АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1998, том 44, № 1, с. 76–83

УДК 534.6,523.165,539.074

ПОИСК ЗАРЯЖЕННЫХ МАССИВНЫХ ЧАСТИЦ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АКУСТИЧЕСКИХ ДЕТЕКТОРОВ НА СПУТНИКАХ

© 1998 г. К. А. Котельников*, Л. М. Лямшев**, Г. И. Мерзон*, Н. Г. Полухина*, Т. Саито***, Х. Сасаки****, Н. И. Старков*, В. А. Царев*

** Физический институт РАН*
117924 Москва, Ленинский пр-т, 53
*** Акустический институт им. Н.Н. Андреева, РАН*
117036 Москва, ул. Шверника, 4
**** Институт исследования космических лучей Токийского университета, Токио, Япония*
***** Университет Кочи, Кочи, Япония*

Поступила в редакцию 26.12.96 г.

Для поиска массивных заряженных частиц темной материи предлагается использовать акустические детекторы, установленные на спутниках или космических станциях.

1. ВВЕДЕНИЕ

Существующие наблюдательные данные свидетельствуют о том, что вещество, в котором заключена значительная часть массы Вселенной (от 75% до 99%), невидимо. В нем скрыты какие-то несветящиеся объекты неизвестной природы, которые вплоть до настоящего времени обнаружены только по эффектам гравитационного взаимодействия со светящейся материей (см. обзоры [1, 2]). Проблема "темной материи" (ТМ) – одна из центральных в современной физике элементарных частиц и астрофизике. Она связана с наиболее фундаментальными вопросами структуры материи, образования Вселенной на самой ранней стадии ее развития, формирования и эволюции галактик и скоплений галактик. Одно из возможных объяснений природы ТМ связано с различными астрономическими объектами, такими как коричневые карлики, космические струны и т.д. Однако в этом случае трудно согласовать ожидаемую величину плотности материи с той, которая предсказывается в современной инфляционной картине Вселенной. Другое возможное объяснение связывает ТМ с новыми частицами, предсказываемыми различными вариантами современной теории элементарных частиц. Большая часть усилий, предпринятых в последнее время для исследования ТМ, была связана с поиском нейтральных частиц типа нейтралино, аксионов, массивных нейтрино, ВИМП'ов (Weak Interaction Matter Particles) и т.д., так как общепринято считать, что частицы, образующие ТМ, должны слабо взаимодействовать с обычной материей. Однако в ряде работ было показано, что широкий класс кандидатов, который включает различные виды массивных частиц, взаимодействующих также и электромагнитным образом (а в некоторых моделях испытывающих даже сильное взаимодействие), совместим с существованием ТМ, если плотность числа таких частиц мала (т.е. если их масса велика) [3–11]. Ожидаемые свойства этих частиц, которые в дальнейшем обозначим общим символом X, обсудим в следующем разделе. Очевидно, что подавляющее большинство X-частиц во Вселенной движется медленно. Однако некоторая малая часть может быть ускорена до высоких энергий. Указание на существование таких быстрых массивных частиц было недавно получено в эксперименте с высокоэнергичными космическими лучами [5]. В этой статье мы рассматриваем проблему регистрации медленных X-частиц, предположительно составляющих основную часть ТМ. Будет показано, что наиболее адекватными методами их регистрации являются акустические методы в экспериментах на спутниках.

Мы хотели бы подчеркнуть, что открытие стабильных массивных заряженных частиц, кроме огромного фундаментального интереса, имело бы чрезвычайно важное значение для применений, связанных с генерацией энергии [3] (аналогично мюонному катализу ядерного синтеза).

2. СВОЙСТВА X-ЧАСТИЦ

Для дальнейшего обсуждения детектирования X-частиц целесообразно суммировать некоторые наиболее важные их особенности, ожидаемые в современных теоретических моделях [3–11]. В различных версиях этих моделей X являются либо

новыми элементарными частицами, либо сгустками кварков (известных или новых).

(а) "*Странглеты*" [6] – сгустки странной кварковой материи (СКМ), которые состоят из приблизительно одинакового числа *u*-, *d*- и *s*-кварков. Первоначально СКМ была введена для объяснения ТМ. Позднее были представлены аргументы, что только очень тяжелые сгустки СКМ с массой $M > 10^{46}$ ГэВ/с^2, рожденные на ранней стадии развития Вселенной, могли бы дожить до настоящего времени. Более легкие сгустки должны испариться за счет слабого взаимодействия. Вместе с тем во Вселенной могут существовать некоторые объекты, где СКМ могла бы присутствовать и в настоящее время или где она могла бы быть рождена в современную эпоху [6]. Возможно, что такой вид материи постоянно рождается в нейтронных или кварковых звездах. Столкновение таких объектов могло бы приводить к образованию относительно мягких странглетов с М около 10^3–10^6 ГэВ/с^2, которые могут достигать Земли.

(б) Распространение идей СКМ на теорию техницвета привело к модели технибарионной материи (ТБМ) [9]. В свою очередь теория техницвета была введена для того, чтобы обеспечить механизм спонтанного нарушения электрослабой симметрии, и очень близка к квантовой хромодинамике, но с величиной энергетической шкалы на три порядка выше. "Технибарионы", предсказываемые этой теорией, имеют шкалу масс порядка 1 ТэВ/с^2. По аналогии со сгустками СКМ-странглетами, мы будем называть сгустки ТБМ "*технетами*". Важно подчеркнуть разницу между СКМ и ТБМ по отношению к ТМ. В противоположность странглетам (с $M < 10^{46}$ ГэВ/с^2), которые, как ожидается, испаряются на ранней стадии Вселенной, технеты должны дожить до современной эпохи, так как их энергия связи много больше, чем критическая температура перехода от кварк-глюонной фазы к адронной.

(в) в [11] в качестве кандидатов в ТМ были предложены заряженные массивные элементарные частицы (ЧАМП'ы) и детально проанализирован специальный случай ЧАМП'ов с единичным положительным или отрицательным зарядом. ЧАМП'ы с зарядом $Z = +1$ могли бы существовать в виде сверхтяжелого водорода, их античастицы с $Z = -1$ могли бы образовывать связанное состояние с протоном или ядрами в виде сверхтяжелого нейтрона ("нейтрочампы") или сверхтяжелых изотопов.

Во всех этих моделях *X*-частицы обладают некоторыми общими свойствами.

2.1. Масса. Масса *X*-частиц намного больше массы нуклона *m* и даже наиболее тяжелых ядер;

$$M = Am \gg M_{\text{nucl}}$$

(здесь *m* – масса нуклона).

2.2. Отношение заряда к массе. Отношение зарядового числа *X*-частицы *Z* к ее массовому числу *A* аномально мало по сравнению с обычными ядрами:

$$Z/A \ll 1.$$

В соответствии с расчетами в модели кваркового мешка [8] обычно предполагают следующую связь между *Z* и *A*:

$$Z = b(M/m_0)^{1/3}$$

Здесь *b* близко к 1, а m_0 характеризует массовую шкалу, которая различается в различных моделях *X*-частиц. Например, для странглетов $m_0 \cong \cong m \cong 1$ ГэВ/с^2, в то время как для технетов [9] $m_0 \cong 1$ ТэВ/с^2.

2.3. Энергия. Ожидается, что в своей подавляющей части *X*-частицы являются нерелятивистскими и имеют малые, "галактические", скорости

$$\beta = v/c \cong 10^{-3},$$

так что их энергия порядка

$$E = Mv^2/2 = A\varepsilon_0.$$

Здесь *c* – скорость света, а $\varepsilon_0 = mv^2/2 \approx 500$ эВ. (Возможно также, что некоторые *X*-частицы могут быть ускорены до намного больших скоростей в пульсарах или на ударных волнах от сверхновых и удерживаться в Галактике на протяжении 10^7 лет, подобно умеренно релятивистским частицам космических лучей. Ожидается, что в этом случае они могли бы достичь скоростей вплоть до $c/3$ или энергий $Mc^2 \cong 10^3$ ГэВ. Однако здесь мы будем обсуждать только наиболее распространенные медленные *X*-частицы со скоростью $v/c \cong 10^{-3}$, которые образуют основную часть ТМ.)

2.4. Поток. Если предположить, что *X*-частицы данного типа и массы *M* ответственны за всю ТМ в галактическом гало, то их плотность *n* зависит от массы *M* как $n = \rho(\text{ТМ})/M$ (здесь $\rho(\text{ТМ}) \cong \cong 0.3$ ГэВ/см^3 – плотность энергии Галактики), и верний предел на поток можно оценить как

$$F_m = \rho\ (\text{гало})(n/M)\ (2\pi\ \text{стер})^{-1} \approx$$

$$\approx 10^4\ (\text{ТэВ/М})\ (\text{см}^2\ \text{с}\ 2\pi\ \text{стер})^{-1}.$$

Наиболее жесткие экспериментальные ограничения на массы заряженных частиц ТМ накладывают эксперименты с детекторами гамма-квантов и с детекторами космических лучей [3]. Из этих экспериментов следует, что если *X*-частицы ответственны за всю ТМ, то их масса должна быть больше 10 ГэВ/с^2. Однако, если *X*-частицы составляют только часть полной массы ТМ, то эти ограничения на *F* и *M* должны быть соответственно изменены. Вообще говоря, если *X* рождены в различных процессах столкновения и фрагмен-

тации, можно ожидать, что для них имеет место некоторое распределение по массе типа M^{-k} [10], поэтому в дальнейшем при обсуждении экспериментальной техники мы будем интересоваться детектированием X в широком интервале масс с наименьшими возможными значениями $A_{\min}$ (нижний предел массовых чисел X-частиц, доступный для регистрации данным методом).

В наших оценках ожидаемого потока X-частиц мы также должны принять в расчет, что они могут быть "выдуты" из солнечной системы магнитным полем солнечного ветра [3]. Гиромагнитный радиус частицы равен

$$r_g = 2 \times 10^{-3}\beta\ (\text{M}/10\ \text{ТэВ}/c^2)(B/G)^{-1}\ \text{A.U.}$$

Магнитное поле B в окрестности Земли составляет около 5×10^{-5} Г. Для $\beta = 10^{-3}$ мы имеем

$$r_g = 0.04\ (\text{M}/10\ \text{ТэВ}/c^2)\ \text{A.U.},$$

в то время как условия проникновения в солнечную систему требуют $r > 1$ А.Е. Таким образом, для неускоренных и не нейтрализованных X-частиц (т.е. не "обросших" электронами или ядрами, которые нейтрализуют их заряд) с массой $M < 250$ ТэВ/c^2 солнечный ветер будет препятствовать их появлению вблизи Земли. С другой стороны, ускоренные X-частицы легко могут избежать этого ограничения [3].

Магнитосфера Земли может также влиять на возможность детектирования X-частиц в окрестности Земли в зависимости от их жесткости $\hat{R}$ = (имульс частицы)/$Ze = Mv/Ze$. Для $\beta = 10^{-3}$ и $Z = 1$, $\hat{R} = 10^{-3}$ (М/ГэВ/c^2) ГВ. Таким образом, для $M > 10^3$ ГэВ/c^2 характерная жесткость одиночной заряженной X-частицы $\hat{R} > 1$ ГВ и этого достаточно для проникновения в магнитосферу Земли. Для $Z > 1$ ограничения более жесткие, но если $Z = a(\text{Mc}^2/\text{ГэВ})^{1/3}$ с $a = 1$, то

$$\hat{R} = Mv\ (\text{M}/\text{ГэВ}/c^2)^{-1/3} 0.1(\text{M}/\text{ТэВ}/c^2)^{2/3}$$

и магнитное поле Земли не может препятствовать проникновению X-частиц с массой $M > 30$ ТэВ/c^2.

Ожидается, что отрицательно заряженные X-частицы нейтрализуются протонами и ядрами во время Большого взрыва, так что они не подвергаются воздействию солнечного ветра.

2.5. Взаимодействие с обычной материей. При обсуждении регистрации медленных заряженных X-частиц мы будем учитывать их взаимодействие с обычной материей только по наиболее важному электромагнитному каналу. Кроме того, мы ограничимся расмотрением наиболее вероятного случая положительно заряженных X-частиц [8]. В этом случае феноменология взаимодействия X-частиц определяется их электрическим зарядом Ze, массой M и размером R,

$$R = a(M/m_0)^{1/3},$$

где

$$a = (m_0/m)^{1/3} R_n, \quad R_n \approx 1\,fm.$$

X-частицы с $R < R_b$ ("малые") и с $R > R_b$ ("большие") взаимодействуют с материей различным образом (здесь $R_b = (me\alpha)^{-1} \approx 5 \times 10^{-9}$ см – боровский радиус). Заряд больших X-частиц нейтрализуется электронами, которые располагаются внутри X. В этом случае их сечение взаимодействия близко к геометрическому

$$\sigma_{eff} = \pi R^2.$$

Такие частицы, медленно двигясь в среде со скоростью v, выталкивают атомы за счет упругих и квазиупругих взаимодействий. Дифференциальные потери энергии и пробег в этом случае могут быть записаны в виде [11]

$$dE/dx = -\sigma\rho v^2, \qquad L = M/(\sigma_{eff}\rho), \tag{1}$$

где ρ – плотность материи.

Малые X-частицы окружены электронным облаком подобно обычным атомам. Их сечение взаимодействия определяется размером электронного облака, приблизительно равным боровскому радиусу. Оно намного больше геометрического сечения "голой" X-частицы. При заряде X-частицы Z порядка 100 она похожа на сверхтяжелые изотопы известных ядер. При заряде $Z > 137$ рождаются электрон-позитронные пары, которые экранируют кулоновское поле X-частицы. В этом случае эффективный заряд X-частицы порядка $Z_{\text{eff}} = 137$, радиус внутренней электронной оболочки равен

$$r_0 = (meZ_{\text{eff}}\alpha)^{-1} = 1/me \approx 4 \times 10^{-13}\ \text{см},$$

а радиус внешней орбиты порядка боровского радиуса. Для такой X-частицы дифференциальные энергетические потери, обусловленные кулоновским рассеянием на ядрах и атомных электронах, равны [12]

$$\frac{1}{\rho}\frac{dE}{dx} = \frac{1}{Nmm_e} \times \left(\frac{\pi^2}{e}\frac{zZ_{eff}}{(z^{2/3}+Z_{eff}^2)^{1/2}} + \frac{8\pi\beta}{\alpha}\frac{zZ_{eff}}{(z^{2/3}+Z_{eff}^{2/3})^{3/2}}\right), \tag{2}$$

где N и z – массовое и зарядовое число среды соответственно.

Таким образом, ожидается, что для X-частиц с "промежуточными" значениями зарядового чис-

ла $Z > 137$ и радиусом $R < R_b$ сечение взаимодействия не будет зависеть от массового числа A, в то время как для больших и меньших A оно будет растущей функцией A (при фиксированной величине скорости v).

3. ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ И ОТДЕЛЕНИЕ ОТ ФОНА ЯДЕР КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Наиболее важные проблемы детектирования X-частиц – это способ регистрации их сигнала и отделение его от фона ядер космических лучей.

Рассмотрим некоторые элементы детектора, которые могли бы служить в качестве поглотителя, где частицы оставляют некоторое количество своей энергии E_d. Для дальнейшего обсуждения удобно начать с типичного случая пластины сцинтиллятора, скажем полистирола, толщиной $h = 1$ см. Здесь и ниже мы приводим оценки для полистирола, исходя из того, что это довольно типичный материал, который часто встречается в составе детекторов космических частиц. В зависимости от конкретной конфигурации и состава аппаратуры в качестве радиатора (элемента конструкции, в котором выделяется энергия проходящей через него частицы, например, пластина из полистирола) могут быть использованы элементы из других подходящих материалов.

Используя (1) и (2), мы можем расчитать энергию E_d теряемую медленной X-частицей в этой пластине. На рис. 1 показаны результаты расчета величины E_d как функции A в предположении $v/c = 10^{-3}$ и $m_0c^2 = 1$ GeV (результаты легко могут быть пересчитаны для других значений v и m_0).

Видно, что в такой пластине потери энергии X-частицы E_d с $A > 10^4$ будут больше 5 MeV, так что сигнал от такой частицы может быть, в принципе, легко зарегистрирован с использованием обычной ядерно-физической техники. Однако существует проблема разделения такого сигнала и сигналов от ядер космических лучей, в особенности тяжелейшего из них – ядра урана. Потери энергии этого ядра в той же пластине показаны на рис. 2 как функция энергии ядра E_U. Они получены путем численной интерполяции табличных данных потерь для протонов и использования алгоритма пересчета в потери ядер [13]. Легко увидеть, что имеется некоторая предельная величина потерь энергии $E_{d,\max} \cong 40$ ГэВ урановыми ядрами в рассматриваемой пластине. Это означает, что, используя пластину полистирола толщиной 1 см, мы можем различить сигналы, вызванные ядрами от сигналов, вызванных X-частицами, при условии, что массовые числа последних $A > A_1 = 1.5 \times 10^8$, (или соответственно, их энерговыделение $E_1 > E_{d,\max} \equiv E_1$). Эти величины соответствуют пробегу X-частиц 1 см в полистироле.

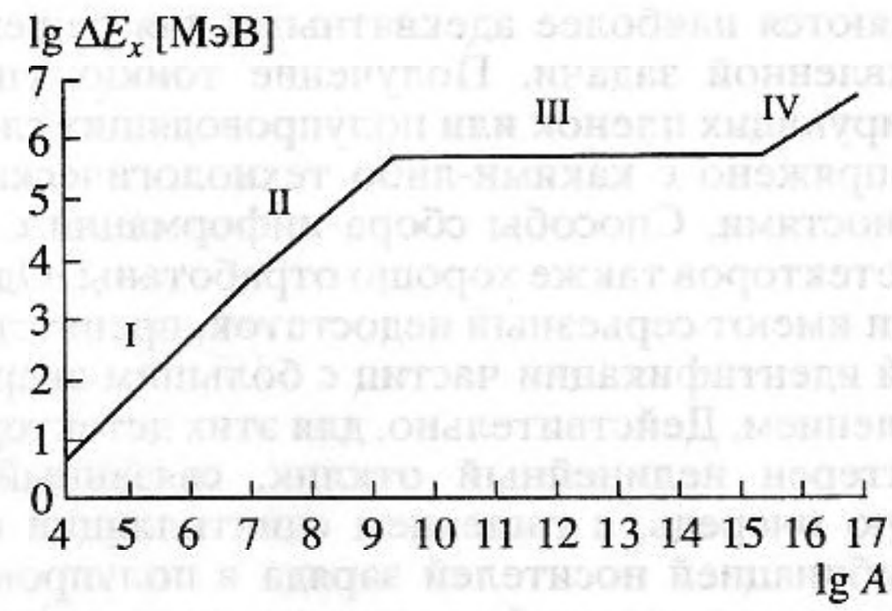

Рис. 1. Зависимость потерь энергии ΔE от массового числа А частицами ТМ в пластине полистирола толщиной 1 см. Кривая I – область застревания частиц ТМ, кривая II – область малых, кривая III – область средних и кривая IV – область больших масс частиц ТМ.

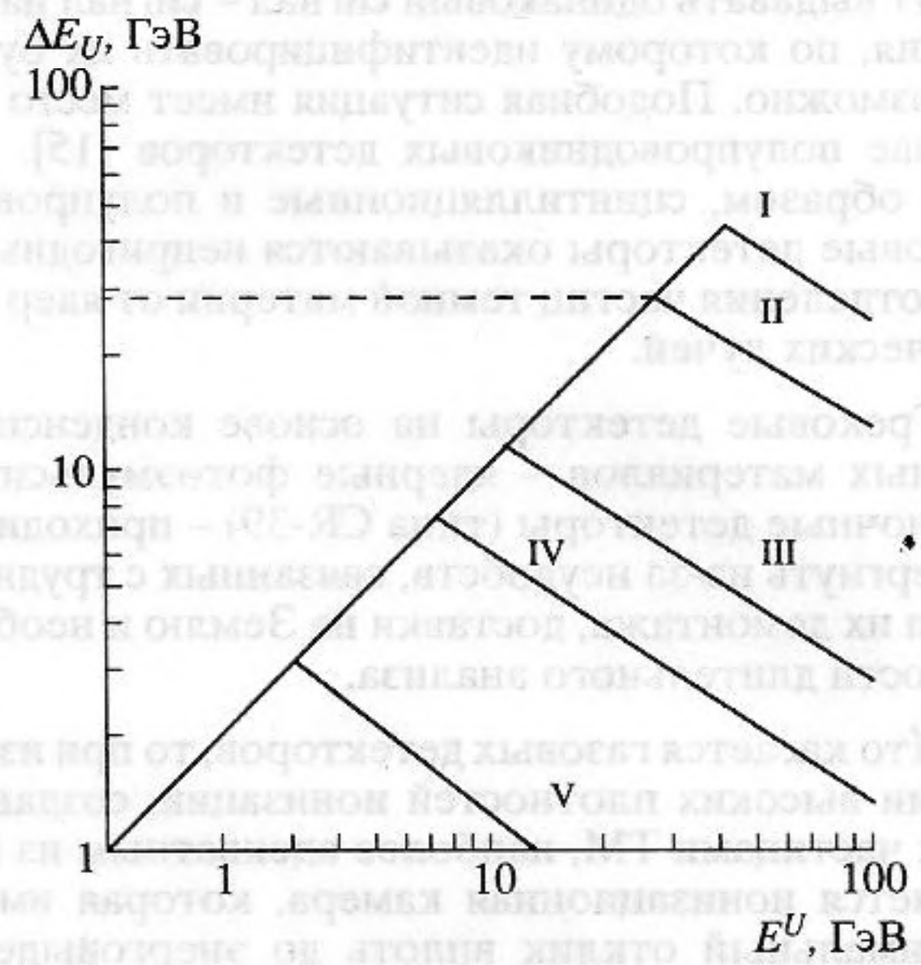

Рис. 2. Потери энергии ΔE^U ядром урана ^{238}U в пластине полистирола как функция энергии урана E^U и толщины пластины: 1 см (кривая I), 0.5 см (кривая II), 0.1 см (кривая III), 0.005 см (кривая IV) и 0.001 см (кривая V). Точка В на шкале ΔE^U соответствует максимальному энерговыделению ядром урана в пластине толщиной $h = 0.5$ см.

На самом деле имеется некоторая предельная величина $A_{\min}$, которая определяется из других требований. Это: а) порог регистрации E_{th}, который является характеристикой метода, используемого для детектирования; б) условия фона, которые также определяются в зависимости от метода детектирования; в) некоторые технические ограничения.

В принципе, традиционные для экспериментальной ядерно-физической техники сцинтилляционные и полупроводниковые детекторы имеют невысокий порог и, на первый взгляд, пред-

ставляются наиболее адекватными для решения поставленной задачи. Получение тонких сцинтиллирующих пленок или полупроводящих слоев не сопряжено с какими-либо технологическими сложностями. Способы сбора информации с таких детекторов также хорошо отработаны. Однако они имеют серьезный недостаток, препятствующий идентификации частиц с большим энерговыделением. Действительно, для этих детекторов характерен нелинейный отклик, связанный, в первую очередь, с гашением сцинтилляций или рекомбинацией носителей заряда в полупроводнике в случае высокой плотности энерговыделения. Так например, полное насыщение выходного сигнала в органическом сцинтилляторе происходит при ионизационных потерях энергии масштаба 10 ГэВ/см [14]. Поэтому все сильноионизирующие частицы, вне зависимости от их природы, будут выдавать одинаковый сигнал – сигнал насыщения, по которому идентифицировать их будет невозможно. Подобная ситуация имеет место и в случае полупроводниковых детекторов [15]. Таким образом, сцинтилляционные и полупроводниковые детекторы оказываются непригодными для отделения частиц темной материи от ядер космических лучей.

Трековые детекторы на основе конденсированных материалов – ядерные фотоэмульсии и пленочные детекторы (типа CR-39) – приходится отвергнуть из-за неудобств, связанных с трудностями их демонтажа, доставки на Землю и необходимости длительного анализа.

Что касается газовых детекторов, то при измерении высоких плотностей ионизации, создаваемых частицами ТМ, наиболее адекватным из них является ионизационная камера, которая имеет минимальный отклик вплоть до энерговыделений в газе порядка 10^{12} эВ из-за отсутствия эффектов пространственного заряда, свойственного пропорциональным и ионым газоразрядным детекторам. Однако для преодоления трудностей, связанных с созданием таких камер (проблемы входного окна и необходимости поддержания давления и постоянного состава газа с целью компенсации диффузии через стенки прибора и т.п.) требуются специальные исследования. Часть этих трудностей можно обойти, используя вместо плоских счетчиков ковры тонкостенных цилиндрических ионизационных камер, для чего следует изучить их долговечность, моделируя специфические условия работы в космосе.

Таким образом, в принципе, для регистрации частиц ТМ пригодны сцинтилляционные,полупроводниковые и газовые детекторы, а для идентификации этих частиц по их энерговыделению в детекторе – газовые импульсные ионизационные камеры при условии их долговременной стабильной работы в космосе. Создание и эксплуатация в космосе подобных детекторов является весьма дорогостоящей проблемой.

Важным фактором, определяющим эффективность того или иного метода, является площадь регистрации. Для исследования малоинтенсивного потока массивных частиц ТМ следует выбирать методику, позволяющую создавать и эксплуатировать детекторы с большой эффективной площадью. В этом случае при установке аппаратуры на спутнике обычные экспериментальные методы становятся довольно сложными, громоздкими и дорогими.

В следующем разделе мы покажем, что для детектирования заряженных массивных частиц ТМ можно использовать методы радиационной акустики. (Эта идея напоминает предложение [6] регистрировать сейсмический сигнал, образованный "нуклеоритами" в толще Земли.) При использовании современной технологии производтва акустических датчиков есть основания надеяться, что акустический метод позволит конструировать сравнительно легкий и недорогой детектор ТМ.

4. ОЦЕНКА АКУСТИЧЕСКОГО СИГНАЛА

Обсудим теперь детектирование X-частиц акустическим методом. Из рис. 1 можно увидеть, что потери энергии ΔE X-частицы достаточно большой массы в радиаторе поглотителя становятся макроскопическими и это может привести к наблюдаемому акустическому сигналу. Для грубых оценок мы можем предположить, что выделившаяся энергия распределена равномерно вдоль трека частицы и имеет гауссовское распределение в плоскости, перпендикулярной треку $\propto \exp(-r^2/a^2)$, где a – размер области эффективного выделения энергии. Энергия, потерянная частицей в радиаторе, преобразуется в тепло, кинетическую энергию разлета продуктов взаимодействия X-частицы с атомами радиатора и акустические волны. Для оценок предположим, что частицы падают нормально к плоскости радиатора и акустический сигнал распространяется в полубесконечном пространстве без затухания. Тогда можно записать следующее выражение для амплитуды акустического импульса (акустическое давление) на расстоянии R от трека [16]

$$P = \frac{b\Delta E(\text{эрг})}{R(\text{см})a^2(\text{см})}\,\text{Па},$$

где для пластины полистирола толщиной 1 см $b = 8 \times 10^{-4}$.

Возможность уверенной регистрации акустического сигнала от пучка частиц высоких энергий была продемонстрирована во многих экспериментах (см., например, [16, 17]), но регистрация акустического сигнала от одиночной частицы изучена намного хуже [16]. Характерная частота

акустического импульса ν_{max} связана с размером области выделения энергии соотношением

$$\nu_{max} = c_0/2a,$$

где c_0 – скорость звука. Для пучков частиц величина a равна поперечному размеру пучка и составляет типично $a \cong 0.1$–1 см. Для отдельной частицы величина a связана со средним пробегом дельта-электронов: $a \cong 10^{-6}$ см. Таким образом, ν_{max} составляет около 10^5–10^6 Hz для пучков и около 10^{11} Hz для отдельных частиц. Эта разница в 5–6 порядков в частоте затрудняет регистрацию акустического сигнала от одиночной частицы вследствие большего поглощения звука высокой частоты и необходимости использовать более сложную аппаратуру для детектирования сигнала.

Чтобы оценить возможность надежной регистрации акустического сигнала от частиц ТМ, необходимо сравнить его с уровнем шума и учесть затухание сигнала в процессе распространения. Ширина частотной характеристики сигнала по порядку величины равна

$$\Delta\nu = c_0/a \approx 10^{11}\,\text{c}^{-1}$$

Для простоты можно рассмотреть равномерное распределение сигнала по частоте

$$dE/d\nu \approx \Delta E/\nu_{max} \approx \text{const}.$$

Заметим, что это упрощение может приводить к некоторой недооценке суммарного сигнала, так как в реальных условиях амплитуда слабо растет с частотой.

Нижняя граница используемой полосы частот может быть выбрана практически произвольно на уровне порядка $\nu_{min} \approx 10^4$ Гц. (При установке на космической станции необходимо также учесть возможность появления помех от вибраций, обусловленных функционированием станции. Эта техническая проблема может быть решена использованием специальной изоляции. Далее мы не будем ее здесь обсуждать.)

Верхняя граница чувствительности датчика может быть выбрана из соображений оптимизации отношения сигнал/шум. Можно ожидать, что основным источником высокочастотного фона в экспериментах на спутниках и орбитальных станциях будет тепловой шум аппаратуры. Для продольных волн его величину можно оценить с помощью выражения [16]

$$P_n = (\langle p^2 \rangle)^{1/2} = \sqrt{\frac{4\pi kT}{3c_0}\rho(\nu_{max}^3 - \nu_{min}^3)}.$$

Для наших оценок поглощения акустических волн в полистироле мы использовали значение коэффициента поглощения 2 дБ/см при частоте 3 МГц [18]. Его величина для других частот оценивалась в предположении квадратичной частотной зависимости.

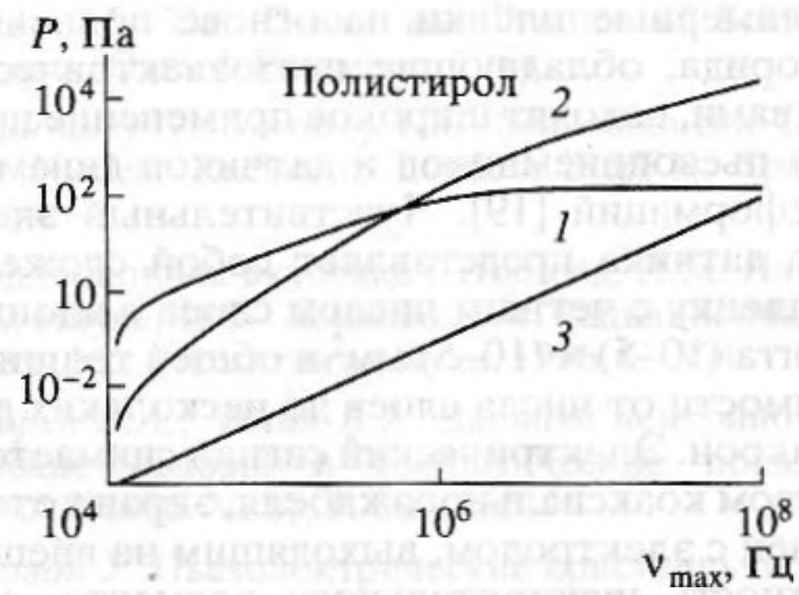

Рис. 3. Акустическое давление P, создаваемое частицами ТМ при прохождении через пластину полистирола толщиной 1 см, на расстоянии 20 см то точки входа в зависимости от верхней границы чувствительности датчика ν_{max}. Кривая *1* – полубесконечное пространство, кривая *2* – тонкая пластина, кривая *3* – уровень теплового шума.

На рис. 3 показаны результаты расчетов акустического давления как функции верхней границы ν_{max} чувствительности датчика. Кривая *1* показывает величину сигнала в полистироле толщиной 1 см на расстоянии 20 см от трека X-частицы (расчет сделан для энерговыделения равного 100 ГэВ, что соответствует массе X-частицы $M = 5 \times 10^8$ ГэВ/c^2). Кривая *3* соответствует уровню теплового шума. Расчет кривой *1* сделан в предположении распространения сигнала в полубесконечном пространстве.

В реальном эксперименте условия приема сигнала будут скорее отвечать картине распространения сигнала в тонкой пластине, когда толщина радиатора h много меньше расстояния от трека частицы до датчика. С целью учета влияния толщины пластины на результаты был проведен расчет для случая акустического волновода [16]. В этом случае полоса частот сигнала определяется толщиной пластины, а не поперечными размерами трека,

$$\Delta\nu = c_0/h \approx 10^6\text{–}10^7\ \text{Гц}.$$

Результаты расчетов для пластин разной толщины показаны на рис. 3. Видно, что по порядку величины они близки к кривой для случая полубесконечного пространства. В обоих случаях сигнал от X-частицы превышает ожидаемый уровень теплового шума.

Величина акустического сигнала в этом случае превышает 50 и 100 Па для $\nu_{max} = 10^6$ и 10^7 Гц, соответственно. Такой сигнал может быть зарегистрирован современными акустическими датчиками. В частности, для этого можно использовать пьезоприемник с активными элементами, сделанными из-за пьезополимерной пленки на основе поливинилиденфторида [19].

Полимерные пленки на основе поливинилиденфторида, обладающие пьезоэлектрическими свойствами, находят широкое применение при создании пьезоприемников и датчиков динамических деформаций [19]. Чувствительный элемент такого датчика представляет собой сложенную пьезопленку с четным числом слоев с площадью элемента (10–5) × (10–5) мм^2 и общей толщиной в зависимости от числа слоев до нескольких десятков микрон. Электрический сигнал снимается посредством коаксиального кабеля, экран которого соединен с электродом, выходящим на внешнюю поверхность чувствительного элемента, а сигнальная жила – с внутренним электродом. Слои пленки склеиваются между собой клеем на основе эпоксидной смолы холодного отвердения. Для герметизации чувствительный элемент датчика обклеивается неметаллизированной полимерной пленкой. Герметизированный датчик с кабелем наклеивается на поверхность, динамические деформации которой предполагается регистрировать. В зависимости от конструкции и типа пьезополимерной пленки чувствительность датчика может достигать 10 мкВ/Па [20]. Следует, однако, заметить, что в области высоких частот (выше 10^5–10^6 Гц) чувствительность датчика уменьшается, но, в принципе, возможны такие конструкции датчиков, верхняя граничная частота которых может быть увеличена на порядок.

Оценки показывают, что такие детекторы размером 1см на 1 см, толщиной 10 микрон и с чувствительностью до 10 мкВ/Па позволят детектировать акустический сигнал от X-частиц в пределах рассмотренного диапазона масс $A > 3 \times 10^7$. Такие датчики могли бы быть установлены на солнечных батареях спутников или внешних стенках космической станции (например, на Международной космической станции "Альфа"), обеспечивая очень большую эффективную площадь регистрации.

При использовании акустического метода регистрации X-частицы необходимо иметь в виду еще один источник фоновых событий, обусловленный ударами о детектор частиц космической пыли.

Пылевое или метеорное вещество, основным источником которого являются кометы, образует вокруг Земли пылевую оболочку, состоящую из частиц с массами в диапазоне 10^{-17}–10^{-3} г. Скорости таких частиц относительно Земли не превосходят ≅70 км/с, а плотность потока на расстоянии 200 – 1000 км от поверхности Земли (и при $m < 10^{-6}$ g) зависит от их массы степенным образом как [21]

$$N\,[\text{м}^{-2}\,\text{с}^{-1}\,(2\pi\ \text{стер})^{-1}] \cong 10^{-12}\,(\text{m/l г})^{-0.8}.$$

Генерация акустических импульсов при ударах метеорных тел обусловлена не термоакустическим, как для X-частиц и ядер, а динамическим механизмом. Отличие в характеристиках акустических импульсов, генерированных этими механизмами, можно было бы использовать для режекции фона. Другая принципиальная возможность режекции состоит в регистрации сигналов, обусловленных электромагнитными взаимодействиями X-частиц (например, сцинтилляций в сцинтиллирующем радиаторе).

Однако наиболее просто акустический фон от пылевых частиц может быть подавлен с помощью экрана или оболочки, которая задерживает эти частицы. Например, для алюминиевой оболочки толщиной δ мкм плотность потока пробоев метеорными телами при удалении детектора на расстояние 200 – 500 км от поверхности Земли составляет [21]

$$N\,[\text{м}^{-2}\,\text{с}^{-1}\,(2\pi\ \text{sr})^{-1}] = 3.6 \times 10^{-8}\delta^{-0.94}$$

$$\text{при}\ \ 250 > \delta > 10\ \text{мкм},$$

$$= 1.8 \times 10^{-11}\delta^{-3}\ \text{при}\ \ \delta > 250\ \text{мкм}.$$

Это означает, что в алюминиевом экране, скажем, толщиной 1 мм примерно на 3 м^2 поверхности оболочки детектора за год экспозиции может возникнуть не более одного пробоя. Эта величина существенно ниже ожидаемой статистики регистрации X-частиц, на которую ориентируется наше предположение.

Для регистрации можно также использовать несколько слоев акустических радиаторов, поскольку в отличие от космической пыли частицы ТМ больших масс могут легко проходить через значительную толщу материала. Например, X-частицы с массовым числом $A > 10^9$ могут пройти через четыре пластины полистирола толщиной 1 см каждая. Это может быть использовано, чтобы детектировать их сигнал в нескольких пластинах и получить дополнительную уникальную сигнатуру таких частиц.

В обоих случаях, конечно, следует иметь в виду, что потери энергии при прохождении дополнительных толщин вещества (оболочки или нескольких радиаторов) приведут к некоторому увеличению $A_{\min}$. Так, например, использование алюминиевой оболочки толщиной 1 мм приводит к ограничению $A_{\min} \geq 0.5 \times 10^7$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Trimble V.* Dark matter in the Universe: where, what and why? // Contemp. Phys. 1988. V. 29. P. 373–392.
2. *Trimble V.* Dark Matter. / Eds. S.S. Holt, C.L. Bennett, New York: AIP, 1995. P. 57.
3. *Dimopoulos S. et al.* Getting a charge out dark matter // Phys. Rev. 1990. V. D41. P. 2388–2397.
4. *Jaffe D.B., Lkun L.B., Shifman M.A., Voloshin M.B.* The heavy stellar particles and could catalysis of nuclear synthesis // Acta Phys. Polonica 1991. V. B12. P. 229–235.

5. *Saito T. et al.* Is there Strange–Quark matter in galactic Cosmic Rays? // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. P. 2094–2097.
6. *Witten E.* Cosmic separtation of phases // Phys. Rev. 1984. V. D30. P. 2379; *de Rujula A., Glashow S.L.* Nuclearites – a novel form of cosmic radiation // Nature. 1984. V. 312. P. 734–737.
7. *Alkock C., Farhi E.* Evaporation of strange matter in the Universe // Phys. Rev. 1985. V. D32. P. 1273–1279; *Madson J. et al.* Does strange matter evaporate in the early Universe? // Phys. Rev. 1986. V. D34. P. 2947–2955.
8. *Farhi E., Jaffe R.L.* Strange matter // Phys. Rev. 1984. V. D30. P. 2379–2390.
9. *Frieman J.A., Giudice G.F.* Cosmic technicolir nuggets // Nucl. Phys. 1991. V. B355. P. 162–191.
10. *Saito T.* Abundance and sources of strange quark matter // ICRR – Report–265–92–3, Preprint of Institute for Cosmic ray research of University of Tokyo, 1992. P. 1–9.
11. *de Rujula A., Glashow S.L.* Uri Sarid. Charged dark matter. CERN-TH-5490/89: Preprint CERN, 1989. 1–24.
12. *Lindhard J., Scharf M.* Energy dissipation by ions in the kev region // Phys. Rev. 1961. V. 124. P. 128–130.
13. Atomic Data and Nuclear Data Tables 1982. V. 27. № 2/3.
14. *Birks J.B.* The Theory and Practice of Scintillation County. Oxford: Pergamon, 1964.
15. *Dearnaley G., Northrop D.C.* Semiconductor Counters for Nuclear Radiation. London: E.&F.N. Spon Ltd., 1964.
16. Радиационная акустика / Под ред. Л.М. Лямшева, М.: Наука, 1987; *Лямшев Л.М.* Радиационная акустика. М.: Физматлит-Наука, 1996. С. 304.
17. *Царев В.А., Чечин В.А.* Дальние нейтрино. Физические основы и геофизические применения ЭЧАЯ 1986. V. 17. P. 389–435.
18. *Мэзон У.* Пьезолектрические кристаллы и их применение в ультраакустике. М., 1952.
19. *Белова М.В., Голлмина И.П., Расторгуев Д.Л.* Пьезополимерные датчики деформации, ПТЭ. 1988. В. 6. С. 160–163.
20. *Овчинников О.Б., Пашин А.Е., Пученков О.В., Расторгуев Д.Л.* К вопросу о регистрации пространственно-временных характеристик коротких акустических импульсов, возбуждаемых оптическим излучением // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 2. С. 312–316.
21. ГОСТ 25645.128-85 "Вещество метеорное".

Search for Charged Massive Particles of Dark Matter using Satellite-Based Acoustic Detectors

K. A. Kotel'nikov, L. M. Lyamshev, G. I. Merzon, N. G. Polukhina, T. Saito, H. Sasaki, N. I. Starkov, and V. A. Tsarev

Utilization of satellite-based acoustic detectors for searching for massive charged particles of dark matter is suggested.