

КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ СИГНАТУРА ЛЁГКОГО СГОЛДСТИНО: ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ ОТ ЭЛЕКТРОСЛАБОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

Е. А. Крюкова^{1,2}

В модели со спонтанно нарушенной суперсимметрией на масштабе 10–100 ТэВ рассмотрен вклад лёгких сголдстино массой порядка 100 ГэВ в эффективный потенциал при конечной температуре. Изучена возможность электрослабого фазового перехода первого рода из-за данного вклада. Численно выполнен поиск области в пространстве параметров модели, в которой может происходить такой переход. Используя пакеты PhaseTracer и FindBounce, были найдены несколько точек с электрослабым фазовым переходом при температурах 60–140 ГэВ. Дана оценка спектра мощности сигнала гравитационных волн, рождаемых в течение электрослабого фазового перехода. Предсказанные сигналы могут наблюдаться в экспериментах LISA, BBO и DECIGO.

Ключевые слова: суперсимметрия, электрослабый фазовый переход первого рода, гравитационные волны.

Введение. Различные суперсимметричные модели по-прежнему широко используются для расширения Стандартной Модели (СМ). Для того, чтобы спектр частиц в них был реалистичным, суперсимметрия должна быть нарушена. В ряде моделей реализовано её спонтанное нарушение при энергиях больше 1 ТэВ.

В работе рассматривается суперсимметричное расширение СМ, в котором суперсимметрия эффективно нарушена в скрытом секторе при энергиях порядка 10–100 ТэВ. При этом в спектре модели появляется киральный супермультиплет голдстино

$$\Phi = \phi + \sqrt{2}\theta G + F_\phi \theta^2, \quad (1)$$

¹ ИЯИ РАН, 117312 Россия, Москва, пр-т 60-летия Октября, 7а.

² МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991 Россия, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2; e-mail: kryukova.ea15@physics.msu.ru.

в который входит скаляр сголдстино ϕ , фермион голдстино G и вспомогательное поле F_ϕ . Ненулевое вакуумное среднее вспомогательного поля $\langle F_\phi \rangle \neq 0$ спонтанно нарушает суперсимметрию. Рассматриваются лёгкие сголдстино массой порядка 100 ГэВ. Другие суперпартнеры предполагаются более тяжелыми и неактивными на исследуемых энергиях.

Феноменология сголдстино ранее изучалась в литературе. В частности, было предложено искать сголдстино в ускорительных экспериментах, например, на БАК [1]. Поскольку в СМ, расширенной дополнительными скалярами, возможен электрослабый фазовый переход первого рода с рождением гравитационных волн, было бы интересно провести поиски сголдстино с помощью подобной космологической сигнатуры. В работе показано, что в рассматриваемой модели возможен электрослабый фазовый переход первого рода, и предсказан спектр рождаемых при этом гравитационных волн.

Эффективный потенциал модели. Полный лагранжиан модели при нулевой температуре при высоких энергиях состоит из лагранжиана Минимальной Суперсимметричной Стандартной Модели (МССМ) $\mathcal{L}_{\text{MSSM}}$, слагаемых, отвечающих за взаимодействие полей МССМ и полей мультиплета голдстино, $\mathcal{L}_{\text{soft}}$ и самого лагранжиана супермультиплета голдстино \mathcal{L}_Φ [2]

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{MSSM}} + \mathcal{L}_{\text{soft}} + \mathcal{L}_\Phi. \quad (2)$$

Отынтегрировав вспомогательные поля, из него можно получить потенциал скалярных полей $V = V(h_d, h_u, \phi)$, зависящий от дублетов хиггсовских полей МССМ $h_d = \begin{pmatrix} h_d^0 \\ H^- \end{pmatrix}$ и $h_u = \begin{pmatrix} H^+ \\ h_u^0 \end{pmatrix}$ и от комплексного скалярного поля сголдстино ϕ . При низких энергиях в т. н. пределе отщепления $h_u \rightarrow \mathcal{H} \sin \beta$, $h_d \rightarrow -\epsilon \mathcal{H}^* \cos \beta$, где $\tan \beta \equiv v_u/v_d$ — отношение вакуумных средних нейтральных компонент хиггсовских дублетов $v_u \equiv \langle h_u^0 \rangle$ и $v_d \equiv \langle h_d^0 \rangle$, ϵ — антисимметричная матрица размера 2×2 , $\epsilon \equiv -i\sigma_2$, из двух хиггсовских дублетов остается один хиггсовский дублет Стандартной Модели \mathcal{H} [3]. Выделяя в нём бозон Хиггса h и голдстоуновские бозоны G^\pm, G^0

$$\mathcal{H} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} G^+ \\ h + iG^0 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

а также выделяя скаляр и псевдоскаляр сголдстино

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(s + ip), \quad (4)$$

получаем древесный потенциал модели при нулевой температуре как функцию трех скалярных полей $V_0 = V_0(h, s, p)$ (явный вид потенциала V_0 приведён ниже).

Потенциал модели при нулевой температуре состоит из древесного потенциала,

$$V_0(h, s, p) = \frac{\lambda_1}{4}h^4 + \frac{\lambda_{hs}}{4}h^2s^2 + \frac{\lambda_{hp}}{4}h^2p^2 + \frac{\lambda_s}{4}s^4 + \frac{\lambda_p}{4}p^4 + \frac{\lambda_{sp}}{4}s^2p^2 + \frac{\mu_1}{2}sh^2 + \frac{\mu_s}{6}s^3 + \frac{\mu_{sp}}{2}sp^2 - \frac{\widetilde{M}_1^2}{2}h^2 + \frac{M_s^2}{2}s^2 + \frac{M_p^2}{2}p^2 + C_3s; \quad (5)$$

однопетлевых поправок в виде потенциала Коулмана–Вайнберга

$$V_{CW}(h, s, p) = \frac{1}{64\pi^2} \sum_i (-1)^{s_i} n_i m_i^4(h, s, p) \left(\log \frac{m_i^2(h, s, p)}{Q^2} - c_i \right), \quad (6)$$

где сумма берётся по всем полям модели, причём бозоны входят в неё со знаком «+», а фермионы – со знаком «-», n_i и $m_i(h, s, p)$ – число степеней свободы и масса частицы, Q – масштаб перенормировки, $c_i = 3/2$ для скаляров и фермионов, $c_i = 5/6$ для массивных векторных частиц; и потенциала контрчленов V_{CT} , который вводится для того, чтобы поместить минимум потенциала при нулевой температуре в точку $(v, 0, 0)$,

$$V_{T=0}(h, s, p) = V_0 + V_{CW} + V_{CT}. \quad (7)$$

Для того, чтобы получить эффективный потенциал при конечной температуре T , к $V_{T=0}$ добавляем однопетлевые термальные поправки, составляющие свободную энергию плазмы [4],

$$V_T(T, h, s, p) = \frac{T^4}{2\pi^2} \sum_i n_i J_{B/F} \left(\frac{m_i(h, s, p)}{T} \right), \quad (8)$$

где $J_{B/F}(x)$ – специальные термальные функции для бозонов и фермионов; и поправки от пересуммирования так называемых ромашковых диаграмм методом Арнольда–Эспинозы [5, 6]

$$V_d(T, h, s, p) = -\frac{T}{12\pi} \sum_i a_i n_i \left((m_{T_i}^2(T, h, s, p))^{3/2} - (m_i^2(h, s, p))^{3/2} \right), \quad (9)$$

где коэффициент a_i принимает значения 1 для скаляров и 1/3 для векторных бозонов, а $m_{T_i}(T, h, s, p)$ – термальные массы Дебая.

Итоговый однопетлевой эффективный потенциал при конечной температуре имеет вид

$$V_{\text{eff}}(T, h, s, p) = V_{T=0} + V_T + V_d. \quad (10)$$

Определение параметров фазового перехода. Полученный эффективный потенциал V_{eff} – функция трех скалярных полей, поля хиггсовского бозона h , скалярного s и

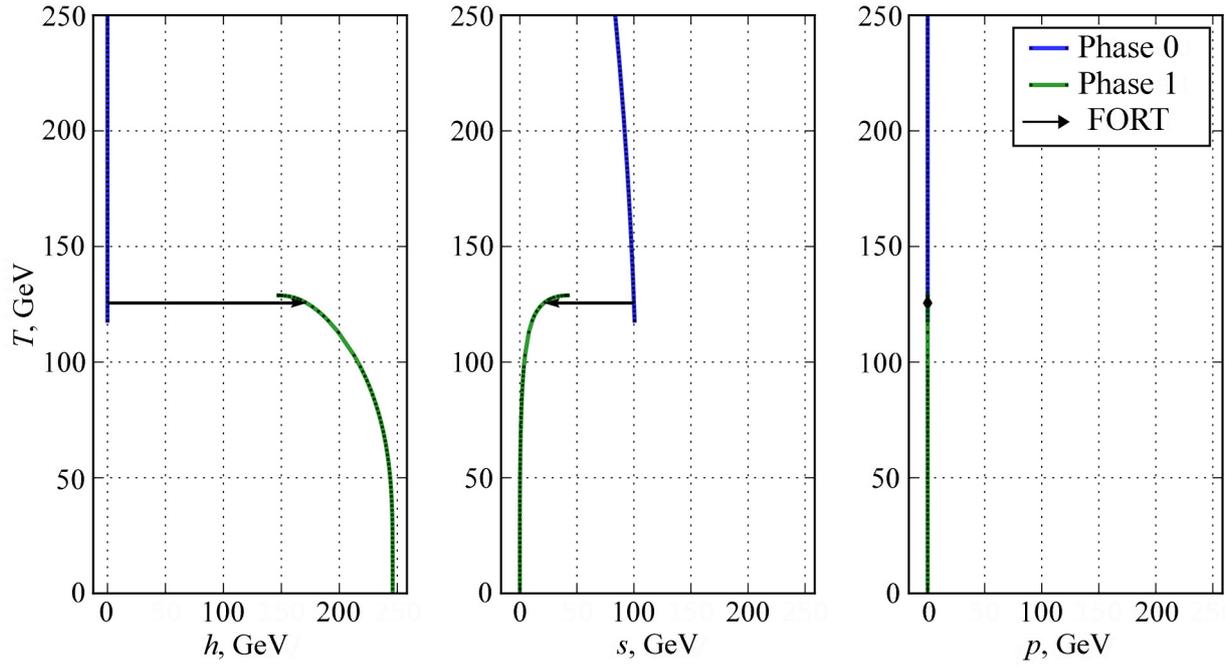


Рис. 1: Положение минимума эффективного потенциала $V_{\text{eff}}(T, h, s, p)$ в зависимости от температуры T . График получен с помощью программы *PhaseTracer* [7].

псевдоскалярного p полей сголдстино и температуры T . С помощью численного пакета *PhaseTracer* [7] выполнялся поиск точек в пространстве параметров модели, в которых возможен электрослабый фазовый переход первого рода. На рис. 1 представлен пример зависимости положения минимума эффективного потенциала от температуры. Синей линией показана фаза 0, существующая при высоких температурах, зеленой (фаза 1) – при низких. Видно, что при температурах выше 150 ГэВ в старой фазе (0) у поля Хиггса нет вакуумного среднего, а у скаляра сголдстино есть. При нулевой температуре, наоборот, восстанавливается вакуум с вакуумным средним бозона Хиггса Стандартной Модели и нулевым вакуумным средним сголдстино. Черной стрелкой при температуре около 120 ГэВ отмечен момент, в который обе фазы одновременно существуют и, следовательно, при более низких температурах возможно начало фазового перехода.

Известно, что число рождаемых пузырей на один объем Хаббла в ранней Вселенной экспоненциально зависит от отношения действия на отскоковом решении к температуре [8]

$$P \sim \mathcal{A}(T) \exp \left\{ -\frac{S_3}{T} \right\}. \quad (11)$$

Численное моделирование показывает, что P становится порядка 1 при так называемой

температуре нуклеации $T_{\text{нuc}}$, при которой

$$\left. \frac{S_3}{T} \right|_{T=T_{\text{нuc}}} = 140. \quad (12)$$

В данной работе отскоковое решение находилось численно с помощью пакета FindBounce [8]. На рис. 2 представлен профиль одного из найденных отскоковых решений при температуре нуклеации. Начало отсчета помещено в центр пузыря новой фазы (1), на большом расстоянии от центра восстанавливается старая фаза (0). После того, как рождаются пузыри новой фазы, они начинают расширяться, происходят столкновения их стенок. Этот момент характеризуется температурой перколяции T_{perc} .

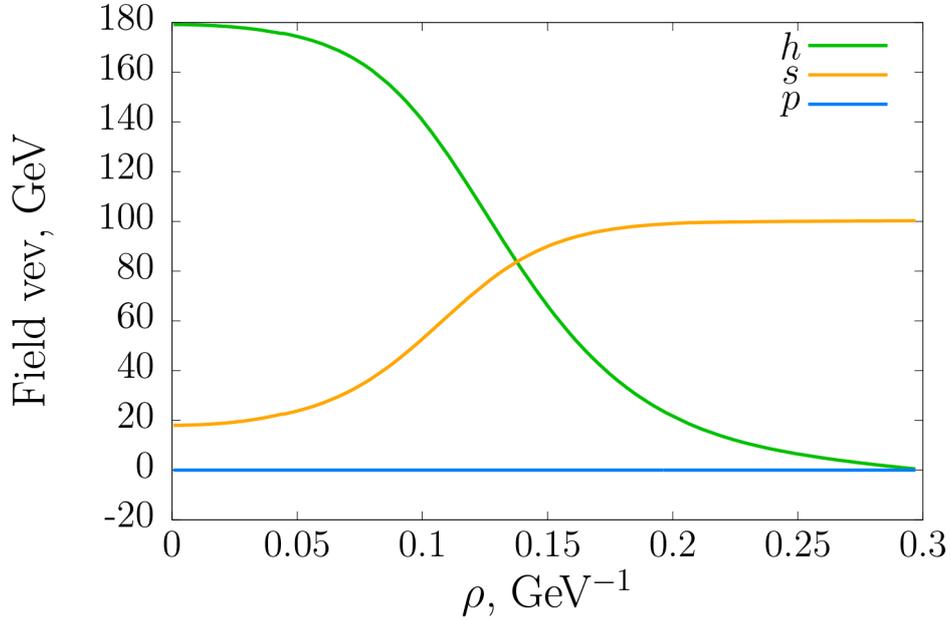


Рис. 2: Профиль отскокового решения при температуре нуклеации: зависимость значения вакуумного среднего (vev) полей (h, s, p) от расстояния до центра пузыря ρ . График получен с помощью программы FindBounce [9].

Также для каждой исследованной точки пространства параметров были найдены такие важнейшие параметры фазового перехода, как α и β , где α – отношение плотности энергии, выделившейся за время фазового перехода, к плотности энергии излучения в плазме при температуре перколяции

$$\alpha \equiv \left(\frac{g_* \pi^2 T_{\text{perc}}^4}{30} \right)^{-1} \left(\Delta V_{\text{eff}} - \frac{T}{4} \frac{d\Delta V_{\text{eff}}}{dT} \right) \Big|_{T_{\text{perc}}}, \quad (13)$$

g_* – эффективное число степеней свободы в термальном равновесии в плазме в этот момент, а параметр β характеризует быстроту протекания фазового перехода

$$\frac{\beta}{H_c} \equiv T \frac{d}{dT} \left(\frac{S_3}{T} \right) \Big|_{T_{\text{perc}}}, \quad (14)$$

где H_c – параметр Хаббла при температуре перколяции.

Спектр гравитационных волн. Используя параметры $T_{\text{нuc}}$, T_{perc} , α , β , была получена оценка для спектра гравитационных волн, рождаемых при таких электрослабых фазовых переходах первого рода [10]. Гравитационные волны в данном случае рождаются следующим образом: во время фазового перехода во Вселенной зарождаются и увеличиваются в размере пузыри новой фазы. Далее происходит столкновение их стенок. При этом в плазме распространяются звуковые волны и появляется магнитогидродинамическая (МГД) турбулентность. В последствии энергия этих источников уносится в виде гравитационных волн с долей энергии

$$\Omega_{\text{GW}} h^2 = \Omega_{\text{sw}} h^2 + \Omega_m h^2, \quad (15)$$

где $h \simeq 0.7$ – безразмерная постоянная Хаббла. Численное моделирование вклада звуковых волн дает сигнал вида [11]

$$\Omega_{\text{sw}} h^2 = 1.23 \cdot 10^{-5} \frac{v_w H_c}{g_*^{1/3} \beta} \left(\frac{\kappa_{\text{sw}} \alpha}{1 + \alpha} \right)^2 S_{\text{sw}}(f) \Upsilon, \quad (16)$$

а вклада МГД турбулентности – сигнал вида

$$\Omega_m h^2 = 1.55 \cdot 10^{-3} \frac{v_w H_c}{g_*^{1/3} \beta} \left(\frac{\kappa_m \alpha}{1 + \alpha} \right)^{3/2} S_m(f). \quad (17)$$

Для скорости стенки пузыря v_w принимается типичное значение 0.55,

$$\kappa_{\text{sw}} = \frac{c_s^{11/5} k_a k_b}{\left(c_s^{11/5} - v_w^{11/5} \right) k_b + v_w c_s^{6/5} k_a}, \quad \kappa_m = 0.05 \kappa_{\text{sw}}, \quad c_s = \frac{1}{\sqrt{3}}, \quad (18)$$

$$k_a = \frac{6.9 v_w^{6/5} \alpha}{1.36 - 0.037 \sqrt{\alpha} + \alpha}, \quad k_b = \frac{\alpha^{2/5}}{0.017 + (0.9997 + \alpha)^{2/5}}, \quad (19)$$

формы спектров даются $S_{\text{sw}}(f)$ и $S_m(f)$

$$S_{\text{sw}}(f) = \left(\frac{f}{f_{\text{sw}}} \right)^3 \left(\frac{7}{4 + 3(f/f_{\text{sw}})^2} \right)^{7/2}, \quad (20)$$

$$S_m(f) = \frac{(f/f_m)^3}{(1 + f/f_m)^{11/3} \left(1 + \frac{8\pi f}{h_*}\right)}, \quad (21)$$

где

$$h_* = 1.65 \cdot 10^{-5} \text{ Hz} \left(\frac{T}{100 \text{ GeV}}\right) \left(\frac{g_*}{100}\right)^{1/6} \quad (22)$$

и максимальные амплитуды расположены на частотах

$$f_{\text{sw}} \simeq \frac{1.15\beta h_*}{v_w H_c}, \quad f_m \simeq \frac{1.65\beta h_*}{v_w H_c}. \quad (23)$$

Влияние эффективного времени жизни звуковой волны в плазме на величину сигнала (16) описывается множителем Υ [12, 13]

$$\Upsilon = 1 - \frac{1}{\sqrt{1 + 2\tau_{\text{sw}}H_c}}, \quad \tau_{\text{sw}}H_c \sim (8\pi)^{1/3} \frac{v_w}{\beta/H_c \bar{U}_f}, \quad \bar{U}_f \sim \sqrt{\frac{3\alpha}{4(1+\alpha)}} \kappa_{\text{sw}}. \quad (24)$$

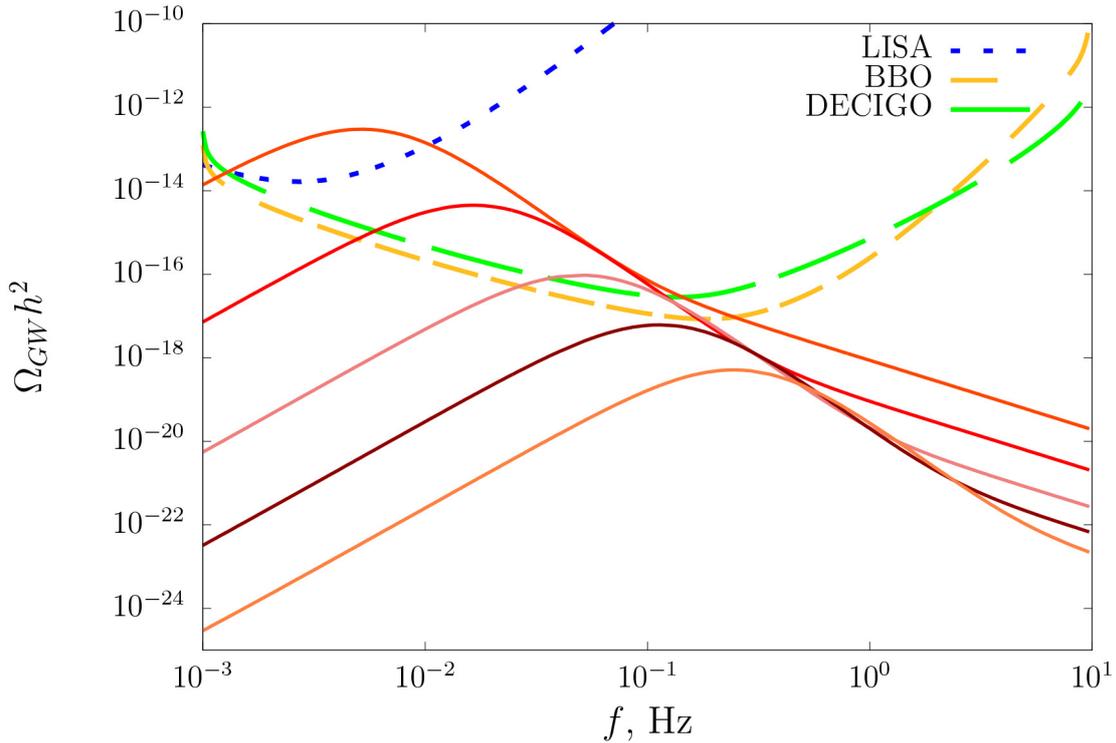


Рис. 3: Спектр гравитационных волн от электрослабого фазового перехода первого рода для некоторых точек из пространства параметров модели (сплошные линии) и кривые чувствительности экспериментов LISA, BBO и DECIGO (пунктирные линии) [14].

На рис. 3 сплошными линиями показаны спектры гравитационных волн для нескольких точек пространства параметров модели, в которых был найден электрослабый фазовый переход первого рода. Для сравнения там же пунктирными линиями показаны кривые чувствительности нескольких планируемых и строящихся гравитационно-волновых обсерваторий [14]. Видно, что при определенных значениях параметров модели рождаемый в процессе фазового перехода первого рода гравитационно-волновой сигнал может быть потенциально зарегистрирован обсерваториями LISA, BBO и DECIGO.

Однако стоит отметить, что представленные результаты содержат теоретические неопределенности. Поскольку эффективный потенциал при конечной температуре был получен в однопетлевом приближении, результаты зависят от масштаба перенормировки Q . При варьировании масштаба перенормировки от $Q/2$ до $2Q$ возможно относительное изменение величины сигнала в 10^2 раз. Кроме того, при оценке спектра мощности гравитационных волн возникают неопределенности, связанные с численным моделированием распространения звуковых волн в плазме и МГД турбулентности, а также с выбором параметров модели расширения Вселенной.

Заключение. В работе было показано, что в модели, в которой суперсимметрия эффективно нарушена на низких энергиях порядка 10–100 ТэВ в скрытом секторе, возможен электрослабый фазовый переход первого рода. В рассмотренных примерах фазовый переход происходит в ранней Вселенной при температурах 60–140 ГэВ, а поиск предсказанных гравитационно-волновых сигналов может производиться в обсерватории LISA и предложенных обсерваториях BBO и DECIGO.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-12-00379. <https://rscf.ru/project/21-12-00379/>.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] S. Demidov, D. Gorbunov, E. Kriukova, JHEP **05**(092), 1 (2020). DOI: 10.1007/JHEP05(2020)092.
- [2] S. Demidov, D. Gorbunov, E. Kriukova, JHEP **07**(061), 1 (2022). DOI: 10.1007/JHEP07(2022)061.
- [3] G. F. Giudice, A. Romanino, Nucl. Phys. B **699**, 65 (2004). DOI: 10.1016/j.nuclphysb.2004.08.001.
- [4] L. Dolan, R. Jackiw, Phys. Rev. D **9**, 3320 (1974). DOI: 10.1103/PhysRevD.9.3320.

- [5] M. E. Carrington, Phys. Rev. D **45**, 2933 (1992). DOI: 10.1103/PhysRevD.45.2933.
- [6] P. B. Arnold, O. Espinosa, Phys. Rev. D **47**, 3546 (1993). DOI: 10.1103/PhysRevD.47.3546.
- [7] P. Athron, C. Balázs, A. Fowlie, Y. Zhang, Eur. Phys. J. C **80**(6), 567 (2020). DOI: 10.1140/epjc/s10052-020-8035-2.
- [8] A. D. Linde, Nucl. Phys. B **216**, 421 (1983). DOI: 10.1016/0550-3213(83)90293-6.
- [9] V. Guada, M. Nemevšek, M. Pintar, Comput. Phys. Commun. **256**(107480), 1 (2020). DOI: 10.1016/j.cpc.2020.107480.
- [10] C. Caprini, M. Hindmarsh, S. Huber, et al., JCAP **04**(001), 1 (2016). DOI: 10.1088/1475-7516/2016/04/001.
- [11] C. Caprini, M. Chala, G. C. Dorsch, et al., JCAP **03**(024), 1 (2020). DOI: 10.1088/1475-7516/2020/03/024.
- [12] J. Ellis, M. Lewicki, J. M. No, V. Vaskonen, JCAP **06**(024), 1 (2019). DOI: 10.1088/1475-7516/2019/06/024.
- [13] H. K. Guo, K. Sinha, D. Vagie, G. White, JCAP **01**(001), 1 (2021). DOI: 10.1088/1475-7516/2021/01/001.
- [14] K. Schmitz, JHEP **01**(097), 1 (2021). DOI: 10.1007/JHEP01(2021)097.

Поступила в редакцию 29 декабря 2022 г.

После доработки 6 февраля 2023 г.

Принята к публикации 7 февраля 2023 г.

Публикуется по рекомендации оргкомитета Московский международной школы физики 2022 (<http://mosphys.ru>)