

МУЛЬТИКАТОДНЫЙ СЧЕТЧИК КАК ДЕТЕКТОР СКРЫТЫХ ФОТОНОВ

© 2022 г. А. В. Копылов^{1)*}, И. В. Орехов¹⁾, В. В. Петухов¹⁾

Поступила в редакцию 22.04.2022 г.; после доработки 09.06.2022 г.; принята к публикации 11.06.2022 г.

Описана методика поиска скрытых фотонов в качестве темной материи с помощью мультикатодного счетчика. Приведены первые результаты, полученные с помощью этой методики, а также обсуждаются ее возможности для получения доказательной базы на основе поиска симметрии суточных вариаций в результате вращения Земли в звездной системе координат для скорости счета одиночных электронов, эмитируемых с поверхности металлического катода счетчика при конверсии темных фотонов.

DOI: 10.31857/S0044002722060083

1. ВВЕДЕНИЕ

Раскрытие природы темной материи является в настоящее время одной из самых приоритетных задач современной физики. Пока единственное эмпирическое свидетельство в пользу существования темной материи мы получаем из астрономических наблюдений. В лабораторных экспериментах, несмотря на многочисленные попытки, мы пока этому подтверждения не получили. Отсутствие положительного результата в поиске новой частицы, которая явилась бы ключом к этой загадке, приводит к попыткам расширить географию поиска. Предлагаются новые частицы в качестве кандидатов на темную материю. Среди них — скрытый фотон, т.е. новый Спин-1 Бозон, обладающий массой, своего рода двойник обычного фотона, который был предложен еще в 1980-х гг. [1–3] как расширение электродинамики. Привлекательность этой идеи заключается в том, что в силу предполагаемого кинетического смешивания скрытый фотон может превращаться в обычный фотон с энергией, равной массе скрытого фотона. Константа χ кинетического смешивания, определяющая вероятность этого процесса, наряду с новым постулируемым полем A' и массой скрытого фотона $m_{\gamma'}$ входит в соответствующий лагранжиан:

$$L = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}F'_{\mu\nu}F'^{\mu\nu} - \frac{\chi}{2}F_{\mu\nu}F'^{\mu\nu} + \frac{m_{\gamma'}^2}{2}A'_\mu A'^\mu. \quad (1)$$

Здесь A_μ и A'_μ — поля фотона и скрытого фотона, $F_{\mu\nu}$ и $F'_{\mu\nu}$ — соответствующие тензоры напряжен-

ности поля. Возможной природе скрытого фотона посвящено много теоретических изысканий. В работе [4] получены решения для скрытых фотонов в виде трубок с электрическим и/или магнитным полем, удовлетворяющим уравнению Прока. Таким образом, современная теория предлагает нам несколько модификаций скрытых фотонов с различными конфигурациями полей. Чрезвычайно важно получить в эксперименте данные, которые позволили бы прояснить этот вопрос. В настоящее время в ряде экспериментов, где мишенью являются валентные электроны атомов, получены верхние пределы на константу кинетического смешивания [5–7]. Мы разработали детектор, где мишенью являются свободные электроны вырожденного электронного газа металла. Ввиду того, что мы пока не имеем надежной теории скрытого фотона, физика процессов с участием скрытых фотонов на этих мишенях может существенно отличаться. Поэтому эти эксперименты в настоящее время являются взаимно дополняющими.

2. ТЕМНЫЕ ФОТОНЫ: ОПИСАНИЕ МЕТОДИКИ РЕГИСТРАЦИИ СКРЫТЫХ ФОТОНОВ В КАЧЕСТВЕ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

Подробное описание методики было приведено нами в [8], здесь мы остановимся на основных моментах. В качестве детектора темных фотонов мы предлагаем использовать пропорциональный счетчик с достаточно большой поверхностью катода с высоким коэффициентом газового усиления. С помощью такого счетчика мы можем измерять скорость счета одиночных электронов при конверсии темных фотонов на поверхности катода, сопровождающейся эмиссией электрона. Мощность, поглощаемая катодом счетчика, в этом случае может

¹⁾Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия.

*E-mail: kopylov@inr.ru

быть описана выражением:

$$P = 2\alpha^2 \chi^2 \rho_{\text{CDM}} A_{\text{cath}}. \quad (2)$$

Здесь было принято: $c = 1$, $\alpha^2 = \langle \cos^2 \theta \rangle$ — среднее по всей поверхности катода значение $\cos^2 \theta$, θ — угол между вектором электрического поля темных фотонов и нормалью к поверхности катода, ρ_{CDM} — плотность энергии темной материи, которая здесь была принята равной $(0.55 \pm \pm 0.12)$ ГэВ/см³ [9], A_{cath} — площадь поверхности катода. Как видно из этого выражения, мощность максимальна, когда вектор электрического поля скрытого фотона перпендикулярен поверхности катода, и равна нулю, когда вектор лежит в плоскости катода. Часть этой мощности выделяется в виде одиночных электронов, эмитируемых с поверхности катода, при этом скорость эмиссии одиночных электронов находится из выражения

$$P = \frac{m_{\gamma'} R_{\text{MCC}}}{\eta}. \quad (3)$$

Здесь R_{MCC} — скорость эмиссии одиночных электронов, η — выход одиночных электронов на один фотон, который здесь принят равным выходу для реального фотона с энергией, равной массе скрытого фотона. Объединяя (2) и (3), получим выражение для чувствительности этого метода:

$$\chi = 2.1 \times 10^{-12} \left(\frac{R_{\text{MCC}}}{\eta \cdot 1 \text{ Гц}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{m_{\gamma'}}{1 \text{ эВ}} \right)^{\frac{1}{2}} \times \left(\frac{0.55 \text{ ГэВ/см}^3}{\rho_{\text{CDM}}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\text{лм}^2}{A_{\text{cath}}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\sqrt{2/3}}{\alpha} \right). \quad (4)$$

Здесь предполагается, что вся плотность энергии темной материи обязана темным фотонам, а величина в числителе в последних скобках соответствует изотропному случаю для вектора электрического поля темных фотонов. На рис. 1 представлены кривые выхода фотоэлектронов на один фотон по результатам работы [10], откуда видно, что этот метод обладает наивысшей чувствительностью в области примерно от 10 до 50 эВ. На рисунке также видно, что наиболее перспективным материалом для катода счетчика является алюминий, поскольку для него наблюдается высокий выход фотоэлектронов.

На рис. 2 приведена упрощенная схема детектора, который для защиты от окружающего гамма-излучения помещен в стальной бокс с толщиной стенки 300 мм. Для защиты от тепловых нейтронов внутри стальной защиты поместили слой борированного полиэтилена. При такой защите основным каналом фона детектора являются треки ионизирующих частиц на краях счетчика, которые имитируют одиночные электроны. Для вычитания этого фона нами была разработана специальная

конструкция счетчика с тремя катодами — мультикатодный счетчик. Первый, наружный, катод из металла является мишенью для темных фотонов. Одиночные электроны эмитируются с внутренней поверхности этого катода в результате конверсии темных фотонов. На расстоянии 8 мм от первого катода оборудован второй катод из нихромовых нитей толщиной 50 мкм с расстоянием между нитями 5 мм. На этот катод подается поочередно потенциал выше (конфигурация 1) или ниже (конфигурация 2) потенциала на первом катоде. В первом случае электроны, эмитируемые с поверхности первого катода, свободно дрейфуют в направлении анода в центре счетчика, изготовленного из позолоченной нити из сплава вольфрам—рений толщиной 25 мкм. Во втором случае запирающий потенциал на втором катоде не позволяет электронам дрейфовать в направлении анода, отталкивая их к первому катоду. Для обеспечения высокого ($>10^5$) коэффициента газового усиления вблизи анода на расстоянии 20 мм размещен третий катод также из нихромовых нитей толщиной 50 мкм. В первом случае (конфигурация 1) счетчик регистрирует суммарный эффект от одиночных электронов, эмитируемых с поверхности первого катода, и фон, обусловленный треками ионизирующих частиц на торцах счетчика. Во втором случае счетчик регистрирует только фон. Для измерения скорости счета одиночных электронов нужно из первой скорости счета вычесть вторую скорость счета. В эксперименте последовательно раз за разом проводятся измерения в первой и во второй конфигурациях, а затем находится разность скоростей счета по совокупности всех проведенных измерений. Обработка данных проводится в режиме офлайн, за сутки собирается более 1 ТБ информации. Записываются в память не только амплитуда импульса в каждый данный момент времени, но и сами времена, что, группируя данные по соответствующим интервалам времени, позволяет получать кривые суточных вариаций скоростей счета.

Для измерения эффективности счета одиночных электронов счетчик калибровался источником ультрафиолетового излучения — лампой с парами ртути. Схема облучения катода счетчика УФ-фотонами изображена на рис. 3. Как видно из рисунка, катод облучался через окно в торце счетчика. Такая геометрия была выбрана, чтобы не делать отверстия в самом катоде и тем самым не привносить неоднородность в поверхность катода. Внутренняя поверхность катода была отполирована, чтобы обеспечить зеркальность.

На рис. 4 показаны два импульса: один — от мюона, пролетевшего через счетчик, и второй — от одиночного электрона. Из рисунка видно, что для надежного выделения полезных импульсов от

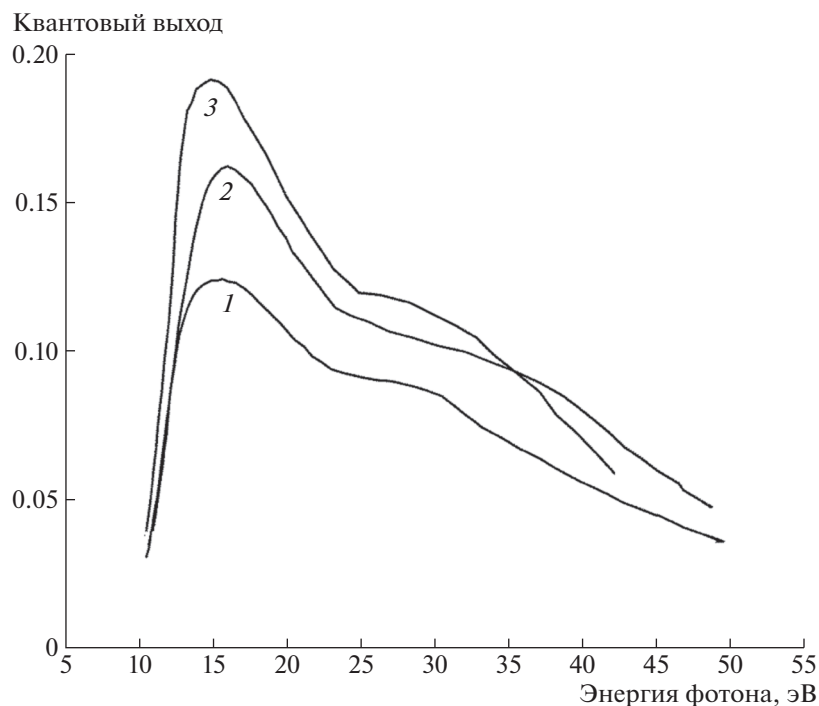


Рис. 1. Выход фотоэлектронов в зависимости от энергии фотона для разных металлов: Cu (1), Zn (2) и сплав Al + 4%Mg (3).

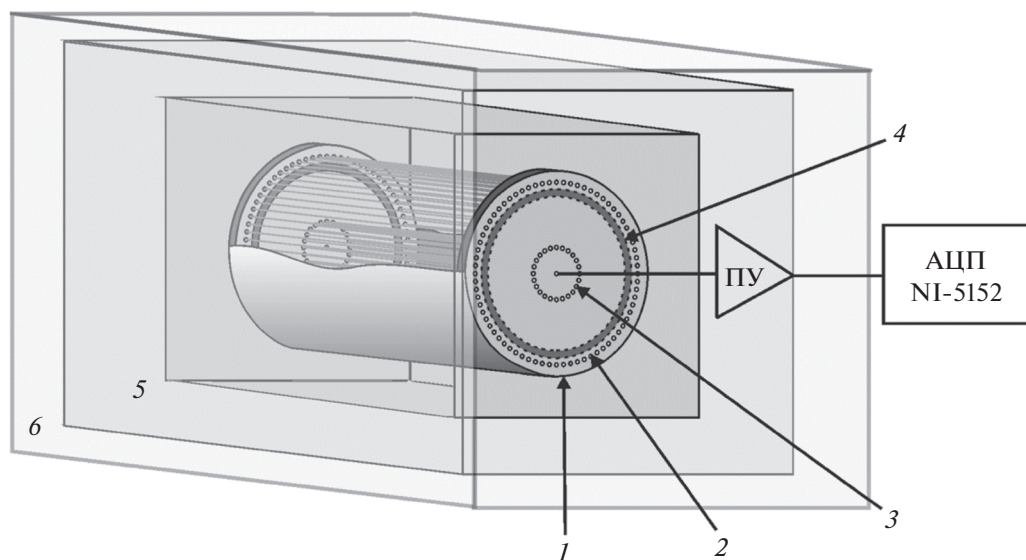


Рис. 2. Упрощенная схема мультикатодного счетчика: 1 — первый катод, 2 — второй катод, 3 — катод центрального счетчика, 4 — охранный электрод, 5 — защита из борированного полиэтилена, 6 — стальная защита. Рисунок заимствован из [15].

одиночных электронов на фоне импульсов от мюонов амплитуда находится путем аппроксимации по форме импульса на восстановленной нулевой линии от импульсов большой амплитуды. Измерения проводились на первом этаже здания Института ядерных исследований РАН в г. Троицк (Москва). Средний темп счета мюонов составил примерно

15 импульсов в секунду. После фронта каждого такого импульса устанавливалась мертвая зона протяженностью 10 мс. Таким образом, среднее мертвое время счета составляло величину 15%, не критичную для данных измерений.

На рис. 5 приведен амплитудный спектр импульсов от одиночных электронов. Этот спектр

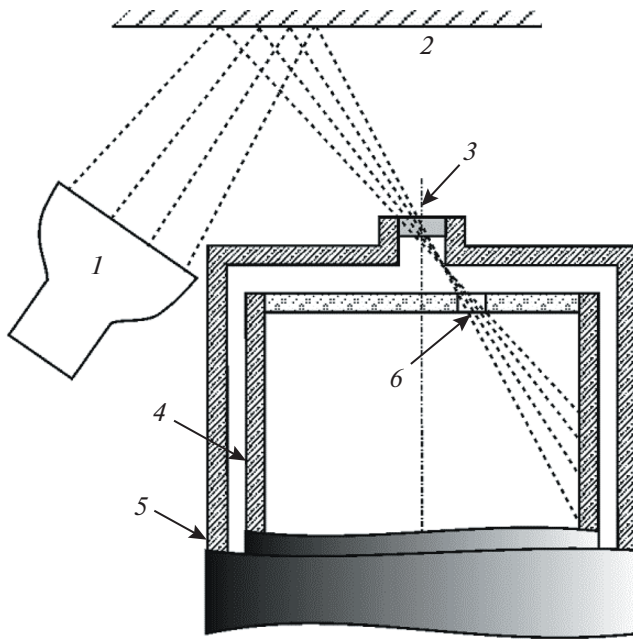


Рис. 3. Схема облучения катода счетчика ультрафиолетовым излучением при калибровке: 1 — источник УФ-излучения, 2 — алюминиевая фольга, 3 — кварцевое окно, 4 — катод, 5 — корпус детектора, 6 — калибровочное отверстие.

хорошо аппроксимируется распределением Поля, которое описывается выражением

$$P(A) = C \left(\frac{A}{\bar{A}} \right)^\theta \exp \left(-\frac{A(1+\theta)}{\bar{A}} \right). \quad (5)$$

Здесь A — амплитуда импульса, \bar{A} — средняя амплитуда импульса, θ — параметр Поля, C — нормировочная константа. При пороге 3 мВ для амплитуд импульсов менее 50 мВ эффективность счета одиночных электронов составляет примерно 60%.

На рис. 6 показано, как изменение потенциала на втором катоде влияет на скорость счета одиночных электронов при калибровке счетчика. Из рисунка видно, что запирающий потенциал 30 В относительно потенциала на первом катоде надежно блокирует счет одиночных электронов в конфигурации 2.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 7 приведены экспериментальные данные, полученные после обработки в офлайн результатов измерений, за период более 100 сут. Измерения проводились на счетчике с алюминиевым катодом со смесью Ne + CH₄ (10%) при давлении 0.1 МПа. Всего было проведено 200 измерений, каждое в интервале 12 ч. Величина $r_{\text{МСС}}$, которую можно отнести к эффекту от скрытых фотонов,

здесь находилась путем усреднения по всем точкам разности скоростей счета в конфигурации 1 и конфигурации 2. Величина $R_{\text{МСС}}$ для подстановки в выражение (4) находилась как $R_{\text{МСС}} = r_{\text{МСС}}/\varepsilon$, где $\varepsilon = 0.6$ — эффективность счета одиночных электронов при пороге регистрации 3 мВ с амплитудой импульса менее 50 мВ. Подставляя эту величину в выражение (4), мы получили верхний предел для константы кинетического смешивания $<10^{-11}$ для массы темных фотонов в интервале от 9 до 40 эВ. Этот результат был опубликован в [11] и включен в компиляцию данных по свойствам элементарных частиц (PDG) в [12].

На рис. 8 приведены результаты, полученные в последующих измерениях с большей статистикой: по 871 точке каждое в интервале 12 ч ночь и день. Верхний предел на константу кинетического смешивания удалось существенно улучшить по результатам этих измерений: $<6 \times 10^{-12}$ для массы скрытых фотонов от 9 до 40 эВ, как это представлено на рис. 9. Этот результат опубликован нами в [14].

На рис. 10 приведены верхние пределы на константу кинетического смешивания, полученные в разных экспериментах. Видно, что нами достигнут существенный прогресс при переходе от смеси Ag + CH₄ (10%) к смеси Ne + CH₄ (10%). Считаю важным подчеркнуть еще раз, что в нашем эксперименте мишенью являются свободные электроны вырожденного электронного газа металла, в то время как в других экспериментах мишенью являются валентные электроны. Поскольку сегодня мы не располагаем надежной теорией скрытых фотонов, результаты измерений могут существенно зависеть от деталей, связанных с типом мишени. Поэтому в настоящее время эти эксперименты дополняют друг друга.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты измерений, выполненные по настоящее время, показывают, что предлагаемый нами метод работает и вполне может быть использован для поиска темных фотонов. Замечательной особенностью мультикатодного счетчика является его способность выделять направление поляризации скрытых фотонов. Как видно из выражения (2), если вектор электрического поля направлен вдоль оси счетчика, ожидаемый эффект равен нулю. Если вектор направлен перпендикулярно оси счетчика, ожидаемый эффект максимален. Таким образом, если вектор электрического поля темных фотонов имеет выделенное направление в звездной системе координат, то при вращении Земли мы должны наблюдать вариации с периодом одни сутки. Для звездных суток этот период составляет

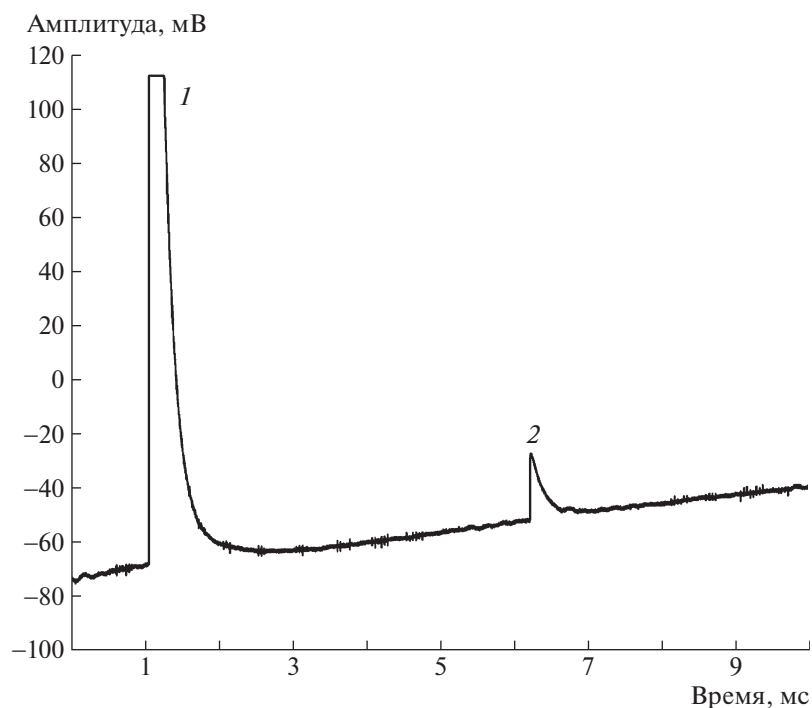


Рис. 4. Импульсы от мюона (1) и одиночного электрона (2).

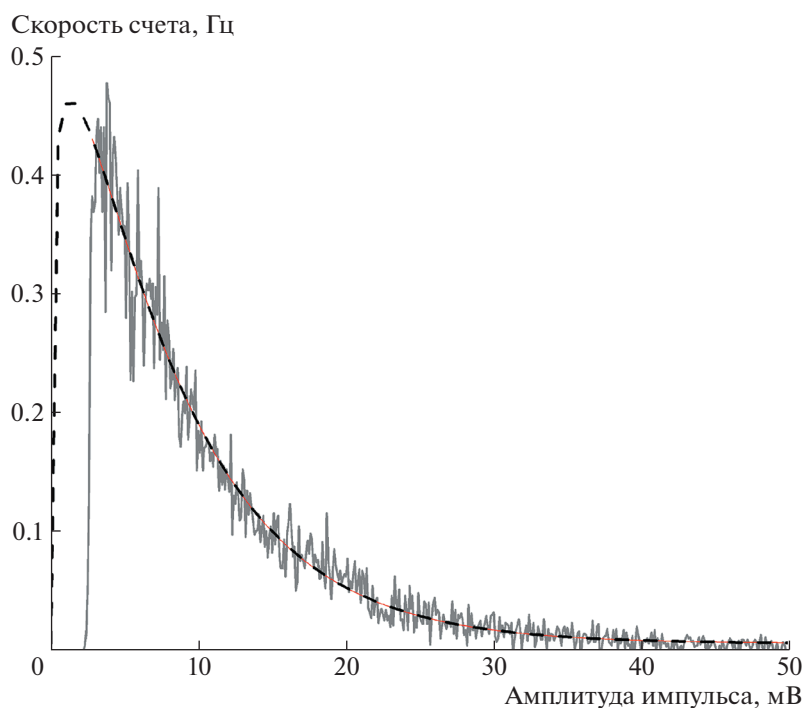


Рис. 5. Амплитудный спектр одиночных электронов и его аппроксимация по распределению Пуассона.

23 ч 56 мин 4 с, для солнечных — 24 ч. Кривая вариаций зависит от географической широты, где расположен детектор, и от его ориентации: вертикальный, горизонтальный Восток–Запад, Север–Юг, как это показано путем расчетов в [14, 15].

Здесь важным моментом является то, что кривая суточных вариаций должна обладать симметрией относительно момента времени 12 : 00 звездных суток, если за 00 : 00 принимаем момент, когда вектор электрического поля лежит в плоскости

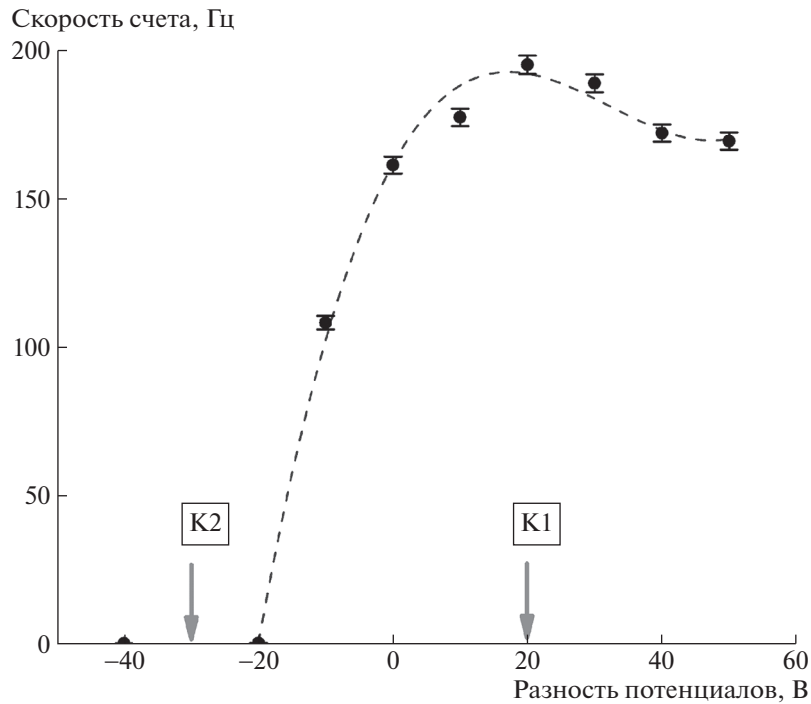


Рис. 6. Зависимость скорости счета одиночных электронов при калибровке от разности потенциалов между первым и вторым катодами. K1 и K2 — разности потенциалов для конфигураций 1 и 2.

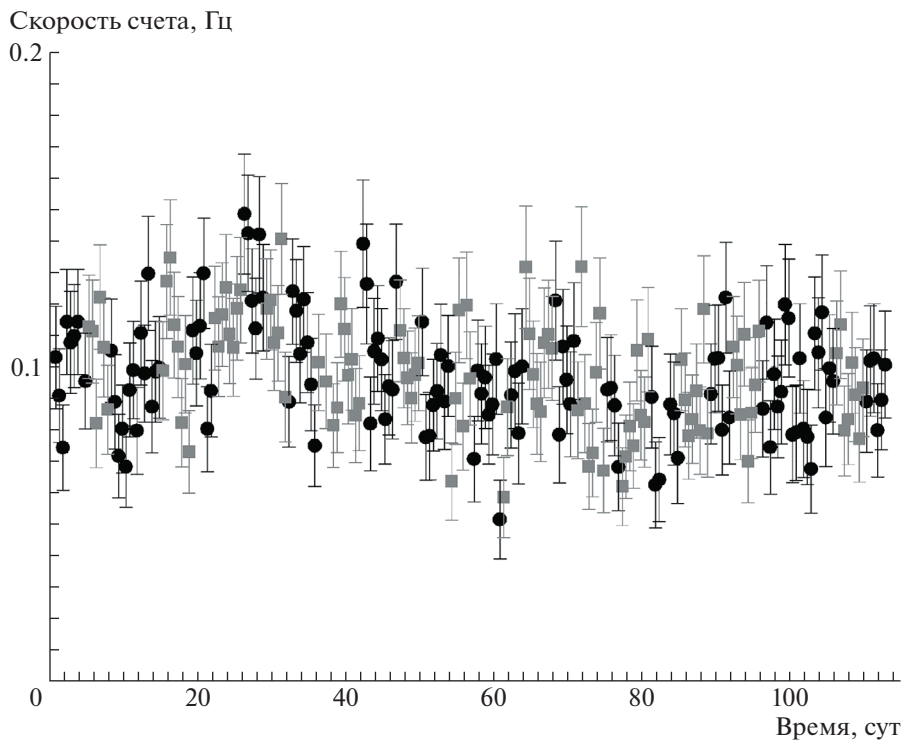


Рис. 7. Скорости счета, полученные по результатам измерений серии с 200 точками, каждая в интервале 12 ч, темные кружки — конфигурация 1, светлые квадратики — конфигурация 2. Рисунок заимствован из [15].

меридиана, на котором расположен детектор. Это позволяет отбрасывать как ложные любые ва-

риации, не удовлетворяющие этому требованию. Если симметрия наблюдается только в солнечной

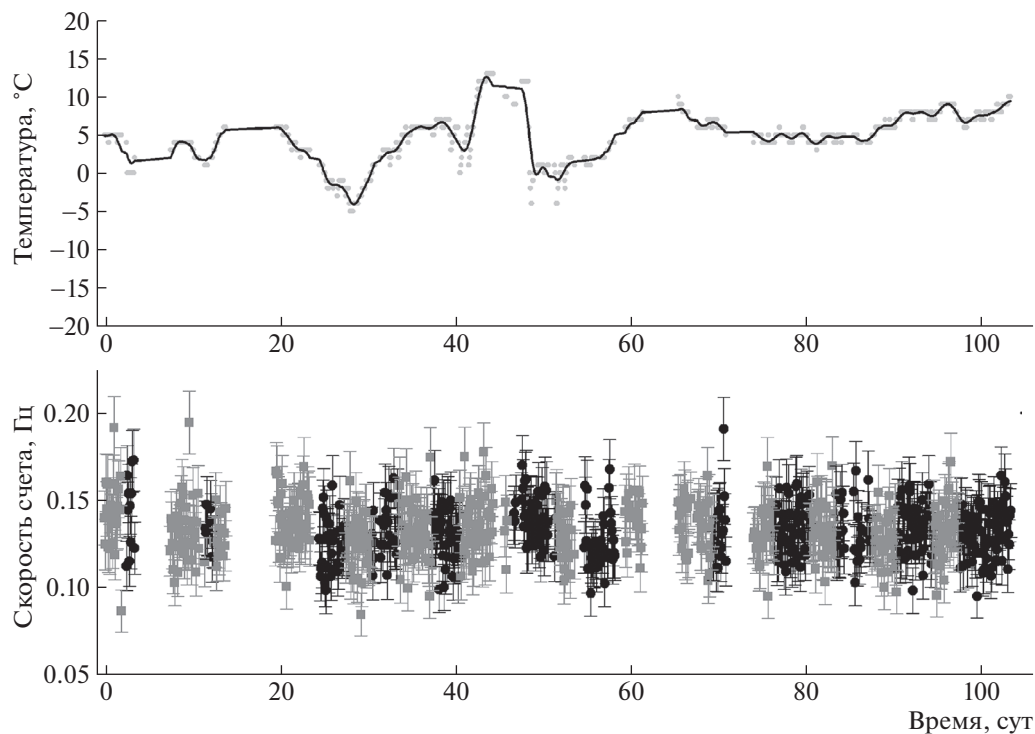


Рис. 8. Результаты измерений по 871 точке. Вверху — температура счетчика, внизу — скорости счета (каждая точка соответствует измерению в интервале 12 ч), темные кружки — конфигурация 1, светлые квадратики — конфигурация 2.

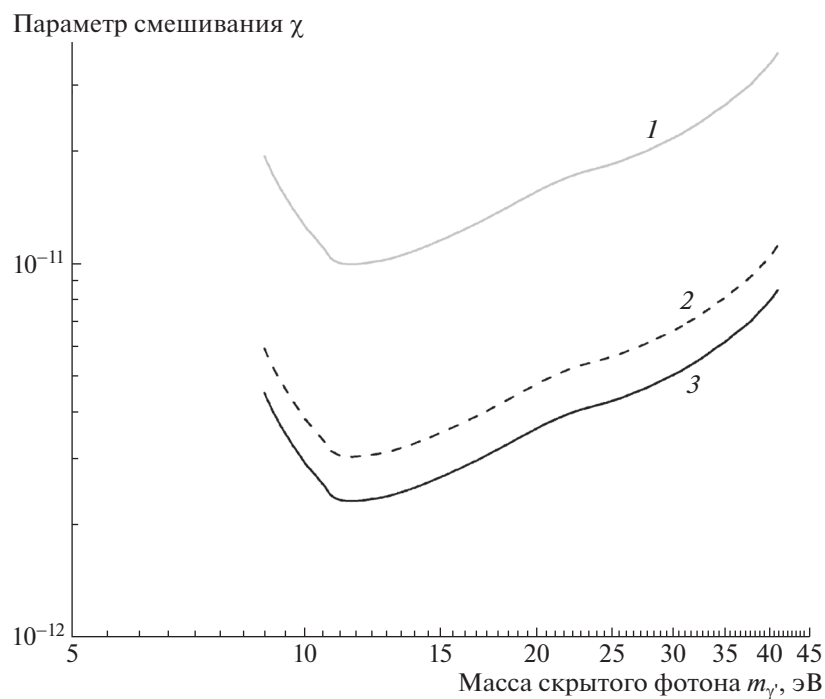


Рис. 9. Верхние пределы на константу кинетического смешивания, полученные по трем сериям измерений. 1 — счетчик со смесью $\text{Ar} - \text{CH}_4$ (10%), 2 — счетчик со смесью $\text{Ne} + \text{CH}_4$ (10%) по 200 точкам измерений, 3 — то же, но по 871 точке измерений.

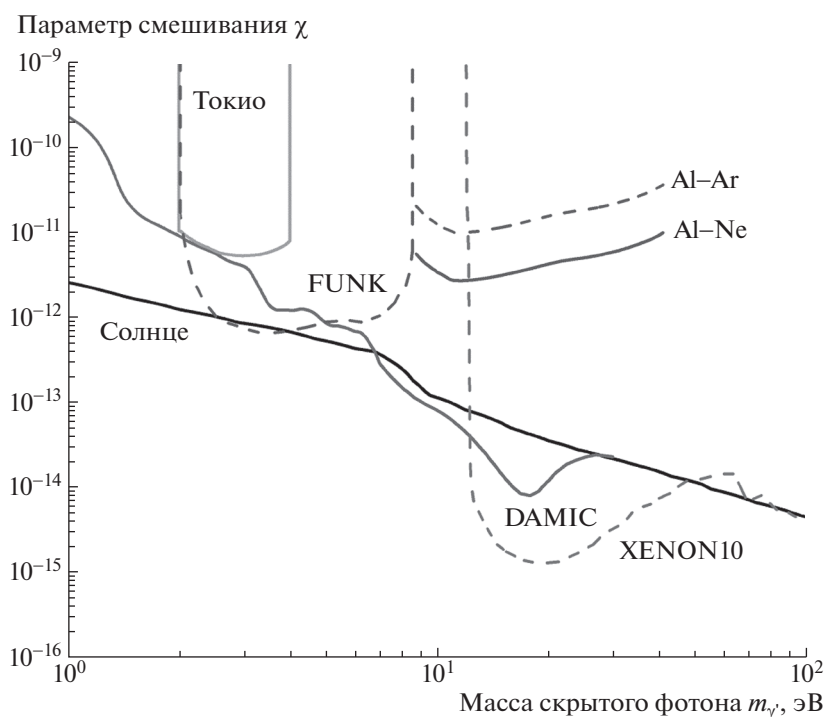


Рис. 10. Верхние пределы на константу кинетического смешивания, полученные в различных экспериментах. Рисунок заимствован из [15].

системе координат, это является указанием на то, что темные фотоны имеют выделенное направление электрического поля в солнечной системе координат. Примечательно то, что, если реальное угловое распределение отличается от ожидаемого распределения согласно выражению (2), кривая суточных вариаций все равно должна обладать симметрией. Реальный вид этой кривой может быть полезным для уточнения деталей механизма конверсии темного фотона в фотоэлектроны, наблюдаемые в эксперименте. Открытие суточных вариаций в этом эксперименте стало бы доказательством, что наблюдаемый эффект действительно обязан темным фотонам [13–15].

Авторы выражают глубокую признательность за существенную поддержку Министерству науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственной научной программы “Обновления приборной базы”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. P. Fayet, Nucl. Phys. B **187**, 184 (1981).
2. L. B. Okun, Sov. Phys. JETP **56**, 502 (1982).
3. H. Georgi, P. H. Ginsparg, and S. L. Glashow, Nature **306**, 765 (1983).
4. V. Dzunushaliev and V. Folomeev, Phys. Rev. D **104**, 116027 (2021); V. Dzunushaliev and V. Folomeev, arXiv: 2112.06227v2 [hep-th].
5. R. Essig, T. Volansky, and T. Yu, Phys. Rev. D **96**, 043017 (2017).
6. O. Abramoff *et al.* (Sensei Collab.), Phys. Rev. Lett. **122**, 161801 (2019).
7. A. Aguilar-Arevalo *et al.* (DAMIC Collab.), Phys. Rev. Lett. **123**, 181802 (2019).
8. A. Kopylov, I. Orekhov, and V. Petukhov, Nucl. Instrum. Methods A **910**, 164 (2018).
9. M. Benito, F. Iocco, and A. Cuoco, arXiv: 2009.15523v3 [astro-ph.GA].
10. R. B. Cairns and J. A. R. Samson, J. Optic. Soc. Amer. **56**, 1568 (1966).
11. A. Kopylov, I. Orekhov, and V. Petukhov, JCAP **07**, 008 (2019).
12. Particle Data Group (P. A. Zyla *et al.*), Prog. Theor. Exp. Phys. **2020**, 083C01 (2020).
13. A. Kopylov, I. Orekhov, and V. Petukhov, Particles **5**, 180 (2022).
14. A. Kopylov, I. Orekhov, and V. Petukhov, Phys. Part. Nucl. **52**, 31 (2021).
15. A. Kopylov, I. Orekhov, and V. Petukhov, Phys. At. Nucl. **84**, 860 (2021); arXiv: 2107.03647 [hep-ex].

MULTI-CATHODE COUNTER AS A DETECTOR OF DARK PHOTONS

A. V. Kopylov¹⁾, I. V. Orekhov¹⁾, V. V. Petukhov¹⁾

¹⁾Institute for Nuclear Research of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

A new technique of detection of dark photons as a cold dark matter by multi-cathode counter is described. First results obtained by this technique are presented. The potential is explored of using this technique to get evidence on the basis of the search for symmetry in the temporal distribution of diurnal variations due to rotation of the Earth in a stellar frame of the count rate of single electrons emitted from a metallic cathode of the counter by the conversion of dark photons.