

Торсионно-вращательные переходы в метаноле как зонды фундаментальных физических постоянных – масс электрона и протона

Ю. С. Воротынцева¹⁾, С. А. Левшаков

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, 194021 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 26 марта 2024 г.

После переработки 26 марта 2024 г.

Принята к публикации 1 апреля 2024 г.

В работе рассмотрено использование торсионно-вращательных переходов в молекулах CH_3OH и $^{13}\text{CH}_3\text{OH}$ для оценки возможных вариаций физической постоянной $\mu = m_e/m_p$ – отношение массы электрона к массе протона – по спектральным наблюдениям линий излучения, обнаруженных в микроволновом диапазоне в плотном молекулярном облаке Orion-KL. Получена оценка верхнего предела на относительное изменение μ двумя независимыми способами – по линиям $^{13}\text{CH}_3\text{OH}$ и по комбинации линий $^{13}\text{CH}_3\text{OH}$ и CH_3OH . Вычисленный верхний предел $\Delta\mu/\mu < 1.1 \times 10^{-8}$ (1σ) соответствует значениям наиболее жестких ограничений на вариабельность фундаментальных физических постоянных, установленных другими астрофизическими методами.

DOI: 10.31857/S1234567824090015, EDN: XVOPVT

Существование во Вселенной темной материи следует из ряда наблюдательных фактов, включающих в себя плоские кривые вращения галактик на больших галактоцентрических расстояниях, гравитационное линзирование космологически удаленных объектов и крупномасштабную структуру пространственного распределения галактик [1]. Для объяснения природы темной материи рассматриваются различные модели, включающие в себя явления, расширяющие Стандартную модель физики элементарных частиц. В некоторых из них предполагается существование гипотетических скалярных полей, взаимодействующих с барионной компонентой обычного вещества [2–4]. Результат таких взаимодействий может приводить к пространственно-временным вариациям безразмерных физических постоянных, таких как постоянная тонкой структуры α и отношение массы электрона к массе протона μ [5–8]. Поскольку уровни энергии в атомах и молекулах зависят от значений α и μ , небольшие изменения их величин приводят к смещению частот соответствующих переходов, и, в частности, к изменению структуры молекулярных спектров [9]. Поэтому новые теории могут быть проверены экспериментально при помощи относительных измерений $\mu = m_e/m_p$. Отметим, что масса электрона m_e напрямую связана с хиггсоподобными скалярными полями, в то время как основ-

ной вклад в массу протона m_p идет непосредственно от энергии связи кварков.

Электронно-колебательно-вращательные переходы в молекулярных спектрах имеют специфическую зависимость от μ , которая индивидуальна для каждого конкретного перехода [10, 11]. Реакция перехода на изменение μ характеризуется безразмерным коэффициентом чувствительности Q_μ , который определяется как

$$Q_\mu = \frac{df/f}{d\mu/\mu}, \quad (1)$$

при этом df/f – сдвиг частоты, а $d\mu/\mu$ определяется выражением

$$\frac{\Delta\mu}{\mu} = \frac{\mu_{\text{obs}} - \mu_{\text{lab}}}{\mu_{\text{lab}}}, \quad (2)$$

где μ_{obs} , μ_{lab} – соответствующие астрономические и лабораторные значения μ . При этом, коэффициенты чувствительности могут принимать разные знаки, что приводит к увеличению или уменьшению наблюдаемой частоты, по сравнению с ее лабораторным значением.

Наиболее жесткие пределы на μ -вариации при больших красных смещениях z были получены по внегалактическим наблюдениям квазара J1443+2724 ($z = 4.22$). По анализу линий поглощения лаймановской и вернеровской полос молекулярного водорода H_2 был получен верхний предел $\Delta\mu/\mu < 8 \times 10^{-6}$ [12]. В случае Галактических наблюдений, наиболее жесткие верхние пределы были установлены по наблюдениям инверсионного

¹⁾e-mail: yuvorotynceva@yandex.ru

перехода на 23 ГГц в аммиаке NH_3 , имеющего коэффициент чувствительности $Q_\mu = 4.46$ [13], в сравнении с чисто вращательными переходами в HC_3N , HC_5N и HC_7N , у которых $Q_\mu = 1$: $\Delta\mu/\mu < 7 \times 10^{-9}$ [14]. Независимые оценки по наблюдениям тепловых эмиссионных линий метанола CH_3OH в ядре молекулярного облака L1498 привели к значению $\Delta\mu/\mu < 2 \times 10^{-8}$ [15]. Аналогичные ограничения следуют из измерений радиальных скоростей мазерных линий метанола: $\Delta\mu/\mu < 2 \times 10^{-8}$ [16] и $\Delta\mu/\mu < 2.7 \times 10^{-8}$ [17]. Все оценки верхних пределов приводятся на уровне значимости 1σ .

Следует отметить, что в предыдущих работах изотопологи метанола широко не использовались. Первые оценки верхнего предела на μ -вариации были получены по наблюдениям на 65-метровом радиотелескопе TMRT [18] теплового излучения $^{13}\text{CH}_3\text{OH}$ в области звездообразования NGC 6334I: $\Delta\mu/\mu < 3 \times 10^{-8}$ [19].

В молекулах с заторможенным внутренним движением повышенные коэффициенты чувствительности Q_μ характерны для туннельных переходов, поскольку вероятность туннелирования экспоненциально зависит от массы туннелирующих частиц [13, 20, 21]. Наиболее перспективной молекулой для данных исследований является метанол (CH_3OH), где метильная группа CH_3 может совершать торсионные колебания относительно гидроксильной группы OH . При этом, атом водорода в гидроксильной группе может располагаться в трех возможных позициях с равными энергиями, и, чтобы перейти от одной конфигурации в другую, он должен пройти через потенциальный барьер, создаваемый тремя атомами водорода метильной группы. Таким образом, возникает внутреннее заторможенное движение атома водорода относительно метильной группы.

Коэффициенты чувствительности Q_μ для метанола были впервые рассчитаны двумя независимыми методами в 2011 г. [20, 21]. Полученные результаты показали, что низкочастотные (в диапазоне 1–50 ГГц) переходы имеют высокие значения Q_μ разных знаков: $-17 \leq Q_\mu \leq +43$, что по сравнению с коэффициентами чувствительности линий молекулярного водорода H_2 ($|Q_\mu| \sim 10^{-2}$) составляет выигрыш в предельных оценках $\Delta\mu/\mu$ более чем в 1000 раз.

В нашей предыдущей работе [19] список молекул с высокими коэффициентами чувствительности был расширен за счет изотопологов метанола – $^{13}\text{CH}_3\text{OH}$ со значениями $-32 \leq Q_\mu \leq +78$ и $\text{CH}_3^{18}\text{OH}$ со значениями $-109 \leq Q_\mu \leq +33$.

Переходя к практическим измерениям $\Delta\mu/\mu$, отметим, что для оценки этой величины используются

пары молекулярных линий, имеющих различные коэффициенты $Q_{\mu,1}$ и $Q_{\mu,2}$ [20]:

$$\frac{\Delta\mu}{\mu} = \frac{V_1 - V_2}{c(Q_{\mu,2} - Q_{\mu,1})}, \quad (3)$$

где V_1 и V_2 – измеренные радиальные скорости этих линий, а c – скорость света. Переход из шкалы частот f в шкалу скоростей V осуществляется радиоастрономическим определением $V/c = (f_{\text{lab}} - f_{\text{obs}})/f_{\text{lab}}$.

Точность измерений $\Delta\mu/\mu$ обуславливается влиянием различных факторов. Неопределенности лабораторных частот и центров линий в астрономических спектрах являются основными источниками ошибок. Кроме этого, существуют систематические ошибки, для оценок которых необходимо использовать различные объекты и переходы в различных молекулах. Изотопологи метанола, переходы в которых имеют высокие коэффициенты чувствительности обоих знаков, являются наиболее подходящими кандидатами для подобных исследований.

Такие измерения удается проводить по спектрам высокого разрешения, которые были получены недавно для молекулярного облака Orion-KL [22]. В опубликованных спектрах присутствуют линии метанола CH_3OH и его двух изотопологов – $^{13}\text{CH}_3\text{OH}$ и $\text{CH}_3^{18}\text{OH}$. Линии $\text{CH}_3^{18}\text{OH}$ обнаруживаются довольно слабыми, и имеют большие ошибки в радиальных скоростях. Однако, спектры излучения $^{13}\text{CH}_3\text{OH}$ показывают линии с более высокими интенсивностями, и их положения определяются достаточно точно (с ошибкой 100 м с^{-1} , что является приемлемым значением для наших целей). Таким образом, становится возможным оценить $\Delta\mu/\mu$ независимо – по линиям $^{13}\text{CH}_3\text{OH}$ и в комбинации с переходом $J_{K_u} \rightarrow J_{K_l} = 15_2 - 15_1 E$ в CH_3OH (см. табл. 1 ниже).

Мы отобрали из опубликованных данных пары переходов с приблизительно равными значениями доплеровских ширин Δv_D , таких, чтобы разность коэффициентов чувствительности ΔQ_μ для этих двух переходов была максимальной. Отобранные линии и их параметры перечислены в табл. 1. В первой колонке указан переход, описываемый набором двух квантовых чисел – полного углового момента J и его проекции K на главную ось молекулы – для верхнего (u) и нижнего (l) уровней, во второй колонке – частота перехода, в третьей и четвертой колонках – ширина линии и радиальная скорость соответственно. В пятой колонке указан коэффициент чувствительности Q_μ , взятый из работы [19]. Расчет Q_μ для метанола CH_3OH проводился в данной работе с применением ранее разработанного метода [20]. Как видно из табл. 1, разность коэффициентов чувствительно-

Таблица 1. Отобранные переходы $^{13}\text{CH}_3\text{OH}$ и CH_3OH в Orion-KL [22]. В скобках приведены значения ошибок в последних значащих цифрах

Молекула	Переход $J_{K_u} - J_{K_l}$	f_{lab} [МГц]	Δv_{D} [км с $^{-1}$]	V_{LSR} [км с $^{-1}$]	Q_{μ}
$^{13}\text{CH}_3\text{OH}$	$6_2 - 5_3 A^-$	27992.990	2.3(3)	6.9(1)	16.3
$^{13}\text{CH}_3\text{OH}$	$9_2 - 9_1 E$	27581.630	3(1)	6.8(1)	-14.7
CH_3OH	$15_2 - 15_1 E$	28905.812	2.9(1)	6.6(1)	-13.3 ¹⁾

¹⁾ Коэффициент чувствительности рассчитан в данной работе.

сти $\Delta Q_{\mu} \approx 30$, что позволяет произвести уверенную оценку на μ -вариации.

При использовании формулы (3) для переходов в $^{13}\text{CH}_3\text{OH}$ получается значение $\Delta\mu/\mu = (-1.1 \pm \pm 1.5) \times 10^{-8}$, что соответствует верхнему пределу на $\Delta\mu/\mu < 1.5 \times 10^{-8}$ на уровне значимости 1σ . Аналогичный расчет для комбинации линии $6_2 - 5_3 A^-$ молекулы $^{13}\text{CH}_3\text{OH}$ и метанольной линии $15_2 - 15_1 E$ дает значение $\Delta\mu/\mu = (-3.4 \pm 1.6) \times 10^{-8}$, и верхний предел $\Delta\mu/\mu < 1.6 \times 10^{-8}$ (1σ). Среднее значение при этом получается равным $\langle \Delta\mu/\mu \rangle = (-2.3 \pm 1.1) \times 10^{-8}$, и соответствующий верхний предел на изменение $\mu - \Delta\mu/\mu < 1.1 \times 10^{-8}$. Этот верхний предел хорошо согласуется с ранее полученными значениями по галактическим наблюдениям CH_3OH [15, 16] и $^{13}\text{CH}_3\text{OH}$ [19].

Результаты данных исследований не указывают на какие-либо значимые систематические ошибки в оценках $\Delta\mu/\mu$. Из этого следует, что предполагаемые влияния хиггсоподобных скалярных полей на массы элементарных частиц не превышают уровень 10^{-8} в диске Галактики. Этот верхний предел, 10^{-8} , совпадает также с ограничением влияния гипотетической пятой силы на адронные взаимодействия [23], поэтому его можно рассматривать как наиболее робастный на текущий момент времени.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета института в рамках темы Государственного задания Физико-технического института им. А.Ф.Иоффе номер FFUG-2024-0002. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

1. G. Bertone and D. Hooper, Rev. Mod. Phys. **90**, 045002 (2018).
2. R. Onofrio, Phys. Rev. D **82**, 065008 (2010).

3. F. D. Albareti, A. L. Maroto, and F. Prada, Phys. Rev. D **95**, 044030 (2017).
4. S. Alexander, J. D. Barrow, and J. Magueijo, CQG **33**, 14LT01 (2016).
5. J.-P. Uzan, Living Reviews in Relativity **14**, 2 (2011).
6. J. D. Bekenstein, Phys. Rev. D **25** 1527 (1982).
7. P. Brax, Phys. Rev. D **90** 023505 (2014).
8. K. A. Olive and M. Pospelov, Phys. Rev. D **77**, 043524 (2008).
9. R. I. Thompson, Astrophys. Lett. **16**, 3 (1975).
10. D. A. Varshalovich and S. A. Levshakov, JETP Lett. **58**, 237 (1993).
11. M. G. Kozlov and S. A. Levshakov, Ann. Phys. **525**, 452 (2013).
12. J. Bagdonaitė, W. Ubachs, M. T. Murphy, and J. B. Whitmore, Phys. Rev. Lett. **114**, 071301 (2015).
13. V. V. Flambaum and M. G. Kozlov, Phys. Rev. Lett. **98**, 240801 (2007).
14. S. A. Levshakov, C. Henkel, D. Reimers, and P. Moralo, Mem. S. A. It. **85**, 90 (2014).
15. M. Daprà, C. Henkel, S. A. Levshakov, K. M. Menten, S. Muller, H. L. Bethlem, S. Leurini, A. V. Lapinov, and W. Ubachs, MNRAS **472**, 4434 (2017).
16. S. A. Levshakov, I. I. Agafonova, C. Henkel, K. T. Kim, M. G. Kozlov, B. Lankhaar, and W. Yang, MNRAS **511**, 413 (2022).
17. S. Ellingsen, M. Voronkov, and S. Breen, Phys. Rev. Lett. **107**, 270801 (2011).
18. J. H. Wu, X. Chen, Y. K. Zhang, S. P. Ellingsen, A. M. Sobolev, Z. Zhao, S. M. Song, Z. Q. Shen, B. Li, B. Xia, R. B. Zhao, J. Q. Wang, and Y. J. Wu, ApJS **265**, 49 (2023).
19. J. S. Vorotyntseva, M. G. Kozlov, and S. A. Levshakov, MNRAS **527**, 2750 (2024).
20. S. A. Levshakov, M. G. Kozlov, and D. Reimers, ApJ **738**, 26 (2011).
21. P. Jansen, L. H. Xu, I. Kleiner, W. Ubachs, and H. L. Bethlem, Phys. Rev. Lett. **106**, 100801 (2011).
22. X. Liu, T. Liu, Z. Shen et al. (Collaboration), ApJS **106**, 19 (2024).
23. E. J. Salumbides, W. Ubachs, and V. I. Korobov, J. Mol. Spec. **300**, 65 (2014).