

УДК 523.07

## ДВУХКАНАЛЬНАЯ СХЕМА РЕГИСТРАЦИИ ЧАСТИЦ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ НА ОСНОВЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО МАГНИТНОГО КАЛОРИМЕТРА

А. И. Головашкин, Г. А. Гусев, Л. Н. Жерихина,  
Б. Н. Ломоносов, В. А. Царев, А. М. Цховребов

*Кратко обсуждаются проблемы, связанные с регистрацией частиц Темной Материи (DM). Предложена оригинальная двухканальная схема прямой регистрации космических частиц DM на основе сверхнизкотемпературного калориметра, включающего систему ядерных спинов, магнитный отклик которых измеряется квантовым интерферометром (SQUIDом). Важнейшими достоинствами предлагаемой схемы являются низкий порог и возможность эффективного подавления фонов, обусловленных электронами отдачи. Это позволяет регистрировать частицы DM в области предельно малых энергий отдачи и проводить прямой поиск DM с высокой чувствительностью.*

1. Загадка Темной (т.е., не светящейся и не поглощающей свет) Материи представляет собой один из главных открытых вопросов современной физики. Впервые предположение о существовании “темной материи” (DM) было высказано швейцарским астрономом Ф. Цвики в 1933 году на основании результатов изучения кинематики и динамики сверхскопления галактик в созвездии Волосы Вероники [1]. В последующие годы было получено множество убедительных свидетельств существования DM на различных масштабах (см., например, обзоры [2, 3]). В результате исследований, проведенных в последнее десятилетие, возникла поразительная картина Вселенной, представляющей собой смесь 2/3 некоторой отталкивательной космологической компоненты

(Темной Энергии) и  $1/3$  материи, из которой 85% приходится на долю DM, тогда как на долю обычной (барионной) материи приходится всего лишь около 5% содержания Вселенной [4–6]. Роль отталкивательной (по существу антигравитационной) компоненты тесно связана с проблемой универсальной космологической постоянной, первоначально возникшей в ОТО ( $\Lambda$ -член в уравнении Эйнштейна), а в настоящее время рассматриваемой в рамках теории суперструн [7].

Современные теоретические модели предоставляют широкий выбор частиц, которые могли бы составлять DM (см., например, [2, 3]). Наиболее популярными кандидатами являются частицы, получившие общее название WIMPы (WIMPs, Weakly Interacting Massive Particles), с массами, лежащими в пределах от десятков ГэВ до нескольких ТэВ. В Минимальной Суперсимметричной Стандартной Модели (MSSM) подходящими кандидатами являются легчайшие нейтралино (линейные комбинации четырех нейтральных фермионов: Вино, Бино, и пары Хиггсино).

WIMPы можно пытаться регистрировать “непрямым” образом в экспериментах с космическими лучами путем поиска частиц, возникающих при аннигиляции WIMPов в галактическом гало. Это могут быть антипротоны, позитроны или фотоны. В низкофоновых подземных обсерваториях или подводных нейтринных детекторах возможен поиск нейтрино, возникающих в качестве конечных продуктов аннигиляции WIMPов в Солнце или Земле. Поиск таких нейтрино проводится также с помощью регистрации мюонов, рожденных при взаимодействиях нейтрино и идущих “снизу вверх” в направлении от Солнца или от ядра Земли.

WIMPы могут быть зарегистрированы также через их прямое взаимодействие с обычной барионной материей посредством детектирования ядер отдачи, возникающих при рассеянии WIMPов на ядрах мишени. Ожидаемая скорость счета событий рассеяния WIMPа в различных моделях, как правило, не превосходит  $10^{-3}$  – 1 на 1 кг массы мишени за сутки, а спектр отдачи является экспоненциальным со средней энергией ядра отдачи  $\langle E \rangle \approx 1.6 A$  кэВ  $[M_x / (M_x + m_A)]^2$ , лежащей в области нескольких кэВ (здесь  $M_x$  и  $m_A$  – массы WIMPа и ядра, соответственно,  $A$  – число нуклонов в ядре). Малые энергии отдачи и низкий ожидаемый темп событий взаимодействия WIMPов с ядрами определяют стратегию прямых поисков DM: необходимо использовать детекторы достаточно большой массы, с очень низкими порогами и обеспечивать эффективное подавление фонов, как внутренних, так и внешних.

Для регистрации ядра отдачи и измерения его энергии могут быть использованы ионизационные, сцинтилляционные и тепловые детекторы или их комбинации. Важно

подчеркнуть, что в отличие от тепловых детекторов, в которых почти 100% энергии отдачи ядра  $\Delta E$  преобразуется в тепловой сигнал, ионизационные детекторы имеют лишь  $\sim 10\%$  коэффициент преобразования энергии отдачи в рождение электронно-дырочных пар, а в сцинтилляционных только  $\sim 1\%$  энергии преобразуется в свет. Существенным обстоятельством является то, что выходы для ионизации и сцинтилляций значительно выше, если первичное взаимодействие происходит с электроном, образуя электрон отдачи вместо ядра отдачи. Это имеет место для всех фоновых событий, инициированных фотонами на электронах. Обычно они составляют главную компоненту фона. Как показывает практика проведения экспериментов, подавление этих фоновых электронов, остающихся даже при использовании наиболее изощренных систем подавления фона (использование подземных лабораторий для защиты от космических лучей, пассивная и активная защита, использование сверхчистых материалов), является одной из наиболее трудных и в то же время наиболее важных задач, решение которой, по сути дела, определяет пределы чувствительности экспериментов по прямым поискам DM. Регистрируя одновременно два сигнала (например, фон + ионизация, или фон + сцинтилляция, или ионизация + сцинтилляция), как это делается в "гибридных" детекторах, можно существенно подавить эту компоненту фона. Что касается нейтронного фона, то его подавление может быть осуществлено по многократному рассеянию, которое отсутствует в случае WIMPов.

К сожалению, отмеченная выше малая величина выхода для ионизации или сцинтилляций, вызванных ядрами отдачи, создают определенную трудность при использовании гибридной техники в области малых энергий отдачи. В то время, как высокая эффективность криогенного детектора по тепловому каналу позволяет проводить регистрацию ядерной отдачи вплоть до сотен эВ, использование второго (светового или ионизационного) сигнала при малых энергиях ядер отдачи становится невозможным. Между тем, как уже отмечалось выше, из-за экспоненциальной зависимости сечения взаимодействия WIMPов с ядрами, именно эта область малых отдач особенно важна для поиска WIMPов.

2. В настоящей работе предлагается новая схема регистрации частиц DM на основе криогенного магнитного калориметра, которая свободна от указанного недостатка и позволяет проводить регистрацию ядер отдачи в области малых энергий с одновременной дискриминацией фоновых событий, вызванных отдачей электронов. Тем самым становится доступной для измерений очень существенная для поиска WIMPов область малых ядерных отдач.



Прогресс, достигнутый в технике низких температур, сделал доступными для физического эксперимента области ниже 1 мК [8]. Снижение теплоемкости при  $T \rightarrow 0$ , отвечающее требованиям 3-го начала термодинамики, позволяет в технически достижимых температурных областях получать регистрируемые в макроскопическом рабочем теле температурные отклики  $\delta T = \delta E/C$  на энерговыделение, составляющее единицы электронвольт. Таким образом, сильно охлажденное рабочее тело (адсорбер), совмещенное с чувствительной термометрической схемой, образует идеальный пропорциональный детектор элементарных частиц (где  $\delta T \sim \delta E$ ,  $\delta E$  – энергия частицы, ушедшая на разогрев рабочего тела при взаимодействии с веществом,  $\delta T$  – результирующий температурный отклик) [9]. Единственный недостаток тепловых детекторов, связанный с тем, что их быстродействие ограничено характерными временами тепловых процессов  $\tau$ , для регистрации редких событий оказывается несущественным, если частота фоновых событий меньше  $1/\tau$ .

После открытия эффекта Джозефсона и значительного продвижения в разработке квантовых интерферометров (SQUIDов [10]), действие которых основано на данном эффекте, позволяющем производить магнитные измерения на уровне долей кванта потока  $\Phi_0 = 2\pi\hbar/2e = 2.07 \times 10^{-15}$  Вб, SQUIDы стали широко использоваться в сверхнизкотемпературной термометрии [8]. Принцип действия магнитного термометра основан на регистрации изменения магнитного момента парамагнетика, восприимчивость которого подчиняется закону Кюри–Вейса  $\chi(T) = \frac{\alpha}{T - T_K}$ , где  $T > T_K$  и  $T_K$  – температура Кюри. Измерения производятся при постоянном внешнем поле  $B$ , и в настоящее время как правило именно с помощью SQUIDа.

3. Регистрация отклика на энерговыделение  $\Delta E$  в магнитных детекторах может осуществляться: 1) при фиксированном внешнем поле  $B \neq 0$  или 2) при  $B = 0$  после проведения с рабочим телом цикла адиабатического размагничивания [8]. Рассчитаем вначале магнитный отклик на энерговыделение  $\Delta E$  в цилиндрическом адсорбере высотой  $H$  в 1-ом случае ( $B \neq 0$ ), имея ввиду, что SQUID [10] измеряет в качестве входного сигнала приращение магнитного потока  $\Delta\Phi$ , зависящее от изменения магнитного момента  $\Delta M$  адсорбера согласно соотношению  $\Delta\Phi = \mu_0\Delta M/H$ , где  $\mu_0$  – магнитная проницаемость вакуума. Тогда:

$$\Delta\Phi = \frac{\mu_0\Delta M}{H} = \frac{\mu_0}{H} \frac{\partial M}{\partial T} \Delta T = \frac{\mu_0}{H} \frac{\partial M}{\partial T} \frac{\Delta E}{C}. \quad (1)$$

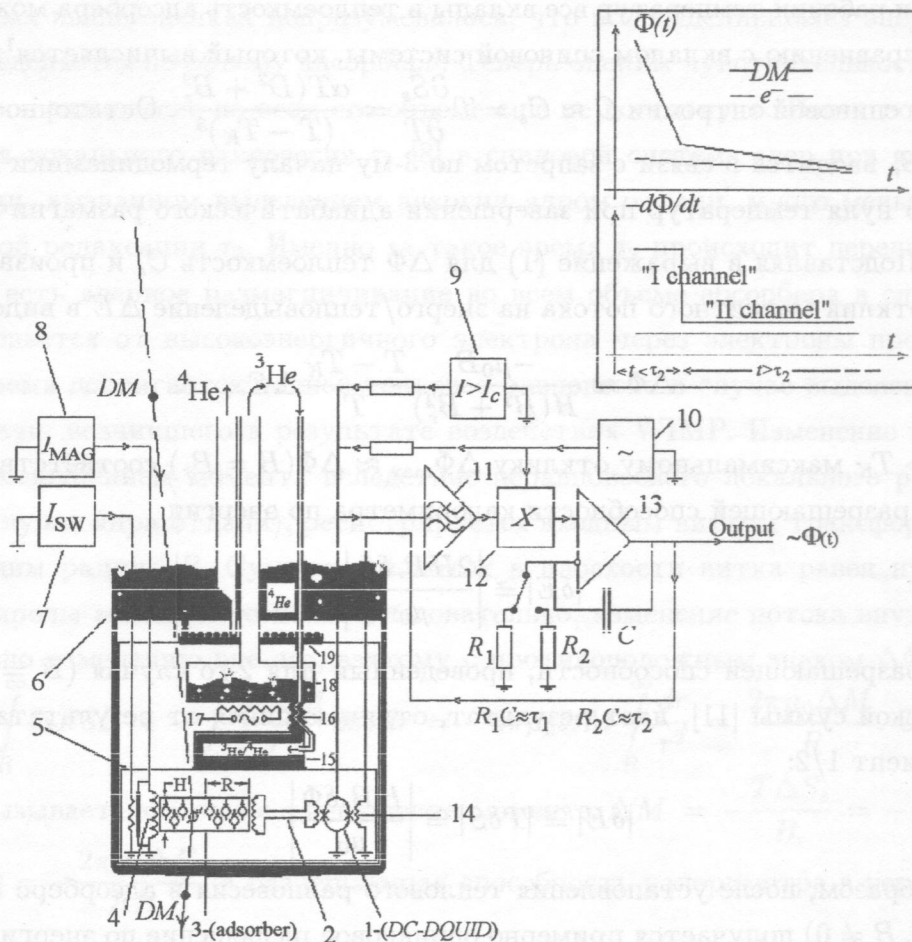


Рис. 1. Основные элементы установки: 1 – DC-SQUID (крестиками помечены джозефсоновские переходы); 2 – сверхпроводящий трансформатор потока; 3 – адсорбер с системой ядерных спинов; 4 – сверхпроводящий соленоид, снабженный ключом для “замораживания” магнитного поля; 5 – сверхпроводящий экран; 6 – криостат, заполненный жидким  $^4\text{He}$ ; 7 – источник тока для управления сверхпроводящим ключом; 8 – источник тока для питания сверхпроводящего соленоида. Элементы электроники DC-SQUIDA [10]: 9 – источник тока для смещения рабочей точки DC-SQUIDA выше суммарной величины крит.тока 1-го и 2-го джозефсоновского перехода; 10 – генератор переменного тока ( $f = 100 \text{ kHz}$ ); 11 – селективный усилитель ( $f = 100 \text{ kHz}$ ); 12 – фазовый детектор; 13 – интегратор с изменяемой постоянной времени; 14 – катушки подмагничивания системы автокомпенсации SQUIDA; анализ скорости размагничивания предполагается производить на компьютере после аналогоцифрового преобразования сигнала, взятого с выхода Output, при этом аналоговые блоки 9, 10, 12 и 13 также могут быть заменены цифровыми системами ЦАП и АЦП, под общим управлением компьютера. Рефрижиратор растворения гелия-3 в гелии-4 [8]: 15 – камера растворения; 16 – встречный теплообменник; 17 – нагреватель камеры испарения (линии циркуляции  $^3\text{He}$  помечены стрелками); 18 – камера испарения; 19 – cold plate [7], к которой подведен одноградусный тепловой экран.

В области рабочих температур все вклады в теплоемкость адсорбера можно считать малыми по сравнению с вкладом спиновой системы, который вычисляется<sup>1</sup> как частная производная спиновой энтропии  $C \approx C_s = T \frac{\partial S_s}{\partial T} = \frac{\alpha T (D^2 + B_r^2)}{(T - T_K)^3}$ . Остаточное поле парамагнетика  $B_r$  вводится в связи с запретом по 3-му началу термодинамики достижения абсолютного нуля температур при завершении адиабатического размагничивания, когда  $B = 0$ . Подставляя в выражение (1) для  $\Delta\Phi$  теплоемкость  $C_s$  и производную  $\frac{\partial M}{\partial T}$ , определим отклик магнитного потока на энерго/тепловыделение  $\Delta E$  в виде

$$\Delta\Phi \approx \frac{-\mu_0 B}{H(B^2 + B_r^2)} \frac{T - T_K}{T} \Delta E. \quad (2)$$

При  $T \gg T_K$  максимальному отклику  $\Delta\Phi_{\max} \approx \Delta\Phi(B = B_r)$  соответствует следующая оценка разрешающей способности калориметра по энергии:

$$|\delta E| \cong \left| \frac{2HB_r \delta\Phi}{\mu_0} \right|. \quad (3)$$

Расчет разрешающей способности, проведенный для 2-го случая ( $B = 0$ ) методом статистической суммы [11], дает результат, отличающийся от результата для  $B \neq 0$  на коэффициент 1/2:

$$|\delta E| \cong |T\delta S| \cong \left| \frac{HB_r \delta\Phi}{\mu_0} \right|. \quad (4)$$

Таким образом, после установления теплового равновесия в адсорбере в обоих случаях ( $B = 0, B \neq 0$ ) получается примерно одинаковое разрешение по энергии (3), (4), не зависящее от площади основания парамагнетика. Технически реализуемым значением эффективной разрешающей способности SQUIDA с учетом потерь на трансформаторе потока [10] можно считать  $\delta\Phi = 10^{-5} \Phi_0 / \sqrt{\Gamma\text{ц}}$ . Тогда при  $H = 1$  см,  $B \approx B_r \approx 100$  Э (электронный парамагнетик) чувствительность калориметра составит  $\delta E_e = 3 \times 10^{-18}$  Дж/ $\sqrt{\Gamma\text{ц}} \approx 20$  эВ/ $\sqrt{\Gamma\text{ц}}$ ; при  $H = 1$  см,  $B \approx B_r \approx 3$  Э (система ядерных спинов)  $\delta E_N = 10^{-19}$  Дж/ $\sqrt{\Gamma\text{ц}} \approx 0.6$  эВ/ $\sqrt{\Gamma\text{ц}}$ .

4. Рассмотрим далее наиболее перспективный вариант использования ядерного парамагнетика для выделения сигнала, отвечающего рассеянию WIMP на ядрах адсорбера.

<sup>1</sup>Из равенства смешанных производных свободной энергии  $\frac{\partial^2 F}{\partial B \partial T} = \frac{\partial^2 F}{\partial T \partial B}$  следует, что  $\frac{\partial S_s}{\partial B} = \frac{\partial M}{\partial T}$ , и тогда энтропия спиновой системы  $S_s = \int \frac{\partial S_s}{\partial B} dB = \int \frac{\partial M}{\partial T} dB$ . По закону Кюри-Вейса производная магнитного момента  $\frac{\partial M}{\partial T} = \frac{\partial(\chi B)}{\partial T} = \frac{\partial}{\partial T} \left( \frac{\alpha B}{T - T_K} \right) = \frac{-\alpha B}{(T - T_K)^2}$  и тогда  $S_s = -\frac{\alpha B^2}{2(T - T_K)^2}$ .



В приведенных выше оценках подразумевалось, что вся выделившаяся энергия равномерно распределяется по объему адсорбера. Теперь оценим чувствительность в случае, когда тепловое равновесие во всем его объеме еще не достигнуто. Известно, что время установления локального равновесия  $\tau_1$  [8] в спиновой системе ядер при ядерном размагничивании, вызванном выделением энергии ядром отдачи, много меньше времени спин-фононной релаксации  $\tau_2$ . Именно за такое время  $\tau_2$  происходит передача энергии решетке, то есть ядерное размагничивание во всем объеме адсорбера в случае, когда энергия передается от высокоэнергичного электрона через электроны проводимости. За это же время достигается полное тепловое равновесие в случае выделения энергии от ядра отдачи, возникшего в результате воздействия WIMP. Изменение потока  $\Delta\Phi$ , вызванное уменьшением момента вследствие неравновесного локального разогрева за время  $\tau_1$  (в случае ядра отдачи), регистрируется входным витком трансформатора потока, имеющим радиус  $R$ . Суммарный поток в плоскости витка равен нулю в силу вихревой природы магнитного поля. Следовательно, изменение потока внутри входного витка равно изменению вне его, взятому с противоположным знаком  $\Delta\Phi = \Delta\Phi_m = -\Delta\Phi_{ex} = -\int_R^\infty \Delta B dS = -\int_R^\infty \frac{\mu_0 \Delta M}{r^3} 2\pi r dr = -2\pi \mu_0 \Delta M \int_R^\infty \frac{dr}{r^2} = \frac{2\pi \mu_0 \Delta M}{R}$ . Энерговыделение  $\Delta E$  вызывает локальное уменьшение момента  $\Delta M = -\frac{T \Delta S_s}{B_r} = -\frac{\Delta E}{B_r}$ , следовательно  $\Delta\Phi = -\frac{2\pi \mu_0 \Delta E}{R B_r}$ , а разрешающая способность calorиметра в неравновесных условиях:

$$|\delta E| \cong \left| \frac{R B_r \delta \Phi}{2\pi \mu_0} \right|. \quad (5)$$

Таким образом, искомое событие (ядро отдачи, отвечающее рассеянию WIMP) вызывающее энерговыделение  $\Delta E$  в цилиндрическом адсорбере радиуса  $R$  и высоты  $H$ , регистрируется в начальный момент в нестационарных условиях с разрешением  $\delta E(t < \tau_1) \cong \frac{R B_r \delta \Phi}{2\pi \mu_0}$ , а затем по достижению теплового равновесия может быть зарегистрировано с другим (более высоким при  $R > 2\pi H$ , или более низким при  $R < 2\pi H$ ) разрешением  $\delta E(t > \tau_2) \cong \frac{H B_r \delta \Phi}{\mu_0}$ . Отклики в этих условиях составляют соответственно:  $\Delta\Phi(t < \tau_1) = -\frac{2\pi \mu_0 \Delta E}{R B_r}$  и  $\Delta\Phi(t > \tau_2) = -\frac{\mu_0 \Delta E}{H B_r}$ , при этом отношение средних скоростей размагничивания есть  $\eta_{WIMP} = \frac{\Delta\Phi(t < \tau_1)}{\tau_1} / \frac{\Delta\Phi(t > \tau_2)}{\tau_2} = \frac{2\pi H \tau_2}{R \tau_1}$ . В случае же события, отвечающего рассеянию электрона (которое необходимо отсеять как фоновое), есть только одно время релаксации  $\tau_2$  и, следовательно, аналогичное отношение

средних скоростей размагничивания  $\eta_e = \frac{\Delta\Phi(t < \tau_1)}{\tau_1} / \frac{\Delta\Phi(t > \tau_2)}{\tau_2} = \frac{2\pi H}{R}$  окажется в  $\tau_2/\tau_1$  раз меньше. Это означает, что отклик от электрона подавлен в быстром канале, и этот факт можно оценить количественно, введя скорости изменения магнитного потока в двух каналах регистрации (вкладка к рис. 1).

Быстрая передача энергии  $\Delta E$  ядерной спиновой системе в случае ядра отдачи обеспечит на начальном этапе  $t < \tau_1$  большую скорость изменения измеряемого потока на уровне  $\frac{\Delta\Phi(t < \tau_1)}{\tau_1} = -\frac{2\pi\mu_0\Delta E}{RB_r\tau_1}$ , где  $\tau_1$  – время “быстрого” интегрирования магнитной системы автокомпенсации SQUIDA в первом канале регистрации – выбрано равным времени спин-спиновой ядерной релаксации  $\tau_1$ . По достижению теплового равновесия во всем объеме абсорбера скорость изменения потока окажется на уровне  $\frac{\Delta\Phi(t > \tau_2)}{\tau_2} = -\frac{\mu_0\Delta E}{HB_r\tau_2}$ , где  $\tau_2$  – время “медленного” интегрирования магнитной системы автокомпенсации SQUIDA – во втором канале регистрации выбрано равным времени спин-фононной релаксации  $\tau_2$ . Таким образом, отношение скоростей изменения регистрируемого потока до и после достижения теплового равновесия в ядерной системе  $\eta = \frac{\Delta\Phi(t < \tau_1)}{\tau_1} / \frac{\Delta\Phi(t > \tau_2)}{\tau_2} = \frac{2\pi H\tau_2}{R\tau_1}$  соответствующим подбором размеров и времен может быть установлено достаточно большим. Например, в случае меди время релаксации  $\tau_1$  может быть порядка 1 мс, а время  $\tau_2$  – порядка 10 с или более [8], так что при  $\frac{2\pi H}{R} = 1$  получим  $\eta = 10^4$ . С другой стороны, электронное событие, когда энергия  $\Delta E$  передается электронам проводимости, даст отношение соответствующих скоростей в обоих каналах регистрации на уровне  $\eta \approx 1$ . Это обстоятельство позволяет производить селекцию событий с ядерной ( $\eta \gg 1$ ) и электронной ( $\eta \approx 1$ ) отдачей, особенно необходимую в экспериментах по поиску частиц ДМ, которые, как упоминалось выше, взаимодействуют с веществом через рассеяние на ядрах.

Выбирая  $\tau_1$  на уровне примерно 1 мс, что соответствует рабочей полосе частот стандартного SQUIDA  $\Delta f \approx 1/\tau_1 = 1$  кГц, и, взяв для оценки “не рекордное” разрешение по потоку  $\Delta\Phi = 10^{-5}\Phi_0/\sqrt{\Gamma\pi}$ , получим шумовое ограничение на начальном этапе  $\delta\Phi_1 = 3 \times 10^{-4}\Phi_0$ . В неравновесных условиях этому соответствует разрешение по энергии  $\delta E(t < \tau_1) \approx 10^{-19}$  Дж  $\approx 200$  эВ (здесь  $R = 75$  см,  $B_r(Cu) = 3$  Э). Далее, по мере установления теплового равновесия (при  $\tau_1 < t < \tau_2 \approx 10$  сек), энерговыделение, как таковое, может быть не просто зафиксировано, но и замерено при увеличенном времени интегрирования  $\tau_2 = 10$  с и в более узкой полосе  $\Delta f = 1$  кГц  $\rightarrow 0.1$  Гц (электроника современного SQUIDA позволяет управлять рабочей полосой, рис. 1) с точностью примерно  $\delta E(t < \tau_2) \approx 10^{-21}$  Дж  $\approx 2$  эВ (здесь  $H = 12$  см,  $B_r(Cu) = 3$  Э,  $\delta\Phi_2 = 3 \times 10^{-6}\Phi_0$ ).



Отбор требуемых событий, обусловленных ядерной отдачей, при заданных выше параметрах, осуществляется по критерию: отношение  $\eta$  скоростей изменения потока в первом и втором каналах  $\eta \geq 10^4$ . Подчеркнем, что выбранный в последних оценках чувствительности объем медного абсорбера  $V = 0.25 \text{ м}^3$  ( $R = 75 \text{ см}$ ,  $H = 12 \text{ см}$ ) с массой рабочего тела примерно 2 т мог бы обеспечить рекордную к настоящему времени статистику событий для регистрации WIMP.

Приведенная численная оценка основных характеристик двухканальной схемы регистрации частиц DM с помощью ядерномагнитного калориметра со SQUIDом опирается не на "рекордные", а на вполне технически доступные параметры аппаратуры, требуемой для создания предложенной схемы, что указывает на практическую возможность ее реализации. Подчеркнем, что при значительных объемах абсорбера здесь может быть достигнута 1) высокая чувствительность регистрации и точность определения величины энерговыделения вызванного WIMP, 2) сильное подавление событий от электронов, что позволяет снизить требования к пассивной защите от электронного фона, например, связанного с радиационной чистотой материала абсорбера, 3) существенное упрощение системы в целом в силу отсутствия необходимости построения многомодульной системы, применяющейся при использовании термометрических датчиков малой массы. Особенностью рассмотренной схемы регистрации частиц DM является то, что съём информации для обоих сигналов (в неравновесных и равновесных условиях) физически производится с общего ядерномагнитного модуля. Получение двух независимых сигналов с единого измерительного канала обеспечивается возможностью адаптивной перестройки постоянной интегрирования в системе обратной связи квантового интерферометра (рис. 1). Двухканальность схемы регистрации способствует исключению фоновых событий (прежде всего электронов отдачи, маскирующих исследуемый эффект DM) и, как показывают дополнительные расчеты, в принципе, позволяет снизить на порядок требования к пассивной защите. При этом запас теплоемкости ядерномагнитной системы делает детектор устойчивым к воздействию частиц космических лучей с высокой (вплоть до 10 ТэВ) энергией и проникающей способностью. Например, в условиях подземной лаборатории на глубине с водным эквивалентом 5 км при экспериментально измеренном потоке мюонов  $J \approx 10^{-9} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1}$  [12] для детектора с объемом  $0.25 \text{ м}^3$ , для которого выше были приведены оценки, скорость деградации (т. е., доля объема, выводимого из рабочего состояния в единицу времени) составит около  $2 \times 10^{-10} \text{ сек}^{-1}$ . Это объясняется тем, что в рассматриваемом случае ядерная спиновая система имеет число спинов порядка  $10^{30}$ , а мюон с энергией 20 ТэВ переворачивает

примерно  $2 \times 10^{20}$  спинов.

В заключение отметим, что предлагаемый ядерномагнитный калориметр в силу своей гибкости может быть использован в различных модификациях для решения других актуальных фундаментальных и прикладных задач [13], требующих высокой чувствительности, связанных с регистрацией и прецизионным измерением малых энерговыделений (например, таких, как поиск магнитного момента нейтрино, измерения потока солнечных нейтрино низких энергий и т. п.).

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] F. Zwicky. *Helv. Phys. Acta* **6**, 110 (1933).
- [2] G. Bertone and Dan Hooper. *J. Silk*, arXiv:hep-ph/0404175 **2**, 13 Aug. (2004).
- [3] G. Chardin. arXiv:astro-ph/0411503 **3**, 28 Feb. (2005).
- [4] EROS Collaboration. *Astron. Astrophys.* **400**, 951, astro-ph/0212176 (2003).
- [5] B. Goldman et al., (EROS Collaboration), *Astron. Astrophys.* **389**, L69(2002).
- [6] N. Straumann. arXiv :hep-ph/0604231 **1**, 26 Apr. (2006).
- [7] M.Green, J. Schwarz, and E. Witten. *Superstring theory*. (Cambridge University Press, 1988).
- [8] O. V. Lounasmaa. *Experimental principles and methods below 1K*. (London and New York, Academic Press 1974).
- [9] J. Low. *Temp.Phys.* **3**, (1993).
- [10] J. Clarke. *Physics Today*, March, **39**(3), 36 (1986).
- [11] А. И. Головашкин, Г. Н. Измайлов, Л. Н. Жерихина, и др. *Квант. элект-ка*, **36**(12), 1168 (2006).
- [12] Э. В. Бугаев, Ю. Д. Котов, И. Л. Розенталь. *Космические мюоны и нейтрино*. (Атомиздат, Москва 1970).
- [13] А. И. Головашкин, Л. Н. Жерихина, В. М. Мишачев, и др. *ЖПФ* **N 6**, 27 (2003).

Поступила в редакцию 26 июля 2007 г.