

КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ МОДЕЛИ СУПЕРСТРУН $E_8 \times E_8$

КОГАН Я. П.¹⁾, ХЛОПОВ М. Ю.

ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ им. М. В. КЕЛДЫША АН СССР

(Поступила в редакцию 17 декабря 1985 г.)

Обсуждается возникновение барионной асимметрии в моделях суперструн $E_8 \times E_8$. Показано, что вследствие доминантности сверхмассивных теневых частиц (тенеадронов) в ранней Вселенной можно сделать вывод о совместности с наблюдаемым значением барионной асимметрии только ненарушенной теневой E_8 при условии, что бариосинтез определяется распадами тяжелых частиц.

В последнее время большой интерес представляют модели Великого объединения, включая гравитацию, основанные на модели суперструн [1]. Оказалось, что соответствующая теория поля не имеет внутренних калибровочных и гравитационных аномалий в случае групп $SO(32)$ и $E_8 \times E_8$ [2, 3], причем теория струн в этих группах конечна в одной петле [4, 5]. При истинной конечности это означало бы не только создание квантовой гравитации, но и выбор группы симметрии из первых принципов. При построении реалистических четырехмерных теорий необходимо рассмотреть спонтанную компактификацию исходного десятимерного пространства. В работе [6] была предложена схема компактификации на риччи-плоское пространство Калаби — Яо. В полевого подходе требование риччи-плоскостности возникло при анализе следствий условия сохранения $N=1$ суперсимметрии в четырехмерной теории. Было показано [6], что это требование выделено также и в исходном струнном формализме, поскольку только в случае риччи-плоского фона можно сохранить конформную инвариантность двумерной теории (σ -модели), которая описывает струну, необходимую для самосогласованной формулировки теории взаимодействующих струн. Это позволяет обосновать выбор компактного многообразия даже в случае, когда полевого описание непригодно при компактификации [7].

Механизм компактификации работы [6] основан на выделении конденсата калибровочного поля, преобразующегося по присоединенному представлению группы $SU(3)$. Это требование вытекает из условия топологической согласованности компактификации: $\text{Tr } F_{mn}^2 = \text{Tr } R_{mn}^2$, R_{mn} и F_{mn} — тензоры Римана и напряженности калибровочного поля, записанные в матричной форме. Кроме этого, накладывается требование существования нулевых мод на компактном многообразии. В результате компактификации группы симметрии нарушаются до $SO(28)$ и $E_8 \times E_8$. Модели с группой симметрии $SO(28)$ феноменологически приемлемы только в случае зеркальной симметрии, так как группа $SO(28)$ имеет только вещественные представления. Далее будем рассматривать только случай $E_8 \times E_8$.

Из анализа, проведенного в [6], легко видеть, что в эффективной четырехмерной теории не возникают легкие скаляры, нетривиально преобразующиеся по «теновой» группе E_8 (в дальнейшем — E_8'), из которой не выделялся конденсат $SU(3)$ -полей. Это связано с тем, что скалярные поля в четырехмерной теории являются компонентами десятимерных векторов с индексами, соответствующими компактифицированным измерениям. Уравнения на нулевые моды имеют для этих векторов вид

$$D^n D_n A_m = 0, D^n \partial_n A_\mu = 0, \mu = 1, \dots, 4; m, n = 5, \dots, 10,$$

¹⁾ ИТЭФ ГКИАЭ, Москва.

и допускают решения только для 4-векторов A_μ , не зависящих от компактных координат, скаляры же A_m не имеют нулевых мод, так как на них действует кривизна многообразия Калаби — Яо. В случае «нашей» группы E_8 (или E_6) безмассовые скаляры появляются из-за компенсации эффектов кривизны конденсатами калибровочного $SU(3)$ поля A_n^c :

$$D^n(D_n A_m + [A_n^c A_m]) = 0, \quad [D_n A_m^c] = R_{mn}.$$

Для полей E_8' соответствующих конденсатов нет, что и приводит к отсутствию нулевых мод. Это означает, что мы остаемся с суперсимметричной глюодинамикой либо с группой симметрии E_8 , либо меньшей в случае образования конденсатов Хозотани [8]:

$$U = P \exp \left(i \int_c A_m dx^m \right)$$

(см. также [6]).

«Теневой» мир состоит из тенеадронов, возникающих при конфайнменте глюодинамики. Так как в этой теории нет спонтанно нарушенных сохраняющихся бесцветных токов, то не возникают и легкие тенеадроны, массы самых легких частиц порядка Λ — масштаба, на котором калибровочное взаимодействие становится сильным. Этот масштаб легко найти на основе ренормгруппы. В случае ненарушенной E_8 он порядка $10^{-4} m_P$, где m_P — масса Планка. Это связано с большим значением оператора Казимира $C_2(G)$ для группы E_8 : $C_2(G) = 30$, в случае меньших симметрий этот масштаб резко уменьшается, например для E_7 он порядка 10^{14} ГэВ (подробнее см. [9, 10]). Тенеадроны могут распадаться лишь гравитационным образом (естественно, самые легкие), поэтому время их жизни достаточно велико, ширина двухчастичных распадов порядка (гравитационная константа связи $1/m_P^2$)

$$\Gamma \sim \Lambda^5 / m_P^4. \quad (1)$$

В зависимости от квантовых чисел тенеадронов возможны как чисто гравитационные распады на гравитоны G и гравитино \tilde{G} , так и распады в «обычные» частицы, идущие через промежуточный гравитон или гравитино и имеющие ту же малость $1/m_P^2$ в амплитуде, что и распады первого типа, поэтому формула (1) дает ответ во всех случаях. В последнем случае возможна генерация барионной асимметрии за счет эффектов нарушения CP в четырехчастичных распадах тенеадронов $T(\tilde{T})$ с нарушением барионного числа

$$T \rightarrow G \rightarrow q\bar{q} \rightarrow qq\bar{l}, \quad \tilde{T} \rightarrow \tilde{G} \rightarrow q_s \bar{q} \rightarrow q_s q\bar{q}l.$$

Эти распады подавлены по отношению к основным двухчастичным

$$T \rightarrow G \rightarrow q\bar{q}(l\bar{l}), \quad \tilde{T} \rightarrow \tilde{G} \rightarrow q_s \bar{q}(l_s \bar{l})$$

дополнительным фактором $(\Lambda/m_P)^4$ в ширине. Аналогичный фактор подавления возникает и при не сохраняющих барионное число распадах гравитино, масса которого в этих моделях $\sim \Lambda^3/m_P^2$, при этом подавление больше, так как $(m_{\tilde{G}}/m_P)^4 = (\Lambda/m_P)^{12}$.

Мы рассматриваем космологические следствия существования «теневого» мира, предполагая, что в процессе компактификации гравитационное рождение частиц обеспечивает равное распределение по всем степеням свободы как «обычных», так и «теневого» частиц, откуда, в частности, следует отсутствие начального избытка барионного заряда.

После возникновения конфайнмента образуются нерелятивистские тенеадроны с массой порядка $\Lambda \gg 10^2$ ГэВ, доминирующие во Вселенной начиная с $t_\Lambda \sim m_P/\Lambda^2$ и до времени их распада $t_D \sim m_P^4/\Lambda^5$ (см. (1)). Вообще говоря, при амплитуде начальных возмущений плотности $\delta\rho/\rho = \delta_0 > (t_\Lambda/t_D)^{3/5}$ образуются обособившиеся от космологического расширения неоднородности тенеадронов [11], в которых могла бы происходить парная гравитационная аннигиляция со скоростью $\sigma v \sim \Lambda^2/m_P^4$. Так как характерная плотность в неоднородностях порядка $n \sim \Lambda^3 \delta^3$, то характерное

время такой аннигиляции

$$t_{\text{ан}} \sim (n\sigma v)^{-1} \sim \left[\Lambda^3 \delta^3 \frac{\Lambda^2}{m_p^4} \right]^{-1} \sim \delta^{-3} t_D \gg t_D,$$

поскольку $\delta \ll 1$. Это означает окончание доминантности тенеадронов именно при $t \sim t_D$, а не ранее.

«Наши» частицы, массы которых пренебрежимо малы в сравнении с массами тенеадронов, в этот период ультрарелятивистские, их вклад в космологическую плотность падает как a^{-1} (a — масштабный фактор) и по окончании эры тенеадронов составляет $1/a^4 \sim (\Lambda/m_p)^2$ от начального. Вследствие этого подавления при $t > t_D$ во Вселенной доминируют продукты распада тенеадронов. При этом для отношения числа барионов к числу фотонов имеет место соотношение

$$\frac{\Delta n_B}{n_\gamma} \sim \chi \left(\frac{\Lambda}{m_p} \right)^4 \frac{n_T}{n_\gamma} \sim \chi \left(\frac{\Lambda}{m_p} \right)^{11/2}, \quad (2)$$

где χ характеризует нарушение CP , фактор $(\Lambda/m_p)^4$ связан с подавлением четырехчастичных распадов, генерирующих барионную асимметрию, по отношению к двухчастичным, генерирующим энтропию, а для отношения числа фотонов n_γ к числу тенеадронов n_T можно получить оценку (вывод будет приведен в подробной работе) $n_T/n_\gamma \sim (\Lambda/m_p)^{3/2}$. При $\Lambda < 10^{-2} m_p$ из (2) следует, что $\Delta n_B/n_\gamma < 10^{-11}$, что неприемлемо, так как феноменологическое значение $\Delta n_B/n_\gamma$ порядка 10^{-10} . Для ненарушенной E_8' получаем ($\Lambda \sim 0,1 m_p$) $\Delta n_B/n_\gamma \sim \chi \cdot 10^{-5,5}$, что позволяет найти наблюдаемое значение при разумных величинах $\chi \sim 10^{-5} - 10^{-6}$.

Таким образом, на основании космологических соображений можно сделать вывод о том, что E_8' не нарушается при компактификации, гравитино имеет большую массу и наблюдаемая материя возникла из распадов тенеадронов. Если же предположить, что E_8' нарушена настолько сильно, что вообще исключается эпоха доминантности тенеадронов, то в рассматриваемом сценарии при этом возникают трудности со сверхлегким гравитино, а кроме того, отсутствует механизм генерации барионной асимметрии в четырехмерном мире.

Рассмотренный выше сценарий не привлекал механизмов бариосинтеза, предложенных в [12]. Реализация этих механизмов в рамках теории суперструн требует специального изучения.

Отметим в заключение, что затянутый переход к фазе конфайнмента тенеадронов мог бы реализовать инфляционную стадию расширения Вселенной. Другой механизм инфляции мог бы быть связан с компактификацией, вызываемой появлением трехмерных солитонов при вакуумном фазовом переходе 1+9-мерной теории, аналогичных нитям, стенкам и монополям 1+3-мерной теории. Также представляет интерес анализ космологической ситуации в модели $SO(32)$ с зеркальной симметрией. Эти вопросы будут рассмотрены в последующих работах.

Мы благодарны М. Б. Волошину, А. Д. Долгову, Я. Б. Зельдовичу, А. Д. Линде, А. Ю. Морозову, В. А. Новикову и М. А. Шифману за обсуждения.

Литература

1. Schwarz J. H. Phys. Rep., 1982, 89, 223. Green M. B. Surveys in High Energy Phys., 1982, 3, 127.
2. Green M. B., Schwarz J. H. Phys. Lett., 1984, 149B, 117.
3. Thierry-Mieg J. Phys. Lett., 1985, 156B, 199.
4. Green M. B., Schwarz J. H. Phys. Lett., 1985, 151B, 21.
5. Gross D. J., Harvey J. A., Martinec E., Rohm R. Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 502.
6. Candelas P., Horowitz G. T., Strominger A., Witten E. Santa Barbara preprint, 1984.
7. Kaplunovsky V. Phys. Rev. Lett., 1985, 55, 683. Dine M., Seiberg N. Phys. Rev. Lett., 1985, 55, 218.
8. Hosotani Y. Phys. Lett., 1983, 126B, 309; 129B, 193.
9. Dine M., Kaplunovsky V., Mangano M. et al. Princeton preprint, 1985. Witten E. Princeton preprint, 1985.
10. Derendinger J. P., Ibanez L. E., Nilles H. P. CERN-TH. 4228/85, 1985.
11. Полларес А. Г., Хлонов М. Ю. УФН, 1985, 145, 369.
12. Affleck I., Dine M. Nucl. Phys., 1985, B249, 361. Linde A. D. Phys. Lett., 1985, 160B.

243. *Lazarides G., Ranagiotakopoulos C., Shafi Q.* Preprint Rockefeller Univ. RU85/B/135, 1985; Bartol Research Foundation preprint BA-85-62, 1985. *Kuzmin V. A., Rubakov V. A., Shaposhnikov M. E.* Phys. Lett., 1985, **155B**, 36. *Fukugita M., Yanagida T.* Kyoto Univ. preprint RIFP-641, 1986.

COSMOLOGICAL CONSEQUENCES OF THE $E_8 \times E_8$ SUPERSTRING MODELS

KOGAN Ya. I., KHLOPOV M. Yu.

Possible sources of the baryonic asymmetry are discussed in the $E_8 \times E_8$ superstring models. It is shown that because of the dominance of supermassive shadow particles (shadow hadrons) in the early Universe one can conclude that the observed value of the baryonic asymmetry is compatible only with the unbroken shadow E_8 , provided that the baryosynthesis is determined by decays of heavy particles.