Письма в ЖЭТФ, том 101, вып. 12, с. 875 – 880 © 2015 г. 25 июня

Взвешивание темной материи в центре Галактики

В. И. Докучаев[+*1)], *Ю. Н. Ерошенко*[+]

[+]*Институт ядерных исследований РАН, 117312 Москва, Россия*

[*]*Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", 115409 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 23 марта 2015 г.

После переработки 14 мая 2015 г.

Обсуждается перспективный метод измерения полной массы темной материи вблизи сверхмассивной черной дыры в центре Галактики на основе наблюдений нерелятивистской прецессии орбит быстрых S0 звезд совместно с ограничениями на аннигиляционный сигнал от частиц темной материи. Получено аналитическое выражение для угла прецессии в предположении степенного профиля плотности темной материи. Современные телескопы уже в ближайшие несколько лет смогут измерить или получить сильное ограничение на прецессию орбит S0 звезд. Вычислена масса темной материи, необходимая для объяснения наблюдаемого избытка гамма-излучения за счет аннигиляции частиц темной материи с учетом эффекта Зоммерфельда.

DOI: 10.7868/S0370274X15120012

В последние годы достигнут значительный прогресс в наблюдениях звезд, гравитационно связанных со сверхмассивной черной дырой SgrA* в центре Галактики. В ИК-диапазоне видно несколько так называемых S0 звезд [1–4], движущихся с очень большими скоростями ($> 10^3$ км/с) по практически эллиптическим орбитам вокруг чрезвычайно компактного сверхмассивного объекта. Уже практически исключены модели, предлагавшиеся в качестве альтернативы сверхмассивной черной дыры в центре Галактики, например скопление компактных звезд в виде белых карликов, нейтронных звезд или черных дыр звездных масс [5, 6]. С большой вероятностью источник SgrA* в центре Галактики действительно является сверхмассивной черной дырой, хотя для окончательного доказательства необходимо подтверждение существования у этого объекта горизонта событий.

Из величин измеренных параметров кеплеровских орбит S0 звезд следует, что масса сверхмассивной черной дыры SgrA* равна $M_{\rm BH} = (4.1 \pm 0.4) \times 10^6 M_\odot$ [1–4]. Независимые и наиболее точные на сегодняшний день значения массы $M_{\rm BH}$ и спина (параметра Керра) a черной дыры SgrA* определяются по данным наблюдений квазипериодических осцилляций со средними частотами 11.5 и 19 мин [7, 8]. Они равны [9] $M_{\rm BH} = (4.2 \pm 0.2) \cdot 10^6 M_\odot$ и $a = 0.65 \pm 0.05$.

В центре Галактики, помимо сверхмассивной черной дыры SgrA*, существуют дополнительные невидимые источники массы, такие, как компактные облака газа, тусклые звезды и их остатки, а также распределенная масса в виде пика плотности темной материи. Ограничения на плотность темной материи в центре Галактики на основе пульсарных эффектов обсуждались в [10, 11]. Вся эта дополнительная масса будет приводить к отклонению полного ньютоновского гравитационного потенциала от потенциала точечной массы черной дыры $U = -GM_{\rm BH}/r$. В результате гравитационно связанные с черной дырой орбиты S0 звезд не будут замкнуты, а станут прецессировать (см., например, [12]). В течение ближайшего года или двух лет незамкнутость орбиты для наиболее изученной звезды S0-2 будет измерена. Тем самым будет определена полная масса темной материи в пределах орбиты этой звезды с характерным радиусом 0.005 пк. Рассматриваемая нерелятивистская прецессия орбит быстрых S0 звезд в зависимости от количества темной материи в окрестности центра Галактики может значительно превышать соответствующую релятивистскую прецессию (эффект типа смещения перигелия Меркурия и эффект Лензе–Тирринга).

Существование быстрых S0 звезд дает уникальную возможность реконструкции гравитационного потенциала и измерения распределения масс в центре Галактики методом фитирование их орбит. В [1–3] проведено детальное многопараметрическое фитирования орбит нескольких S0 звезд, а также выполнено вычисление дополнительной распределенной массы в зависимости от показателя степени профиля плотности. Показано, что распределенная мас-

1)e-mail: dokuchaev@inr.ac.ru

са в пределах орбиты звезды S0-2 не превышает 3–4 % от массы сверхмассивной черной дыры. Отметим, что ожидаемое измерение нерелятивистской прецессии орбиты звезды S0-2 позволит улучшить указанный предел на распределенную темную массу на 2–3 порядка либо определит величину этой темной массы.

Мы обсуждаем и развиваем метод исследования распределения темной материи в центре Галактики на основе измерения угла прецессии орбит S0 звезд. Для ряда частных случаев численные расчеты угла прецессии орбит S0 звезд за счет протяженного распределения массы уже проводились [13–18]. Мы получили общие аналитические формулы для прецессии орбит звезд на примере модели степенного профиля темной материи, которые позволяют по измеренному углу прецессии легко найти величину дополнительной распределенной массы.

Независимым дополнительным методом определения распределения темной материи является поиск возможного аннигиляционного сигнала от центра Галактики. Объяснение наблюдавшегося телескопом HESS превышения гамма-сигнала с энергией ~ 1 ТэВ от центра Галактики аннигиляцией частиц темной материи с учетом ограничений по динамике звезд для случая степенного профиля плотности темной материи с пиком и показателем степени как свободным параметром исследовано в [19]. Возможность ограничений на аннигиляцию на основе динамики звезд или прецессии упомянута также в [15]. Мы вычислили (см. рис. 1 и 2) массу темной материи для

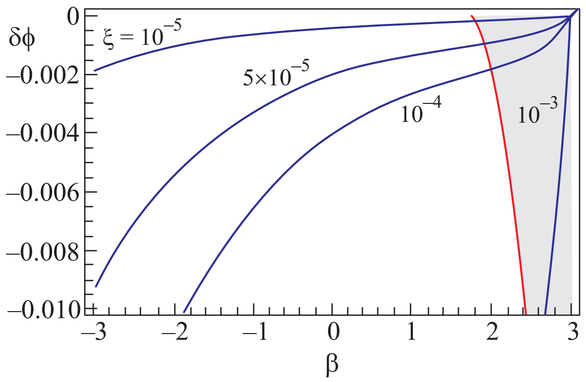

Рис. 1. Величина угла сдвига апсиды орбиты звезды за время одного оборота $\delta\phi$ из (1) в зависимости от показателя степенного спектра темной материи β в (2) для правдоподобных значений массовой доли темной материи ξ внутри орбиты звезды S0-2. Выделенная область, исключаемая ограничениями по аннигиляции частиц темной материи, если темная материя дает основной вклад в ξ

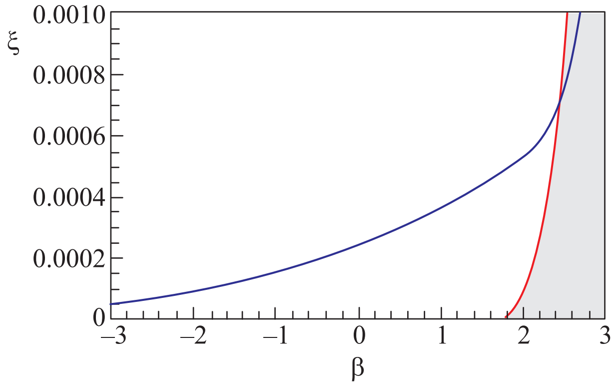

Рис. 2. Массовая доля темной материи ξ в зависимости от показателя степени β в профиле плотности (2) при величине угла прецессии $\delta\phi = 0.01$. Выделенная область, исключаемая ограничениями по аннигиляции частиц темной материи

объяснения избытка гамма-излучения от центра Галактики, отмеченного недавно в наблюдениях космического гамма-телескопа Fermi-LAT [20, 21]. В частности, мы определили зависимость дополнительной массы от профиля центрального пика плотности темной материи и сечения аннигиляции частиц темной материи с учетом эффекта усиления Зоммерфельда.

При наличии малой поправки δU к ньютоновскому потенциалу черной дыры угол прецессии орбиты пробной частицы (звезды S0-2) за время одного оборота равен (см. [12], § 15, задача 3)

$$\delta\phi = \frac{\partial}{\partial L}\left(\frac{2m}{L}\int\limits_0^\pi r^2(\phi)\delta U d\phi\right). \tag{1}$$

При интегрировании в этом выражении в качестве траектории частицы берется невозмущенная эллиптическая орбита $r(\phi) = p(1 + e\cos\phi)^{-1}$, где e – эксцентриситет эллипса, $p = L^2/(GM_{\rm BH}m) = a(1-e^2)$ – параметр орбиты, a — большая полуось, L – сохраняющийся угловой момент звезды с массой m. Наблюдаемые параметры кеплеровской орбиты звезды S0-2: эксцентриситет $e = 0.898 \pm 0.0034$, радиус перицентра $r_p = a(1-e) = 0.585$ мпк, радиус апоцентра $r_a = a(1+e) = 9.42$ мпк. Отметим, что в случае релятивистской прецессии орбита вращалась бы в направлении вращения звезды, но ньютоновская прецессия (1) происходит в обратном направлении, т. е. $\delta\phi < 0$.

Рассмотрим степенной профиль плотности вещества, создающего поправку δU в дополнение к потенциалу черной дыры:

$$\rho(r) = \rho_h\left(\frac{r}{r_h}\right)^{-\beta}, \tag{2}$$

где ρ_h, r_h и β – параметры. Соответствующая полная масса темной материи внутри сферы радиуса r равна

$$M_{\rm DM}(r) = \frac{4\pi\rho_h r_h^\beta}{3-\beta}\left[r^{3-\beta} - R_{\min}^{3-\beta}\right], \tag{3}$$

где $R_{\min}$ – минимальный радиус, до которого тянется профиль плотности (2). В дальнейшем при расчете угла прецессии орбиты будем считать, что $R_{\min} < r_p$ и $\beta < 3$, т.е. предполагать, что основная масса темной материи в пределах орбиты сосредоточена около апоцентра $r = r_a$. Определим существенную для дальнейшего анализа массовую долю темной материи внутри орбиты S0 звезды $\xi = [M_{\rm DM}(r_a) - M_{\rm DM}(r_p)]/M_{\rm BH}$.

Поправка к потенциалу в случае степенного профиля (2) составляет

$$\delta U = \begin{cases} Ar^{2-\beta} + \frac{C_1}{r} + C, & \text{если} \quad \beta \neq 2,\\ 4\pi G\rho_h r_h^2 m \ln r + \frac{C_2}{r} + C, & \text{если} \quad \beta = 2, \end{cases} \tag{4}$$

где $A = 4\pi G\rho_h r_h^\beta m/[(3-\beta)(2-\beta)]$. В этом выражении член с константой C дает нулевой вклад в угол прецессии $\delta\phi$ (поскольку соответствующий вклад в интеграл (1) пропорционален L), а член $\propto 1/r$ приводит только к небольшой добавке к центральной массе и тоже не дает вклада в угол прецессии. Константы C_1 и C_2 можно записать в виде $C_{1,2} = GmM_{\rm DM}(r_a)$, где $M_{\rm DM}(r_a)$ – полная масса темной материи между горизонтом событий черной дыры и радиусом апоцентра рассматриваемой звезды.

Вычисление угла прецессии орбиты звезды за время одного оборота вокруг черной дыры $\delta\phi$ с помощью (1) и (4) приводит к выражению с двумя смежными гипергеометрическими функциями, которое с использованием соотношений Гаусса для смежных функций сводится к следующему выражению с одной гипергеометрической функцией ${}_2F_1(a,b;c;z)$:

$$\delta\phi = -\frac{4\pi^2\rho_h r_h^\beta p^{3-\beta}}{(1-e)^{4-\beta}M_{\rm BH}}\,{}_2F_1\left(4-\beta, \frac{3}{2}; 3; -\frac{2e}{1-e}\right). \tag{5}$$

Для проверки этого результата мы также вычислили угол прецессии $\delta\phi$ с помощью стандартной теории возмущений с использованием метода соприкасающихся (оскулирующих) элементов [22] и получили ответ, совпадающий с (5). Угол прецессии $\delta\phi$ в (5) отрицателен при всех допустимых значениях параметров.

Величина угла нерелятивистской прецессии, определяемая формулой (5), качественно согласуется с результатами численных расчетов прецессии [13–18]. Выражение для угла прецессии (5) при малых значениях эксцентриситета орбиты, $e \ll 1$, совпадает с точностью до e^2 с соответствующей величиной, рассчитанной аналитически, но другим методом в [23]. Отметим, однако, что при больших значениях эксцентриситета, $e \simeq 1$, вычисленное в [23] направление прецессии меняет знак на положительный и расходится в пределе $e \to 1$. Возможно, что используемый в [23] формализм применим только при $e \ll 1$, поскольку угол ньютоновской прецессии $\delta\phi$ должен всегда быть отрицательным.

Отметим, что функция $\delta\phi$ в (5) непрерывна при $\beta = 2$ (см. рис. 1). С помощью полученного выражения выполним расчеты для различных профилей плотности темной материи. Вычислим функцию $\delta\phi(\beta,\xi)$ в (5) и найдем линию уровня $\delta\phi(\beta,\xi) = \delta\phi_{\rm obs}$ с максимальным допускаемым данными наблюдений значением $\delta\phi_{\rm obs} \sim 0.01$ (см. рис. 2). Значения β, ξ на этой линии указывают параметры, при которых можно объяснить результаты наблюдений.

При фитировании наблюдаемого Fermi-LAT избытка гамма-излучения из области размером до 10° от центра Галактики применяется (см. [20, 21]) обобщенный профиль Наварро–Френка–Уайта:

$$\rho_{\rm H}(r) = \frac{\rho_0}{(r/d)^\gamma\,(1+r/d)^{3-\gamma}}, \tag{6}$$

где $d = 20$ кпк, $\rho_{\rm H}(8.5\text{ кпк}) = 0.3\,\text{ГэВ}\cdot\text{см}^{-3}$, а наилучшее согласие с наблюдениями Fermi-LAT получается при $\gamma \approx 1.26$. Вблизи центра Галактики, при $r \ll d$, этот профиль близок к степенному профилю

$$\rho_{\rm H}(r) = \rho_0\left(\frac{d}{r}\right)^\gamma. \tag{7}$$

Центральную область пика плотности темной материи, в которой она распределена по закону (7), называют каспом (*cusp*). Если данный профиль напрямую экстраполировать к центру Галактики, то масса темной материи в пределах орбиты звезды S2 оказывается равной

$$M_{\rm DM} = M(r_a) - M(R_c) = \\ = \frac{4\pi\rho_0 d^\gamma(r_a^{3-\gamma} - R_c^{3-\gamma})}{3-\gamma} \simeq 2.8M_\odot, \tag{8}$$

где $R_c = \max\{r_p, r_{\rm ann}\}$, $r_{\rm ann}$ – возможная внутренняя граница распределения темной материи, связанная с ее аннигиляцией (см. далее). Численно (8) много меньше величины, доступной ограничению по динамике звезд. Однако при наличии центральной черной дыры указанная экстраполяция неверна, поскольку профиль плотности должен существенно модифицироваться гравитацией черной дыры.

В ряде работ обсуждалось формирование вокруг центральной черной дыры дополнительного пика плотности (*spike*) с профилем плотности $\propto r^{-\beta}$ [28, 29]. Если пик формировался адиабатически, т. е. постепенно по мере роста массы черной дыры, то плотность в пике может значительно превышать плотность в каспе. В [21] показано, что для адиабатически сформировавшегося пика $\beta = 2.36$ и этот пик при $\langle \sigma v \rangle = \text{const}$ будет очень ярким точечным источником в центре Галактики (см. также [24]). Рассчитанный в [21] аннигиляционный сигнал от такого пика примерно в 35 раз превышает сигнал от протяженной области с избытком гамма-излучения. Поскольку столь ярких источников в центре Галактики нет, существование адиабатического пика противоречит наблюдениям. В [21] указано, что пик мог формироваться не адиабатически или разрушаться. В этом случае $\beta < 2.36$ и противоречие можно устранить.

Следуя [21], запишем плотность темной материи в пике в виде (2), где $r_h = GM_{\rm BH}/v_c^2 \sim 1.7$ пк – радиус влияния черной дыры, $v_c = 105 \pm 20\,\text{км}\cdot\text{с}^{-1}$ – наблюдаемая величина дисперсии скоростей в центре на расстоянии ~ 1 пк от центра Галактики, а плотность ρ_h находится из сшивки (2) с плотностью (6) на радиусе r_h.

Минимальный радиус $r_{\rm ann}$ определяется эффектом аннигиляции частиц за время существования пика (см. [21]). Эта величина зависит от параметров частиц и распределения плотности. Согласно расчетам [21] наилучшее фитирование гамма-спектра достигается при $m = 35$ ГэВ и $\langle \sigma v \rangle = 1.7\cdot 10^{-26}\,\text{см}^3\cdot\text{с}^{-1}$, а $r_{\rm ann} \sim \tilde{r}_{\rm ann} \equiv 3\cdot 10^{-3}$ пк. В [21] показано, что противоречия с ярким точечным источником не будет, если $\beta = \gamma_s \equiv 1.8$. Тогда масса темной материи внутри орбиты звезды S0-2 равна $M_{\rm DM} \simeq 45 M_\odot$. При столь малой массе заметные динамические эффекты (прецессия орбит звезд и т.д.) должны отсутствовать.

Выше предполагалось, что $\langle \sigma v \rangle = \text{const}$. Однако в ряде моделей темной материи величина $\langle \sigma v \rangle$ может зависеть от v. При приближении к черной дыре скорости v частиц возрастают. Если $\langle \sigma v \rangle$ зависит от v, то это может дать существенный эффект для аннигиляции. Благодаря большим кеплеровским скоростям вблизи черной дыры можно уменьшить аннигиляционный сигнал из центра, сохранив при этом протяженный сигнал из области $\sim 10^\circ$. Например, зависимость $\langle \sigma v \rangle$ от v имеет место в тех моделях, в которых действует эффект усиления Зоммерфельда [25–27]. Усиление Зоммерфельда возможно, если частица темной материи является членом мультиплета состояний с близкими массами, между которыми происходит коаннигиляция, например в модели нейтралино с доминированием хиггсино. Коэффициент усиления $\mathcal{R}$ за счет эффекта Зоммерфельда определяется посредством соотношения $\langle \sigma v \rangle = \mathcal{R} \langle \sigma v \rangle_0$, где

$$\mathcal{R} = \frac{\pi\mu}{b}(1 - e^{-\pi\mu/b})^{-1}. \tag{9}$$

Здесь $\mu = \text{const}$, $b = v/c$. Рассмотрим достаточно общий случай, когда сечение в соответствующей области параметров можно аппроксимировать степенной зависимостью:

$$\langle \sigma v \rangle = \langle \sigma v \rangle_0 \left(\frac{v_0}{v}\right)^\eta, \tag{10}$$

где $\langle \sigma v \rangle_0 = \text{const}$, $v_0 = \text{const}$. Степенная зависимость вида (10) рассматривалась в [30] при расчете аннигиляции темной материи в самогравитирующих сгустках. Модель с $\langle \sigma v \rangle = \text{const}$ и модель с усилением Зоммерфельда при $\pi\mu/b \ll 1$ отвечают частным случаям $\eta = 0$ и 1 соответственно.

Радиус $r_{\rm ann}$, на котором достигается максимальная плотность ρ темной материи, ограничиваемая эффектом аннигиляции, находится из условия

$$n\langle \sigma v \rangle t_g \sim 1, \tag{11}$$

где $n = \rho/m$, $t_g \sim 10^{10}$ лет – возраст пика плотности вокруг черной дыры. Для сечения (10) получаем

$$r_{\rm ann} = r_h \lambda^{\frac{1}{\beta - \eta/2}}, \tag{12}$$

где $\lambda \equiv \rho_h \langle \sigma v \rangle_0 t_g / m$.

Скорости частиц вблизи черной дыры равны $v(r) \approx (GM_{\rm BH}/r)^{1/2}$ при $r < r_h$. Предположим, что $3 - 2\beta + \eta/2 < 0$. Для рассматриваемых ниже значений параметров это условие выполняется. Соответствующий темп аннигиляции темной материи в пределах радиусов от r_1 до r_2 при условии $r_1 \ll r_2$ можно записать в виде

$$\dot{N} = 4\pi \int\limits_{r_1}^{r_2} r^2 dr \rho^2(r) m^{-2} \langle \sigma_{\rm ann} v \rangle = \\ = \frac{4\pi \rho_h^2 r_h^{2\beta} \langle \sigma v \rangle_0 v_0^\eta r_1^{3-2\beta+\eta/2}}{m^2 (GM_{\rm BH})^{\eta/2} (2\beta - 3 - \eta/2)}. \tag{13}$$

В [21], где принималось $\langle \sigma v \rangle = \text{const}$, найдены параметры степенных профилей каспа и пика, при которых нет противоречия с ярким точечным источником в центре. Мы будем полагать, что в модели (10) интегральные аннигиляционные сигналы из каспа и пика такие же, как в [21]. Это позволит провести простой расчет без необходимости детального фитирования наблюдаемого избытка гамма-излучения. Основной сигнал в каспе генерируется при $r \sim r_h$, где

$v \sim v_c$. Отсюда, фиксируя параметр $v_0 \equiv v_c$, получаем $\langle\sigma v\rangle_0 = 1.7 \cdot 10^{-26}$ см$^3 \cdot$ с$^{-1}$, как в [21]. Профиль плотности в пике в нашем случае отличается от использовавшегося в [21] из-за зависимости $v(r)$. Найдем профиль плотности в пике при $\langle\sigma v\rangle \propto v^{-\eta}$ с учетом сделанных выше предположений. Приравнивая темп аннигиляции в пике (13) при $\beta = \gamma_s = 1.8$ и $\langle\sigma v\rangle = \langle\sigma v\rangle_0$ и соответствующий темп (13) при произвольном β и $\langle\sigma v\rangle = \langle\sigma v\rangle_0 v_0^\eta / v^\eta$, получаем нелинейное уравнение

$$\frac{x}{x+3-\beta}\ln\lambda + \ln(\varkappa x) = 0, \qquad (14)$$

где

$$\beta = \frac{3}{2} + \frac{\eta}{4} + \frac{x}{2}, \quad \varkappa = \frac{1}{2\gamma_s - 3}\left(\frac{r_h}{\tilde{r}_{\rm ann}}\right)^{2\beta_s - 3}, \qquad (15)$$

а λ определяется формулой (12). Решим уравнение (14) относительно x численно и затем по формуле (8) найдем массу темной материи. Результаты расчетов приведены на рис. 3. Равенство $r_{\rm ann} = r_p$ достигается

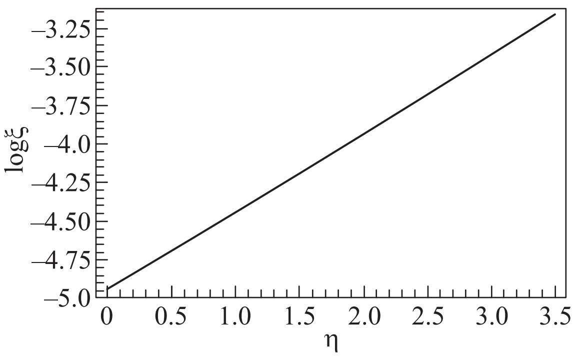

Рис. 3. Массовая доля темной материи ξ, требуемая наблюдаемым избытком гамма-излучения в случае аннигиляции частиц темной материи с сечением $\langle\sigma v\rangle \propto v^{-\eta}$, в зависимости от η

при $\eta = 0.6$, и при рассматриваемых условиях всегда $r_{\rm ann} < r_a$. Таким образом, в формуле (8) $R_c = r_p$ при $\eta < 0.6$ и $R_c = r_{\rm ann}$ при $\eta > 0.6$. Адиабатический профиль плотности $\beta = 2.36$ достигается при $\eta = 3.13$.

Так, например, масса темной материи $M_{\rm DM}$ внутри орбиты звезды S0-2 в частных случаях $\eta = 0$, 1, 3.13 и 3.5 равна, соответственно, $45 M_\odot$, $144 M_\odot$, $1.8 \cdot 10^3 M_\odot$ и $2.8 \cdot 10^3 M_\odot$. Этим величинам отвечают значения $\xi = 1.2 \cdot 10^{-5}$, $3.6 \cdot 10^{-5}$, $4.4 \cdot 10^{-4}$ и $6.9 \cdot 10^{-4}$ и $\beta = 1.8$, 1.9, 2.36 и 2.4. Данные величины имеют смысл ограничений сверху на возможные значения ξ и β. В первых двух случаях распределенная масса темной материи все еще мала для влияния на динамические эффекты (см. рис. 2). Вместе с тем при $\eta > 3$ уже имеется реальная перспектива измерения дополнительной массы темной материи по прецессии S0 звезд.

В настоящее время имеющейся точности наблюдений все еще недостаточно для измерения угла прецессии быстрых S0 звезд и распределенной невидимой массы. Однако существует большая вероятность достижения уже в ближайшие годы требуемой точности либо для измерения угла прецессии, либо для его сильного ограничения, которое, в свою очередь, позволит наложить строгие динамические ограничения на дополнительную темную массу. Если невидимая масса представляет собой аннигилирующие частицы, то наблюдение аннигиляционного сигнала из центра Галактики дает дополнительные возможности для расчета распределенной массы или для ограничений на ее величину. Согласно рис. 3, при $\langle\sigma v\rangle = \rm const$ и даже с учетом усиления Зоммерфельда $\langle\sigma v\rangle \propto 1/v$ динамика звезд пока не может дать ограничения на аннигиляцию, т.к. масса темной материи в пределах орбиты звезды S0-2 в этих случаях очень мала. На достигнутом уровне точности динамика звезд и аннигиляция – это независимые эффекты. Однако если сечение аннигиляции зависит от скорости с большим показателем степени $\eta > 3$ в (10), то масса темной материи может быть значительной. В таком случае в ближайшие годы уже могут быть получены совместные ограничения по динамике звезд и по гамма-излучению из центра Галактики.

Исследование выполнено при финансовой поддержке программы отделения физических наук РАН ОФН-17 и грантов РФФИ 13-02-00257 и НШ 3110.2014.2.

1. A. M. Ghez, S. Salim, N. N. Weinberg, J. R. Lu, T. Do, J. K. Dunn, K. Matthews, M. Morris, S. Yelda, E. E. Becklin, T. Kremenek, M. Milosavljevic, and J. Naiman, Astrophys. J. **689**, 1044 (2008).
2. S. Gillessen, F. Eisenhauer, S. Trippe, T. Alexander, R. Genzel, F. Martins, and T. Ott, Astrophys. J. **692**, 1075 (2009).
3. S. Gillessen, F. Eisenhauer, T. K. Fritz, H. Bartko, K. Dodds-Eden, O. Pfuhl, T. Ott, and R. Genzel, Astrophys. J. **707**, L114 (2009).
4. L. Meyer, A. M. Ghez, R. Schödel, S. Yelda, A. Boehle, J. R. Lu, T. Do, M. R. Morris, E. E. Becklin, and K. Matthews, Science **338**, 84 (2012).
5. Я. Б. Зельдович, М. А. Подурец, Астрон. Ж. **42**, 963 (1965).
6. S. L. Shapiro and S. A. Teukolsky, Astrophys. J. Lett. **292**, L41 (1985).

7. B. Aschenbach, N. Grosso, N. Porquet, and P. Predehl, Astron. Astrophys. **417**, 71 (2004).
8. R. Genzel, R. Schödel, T. Ott, A. Eckart, T. Alexander, F. Lacombe, D. Rouan, and B. Aschenbach, Nature **425**, 934 (2003).
9. V. I. Dokuchaev, Gen. Relativ. Gravit. **46**, 1832 (2014).
10. Q. Yuan and K. Ioka, arXiv:1411.4363 [astro-ph.HE].
11. J. Bramante and T. Linden, Phys. Rev. Lett. **113**, 191301 (2014).
12. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Механика*, Физматлит, М. (2004), гл. III.
13. G. F. Rubilar and A. Eckart, Astron. Astrophys. **374**, 95 (2001).
14. N. Mouawad, A. Eckart, S. Pfalzner, R. Schodel, J. Moultaka, and R. Spurzem, Astron. Nachr. **326**, 83 (2005).
15. A. F. Zakharov, A. A. Nucita, F. De Paolis, and G. Ingrosso, Phys. Rev. B **76**, 062001 (2007).
16. A. Gualandris, S. Gillessen, and D. Merritt, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **409**, 1146 (2010).
17. F. de Paolis, G. Ingrosso, A. A. Nucita, A. Qadir, and A. F. Zakharov, Gen. Rel. Gravit. **43**, 977 (2011).
18. D. Borka, P. Jovanovic, V. Borka Jovanović, and A. F. Zakharov, JCAP **11**, 050 (2013).
19. J. Hall and P. Gondolo, Phys. Rev. D **74**, 063511 (2006).
20. T. Daylan, D. P. Finkbeiner, D. Hooper, T. Linden, S. K. N. Portillo, N. L. Rodd, and T. R. Slatyer, arXiv:1402.6703 [astro-ph.HE].
21. B. D. Fields, S. L. Shapiro, and J. Shelton, Phys. Rev. Lett. **113**, 151302 (2014).
22. П. Е. Эльясберг, *Введение в теорию полета искусственных спутников Земли*, Наука, М. (1965), гл. XI.
23. L. Iorio, Galaxies **1**, 6 (2013).
24. V. S. Berezinsky, A. V. Gurevich, and K. P. Zybin, Phys. Lett. B **294**, 221 (1992).
25. J. Hisano, S. Matsumoto, and M. M. Nojiri, Phys. Rev. Lett. **92**, 031303 (2004).
26. S. Profumo, Phys. Rev. D **72**, 103521 (2005).
27. M. Lattanzi and J. Silk, Phys. Rev. D **79**, 083523 (2009).
28. P. Gondolo and J. Silk, Phys. Rev. Lett. **83**, 1719 (1999).
29. O. Y. Gnedin and J. P. Primack, Phys. Rev. Lett. **93**, 061302 (2004).
30. K. M. Belotsky, A. A. Kirillov, and M. Yu. Khlopov, Gravit. Cosmol. **20**, 47 (2014).