

МАГНИТНЫЕ МОНОПОЛИ И ТЕМНАЯ МАТЕРИЯ

*В. В. Бурдюжа**

*Астрокосмический центр Физического института им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
117997, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 8 октября 2017 г.,
после переработки 29 мая 2018 г.

Развивается идея Швингера о магнитном мире ранней Вселенной, в которой могли быть образованы магнитные заряды (монополи) и магнитные атомы (g^+g^-). В современной Вселенной магнитные заряды с энергией в диапазоне гигаэлектронвольт могут быть образованы в магнитосфере молодых пульсаров в сверхсильных магнитных полях. Обсуждаются спектроскопические особенности магнитных атомов и возможности их наблюдения. Реликтовые магнитные атомы могут вносить вклад до 18 % в плотность темной материи. Гамма-эксцесс в нашем галактическом центре мог возникнуть при двухфотонной аннигиляции магнитных зарядов как кооперативный эффект от нейтронных звезд. Отмечено резкое физическое отличие магнитного мира Швингера от современного электрического мира Дирака. Об искусственных магнитных монополях также кратко упоминается.

DOI: 10.1134/S0044451018100061

1. ВВЕДЕНИЕ

В электродинамике проблема магнитных зарядов до конца не прояснена, хотя утверждение, что свободных магнитных зарядов в природе нет, устоялось благодаря классическим уравнениям Максвелла. Проблема не стала яснее и после обнаружения в лабораторных условиях структур, подобных дираковским магнитным зарядам [1–3]. Их назвали искусственными магнитными монополями. В связи с этим авторы работ [1–3] предсказывают революцию в физике. Мы же в этой работе переносим часть «революционных идей» в космос. В космических условиях могут существовать магнитные атомы и даже одиночные магнитные заряды, которые «выдуваются», как электроны и позитроны, из молодых нейтронных звезд, да и реликтовые магнитные атомы высоких энергий, вероятно, не все распались.

Впервые о магнитных зарядах заговорил Кюри [4] в конце 19 века. В середине 20 века их обнаружили австрийский физик Эренхафт [5] и советский физик Сизов [6], но никто не верил этим ученым, поскольку в уравнениях Максвелла $\operatorname{div} \mathbf{B} = 0$, а уравнения Максвелла это — святое. Сизов в свое время не был даже аттестован как научный сотрудник,

поскольку занимался «чепухой». Магнитные заряды высоких энергий 10^{15} – 10^{16} ГэВ в космических лучах, вероятно, наблюдал Кабрера [7]. Но в его эксперименте были только два события, да и те наблюдались в день святого Валентина, что вызвало недоверие у физической общественности. И, конечно, основной «гвоздь» в обоснование невозможности наблюдать одиночные магнитные полюсы (монополи) исходит из курса теоретической физики Ландау и Лифшица [8].

Но не все физики «пренебрегали» магнитными зарядами, особенно в контексте ранней Вселенной. Кроме того, Сахаров [9] отметил, что черные мини-дыры могут испарять тяжелые монополи. Инфляционная космологическая модель была создана, чтобы избежать сильного переизбытка (до 16 порядков) GUT-монополей высоких энергий (GUT — grand unification theory). Зельдович и Хлопов [10] показали, что современная концентрация реликтовых монополей с энергиями в диапазоне теравольт крайне низка (10^{-19} см $^{-3}$). Швингер опубликовал в УФН обзор «Магнитная модель материи» [11], тем самым предсказав магнитный мир ранней Вселенной. Кроме того, интересное замечание сделано в работе [12]: «магнитные монополи не играют никакой роли в Стандартной Модели физики элементарных частиц и в ее обычных расширениях вплоть до планковской шкалы, на которой они могут привести к дискретности пространства».

* E-mail: burdyuzh@asc.rssi.ru

Здесь мы хотим обратить внимание на возможность обнаружения в космических условиях монополей с энергиями в диапазоне гигаэлектронвольт и усилить роль магнитных монополей высоких энергий в ранней Вселенной. Основная причина желания пересмотреть лептогенез — огромная величина магнитных сил. В симметричном случае (вариант Швингера) магнитные силы приблизительно в 20000 раз сильнее электрических (разд. 3). Здесь немедленно возникает вопрос о влиянии этих сил на генерацию барионной асимметрии Вселенной, так как все известные эффекты, приводящие к нарушению CP-симметрии, — слабые.

Обнаружение искусственных магнитных зарядов в спиновом льду в результате геометрической (магнитной) фрустрации действительно является очень интересным событием, эмитирующим дираковские монополи. При температурах, близких к абсолютному нулю, возникает деконфайнмент эффективных магнитных зарядов в кристаллической решетке (более точно деконфайнмент точечных топологических дефектов нулевой размерности). Отметим, что спектр топологических дефектов в спиновых системах включает вихри, солитонные вихри, скирмионы, монополи и узлы [13]. Для возникшего тока магнитных зарядов были введены новый термин «магнетричество» (по аналогии с электричеством) и даже такой термин, как «магнетолит» (по аналогии с электролитом). Подробно эти эксперименты и физика магнитной фрустрации изложены в работах [13–17].

Другими словами, для появления тока таких магнитных зарядов топологический порядок в кристаллах нарушается из-за магнитной фрустрации [17]. Как выразился один из идеологов спинового льда, монополей и магнетричества Брамвэл [16], «магнетричество — это ток термально возбужденных дефектов в спиновом льду». Возможно, надо добавить к этому определению, что необходимо учитывать спиновые корреляции. Исследование магнитных систем в низкотемпературной физике включает несколько физических концепций: спиновый лед, магнитные монополи, аномальные эффекты Кондо и Холла [18]. По мнению Звягина [18], во фрустрированных магнетиках мы уже наблюдаем новую физику, и с этим, вероятно, трудно не согласиться.

2. МАГНИТНЫЕ ЗАРЯДЫ, ИХ ЭНЕРГИИ И ИХ ПОИСК

Магнитные монополи искали и ищут в разных энергетических диапазонах от 10^{16} ГэВ до еди-

ниц гигаэлектронвольт и даже менее, и, конечно, их поиск осуществляется разными методами. На Большом Адронном Коллайдере — это эксперимент MoEDAL. В работах [19, 20] приведена краткая теория лептонных магнитных монополей и показано, что легкий магнитный монополи может быть включен непротиворечивым образом в Стандартную Модель за счет расширения лептонного сектора, т. е. создан магнитный аналог Стандартной Модели. Лептонные магнитные монополи можно фокусировать. Для этого во Франции строится специальный ускоритель [19]. Заметим, что о наблюдении движущегося магнитного монополя с зарядом $g = 137e$ и массой больше 100 масс протона было заявлено в работе [21]. Также необходимо отметить, что закрытию темы существования магнитных зарядов (монополей) было посвящено много работ, цитировать которые здесь не имеет смысла.

Наш интерес к магнитным зарядам связан с реализацией в условиях космоса монополиума (g^+g^-) с энергией в области гигаэлектронвольт по аналогии с позитронием (e^+e^-) [22], некоторые переходы в которой перед аннигиляцией можно наблюдать в гамма-диапазоне, как, впрочем, и в позитронии, но в случае позитрония это миллиметровый и радиодиапазоны. Кроме того, в принципе, существует возможность обнаружения одиночных магнитных зарядов в космических экспериментах на борту МКС, но этот вопрос требует дополнительной проработки. Магнитные заряды (монополи) и состоящие из них атомы должны быть включены в состав темной материи. Наше объяснение гамма-эксцесса в галактическом центре в области энергий 1–3 ГэВ — совокупный эффект от аннигиляции родившихся магнитных зарядов в магнитосфере большого количества молодых нейтронных звезд — пульсаров (эта гипотеза будет обсуждена в разд. 5).

Здесь мы сосредоточим основное внимание на магнитных монополях с энергиями в диапазоне гигаэлектронвольт. Монополи очень высоких энергий (10^{15} – 10^{16} ГэВ), конечно, будут разобраны также, но более кратко. Их регистрация предусмотрена в эксперименте «Дубна» на озере Байкал [23, 24] и во многих других экспериментах по всему миру. Саливан и Фрайнбергер [25] рассматривают проведение эксперимента в Японии коллаборацией BELLE II на установке КЕК для поиска магнитных монополей с массой 4–5 ГэВ/ c^2 для естественного, по их мнению, варианта, когда электрический и магнитный заряды равны друг другу, т. е. $e = g$.

3. ФИЗИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ НАЛИЧИЯ МАГНИТНЫХ ЗАРЯДОВ

Формально, классические уравнения Максвелла не предлагают полной симметрии электрических и магнитных процессов, и эти уравнения дают правильные результаты, хотя наличие магнитных зарядов (g) может объяснить квантование электрического заряда. Важную зависимость получил в свое время Дирак [26]:

$$\frac{eg}{\hbar c} = \frac{k}{2}, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad (1)$$

(k — монопольное квантовое число). Это классическое определение k отличается от квантового определения, данного в обзоре [11]. В свое время Дирак принял вызов Кюри [4] и предложил существование элементарного магнитного заряда. Из условия (1) при $k = 1$ вытекает связь между зарядами: $g = 68.5e$, т.е. магнитный заряд очень велик, и в этом его главная особенность. Кроме того, мы хорошо знаем, что, постоянная тонкой структуры $\alpha_e = e^2/\hbar c = 1/137$ характеризует силу притяжения (или отталкивания) двух электрических зарядов. Соответственно, величина $\alpha_g = g^2/\hbar c = 34.25$ будет характеризовать силу притяжения (или отталкивания) двух магнитных зарядов. Отношение этих двух констант равно

$$\frac{g^2/\hbar c}{e^2/\hbar c} = 4692.25.$$

Величина $\alpha_g \gg 1$, что не позволяет делать точных квантово-механических расчетов структуры уровней магнитных атомов (g^+g^-). Швингер [11] предположил, что коэффициент k в уравнении (1) может принимать только четные значения. Тогда для значения $k = 2$ мы будем иметь $g = 137e$, а отношение постоянных тонкой структуры

$$\frac{g^2/\hbar c}{e^2/\hbar c} = 18769$$

в 4 раза больше, чем в дираковском случае. Спектроскопия более симметричного магнитного мира будет радикально отличаться от спектроскопии нашего (дираковского) мира. Огромное отношение этих констант не могло не повлиять на физические процессы в ранней Вселенной, когда формировались магнитные монополи. Конечно, магнитные заряды немедленно после рождения связались из-за сильнейшего магнитного взаимодействия в простейшую атомную систему — монополиум (g^+g^-), спектральные особенности которой необходимо обсудить, а также обдумать, как их можно наблюдать.

В работе [26] Дирак выписал свое знаменитое релятивистское уравнение в виде

$$H^2\psi = (p^2 + m^2)\psi, \quad (2)$$

которое по своей структуре предполагает наличие второй частицы. Как позже выяснилось, это привело к обнаружению позитрона. Но это могли быть и магнитные заряды разных знаков. Здесь уместно отметить еще два момента. Во-первых, довольно давно, Швингер [11] обратил внимание на возможное существование новой дуальной частицы — «диона», которая имеет как электрический $(-1/3)e$, так и магнитный $(2/3)g$ заряды. Тогда условие квантования для этих двух зарядов будет иметь следующий вид:

$$\frac{e_1g_2 - e_2g_1}{\hbar c} = k. \quad (3)$$

Здесь k — целое число, а электрические ($e = 1/3$) и магнитные ($g = 2/3$) заряды — дробные. Дионы — частицы со спином $s = 1/2$. Второе замечание связано с пределом Паркера [27]. Суть этого замечания — галактическое магнитное поле не должно меняться, и магнитные монополи при движении по силовым линиям не должны его уменьшать. Предел Паркера дает ограничение на поток сверхмассивных магнитных монополей в экспериментах на Земле:

$$F_g < 3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (4)$$

Справочный предел для потока изолированных сверхмассивных монополей дает величину

$$F_g < 10^{-15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (5)$$

Замечание Паркера могло быть «холостым выстрелом», так как одиночных монополей в современную эпоху во Вселенной должно быть «не много». С другой стороны, молодые нейтронные звезды (гамма-пульсары) могли ими «наследить» в областях с их наибольшей концентрацией (Галактический центр, например).

Еще раз повторим, что все космологические тяжелые монополи (10^{15} – 10^{16} ГэВ) в период лептогенеза немедленно связались в магнитный атом — монополиум на огромных красных смещениях $z \sim 10^{10}$ – 10^{11} , образовав магнитный мир Швингера. Монопольная пара с энергией в диапазоне гигаэлектронвольт (как и электрон-позитронная) могла образоваться в магнитосфере молодых пульсаров в сверхсильных магнитных полях нейтронных звезд и выдута из них. Магнитные монополи лептонных масс [19, 20] — интересный феномен, тем более

что для их поиска, как уже было отмечено, строят во Франции специальный ускоритель. Особняком в современной физике стоят дуальные частицы — дионы, но их обнаружение до сих пор не состоялось, хотя они, как и магнитные монополи, могут быть «замешаны» в CP -нарушении в ранней Вселенной. Упомянем и о возможном существовании таких частиц, как магнитные преоны, т. е. о следующем уровне материи уже в магнитном мире.

4. МОНОПОЛИ С МАССАМИ $\text{ГэВ}/c^2$ В ПРЕДСТАВЛЕНИИ ДИРАКА И ШВИНГЕРА

Теория Дирака не предсказывает массу магнитного монополя, но часто предполагается, что масса монополя может быть

$$m_g = (g/e)^2 m_e = 4692.25 m_e \approx 2.56 m_p \approx \approx 2.4 \text{ ГэВ}/c^2. \quad (6)$$

В этом случае классический радиус монополя равен классическому радиусу электрона, что, вероятно, логично:

$$r_g = g^2/m_g c^2, \quad r_e = e^2/m_e c^2. \quad (7)$$

Если же радиус монополя положить равным классическому радиусу протона (около $0.8 \cdot 10^{-13}$ см), то для массы монополя получается значительно большее значение $m_g \approx 8.7 m_p$. Подробную дискуссию о массах магнитных монополей можно найти в работе [28]. Массы этих монополей могут лежать в области $\text{ТэВ}/c^2$ и выше. Оценка нижнего предела массы дираковского монополя сделана довольно давно в работе [29] из результатов $(g - 2)$ -эксперимента: $m_g = 11 m_\mu \approx 1.2 m_p$. Этот $(g - 2)$ -эксперимент был задуман для точного измерения магнитного момента мюона (поиск новой физики велся уже в 60 гг. прошлого века).

Напомним, что монополиум, как и позитроний, имеет две системы уровней, состоящие из орто- и пара-модификаций, связанных с ориентацией их спинов. Таким образом, до аннигиляции магнитные заряды с массой $2.4 \text{ ГэВ}/c^2$ могли образовать атомную систему — монополиум (g^+g^-). В этой атомной системе энергия L_α -перехода составляет около 1.8 ГэВ, а энергия орто-пара-перехода — около 282 кэВ. Здесь значения энергий подсчитаны методом подобия с аналогичными переходами в позитронии (e^+e^-). Также интересно получить оценку величины боровского радиуса этого магнитного атома и сравнить его с боровским радиусом атома водорода:

$$r_g^B = \frac{\hbar^2}{m_g g^2} \approx 10^{-12} \text{ см}, \quad (8)$$

$$r_H^B = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} \approx 5 \cdot 10^{-9} \text{ см}.$$

По монополиуму есть несколько исследовательских работ, и все они ассоциируются с работами Венто [30, 31], но есть и одна «старая» [32]. Отметим, что энергия двухфотонной аннигиляции монополиума в нашем случае равна 2.4 ГэВ на каждый фотон, и необходимо обсуждать именно этот процесс. Трехфотонная аннигиляция у позитрония намного менее вероятна [16], и в случае монополиума ситуация должна быть подобна. Образование монополей с массами в области нескольких $\text{ГэВ}/c^2$ на ускорителях невозможна, так как сечение образования частицы, J/ψ , как минимум на порядок больше сечения образования монополиума (масса частицы J/ψ есть 3.1 $\text{ГэВ}/c^2$). Мы обсудим это в разд. 7.

Швингер [33] предложил модифицировать условие квантования Дирака (1) таким образом, чтобы монополюсное квантовое число k могло принимать только четные значения. В этом случае минимальное значение $k = 2$, и здесь проглядывает некоторая симметрия, которая «заставляет» нас уйти в более ранние эпохи эволюции Вселенной. Тогда связь между магнитным и электрическим зарядами stanovится равной $g = 137e$. Ввиду исключительной важности для космологии, повторим здесь эти тривиальные соотношения:

$$\alpha_m = \frac{g^2}{\hbar c} = 137, \quad \alpha_m \alpha_e = 1, \quad \frac{\alpha_m}{\alpha_e} = 18769, \quad (9)$$

т. е. в мире Швингера ситуация в корне отличается от нашего электрического мира. Минимальная масса магнитного заряда в симметричном мире Швингера, вероятно, должна была быть

$$m_g = (g/e)^2 m_e = 18769 m_e \approx 10.24 m_p \approx \approx 9.6 \text{ ГэВ}/c^2. \quad (10)$$

Здесь, как и у Дирака, классический радиус магнитного монополя равен классическому радиусу электрона. До аннигиляции швингеровских магнитных зарядов с минимальной массой 9.6 $\text{ГэВ}/c^2$ они также могли образовать атомную систему — монополиум (g^+g^-). В этой атомной системе энергия L_α -перехода составляет около 7.2 ГэВ, а энергия орто-пара-перехода — около 1.13 МэВ. Эти переходы также подсчитаны методом подобия с аналогичными переходами в позитронии.

Вообще-то существует более глубокая связь между дираковским и швингеровским представлениями.

По Дираку дуальная симметрия уравнений Максвелла отсутствует. По Швингеру она присутствует. Кроме того, еще раз отметим, что дионы заслуживают большего внимания, как и весь магнитный мир Швингера ранней Вселенной, в котором уравнения Максвелла могли быть дуально симметричны:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \frac{1}{c} \left(\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + 4\pi \mathbf{j}_e \right), & \operatorname{div} \mathbf{D} &= 4\pi \rho_e, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= \frac{1}{c} \left(-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - 4\pi \mathbf{j}_g \right), & \operatorname{div} \mathbf{B} &= 4\pi \rho_g. \end{aligned} \quad (11)$$

5. ГАММА-ЭКСЦЕСС В ЦЕНТРЕ ГАЛАКТИКИ — АННИГИЛЯЦИЯ МАГНИТНЫХ ЗАРЯДОВ С ЭНЕРГИЯМИ ОБЛАСТИ ГИГАЭЛЕКТРОНВОЛЬТ

Недавно космическим телескопом Ферми был обнаружен гамма-эксцесс в диапазоне 1–3 ГэВ от области, окружающей центр нашей Галактики [34], который может быть интересен для нас, если сделать предположение, что это — аннигиляция монополиума. Наблюдаемый спектр гамма-эксцесса уширен вплоть до 10 ГэВ и простирается под углом 5° в направлении на центр Галактики [35]. Кроме того, распределение фотонов в спектре неплавное [36, 37]. Вероятно, такой гамма-спектр могли образовать неразрешенные точечные источники, молодые нейтронные звезды (миллисекундные пульсары), которые вместе и дают наблюдаемый гамма-эксцесс, т. е. здесь предсказывается новая популяция источников, поток гамма-фотонов от которых был ниже порога обнаружения у детекторов ферми-телескопа. Одна из предварительных попыток объяснить гамма-эксцесс состояла в предположении аннигиляции частиц темной материи в частицы Стандартной Модели [38]. Как нам представляется, для интерпретации гамма-эксцесса в центре Галактики больше подходит другая физическая модель — кооперативный эффект от аннигиляции монополиума в магнитосфере молодых гамма-пульсаров, — связанная с обратным комптон-эффектом. Релятивистские электроны существуют в магнитосфере пульсаров около магнитных полюсов, двигаясь под малыми питч-углами к радиальному магнитному полю. В этом случае комптоновское рассеяние может привести к уширению и смещению аннигиляционной линии 2.4 ГэВ. Полагая, что $\varepsilon/E \ll 1$, где ε — энергия падающего гамма кванта, а E — энергия электронов, можно пренебречь отдачей при рассеянии [39]. В нашем случае $\varepsilon \approx 2.4$ ГэВ, и томсоновское приближение может быть использовано для электронов

с $E \gg 2.4$ ГэВ. Если излучение сосредоточено в узком конусе питч-углов к радиальному магнитному полю, $\theta \gg m_e c^2/E$, то энергия рассеянного гамма кванта равна

$$\varepsilon_{sc} \approx (1/3)\varepsilon\theta^2(E/m_e c^2)^2. \quad (12)$$

Если взять $\varepsilon_{sc} \sim 4\varepsilon \sim 10$ ГэВ, энергию электронов $E \sim 20000 m_e c^2$, то $\theta \sim 0.01^\circ$, т. е. мы полагаем, что эффекты рассеяния приведут к эффективному уширению и смещению аннигиляционной g^+g^- -линии вплоть до 10 ГэВ, что и наблюдается. Приведенные выше оценки сделаны для отдельно взятого гамма-пульсара.

Также необходимо отметить, что плотность монополей не должна закрыть Вселенную, $n_g m_g < \rho_{cr}$. В этом случае плотность монополей должна быть не более 10^{-6} см $^{-3}$. Это замечание также относится и к концентрации монополиума. Получить наблюдаемый гамма поток (10^{-7} фотонов/см 2 ·с) не удастся без привлечения анизотропии в один порядок как минимум. Это слабое отклонение от изотропии, но оно неизбежно. Это, в некотором роде, диаграмма направленности. Остановимся также на микро- и макроскопических ограничениях.

Если длина свободного пробега монополей в плазме $\lambda > r_0$, где $r_0 = g^2/k_B T$ — размер, при котором существенно кулоновское притяжение, то возможна аннигиляция свободных монополей. В случае $\lambda < r_0$ должно быть применено диффузионное приближение. Приведем оценку $r_0 = (68.5e)^2/k_B T \approx 2 \cdot 10^{-12}$ см при $E = 100$ ГэВ. Вероятно, диффузионное приближение верно только в очень ранней Вселенной, и в настоящее время оно не работает. Мы утверждаем, что гамма-эксцесс — это образование и аннигиляция магнитных зарядов с энергиями в области гигаэлектронвольт в сверхсильных магнитных полях молодых нейтронных звезд при $B \geq 10^{12}$ Гс в области центра Галактики. В этом случае светимость при двухфотонной аннигиляции монополиума равна

$$\begin{aligned} L &= m_g c^2 \sigma v n_g N_g n_{ns} = (4 \cdot 10^{-24})(9 \cdot 10^{20}) \times \\ &\times (4 \cdot 10^{-32}) \cdot 10^5 \cdot (2 \cdot 10^{19})(3 \cdot 10^{38}) \cdot 10^7 = \\ &= 2 \cdot 10^{36} \text{ эрг/с}, \end{aligned} \quad (13)$$

где N_g — полное число пар магнитных зарядов в магнитной колонке нейтронной звезды ($3 \cdot 10^{38}$), n_{ns} — число молодых нейтронных звезд (10^7), v — скорость монополиума (10^5), плотность монополиума $n_g = 2 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$. Здесь было использовано сечение аннигиляции $\sigma = 4 \cdot 10^{-32}$ см 2 , подсчитанное

автором [40]. Тем не менее остаются вопросы, связанные со временем аннигиляции магнитных зарядов в колонке молодой нейтронной звезды, но получить «нужную» светимость, вероятно, можно. Подобная оценка светимости аннигиляционной линии e^+e^- при тех же параметрах колонки и такого же числа нейтронных звезд дает значение

$$L = m_e c^2 \sigma v n_e N_e n_{ns} \approx 3 \cdot 10^{38} \text{ эрг/с.} \quad (14)$$

Отметим, что линия 511 кэВ аннигиляции позитрона от центра Галактики наблюдалась довольно давно российскими учеными [41].

6. ТЯЖЕЛЫЕ МАГНИТНЫЕ МОНОПОЛИ МАССОЙ 10^{15} – 10^{16} ГэВ/ c^2

Отметим, что авторы работы [42] понимали, что пара тяжелых магнитных зарядов противоположных знаков может образовать при аннигиляции космические лучи сверхвысоких энергий. Обсудим рождение тяжелых магнитных монополей в ранней Вселенной. На этот путь уже становились многие авторы [10, 32, 43]. Как было отмечено выше, ранняя Вселенная описывается диффузионным приближением, так как $\lambda < r_0$. Уравнение диффузии для магнитного монополя выписано в этом случае в работе [10]. Оно имеет вид

$$\frac{\partial n(r, t)}{\partial t} = \frac{D}{r^2} \times \times \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \left(\frac{\partial n(r, t)}{\partial r} + \frac{g^2}{r^2 k_B T} n(r, t) \right) \right], \quad (15)$$

здесь $D \approx (1/3)\lambda v$ — коэффициент диффузии. Исследуя это диффузионное уравнение, авторы работы [10] отмечают, что процесс аннигиляции GUT-монополей практически заканчивается уже при $t \sim 10^{-5}$ с, и в этом случае современная остаточная плотность одиночных магнитных монополей будет исключительно низкой, $n_g \sim 10^{-19}$ см $^{-3}$. Этот вывод авторов работы [10] также согласуется с утверждением, что большая часть образовавшихся монополей связалась в простейший магнитный атом — монополиум — уже в очень ранней Вселенной. Но, если в работе [10] использовалась масса монополей $(5-10) \cdot 10^{12}$ ГэВ/ c^2 , то большинство авторов берут для масс GUT-монополей величину порядка 10^{16} ГэВ/ c^2 (см. обзор [42]).

К чести наших коллег [44, 45], они довольно давно заметили, что в ранние эпохи тяжелые монополи спарились, образуя тяжелый монополиум, хотя

классическая работа по монополиуму была выполнена более 35 лет назад [32]. В ней отмечается, что время жизни такой связанной системы растет кубическим образом от первоначального диаметра для $SU(5)$ GUT-монополей. Если диаметр монополиума 10^{-13} см, то его время жизни всего 43 дня. Если же диаметр монополиума 10^{-9} см, то его время жизни будет 10^{11} лет. Более надежные оценки сделаны в работе [44]. Здесь спаренные первичные тяжелые монополи могли выжить и, по мысли авторов, после аннигиляции могут быть источниками космических лучей сверхвысоких энергий выше предела Грайзена–Зацепина–Кузьмина ($5 \cdot 10^{10}$ ГэВ) (Greizen–Zatsepin–Kuzmin, GZK). Размер такой связанной системы сильно зависит от распределения первоначального момента p . В работе [44] дается оценка такого возможного размера:

$$l_c [\text{см}] = 5 \cdot 10^{-7} \left(\frac{p}{mc} \right)^4 \left(\frac{m}{10^{14} \text{ ГэВ}} \right) \times \times \left(\frac{10^4 \text{ ГэВ}}{H} \right)^2, \quad (16)$$

которая лежит в области от $7 \cdot 10^{-7}$ см до $6 \cdot 10^{-3}$ см для $\Omega_x/0.3 < 1$. Здесь Ω_x — относительная плотность материи во Вселенной, H — постоянная Хаббла. Эта оценка совпадает с оценкой в работе [32], и, вероятно, можно не сомневаться, что связанная система из тяжелых монополей доживет до наших дней. К сожалению, реликтовые монополи, время жизни которых существенно меньше, до настоящего времени, конечно, не доживут.

7. ПОЧЕМУ МАГНИТНЫЕ ЗАРЯДЫ НЕ НАБЛЮДАЮТСЯ НА УСКОРИТЕЛЯХ?

Много усилий было потрачено [46], чтобы обнаружить на ускорителях магнитные заряды с $m \approx \approx 2.4$ ГэВ/ c^2 . Но здесь, вероятно, был «конфуз», так как по массе эти магнитные заряды находятся рядом с векторным резонансом частицы J/ψ , масса которой 3.097 ГэВ/ c^2 [47]. При рождении частица J/ψ имеет сечение порядка 10^{-31} см 2 , что больше, чем сечение рождения монополей, порядка 10^{-32} см 2 [40]. Это и «забывает» рождение последних (конечно, для строгого утверждения следует выписать и проанализировать лагранжиан взаимодействия). Кроме того, в силу огромной величины силы притяжения магнитных зарядов противоположных знаков (в 4692 раз сильнее, чем между e^+ и e^-) они немедленно связываются, образуя магнитный атом — монополиум. Следовательно, в земных

условиях в экспериментах на ускорителях шансов обнаружения магнитных дираковских монополей с массой $2.4 \text{ ГэВ}/c^2$ никогда не было. Искать их надо в космосе, где нет мешающих эффектов, либо в атомном состоянии (гамма-переходы при рекомбинации), либо «ловлей» их в одиночном состоянии на околоземной орбите. Другими словами, необходим космический эксперимент для обнаружения магнитных зарядов. В магнитосферах гамма-пульсаров они, как и электрон-позитронные пары, могут рождаться и немедленно связываться в пары, т. е. образовывать монополиум. Но здесь также надо решать уравнения стационарности, чтобы сделать лучшие оценки для концентрации магнитных зарядов. Заметим, что подобная задача уже решена для e^+e^- -пар автора работы [48]. Они решили кинетическое уравнение для рождения электрон-позитронных пар в пульсарах с огромными магнитными полями, которое имеет вид

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \text{div}(Fv) = Q, \quad (17)$$

где F — функция распределения частиц, v — их скорость, Q — специальный оператор, учитывающий генерацию частиц фотонами. Решение этого уравнения должно быть повторено для магнитных зарядов. Швингеровские магнитные атомы массой $2 \cdot 9.6 \text{ ГэВ}/c^2$ также могли, хоть и с меньшей вероятностью, образоваться в сверхсильных магнитных полях пульсаров, и эти атомы вместе с дираковскими магнитными атомами могут являться компонентами темной материи, как уже отмечалось. Из общих физических соображений имеет место большая вероятность в образовании монополей с малыми квантовыми числами k , но применимы ли эти общие физические соображения в квантовой магнитодинамике космоса, — вопрос, который пока открыт.

8. ОСНОВНЫЕ УТВЕРЖДЕНИЯ ОБ ОБНАРУЖЕНИИ МАГНИТНЫХ МОНОПОЛЕЙ

Из данной работы следует, что во Вселенной могут существовать монополи различных масс: тяжелые (реликтовые) монополи (10^{15} – $10^{16} \text{ ГэВ}/c^2$), монополи средних масс ($2.4, 9.6 \text{ ГэВ}/c^2$) и, вероятно, легкие монополи лептонных масс. Конечно, немало усилий необходимо потратить на их обнаружение. В 2015 г. сотрудниками ИЯИ (Москва) и ОИЯИ (Дубна), а также ряда российских научных организаций, входящих в коллаборацию «Байкал», был развернут и введен в эксплуатацию уникальный экспериментальный кластер — глубоководный нейтринный те-

лескоп «Дубна» на озере Байкал, в котором также предусмотрена и регистрация тяжелых магнитных монополей [23,24]. Сейчас (2018 г.) у них есть в наличии уже три кластера под общим названием «Baikal GVD — Gigaton Volume Detector». В отношении дираковских монополей средних масс нами сделаны проверяемые спектроскопические предсказания. За наблюдаемый обсерваторией Ферми гамма-экспесс (1 – 3 ГэВ) в центре нашей Галактики может быть ответственна двухфотонная аннигиляция парамонополиума с энергией около 2.4 ГэВ в магнитосфере молодых нейтронных звезд (гамма-пульсарах) как кооперативный эффект. При энергии аннигиляции $E \approx 2.4 \text{ ГэВ}$ энергия орто-пара-перехода у дираковского монополиума, по аналогии с позитронием (e^+e^-), может составлять $E_{ortho-para} \approx 282 \text{ кэВ}$, а энергия L_α -перехода — около 1.8 ГэВ . Для швингеровского монополиума массой $2 \cdot 9.6 \text{ ГэВ}/c^2$ энергия орто-пара-перехода — около 1.13 МэВ , а энергия L_α -перехода — около 7.2 ГэВ .

Работы Венто по магнитным монополям [28,30,31] связаны с возможным обнаружением последних на Большом Адронном Коллайдере, но, как уже было отмечено, рождение частицы J/ψ мешает этому процессу. Кроме того, интересным и естественным предсказанием в работе [28] является наличие рекомбинационного излучения в момент образования монополиума, но как его обнаружить на огромных красных смещениях — отдельная астрофизическая задача. Относительно легких монополей лептонных масс вопрос открыт, хотя в работе [20] уже создан магнитный аналог Стандартной Модели.

Интерес к искусственным магнитным монополям, обнаруженным в лабораториях при сверхнизких температурах [1–3,13], продолжает расти. Здесь мы имеем дело со случаем, в котором ток магнитных монополей (топологических дефектов нулевой размерности) наблюдается в результате магнитной фрустрации в спиновом льду. Вообще-то, это «прозаическая» ситуация, когда наблюдается макроскопический квантовый феномен — источник магнитного поля [49]. Магнитные монополи в спиновом льду уже обсуждались в более ранних работах [50,51], правда, их тогда называли квазичастицами.

Относительно магнитного мира Швингера необходимо, вероятно, принять его точку зрения [11]. Магнитный мир должен был с необходимостью реализоваться в очень ранней Вселенной, так как магнитное взаимодействие в ней в 18769 раз сильнее электрического и, конечно, след такой асимметрии должен обязательно проявиться. Как бы мы ни раз-

резали магнит, у его частей всегда будут разные полюсы, и до одиночных магнитных зарядов (монополей) добраться невозможно, поскольку магнитное взаимодействие в современной Вселенной в 4692.25 раз больше электрического. В настоящее время для спектроскопических наблюдений следов магнитного мира остается магнитной атом — монополиум массой $2 \cdot 2.4 \text{ ГэВ}/c^2$, хотя в пульсарах, но с меньшей вероятностью, могли образоваться и магнитные атомы массой $2 \cdot 9.6 \text{ ГэВ}/c^2$. Кроме того, в космических условиях одиночным магнитным зарядам также есть место. Они могут быть выдуты из молодых нейтронных звезд, как электроны и позитроны. Здесь необходимо решать уравнения стационарности для образования, аннигиляции и разрушения монополиума гамма-квантами, но наши знания для этого пока что очень скудны.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Возможно, уместно напомнить нашу точку зрения на раннюю Вселенную, чтобы как-то увязать физические процессы, связанные с магнитными монополями. В ранние эпохи эволюции Вселенной мог реализоваться следующий космологический сценарий: случайно протуннелировав, Вселенная вышла из осциллирующего режима на фридмановский режим [52], вероятно, через квазиинфляционную фазу. Далее имели место лептогенез, бариогенез и нуклеосинтез в течение резкого охлаждения при расширении. Как уже отмечалось, магнитный мир Швингера образовался в эпоху лептогенеза. В ранней Вселенной высокая симметрия была потеряна и, конечно, эти процессы сопровождалась фазовыми переходами. При потере симметрии образовались легкие псевдо-голдстоуновские бозоны, заполнив весь объем (для нас это — частицы темной материи). В «темной» среде при резком понижении температуры реализуются фазовые переходы, образуя выделенные шкалы. Барионы повторили блочно-фазовую структуру, подготовленную фазовыми переходами в темной среде, образовав барионную крупномасштабную структуру нашей Вселенной, которую мы и наблюдаем. Отметим, что в работе [53] мы эксплуатировали составную (преонную) модель элементарных частиц, в которой наличие трех поколений элементарных частиц является естественным и которая хорошо объясняет часть нерешенных космологических проблем, в частности, фрактальность.

Обратим также внимание на другой важный момент в космологии, который отсутствует в нашей ра-

боте [54]. Вероятно, Вселенная при рождении могла иметь большее количество измерений, и компактификация дополнительных измерений должна была также быть с необходимостью. Наличие огромных магнитных сил могло повлиять на физические процессы в ранней Вселенной, но это «заклинание», которое повторяется в нашей работе ввиду своей исключительной важности, требует тщательной проработки. Здесь речь может идти о влиянии таких магнитных сил на генерацию барионной асимметрии Вселенной. В мире Швингера (ранняя Вселенная) магнитные заряды немедленно связались в магнитные атомы (монополиумы), откуда следует, что в современном мире формально $\text{div } \mathbf{B} = 0$.

Статус экспериментальных и теоретических исследований по магнитным монополям по состоянию на 2006 г. был дан в работе [55]. Более старый, но хороший обзор, был опубликован еще в 1978 г. [56]. Исследования проблемы магнитных монополей продолжают с невиданным упорством [57, 58]. Нарушение суперсимметрии магнитными монополями можно найти в работе [59], монополи Калуцы – Клейна и их нулевые моды обсуждаются в работе [60]. И нет сомнений, что начало исследований магнитных монополей в космосе также не за горами. С нашей точки зрения, гамма-экспесс в центре Галактики, наблюдаемый ферми-телескопом [34], может быть первым следом магнитного мира. Но здесь требуется независимая спектроскопическая проверка, например, обнаружение атомных переходов (например, линии L_α) в монополиуме перед его аннигиляцией. В работе [61] было предложено другое определение массы магнитного заряда, идущее из электромагнитной теории Борна – Инфельда [62]. Как было упомянуто, связь между массами m_g и m_e в случае равенства классических радиусов r_g и r_e равна $m_g = m_e(g^2/e^2)$ и тогда $m_g = 2.4 \text{ ГэВ}/c^2$. Но природа могла выбрать другое определение масс. Как было показано Карузо [61], связь между зарядами в электромагнитной теории Борна – Инфельда другая, $m_g = m_e(g^2/e^2)^{3/4}$, и тогда $m_g = 0.29 \text{ ГэВ}/c^2$. Этот момент только усиливает наше желание обнаружить магнитные заряды. Для полноты заметим, что автор работы [63] считает, что все частицы темной материи — магнитные диполи, состоящие из двух дираковских монополей. Наши оценки дают вклад реликтовых монополей в плотность темной материи на уровне 18 % как минимум.

Более подробно о составе темной материи можно найти в нашем обзоре [54]. Для монополей с энергией в области гигаэлектронвольт хорошую оценку для плотности сделать пока невозможно (неопреде-

ленность с пульсарами). Наш верхний предел для их плотности составляет $n_g \leq 10^{-6} \text{ см}^{-3}$, а для реликтовых монополей с энергией в области тераэлектронвольт — $n_g \sim 10^{-19} \text{ см}^{-3}$ [10]. Для выживших реликтовых монополей с энергиями 10^{15} – 10^{16} ГэВ плотность не может сильно отличаться от оценок, сделанных Зельдовичем и Хлоповым [10] — она может быть только меньше.

В России, кроме эксперимента «Байкал GVD», в котором есть возможность обнаружения реликтовых магнитных зарядов очень высоких энергий (10^{15} – 10^{16} ГэВ), готовится эксперимент «Гамма-400», который может обнаружить отдельные спектральные линии в магнитных атомах при их рекомбинации [64]. Это сложная, но крайне важная задача. Мы же предлагаем провести космический эксперимент по обнаружению магнитных зарядов на борту МКС. Авторы работы [65], исследуя движение магнитных зарядов, определили даже единицу магнитного заряда: $5\mu_B \cdot \text{Å}^{-1}$, т.е. новую физическую константу, величина которой была предсказана в работе [17]. Вероятно, имеет смысл назвать единицу магнитного заряда «эренхафт», чтобы увековечить имя австрийского физика Эренхафта, который в начале прошлого века, по-видимому, обнаружил магнитные заряды (публикация об этом была позже в 1942 г. [5]). Предложение об увековечивании сделал наш «опальный» физик Сизов. Кроме того, авторы работы [65] отмечают, что в спиновом льду из титаната диспрозия ($\text{Dy}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$) они наблюдали отклонение от закона Ома при движении магнитных зарядов. Заметим, что Швингер в обзоре «Магнитная модель материи» [11] уже вводил единицу магнитного заряда для дуально заряженных частиц, величина которой далека от заявленной в работе [65]. Кроме того, необходимо упомянуть об электромагнитной дуальности [66] в суперсимметричной теории Янга–Милса, в которой возможен монополярный конденсат и даже некий спектр дионов. Отсюда могут возникнуть идеи интерпретации экспериментов по искусственным магнитным монополям в спиновом льду [1–3, 13].

Хотя наша работа посвящена поиску магнитных зарядов в космосе, нельзя не упомянуть о современных экспериментах по поиску новой физики, связанных с аномальным магнитным моментом a_μ мюона — эксперимент ($g - 2$). 55 лет назад в работе [29] на основе этого эксперимента был установлен нижний предел для массы магнитного монополя (см. разд. 4). И сейчас эксперименты ($g - 2$) продолжаются в нескольких лабораториях мира. В США (Fermilab), в Японии (КЕК, J-PARC) [67]. По Ди-

раку $g_\mu = 2$. Из эксперимента следует, что $g_\mu = 2(1 + a_\mu)$. Современное значение для a_μ дано в обзоре [68]:

$$a_\mu^{exp} = (11659209.1 \pm 5.4 \pm 3.3) \cdot 10^{-10}. \quad (18)$$

Мюонная аномалия не имеет хорошего объяснения, и до сих пор это — горячая точка в физике, как и последние эксперименты со спиновым льдом [69].

Можно не сомневаться, что обнаруженная динамика искусственных магнитных монополей найдет широкое технологическое применение в будущем (концептуальное значение она имеет уже сейчас). Таким образом, монополярная сага, инициированная Дираком 87 лет назад [26] разворачивается с новой силой. Исследуя в космосе магнитные заряды и состоящие из них атомы, мы шаг за шагом вступаем в далекий от нас и неизведанный магнитный мир.

Благодарю И. А. Рыжкина из Института физики твердого тела РАН за дискуссии по поводу магнитных монополей в спиновом льду и рецензента этого обзора за полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Ray, E. Ruokokoski, S. Kandel et al., *Nature* **505**, 657 (2014).
2. G. Chen, arXiv:1602.02230.
3. N. P. Armitage, arXiv:1710.11226.
4. P. Curie, *Seances Soc. Francaise de Phys.* **76**, 1 (1894).
5. F. Ehrenhaft, *J. Franklin Instit.* **3**, 235 (1942).
6. Р. Сизов, *ЖЭТФ* **60**, 1363 (1971).
7. B. Cabrera, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1378 (1982).
8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, Наука, Москва (1973), с. 91.
9. А. Д. Сахаров, *Письма в ЖЭТФ* **44**, 295 (1986).
10. Ya. B. Zel'dovich and M. Yu. Khlopov, *Phys. Lett. B* **79**, 239 (1978).
11. Ю. Швингер, *УФН* **103**, 355 (1971).
12. L. Laperashvili and H. Nielsen, arXiv:hep-th/0311261.
13. T. Ollikainen, K. Tiurev, A. Blinova et al., arXiv:1611.07766v.2.
14. E. Ruokokoski, V. Pietila, and M. Mottonen, *Phys. Rev. A* **84**, 063627 (2011).

15. И. А. Рыжкин, ЖЭТФ **128**, 559 (2005).
16. S. Bramwell, Talk on School “Les Houches” 30 August, 2012.
17. C. Castelnovo, R. Moessner, and S. Sondhi, *Ann. Rev. Cond. Phys.* **3**, 35 (2012).
18. A. Zvyagin, arXiv:1308.1014.
19. Ж. Лошак, Инж. физика вып. 3, 12 (2014).
20. H. Stumpf, *Z. Naturforsch. A* **67**, 163 (2012).
21. P. B. Price, E. K. Shirk, W. Z. Osborne et al., *Phys. Rev. Lett.* **35**, 487 (1975).
22. V. V. Burdyuzha and V. L. Kauts, *Astrophys. J. Suppl.* **92**, 549 (1994).
23. Г. В. Домогацкий, УФН **181**, 984 (2011).
24. A. D. Avrorin, arXiv:1512.01198.
25. M. K. Sullivan and D. Fryberger, arXiv:1707.05295; 1511.02200.
26. P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. London A* **133**, 60 (1931).
27. E. N. Parker, *Astrophys. J.* **160**, 383 (1970).
28. V. Vento and V. Mantovani, arXiv:1306.4213.
29. E. Amaldi, G. Baroni, H. Bradner et al., CERN Report 63-13 (1963).
30. V. Vento, arXiv:astro-ph/0511764.
31. L. N. Epele, H. Fanchiotti, C. A. García Canal, and V. Vento, *Eur. Phys. J. C* **56**, 87 (2008).
32. C. T. Hill, *Nucl. Phys. B* **224**, 469 (1983).
33. J. Schwinger, *Phys. Rev. D* **12**, 3105 (1975).
34. W. Atwood, A. A. Abdo, M. Ackermann et al., *Astrophys. J.* **697**, 1071 (2009).
35. S. Horiuchi, M. Kaplinghat, and A. Kwa, arXiv:1604.01402.
36. R. Bartels, S. Krishnamurthy, and Ch. Weniger, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 051102 (2016).
37. S. Lee, M. Lisanti, B. Safdi et al., *Phys. Rev. Lett.* **116**, 051103 (2016).
38. C. Boehm, M. Dolan, and Ch. McCabe, *Phys. Rev. D* **90**, 023531 (2014).
39. V. M. Charugin, *Астроном. ж.* **51**, 112 (1984).
40. V. V. Burdyuzha, submitted to *Astrophys. J.*
41. R. Sunyaev, E. Churazov, M. Gilfanov et al., *Astrophys. J. Lett.* **383**, L49 (1991).
42. R. A. Carrigan and W. P. Trower, *Nature* **305**, 673 (1983).
43. Г. В. Домогацкий, И. М. Железных, ЯФ **10**, 1238 (1969).
44. В. К. Дубрович, Н. А. Сушко, *Астрофизика* **46**, 517 (2003).
45. V. K. Dubrovich and M. Yu. Khlopov, *Письма в ЖЭТФ* **77**, 403 (2003).
46. N. Craigie, G. Giacomelli, W. Nahm, and Q. Shafi, *Theory and Detection of Magnetic Monopoles in Gauge Theories*, World Sci. Publ. Comp., Singapore (1986).
47. Particle Data Groups, Mesons (2016).
48. Ya. N. Istomin and D. N. Sobyenin, *Astron. Lett.* **33**, 660 (2007).
49. S. Nakosai and S. Onoda, arXiv:1801.03117.
50. C. Castelnovo, R. Moessner, and S. Sondhi, *Nature* **451**, 42 (2008).
51. L. D. C. Jaubert and P. C. W. Holdsworth, arXiv:1010.0970.
52. V. Burdyuzha, O. Lalakulich, Yu. Ponomarev, and G. Vereshkov, *Phys. Rev. D* **55**, R7340 (1997).
53. В. В. Бурдюжа, *Астроном. ж.* **58**, 353 (2014).
54. В. В. Бурдюжа, ЖЭТФ **151**, 416 (2017).
55. K. A. Milton, *Rep. Progr. Phys.* **69**, 1637 (2006).
56. D. Olive and P. Goddard, *Rep. Progr. Phys.* **41**, 1357 (1978).
57. N. M. Barraz Jr., J. M. Fonseca, and W. A. Moura-Melo, *Phys. Rev. D* **76**, 027701 (2007).
58. M. Chaichian, S. Ghosh, M. Langvik, and A. Tureanu, *Phys. Rev. D* **79**, 125029 (2009).
59. C. Csaki, Y. Grossman, and B. Heidenreich, *Phys. Rev. D* **85**, 04514 (2012); arXiv: 1108.4415.
60. C. Csaki, Yu. Shirman, J. Terning, and M. Waterbury, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 071603 (2018); arXiv: 1708.03330.
61. F. Caruso, *Revista Brasileira de Fisica* **16**, 188 (2013); arXiv:1305.4810.
62. M. Born and L. Infeld, *Nature* **132**, 1004 (1933).
63. V. S. Netchitailo, *JHEP GC* **4**, No.1 (2018).
64. www.gamma400.lebedev.ru.
65. S. T. Bramwell, S. R. Gibbin, S. Calder et al., *Nature* **461**, 956 (2009).
66. N. Seiberg and E. Witten, *Nucl. Phys. B* **426**, 19 (1994).
67. <http://g-2.kek.jp>.
68. F. Jegerlehner, arXiv:1804.07409.
69. S. R. Giblin, M. Twengström, L. Bovo et al., arXiv:1804.08970.