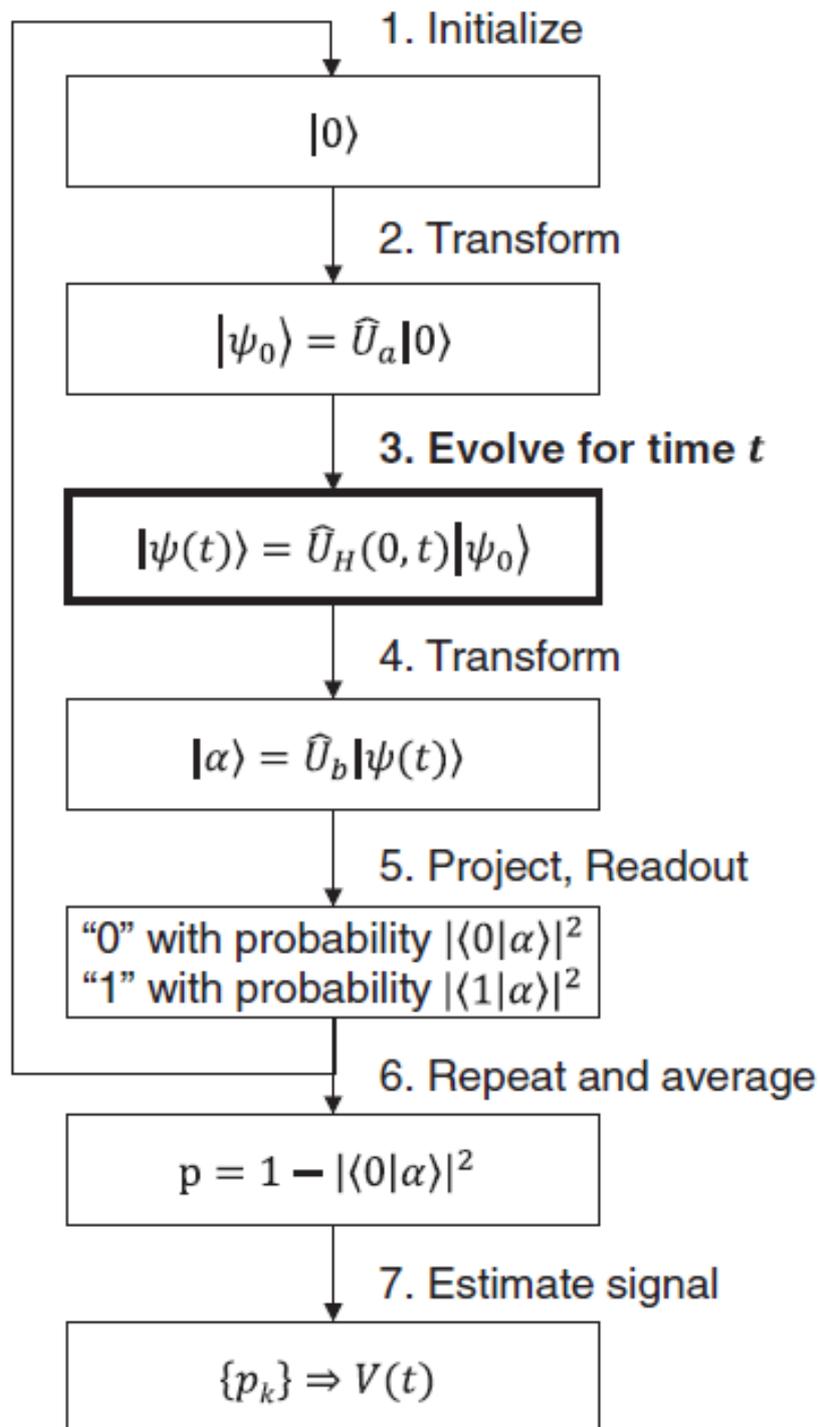


Рис. 2. Основные этапы процесса квантового зондирования [2].

Ансамбль кубитов.

Теперь рассмотрим, что даёт переход от единичного кубита к их ансамблю. В таких датчиках многие (обычно одинаковые) кубиты работают параллельно. Помимо увеличения чувствительности считывания, несколько кубитов позволяют реализовать квантовые методы второго поколения, такие как: запутывание состояний и сжатие. Такие методы невозможно реализовать с помощью классических датчиков. Чувствительность с усилением запутывания была впервые применена в атомных системах, особенно в атомных часах [12,13]. Сжатие состояний обычно применяется в оптических системах, таких как оптические интерферометры [14].

Использование ансамбля "несвязанных" M кубитов, ускоряет измерения в M раз, потому что основной цикл квантового зондирования (шаги 1–5 протокола на рис. 2) теперь может выполняться параллельно, а не последовательно. Аналогично, M параллельных кубитов могут улучшить чувствительность в \sqrt{M} раз в единицу времени, позволяя достичь стандартного квантового предела (SQL) [15,16].

Предел Гейзенберга.

Стандартный квантовый предел можно преодолеть, используя улучшенные квантовые стратегии зондирования для достижения более фундаментального предела, где неопределенность σ_r (1.4) пропорциональна $1/M$. Этот предел известен как предел Гейзенберга. Достижение предела Гейзенберга требует уменьшения дисперсии выбранной квантовой наблюдаемой за счет неопределенности сопряженной наблюдаемой. Это, в свою очередь, требует подготовки квантовых датчиков в запутанном состоянии (состояние, при котором квантовые состояния двух или большего числа объектов оказываются взаимозависимыми), и проведение измерений с соблюдением определённых протоколов [17,18,19]. Такие протоколы применяются для измерения ниже SQL, используя преимущества сжатия, запутывания, уклонения от обратного действия, подсчета фотонов и других методов.

Подсчет фотонов высокой энергии (например, видимый свет) проводится в течение многих лет, но подсчет фотонов при низкой энергии фотонов (например, микро-

волны) все еще является очень новым перспективным методом для экспериментов в физике высоких энергий (НЕР). Подсчет фотонов можно рассматривать как квантовый протокол. Счетчик фотонов измеряет количество квантов, но не дает никакой информации о фазе. Таким образом, подсчет фотонов не ограничивается SQL. Если источник находится в состоянии Фока (собственное состояние числа фотонов), то измерение, в принципе, можно проводить многократно (так называемое квантовое неразрушение QND) без введения дробового шума. Все эти квантовые протоколы глубоко взаимосвязаны. В разных обстоятельствах используются разные протоколы, но все они используют ресурс квантовых корреляций для выполнения измерений ниже уровня SQL.

2. Квантовые техники и технологии

Одним из первых применений квантовых датчиков для НЕР является измерение связи сверхлегкой темной материи (включая аксионы и скрытые фотоны) с электромагнитным полем. В этих экспериментах сигнал возникает в результате взаимодействия двух гармонических осцилляторов, то есть между полем темной материи (с комптоновской частотой $f_C = mc^2$, определяемой массой покоя темной материи m) и настроенным электромагнитным резонатором (в случае аксиона, в присутствии постоянного магнитного поля). Т.е. образно говоря, поиск темной материи (аксиона) осуществляется путем настройки радиочастоты полости и проверки, слышите ли вы «радиопередачу» темной материи поверх статического шума.

Для максимальной чувствительности детектора важно, чтобы центральная частота мо-ды детектирующего резонатора совпадают с частотой генерируемых фотонов. Связь с электромагнитными резонаторами используется для поиска темной материи в большом диапазоне частот, $100\text{Гц} < f < 20\text{ ГГц}$. В микроволновом диапазоне ($f > 300\text{ МГц}$) резонаторы охлаждаются до основного состояния. Используя метод сжатия фотонов, или счет фотонов с помощью кубитов, осуществляется поиск аксионов с большей чувствительностью, чем SQL.

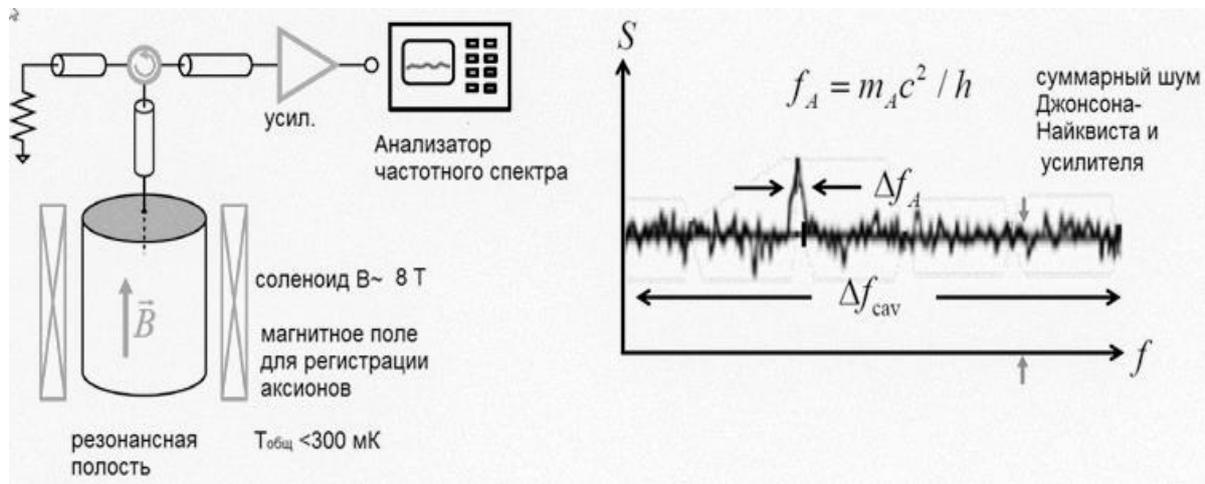


Рис. 3. Схема измерения с помощью настраиваемой резонансной полости.

На более низких частотах ($f < 300$ МГц) предлагается использовать объемные СВЧ резонаторы, чтобы попытаться обнаружить аксионы малой массы ($< 10^{-7}$ эВ) [20, 21]. Одним из возможных способов реализации такого резонатора является использование объёмного СВЧ резонатора с разделенным магнитным и электрическим полем. Такой резонатор может быть более чувствительным к темной материи в области частот, которые ниже тех, которые достигаются при эквивалентном размере пустой резонансной полости [22]. В стадии разработки находятся четыре технологии квантовых датчиков для обнаружения аксионов и скрытых фотонов.

Первый метод- это квантовое сжатие, которое используется для обхода квантового шума и ускорения поиска аксионов в КХД. Приемник сжатого состояния использует два JPA (джозефсоновский параметрический усилитель): один для подготовки сжатого состояния и один для усиления этого состояния после его взаимодействия с устройством обнаружения аксионов. Такой метод используется в эксперименте HAYSTAC с ограничением квантового шума [23].

Второй метод – счёт микроволновых фотонов сверхпроводниковыми трансмонными кубитами. На данный момент, существуют некоторые технические сложности, но метод счета фотонов гораздо менее чувствителен к потерям, чем сжатие и позволяет

существенно ускорить поиск частот. Метод подсчета фотонов позволит на порядки ускорить поиск для частот выше 10 ГГц и если устройство работает ниже 100 мК.

Третий метод - микроволновые сверхпроводниковые устройства квантовой интерференции (SQUID) с повышением частоты находятся в стадии разработки для квантового зондирования на частотах ниже 300 МГц в эксперименте с темной материей. Подобный метод позволяет ускорить поиск темной материи до 100 Гц.

Четвёртый метод – регистрация одиночных оптических фотонов.

Для поиска кандидатов в темную материю с более высокими массами используют детекторы одиночных оптических фотонов. Чаще всего рассматриваются сверхпроводящие датчики на краях перехода (TES) и детекторы одиночных фотонов на сверхпроводящих нанопроводах (SNSPD) [5]. Это широкополосные фотодетекторы с относительно большой площадью, низким уровнем шума, высокой эффективностью и низким порогом энергии. Такие возможности важны для обнаружения маломассивных частиц темной материи, поглощение или рассеяние которых в объеме дает только один фотон "априори неизвестной энергии". Эффективность устройства может составлять > 90%, а детектор может быть чувствительным от УФ-излучения до инфракрасного диапазона (порог чувствительности 0.1-0.01 эВ). Для обнаружения маловероятных событий требуются детекторы с чрезвычайно низким уровнем темнового счёта - менее нескольких отсчётов в день. На данный момент коммерчески доступны фотодетекторы SNSPD с темновым счётом ~ 0.06 cps. Такие детекторы планируется также использовать в экспериментах для повышения чувствительности в измерениях, в которых могут использоваться запутанные состояния света.

Ионные ловушки

В качестве квантовых детекторов широко используются ионы, захваченные в ионные ловушки. Обычно используются ловушки Пеннинга и Пауля. В ловушке Пеннинга [24] используется статическое пространственно однородное магнитное поле, и статическое пространственно неоднородное электрическое поле. Магнитное поле удерживает частицы в плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля, а

электрическое поле мешает им вылететь вдоль направления магнитного поля. Ловушки Пеннинга очень успешно применяются для измерения свойств ионов и частиц (например, массы, g -фактора и т. д.).

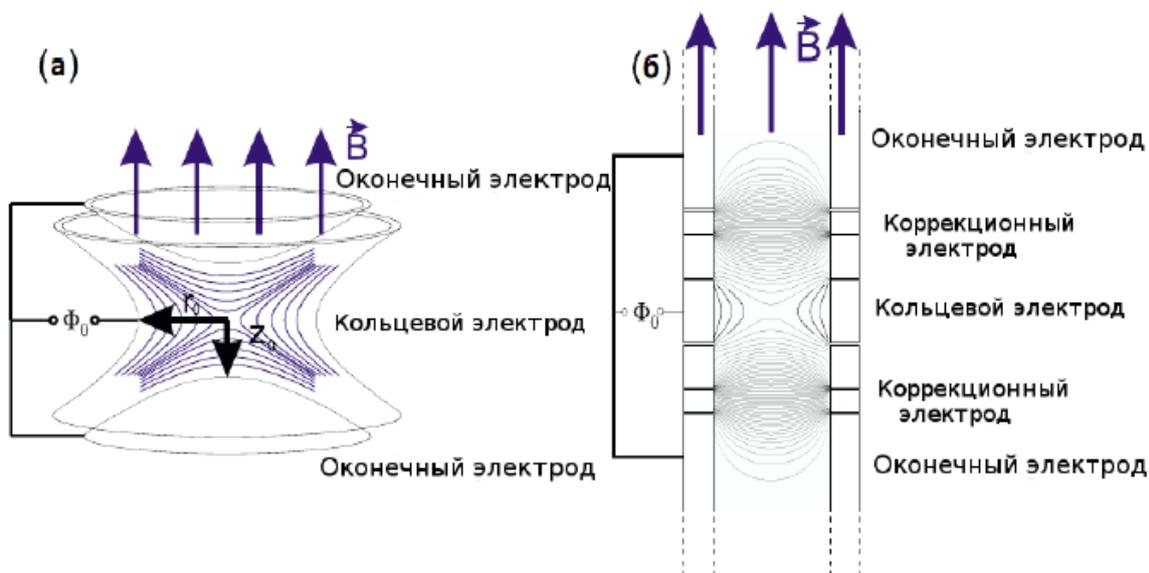


Рис. 4. Схема гиперболической (а) и цилиндрической (б) ловушек Пеннинга.

В ловушке Пауля используется переменное электрическое поле (высокочастотная ловушка) [25]. Для приложений спектроскопии в сочетании с лазерным охлаждением ловушки Пауля имеют преимущество. Такие ловушки можно использовать для создания квантовых запутанных состояний в квантовых детекторах. Цепочка ионов в линейной ловушке Пауля выглядит, как искусственный одномерный кристалл, параметры которого можно варьировать в широких пределах. Этими состояниями можно управлять с помощью лазерных импульсов. Ионы обладают богатой структурой внутренних состояний, что позволяет не только выбрать подходящий базис для кубита, но и иметь в распоряжении удобные атомные переходы для управления и считывания кубита, а также сильные переходы для лазерного охлаждения ионов. Наличие заряда существенно упрощает проблему пространственного удержания ионов в ловушке при соответствующем охлаждении. Типичная температура ионов, которая требуется для их удержания, должна быть порядка 10^{-3}K . Один из вариантов линейной ловушки Пауля, схематиче-

ски изображенной на рисунке 5, содержит четыре продольных стержня, к которым приложены постоянный и переменный высокочастотный потенциалы. Они создают поле с квадрупольной конфигурацией, которое обеспечивает динамическое удержание ионов в поперечном направлении. В направлении оси ловушки ионы удерживаются с помощью электростатического поля, создаваемого кольцевыми электродами. Поперечный линейный размер области конфайнмента гораздо меньше продольного, так что ионы совершают квазиодномерное движение вдоль оси z в поле, которое хорошо описывается потенциалом гармонического осциллятора. Частоты радиальных и продольных колебаний иона зависят от конструктивных особенностей той или иной ловушки Пауля. Например, в линейной ловушке для ионов кальция, которая работает в Инсбруке, типичная частота радиальных колебаний составляет 1,2 МГц, а продольных – 200 кГц. Последней частоте соответствует температура порядка 10^{-5} К.

Квантованные уровни движения используются в качестве кубитов для определения электрических полей и сил. Захваченные ионы, охлаждаемые лазером, способны обнаруживать чрезвычайно слабые силы (<1 мкН) и электрические поля (<1 нВ/м) [26]. Зондирование электрического поля ниже 1 нВ/м позволяет искать темную материю со скрытыми фотонами в диапазоне частот от 50 кГц до 5 МГц, соответствующем диапазону частот движения захваченных ионов.

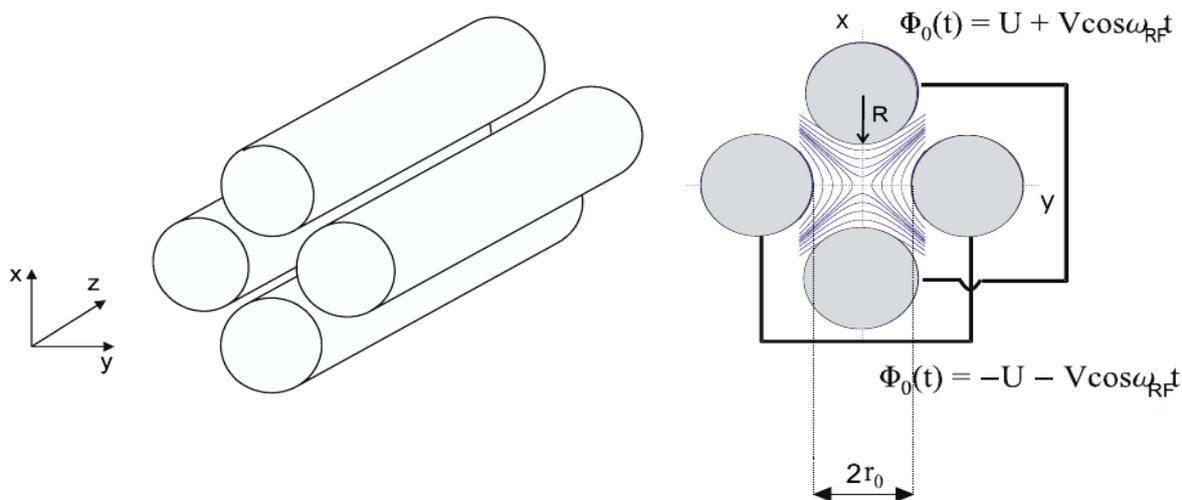


Рис. 5. Схема радиочастотного квадрупольного – линейной ловушки Пауля.

Осевое ограничение может быть достигнуто либо включением дополнительных кольцевых электродов, как показано на рисунке 6, либо

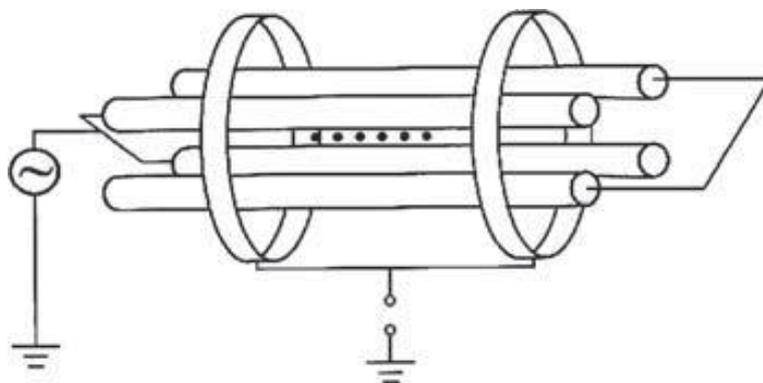


Рис. 6. Конфигурация линейных ловушек Пауля с дополнительными кольцевыми электродами.

с использованием сегментированных стержней с тремя изолированными частями (рис. 7) и постоянным потенциалом, приложенным к внешним частям.

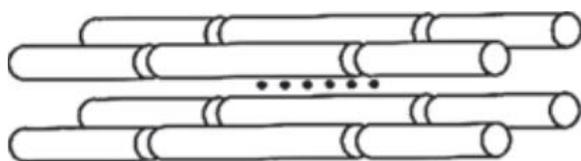


Рис. 7. Конфигурация линейных ловушек Пауля с секционными стержнями для осевого удержания.

Если в линейную ловушку попадает более одного иона, необходимо учитывать кулоновское отталкивание между ними. Когда кинетическая энергия ионов ниже энергии отталкивания, то это приводит к образованию кристаллических структур, в простейшем случае - линейной цепочки (см. рис.8). Эти и более сложные (2D, 3D) квазикристаллические структуры могут использоваться для обработки квантовой информации и для имитации твердотельных явлений, которые иначе трудно изучать. Как и в реальных кристаллах, коллективное движение ионов может быть возбуждено, что приводит к появлению дискретного колебательного спектра возбуждения, подобного гармоническому осциллятору. Это фактически может быть использовано для охлаждения ионов в

ловушке (охлаждение боковой полосы) и обеспечивает средства для запутывания ионов [27- 29].



Рис. 8. Ионы Yb^+ (видно по их флуоресценции) в линейной ловушке Пауля. Расстояние между ионами составляет около 10–20 мкм.

Ионные ловушки имеют высокую чувствительность к регистрации единичного иона и высокую точность определения масс. В сочетании с криогенной микрокалориметрией, этот метод даёт отличные возможности для исследования свойств нейтрино [30].

- Измерения, ориентированные на определение массы нейтрино, намного уступающей массе кварков, проведены на установках ISOLTRAP и SHIPTRAP [31,32]. На установке SHIPTRAP проведён поиск кандидатов на безнейтринный двойной захват, изучение которого прольёт свет на выполнимость закона сохранения лептонного заряда в слабом взаимодействии и ответит на вопрос, о типе нейтрино (Майорановское или Дираковское?)
- Исследована возможность поиска реликтового и тяжёлого стерильного нейтрино в канале захвата электронов ядром [33].
- Аналогичная программа предусмотрена и на установке ПИТРАП в «off-line» режиме функционирования ионной ловушки (ПИЯФ) [34].

Атомная интерферометрия

Атомный интерферометр отличается от оптического интерферометра тем, что вместо пучка фотонов используется пучок атомов. Атомы можно рассматривать, как волну де Бройля, длина которой λ_{dB} определяется из равенства [35]

$$\lambda_{\text{дБ}} = \frac{h}{mv} \quad (2.1)$$

где: $h = 6.63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка;

m – масса атома; V – скорость атома вдоль выделенного направления.

Наиболее вероятная скорость пучка атомов V , вылетевших из источника атомов, определяется их скоростью теплового движения [36]

$$v = \sqrt{\frac{2kT}{m}}, \quad (2.2)$$

где $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж·К⁻¹ – постоянная Больцмана; T – температура ансамбля атомов.

Тогда зависимость длины волны де Бройля от температуры атомов примет следующий вид:

$$\lambda_{\text{дБ}} = \frac{h}{\sqrt{2kmT}} \quad (2.3)$$

К примеру, длина волны атома водорода при комнатной температуре (масса которого $m = 1,67 \cdot 10^{-27}$ кг.) составляет около 10^{-10} м, что на три порядка меньше длины волны видимого света ($4,2 \dots 7,6 \cdot 10^{-7}$ м). Тогда, для обнаружения фазового сдвига интерференционной картины в АИ необходимо иметь точность измерений, как минимум на три порядка выше, чем это требуется в оптических интерферометрах. Необходимую точность можно получить, увеличив длину волны де Бройля. Как, видно из формулы (2.3) это можно сделать двумя путями: использовать тяжёлые атомы или охладить атомы. Но, масса самого тяжелого атома превосходит массу атома водорода лишь на два порядка, что не даст нужного результата. Если же охладить атомы до температуры порядка сотен микрокельвинов, то длина волны атома водорода будет сопоставима с длиной волны фотона.

Принцип действия АИ.

Простейший атомный интерферометр может быть построен с использованием идеи оптического интерферометра Маха–Цендера, принципиальная схема которого изображена на рис. 9 [37].

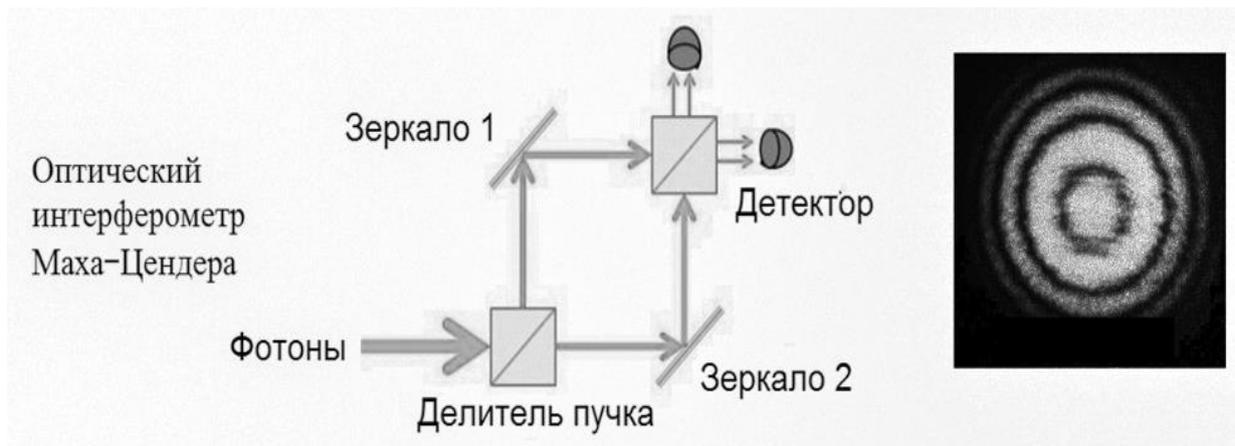


Рис. 9. Оптический интерферометр Маха – Цендера.

Фотоны, проходя через делитель пучка (полупрозрачная пластинка), расщепляются на два луча. За счет наложения лучей, отраженных от зеркал 1 и 2 и прошедших через другой делитель пучка, в выходящих лучах возникает интерференция, фиксируемая детекторами.

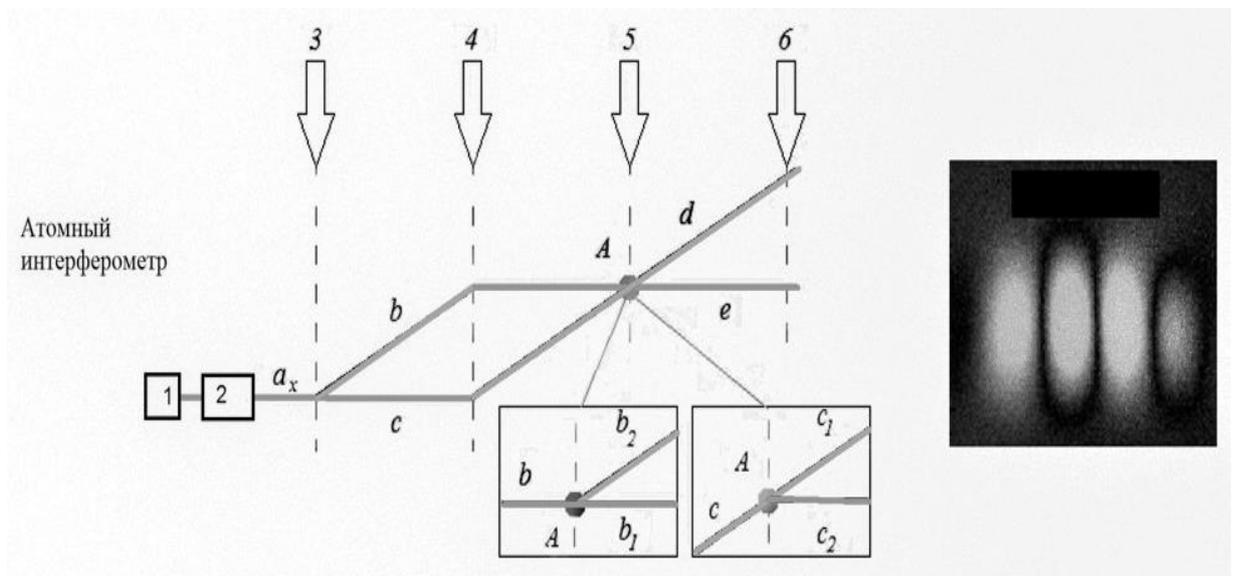


Рис. 10. Схема работы атомного интерферометра: 1 – источник атомов; 2 – зона подготовки атомного пучка; 3–5 – лазерное излучение; 6 – детектор.

В атомном интерферометре пучок атомов охлаждается за счет их торможения фотонами света. В зоне 2 (рис.10) атомы подвергаются воздействию лазерного излучения, при этом они поглощают фотоны света и переходят в возбужденное энергетическое состояние с последующим возвращением в основное состояние. Например, атом натрия за один цикл «поглощение–испускание» изменяет свою скорость примерно на 0.03 м/с. При комнатной температуре его скорость составляет около 10^3 м/с. Поэтому, чтобы достичь скоростей порядка сантиметров в секунду необходимо не менее 10^4 циклов «поглощение–испускание» [38]. Эффект Доплера мешает охладить атомы до желаемой температуры (сотни микрокельвинов). Для компенсации его влияния обычно используют эффект Зеемана. В этом случае, в результате его воздействия происходит изменение энергетических уровней атом атома и, как следствие, изменяется требуемая для возбуждения атома энергия [39, 40]. Комбинация лазерных лучей и магнитных катушек образует магнитооптическую ловушку (МОЛ). Совместное воздействие лазерных лучей и магнитных катушек позволяет охлаждать атомы, вылетевшие из источника 1, до температуры порядка десятков-сотен микрокельвинов. Скорость охлаждённых атом составляет порядка сантиметров в секунду и находятся они в основном энергетическом состоянии. Следующим этапом подготовки пучка атомов является перевод всех атомов в одно энергетическое состояние для дальнейших манипуляций с пучком. Для этих целей используют, так называемый, "селектор атомных состояний". С помощью лазерного излучения освобождают пучок холодных атомов от сверхтонких состояний атомов, возникших в результате действия эффекта Зеемана.

Имея охлажденный атомный пучок атомов, можно создать интерферометр (рис. 10). Чтобы разделить охлажденный атомный пучок a_x на два пучка – b и c , используют лазерное излучение 3. Это достигается возбуждением (к примеру) атома $|1\rangle$ одновременно с двух противоположных сторон фотонами с частотами ω_{13}^* и ω_{23}^* . Здесь $\omega_{13}^* = \omega_{13} - \Delta$, а $\omega_{23}^* = \omega_{23} - \Delta$, Δ – небольшая отстройка частот лазерного излучения от частоты, необходимой для возбуждения атома. Механизм такого разделения ясно и просто описан в статье [41]. В этом случае происходит поглощение одновременно двух фотонов и их испускание. При испускании фотонов атом получает импульс $2P_\phi$. Такой процесс называют возбуждением Рамана, в результате которого возможна передача

импульса $2P_\phi$ в заданном направлении, что и лежит в основе технологии расщепления пучка. Условие того, что в пучках b и c будет одинаковое количество атомов с состояниями $|1\rangle, |2\rangle$ выглядит следующим образом:

$$n_{|2\rangle}(\tau) = n \cdot \sin^2\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) \quad (2.4)$$

при времени возбуждения $\tau = (\pi/2)/\Omega_R$ ($\pi/2$ - импульс), где Ω_R – частота Раби (Rabi), n – общее количество атомов в пучке a_x , который подвергнут рамановскому возбуждению. Для замыкания схемы интерферометра, необходимо пучки b и c свести в одну точку. С этой целью на них воздействуют (см. рис. 10) рамановским излучением 4 в течение времени $\tau = \pi/\Omega_R$, называемым π -импульсом. После π -импульса все атомы меняют свое состояние на противоположное: атомы b возвращаются из $|2\rangle$ в $|1\rangle$, теряя импульс, а атомы пучка c, наоборот, переходят из $|1\rangle$ в $|2\rangle$, получая его. В результате после воздействия π -импульсом оба пучка (b и c) изменяют свою траекторию и встречаются в точке A.

Наконец, в точке A атомные пучки b и c снова подвергаются воздействию рамановского излучения 5 (см. рис. 10), аналогичного излучению 3 ($\pi/2$ -импульс). В этом месте оба пучка b и c расщепляются на два – отклонившиеся от первоначальной траектории (b_2 и c_2) и не отклонившиеся (b_1 и c_1). В результате на выходе АИ имеются два пучка d и e, содержащие атомы, прошедшие по обоим плечам интерферометра b и c. Пучок d состоит из атомов b_2 и c_1 , а пучок e – из атомов b_1 и c_2 (см. рис. 10).

Из вышеизложенного следует, что воздействие $\pi/2$ -импульсом фотонов на атом в АИ выполняет функцию полупрозрачной пластинки в оптическом интерферометре, а излучение π -импульсом – функцию зеркала.

На рис. 11 [41] показано движение облака холодных атомов, проходящего последовательно через $\pi/2$ -, π - и снова $\pi/2$ -импульсы. Последний $\pi/2$ -импульс 5 необходим для наблюдения интерференции: лазерное излучение «перемешивает» атомы из пучков b и c и в результате пучки d и e содержат атомы, прошедшие по обоим плечам АИ. Обозначения на рис. 11 соответствуют обозначениям на рис. 10.

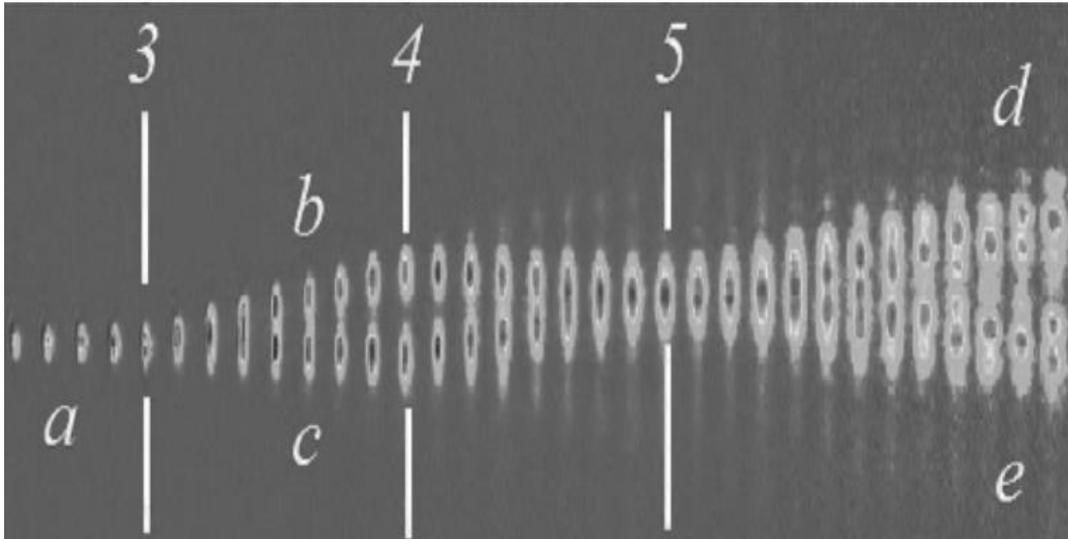


Рис. 11. Интерференция в пучках d и e [41].

Для наблюдения интерференционной картины в АИ необходимо определить количество атомов в пучках d и e (см. рис.10), т.е. выявить число атомов в состояниях $|1\rangle$ и $|2\rangle$. С этой целью используется лазерное излучение б.

Возбуждение атомов в состояниях $|1\rangle$ и $|2\rangle$ производится лазерным излучением с разными частотами. После возбуждения и возвращения в невозбужденное состояние атомов $|1\rangle$ происходит их свечение, которое и детектируется. Количество зафиксированных фотонов и является мерой количества атомов.

И напоследок, необходимо отметить, что в АИ для создания холодных атомных пучков используются химические элементы рубидия и цезия. Использование этих элементов обусловлено их уникальными свойствами [42].

Более подробно работа АИ описана в статье [41].

Для поиска тёмной материи планируется создание интерферометра AION [43], основанного на использовании фонтанов холодных атомных пучков.

Чтобы направлять атомные пучки по отдельным траекториям в интерферометре, будет использоваться лазерное возбуждение. Регистрация разности фаз, возникающей между двумя траекториями, за счёт взаимодействия с полями, связанными с гравитаци-

онными волнами или темной материей позволит обнаруживать сигналы сверхлегкой темной материи (масса от 10^{-13} до 10^{-16} эВ) и гравитационные волны в диапазоне средних частот (от 0,01 до 10 Гц). Проект AION включает в себя несколько этапов постепенного увеличения интерферометра с 10 м (AION-10) до 100 м (AION-100).

Заключение

Эксперименты, предложенные для исследования новых полей и частиц, предсказываемых в различных теориях, дополняющих стандартную модель, в значительной степени зависят от текущих и ближайших достижений в области квантовых датчиков. Датчики могут состоять из множества различных механизмов передачи сигнала (например, смещения микромеханического устройства или изменения показателя преломления среды и т. д.). Сигнал может быть считан с преобразователя с использованием различных физических полей считывания, которые можно квантовать (например, атомные или оптические поля, используемые для считывания фазового сдвига в интерферометре). Сигнальные поля, представляющие интерес для НЕР, могут быть магнитными, электрическими, гравиметрическими и другими. Во многих датчиках, включая атомные или оптические интерферометры, магнитометры и акселерометры, квантовое шумоподавление или «сжатие» может использоваться для уменьшения шума в этих устройствах до уровня ниже стандартного квантового предела, к нижней границе, ограниченной пределом Гейзенберга. Другие типы датчиков, включая наноразмерные устройства, такие как центры вакансий азота в алмазе или сверхпроводящие схемы, могут использоваться для обнаружения интенсивных полей на наномасштабе. Для датчиков, которые демонстрируют высокие потери при считывании (что снижает сжатие) для увеличения динамического диапазона или уменьшения минимального уровня шума могут использоваться другие квантовые эффекты, такие как *запутанность*, *квантовое замораживание* и *нелинейность*, вызванная измерением посредством пост-выбора. В датчиках, которые работают на стандартном квантовом пределе, и в которых обратное воздействие не является доминирующим источником шума, соотношение сигнал / шум зависит от интенсивности поля считывания (оптической мощности в случае света или

количества атомы в интерферометре, например, в случае атомных датчиков). Однако в режиме ограниченного обратного действия соотношение сигнал / шум не может быть дополнительно улучшено за счет увеличения интенсивности поля считывания, поскольку шум обратного действия будет соразмерно увеличиваться. Квантовые состояния, например состояния сжатия, необходимы для дальнейшего снижения минимального уровня шума. Уменьшение минимального уровня шума на несколько децибел может сократить время поиска. Необходимо признать, что квантовая информация и наука о зондировании не являются панацеей для всех секторов физики высоких энергий, но тем не менее позволяют расширить экспериментальные возможности по изучению свойств элементарных частиц. Сегодня поиски темной материи уже используют квантовую парадигму.

Список литературы

- [1] Zeeshan Ahmed, Yuri Alexeev, Giorgio Apollinari, arXiv:1803.11306v1 Quantum Sensing for High Energy Physics report of the first workshop on Quantum Sensing for High Energy Physics, held at Argonne National Laboratory, December 12-14, 2017.
- [2] C. L. Degen, F. Reinhard, P. Cappellaro Quantum sensing Reviews of Modern Physics, Vol. 89, 2017 <https://journals.aps.org/rmp/>
- [3] Goldstein, G., M. D. Lukin, and P. Cappellaro, 2010, arXiv:1001.4804
- [4] Itano, W. M., J. C. Bergquist, J. J. Bollinger, J.M. et.al, 1993, Phys. Rev. A 47, 3554.
- [5] G. N. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova et. all "Picosecond superconducting single-photon optical detector," Appl Phys Lett 79, 705-707 (2001).
- [6] Kitaev, A. Y., 1995, arXiv:quant-ph/9511026.

- [7] Shor, P.W., 1995, Phys. Rev. A 52, R2493.
- [8] Braunstein, S. L., C. M. Caves, and G. J. Milburn, 1996, Ann. Phys. (N.Y.) 247, 135.
- [9] Braunstein, S. L., and C. M. Caves, 1994, Phys. Rev. Lett. 72, 3439
- [10] Goldstein, G., M. D. Lukin, and P. Cappellaro, 2010, arXiv:1001.4804
- [11] Nielsen, M. A., and I. L. Chuang, 2000, Quantum computation and quantum information (Cambridge University Press, Cambridge New York).
- [12] Goldstein, G., M. D. Lukin, and P. Cappellaro, 2010, arXiv:1001.4804
- [13] Giovannetti, V., S. Lloyd, and L. Maccone, 2004, Science 306, 1330
- [14] Leibfried, D., M. D. Barrett, T. Schaetz, et.al., Science 304, 1476, 2004,
- [15] LIGO Collaboration, 2011, Nat. Phys. 7, 962
- [16] Braginskii, V. B., and Y. I. Vorontsov, 1975, Sov. Phys. Usp. 17, 644.
- [17] Giovannetti, V., S. Lloyd, and L. Maccone, 2004, Science 306, 1330
- [18] Caves, C. M., 1981, Phys. Rev. D 23, 1693.
- [19] Wineland, D. J., J. J. Bollinger, W.M. Itano, et.al, 1992, Phys. Rev. A 46, R6797.
- [20] P. Sikivie, N. Sullivan, D. B. Tanner, Phys. Rev. Lett. 112, 131301 (2014)
- [21] S. Thomas. Talk given at workshop Axions 2010 (unpublished).
- [22] Ben T. McAllister, Stephen R. Parker, and Michael E. Tobar, 3D Lumped LC Resonators as Low Mass Axion Haloscopes, The University of Western Australia, September 18, 2018.
- [23] HAYSTAC (Haloscope At Yale Sensitive To Axionic Cold Dark Matter) <https://haystac.yale.edu>
- [24] Пауль В "Электромагнитные ловушки для заряженных и нейтральных частиц" УФН 160 (12) 109–127 (1990)
- [25] Есеев М К, Мешков И Н "Ловушки для накопления заряженных частиц и античастиц в прецизионных экспериментах" УФН 186 321–335 (2016)
- [26] Cirac, J.I. and Zoller, P. (1995) Quantum computations with cold trapped ions. Phys. Rev. Lett., 74, 4091–4094.
- [27] Pyka, K., Keller, J., Partner, H.L., Nigmatullin, et. all (2013) Topological defect formation and spontaneous symmetry breaking in ion Coulomb crystals. Nat. Commun., 4, Article no. 2291
- [28] Dietrich, F., Berquist, J.C., Bollinger, J.J., et all (1989) Laser cooling to the zero-point energy of motion. Phys. Rev. Lett., 62, 403–406.

- [29] Schmidt, P.O., Rosenband, T., Langer, C., Itano, W.M., Bergquist, C., and Wineland, D.J. (2005) Spectroscopy using quantum logic. *Science*, 309, 749–752.
- [30] S. Eliseev, Y.N. Novikov, K. Blaum, *Ann. der Phys.* 525 (2013) P.707
- [31] D Lunney *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, Vol. 44, Num. 63, 2017, IOP Publishing Ltd
- [32] C. Weber, R. Meißner, P. Müller, P.G. Thirolf, Recent developments at MLLTRAP: Improving the system for mass measurements and in-trap observation of nuclear decays, *Nucl. Instr. Meth. B* 317 (2013) 532.
- [33] P. Filianin, K. Blaum *metal. J. Phys. G*41 (2014) 095089
- [34] <http://hepd.pnpi.spb.ru> > Novikov-PITRAP_OFVE-2019-v4
- [35] Бройль Л. де. Волны и кванты *УФН*. 1967. №. 9. с. 178–180
- [36] Ландау Л.Д., Ахиезер А.И., Лифшиц Е.М. *Курс общей физики: Механика и молекулярная физика*. Наука, 1965.
- [37] ru.wikipedia.org/wiki/Интерферометр_Маха_-_Цендера
- [38] Балыкин В.И. *Атомная оптика и ее приложения // Вестник Российской академии наук*. 2011. Т. 81. №. 4. С. 291–301
- [39] Zeeman, P., The Effect of Magnetisation on the Nature of Light Emitted by a Substance, *Nature*, 55 (1424): 347
- [40] Bohr, N., On the effect of electric and magnetic fields on spectral lines, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 1914, vol. 27, no. 159, pp. 506–524.
- [41] А. С. Воронов, Б. С. Ривкин *Гироскопия и навигация*. Том 29. №2 (113), 2021
- [42] Ельяшевич М. А. *Атомная и молекулярная спектроскопия. Общие вопросы спектроскопии*. URSS, 2006.
- [43] <https://www.hep.ph.ic.ac.uk/AION-Project/>

Рукопись поступила 15 февраля 2022 г.

С.В. Ерин

Квантовые датчики в физике высоких энергий.

Препринт отпечатан с оригинала-макета, подготовленного авторами.

Подписано к печати 22.03.2022 Формат 60 × 84/16. Цифровая печать.

Печ.л. 2,25. Уч.–изд.л. 3. Тираж 60. Заказ 4. Индекс 3649.

НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ
142281, Московская область, г. Протвино, пл. Науки, 1

www.ihep.ru; библиотека <http://web.ihep.su/library/pubs/all-w.htm>

Индекс 3649

ПРЕПРИНТ 2022-3,
НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ, 2022
