

Фазовые переходы ранней вселенной в модели Составного Хиггса в рамках Голографического подхода

Олег Новиков¹, Андрей Шаврин¹

¹Санкт-Петербургский государственный университет

Аннотация

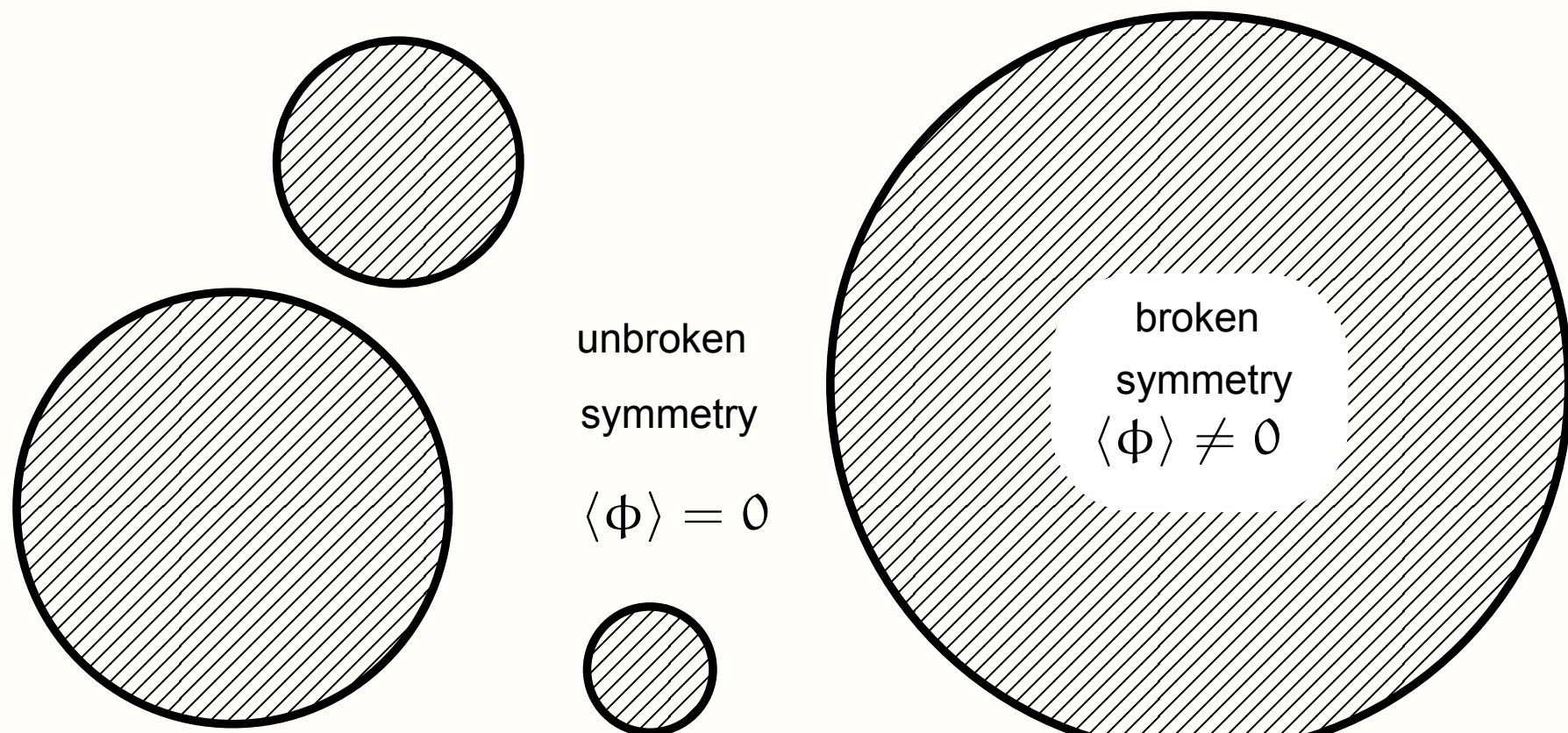
Голографический принцип является одним из наиболее значительных открытий в теории струн. Данный метод позволяет изучать сильносвязанные теории поля новым способом. Что широко используется в различных нерешённых задачах физики за пределами Стандартной Модели (СМ). В частности, проблема барионной асимметрии широко обсуждается в свете недавних открытий в гравитационной астрономии. Согласно условиям Сахорова, для барионной асимметрии необходим фазовый переход первого рода. Который может порождать наблюдаемые гравитационные волны. Вы рассмотрели электрослабый бериогенезис в рамках модели Составного Хиггса (СН) через "soft-wall" голографический "bottom-up" подход. Фазовый переход первого рода возникает в модели из-за динамического спонтанного нарушения симметрии в новом сильносвязанном секторе. В данной работе представлено однородные решения модели в рамках пертурбативного подхода.

Мотивация

Наблюдаемая барионная асимметрия вселенной, т.е. доминирование материи над антиматерией, невозможна без условий Сахорова:

- **Нарушение сохранения барионного числа.** Это возможно в СМ благодаря непертурбативным сфалеронным процессам при температуре электрослабого нарушения.
- **C и CP нарушение.** Что реализуется в СМ посредством комплексных фаз Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) и Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sagata (PMNS) матриц смешивания. Однако, это нарушения слишком мало в сравнении с наблюдаемой асимметрией.
- **Нарушение термодинамического равновесия.** Данный процесс происходит, в частности, при фазовом переходе первого рода (1st PT). В таком сценарии происходит "bubble nucleation" – нуклеосинтез на стенках пузырьков. Данное условия накладывает требование наличия фазового перехода первого рода в Хиггсовском секторе.

В случае 1st PT, пузыри новой фазы появляются в плазме ("bubble nucleation"). Это происходит только в случае первого рода, т.к. 1st PT – стохастический процесс. Переход происходит в случайной точке пространства. Раздуваясь как пузырь, регион с нарушенной симметрией $\langle \phi \rangle \neq 0$ (т.е. с нетривиальным вакуумным средним (VeV)) появляется в плазме с ненарушенной симметрией $\langle \phi \rangle = 0$. Фазовый переход второго рода и кроссовер – детерминированные процессы. Они происходят одновременно во всём объёме при определённых условиях. Во время 1st PT, две различные фазы существуют одновременно. Условия Сахорова выполняются на границе фаз, поскольку там происходит нарушение термодинамического равновесия (CPT нарушение).



Поначалу этот переход связывали с электрослабым нарушением симметрии в СМ. Однако, это не However, it is not 1st PT. Since Higgs boson turned to be too heavy ($m_H > 70\text{GeV}$). Одно из возможных решений – расширить СМ, добавив новую симметрию на более высоких энергиях. Её нарушение может приводить к подходящим фазовым переходам.

Модель Составного Хиггса

В рамках СН модели бозон Хиггса рассматривается аналогично составным частицам (адронам) в КХД. Вводится новый сильносвязанный сектор \mathcal{L}_{CH} с внутренней симметрией \mathcal{G} вместо стандартного механизма Хиггса. Взаимодействие с полями СМ \mathcal{L}_{SM} происходит через электрослабые поля, сохраняющимися токами J^μ и составными операторами

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \mathcal{L}_{\text{CH}} + B_\mu J^\mu + W_\mu^k J_\mu^k + \left[\sum_i \bar{\Psi}_i \mathcal{O}_i + \text{h.c.} \right].$$

На некотором масштабе симметрия нарушается до меньшей $\mathcal{H} \subset \mathcal{G}$. Этот переход ведёт к появлению Голдстоуновских бозонов в косете этих групп \mathcal{G}/\mathcal{H} .

$$(\mathcal{G} \text{ invariant vacuum}) \xrightarrow{\text{spontaneous breaking}} (\mathcal{H} \text{ invariant vacuum})$$

Минимальная реалистичная СН модель должна содержать Хиггсовский дуплет СМ в своём косете. Минимальной симметрией, содержащей полную симметрию электрослабого взаимодействия в нарушенной фазе, является $\mathcal{G} = \text{SO}(5) \times \text{U}(1)_\gamma$ для "полной" симметрии и, для "нарушенной" $\mathcal{H} = \text{SU}(2)_L \times \text{U}(1)_\gamma$. Даёт минимальный косет с необходимым числом степеней свободы

$$\phi \in \text{SU}(2)_C \subset \text{S}_R^4 \cong \text{SO}(5)/\text{SO}(4)$$

Переход $\mathcal{G} \rightarrow \mathcal{H}$ аналогично киральному переходу в КХД. Эффективное поле составных частиц можно рассматривать как конденсат Σ_{IJ} фермионных примарных полей Φ_I с гиперфлейворным индексом

I. Число гиперцветов предполагается большим (планарный предел больших N).

$$\Sigma_{IJ} = \langle \bar{\Psi}_I \Psi_J \rangle = \xi^\top \left[\begin{pmatrix} 0_{4 \times 4} & 0 \\ 0 & \chi \end{pmatrix} + \eta_1 \tilde{\tau}_1 \right] \xi \xrightarrow{\text{low energy}} \begin{pmatrix} 0_{4 \times 4} & 0 \\ 0 & \chi \end{pmatrix}$$

Конденсат может быть параметризован в аналогично Хиггсовскому механизму СМ. ξ – псевдо-Намбу-Голдстоуновские бозоны, η – "радиальные" флуктуации, χ – фоновое поле. Оно даёт определяющий вклад в эффективный потенциал. Его вычисление позволяет судить о наличии фазовых переходов в модели.

Эффективный Потенциал

Стандартный способ изучения термодинамических аспектов квантово-полевой системы – определение эффективного действия. Эффективный потенциал позволяет изучать динамику квантовых систем. В частности, вакуумы и прочие стабильные состояния могут быть найдены при помощи этого подхода. В обще случае, связанная часть $W[J]$ производящего функционала $\mathcal{Z}[J]$

$$\mathcal{Z}_{\text{CH}}[J] = \int \mathcal{D}\phi \exp \left(-S[\phi] - \int d^4x \phi(x) J(x) \right) \stackrel{\text{def}}{=} e^{-W[J]}$$

определяет эффективное действие $\Gamma[\langle \phi \rangle]$ посредством преобразования Лежандра $J \leftrightarrow \langle \phi \rangle$:

$$\Gamma[\langle \phi \rangle] = W[J] - \int d^4x \frac{\delta W[J]}{\delta J(x)} J(x).$$

Такое определение исключает нефизический источник J и заменяет его на новую переменную $\langle \phi \rangle = \frac{\delta W[J]}{\delta J}|_{J=0}$ – вакуумное среднее. В нашей модели, это значение может играть роль параметра порядка, позволяющего различать различные фазы.

В однородном случае (т.е. $\langle \phi \rangle = \text{const}_{\text{r.t.}}$), кинетическая часть эффективного действия должна обнуляться

$$\Gamma = \int_{\mathbb{R}^{1,3}} d^4x \left(K_{\text{eff}}[\partial_\mu \langle \phi \rangle] + V_{\text{eff}}[\langle \phi \rangle] \right) = \text{Vol}_4 V_{\text{eff}}$$

Такое предположение позволяет определить квантовый эффективный потенциал.

Уравнение движения эффективного действия

$$\frac{\delta \Gamma}{\delta \langle \phi \rangle} = J = \frac{\delta V_{\text{eff}}}{\delta \langle \phi \rangle}$$

определяет условие экстремальности эффективного потенциала $\frac{\delta V_{\text{eff}}}{\delta \langle \phi \rangle}|_{J=0} = 0$.

Корреляционные функции в теории поля определяются следующим образом

$$G_n(x_1, \dots, x_n) = \frac{\delta^n W[J]}{\delta J(x_1) \dots \delta J(x_n)} \Big|_{J=0}$$

В однородном случае, экстремумы эффективного потенциала могут быть найдены как вакуумные корреляционные функции

$$G_0 = W[J=0] = \text{Vol}_4 V_{\text{eff}}|_{\text{extrema}}$$

Такие корреляционные функции могут быть вычислены различными способами, чтобы определить эффективный квантовый потенциал.

AdS/CFT соответствие

AdS/CFT соответствие (также известное как голография) утверждает равенство производящего функционала $\mathcal{Z}[J]$ сильносвязанной конформной теории поля (CFT) и статсуммы некоторой слабосвязанной гравитационной дуальной теории в пространстве анти де-Ситтера (AdS).

$$\mathcal{Z}_{\text{CFT}}[J] \stackrel{\text{AdS/CFT correspondence}}{=} \mathcal{Z}_{\text{AdS}} \stackrel{\text{quasiclassical approximation}}{=} e^{-S_{\text{AdS}}|_{\partial \text{AdS}}}$$

Поля и действие CFT неопределены. Известны только токи её составных операторов

$$\mathcal{Z}_{\text{CFT}}[J] = \int \mathcal{D}[\text{fields}] e^{-S[\dots]-\mathcal{O}} = \exp \left(-S|_{\partial \text{AdS}} - \frac{\delta S}{\delta \phi} \Big|_{\partial \text{AdS}} \right)$$

Мы можем рассмотреть квазиклассический предел дуальной теории ввиду её слабосвязанности. Граничное поведение классических решений дуальной теории задаёт источники CFT операторов \mathcal{O}

$$\phi|_{\partial \text{AdS}} \sim J \Rightarrow G_n = \frac{\delta^n S|_{\partial \text{AdS}}}{\delta (\phi|_{\partial \text{AdS}})^n} \Big|_{\phi|_{\partial \text{AdS}}=0}$$

Голографический подход к эффективному потенциалу

СН (аналогично КХД) обладает конформным окном – определённым диапазоном масс (порядка $m_{\text{IR}} \sim 1 - 10 \text{ TeV}$), где теория приобретает конформную симметрию. AdS/CFT соответствие может быть применено для определения эффективного потенциала

$$V_{\text{eff}}|_{\text{extrema}} = G_0 = -\frac{1}{\text{Vol}_4} S_{\text{AdS}} \Big|_{\phi|_{\partial \text{AdS}}=0}$$

Условие экстремальности играет роль уравнения на соответствующее вакуумное среднее $\langle \phi \rangle$

$$\frac{\delta V_{\text{eff}}[\langle \phi \rangle, J]}{\delta \langle \phi \rangle} \Big|_{J=0} = 0 \Rightarrow \langle \phi \rangle = \langle \phi \rangle_{\text{extrema}}$$

Значения и позиции эффективного потенциала определяют вакуумы (минимумы) и потенциальные барьеры (максимумы).

Фазовые переходы

Модель даёт конечные значения эффективного потенциала V_{eff} в точках экстремума $\langle \phi \rangle = \langle \phi \rangle_{\text{extrema}}$ (синяя линия Рис. 2). Это позволяет найти и классифицировать фазовые переходы в модели. На рисунке ниже "экстремальные кривые"

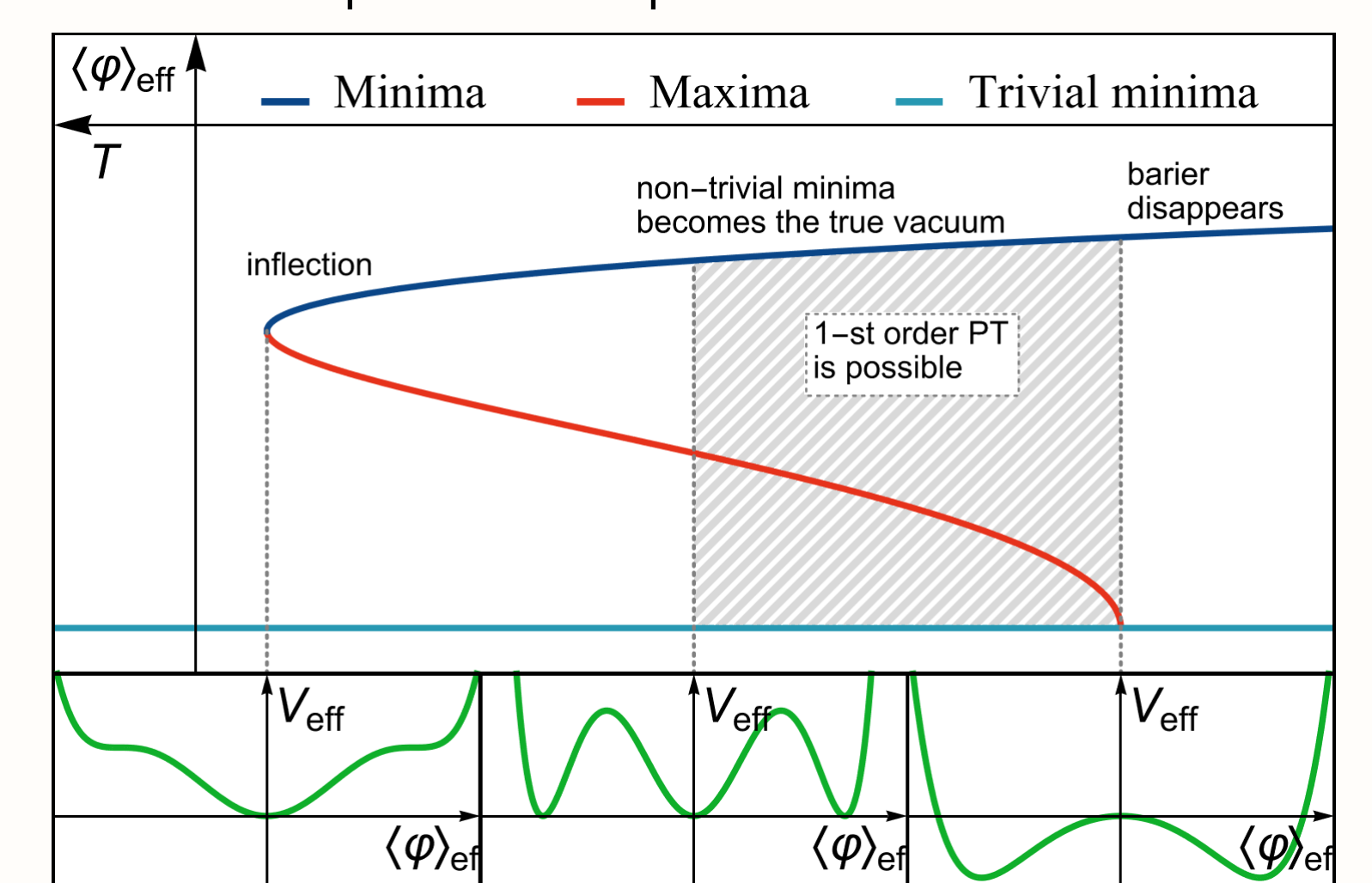


Рис. 1: Параметрические кривые эффективного потенциала (схематичная иллюстрация вне масштаба).

Точка на кривой $(T, \langle \phi \rangle)$ определяет экстремум V_{eff} с вакуумным средним $\langle \phi \rangle$ при температуре T . При охлаждении появляется нетривиальный минимум. При определённой температуре он становится истинным вакуумом фазы с нарушенной симметрией. Наличие максимума говорит о наличии потенциального барьера. Следовательно, фазовый переход первого рода имеет место быть. Плотность свободной энергии ($\mathcal{F}_v \propto V_{\text{eff}}$) нетривиального решения (обозначено синей линией) меньше, чем для тривиального решения (обозначено зелёной плоскостью), как видно на рисунке ниже

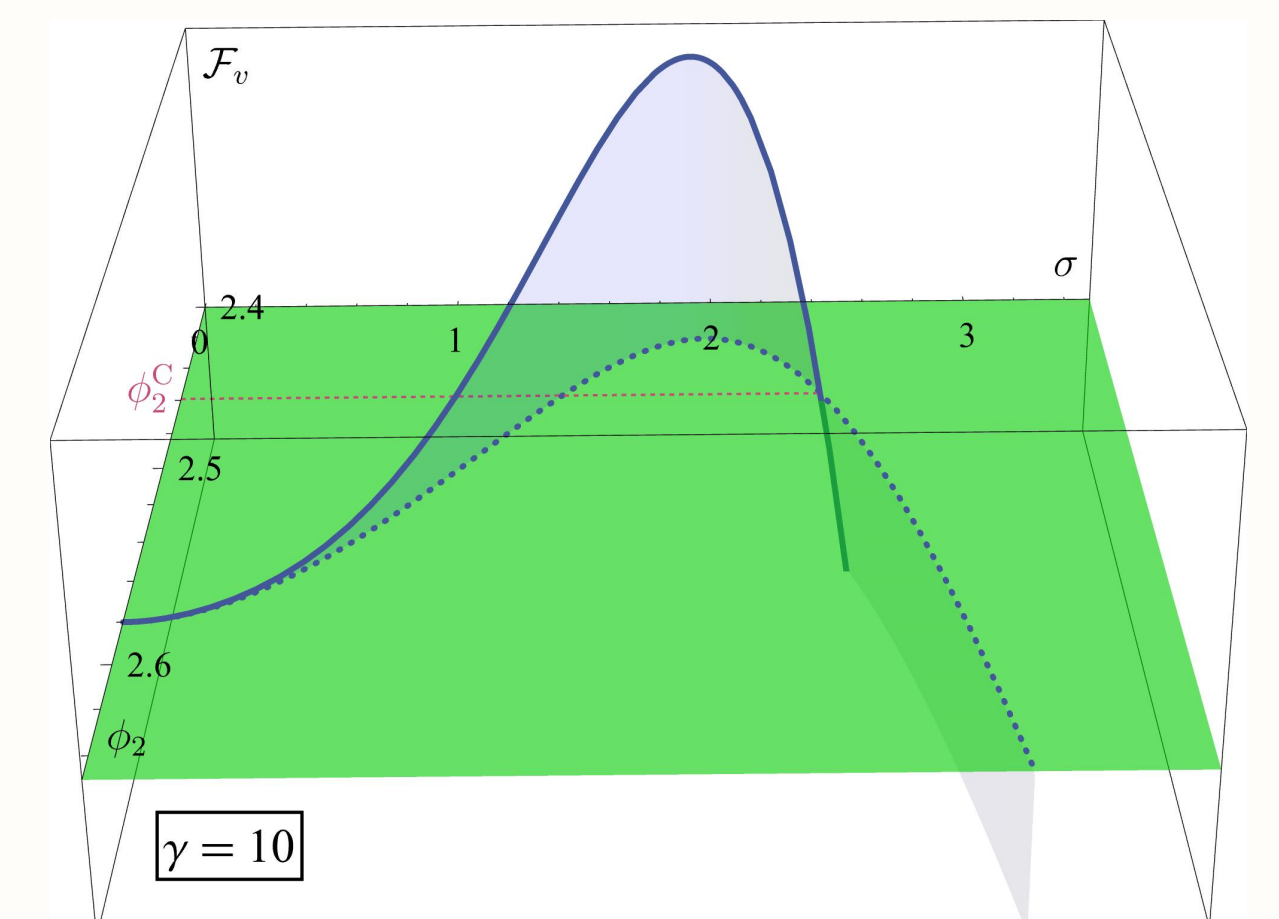
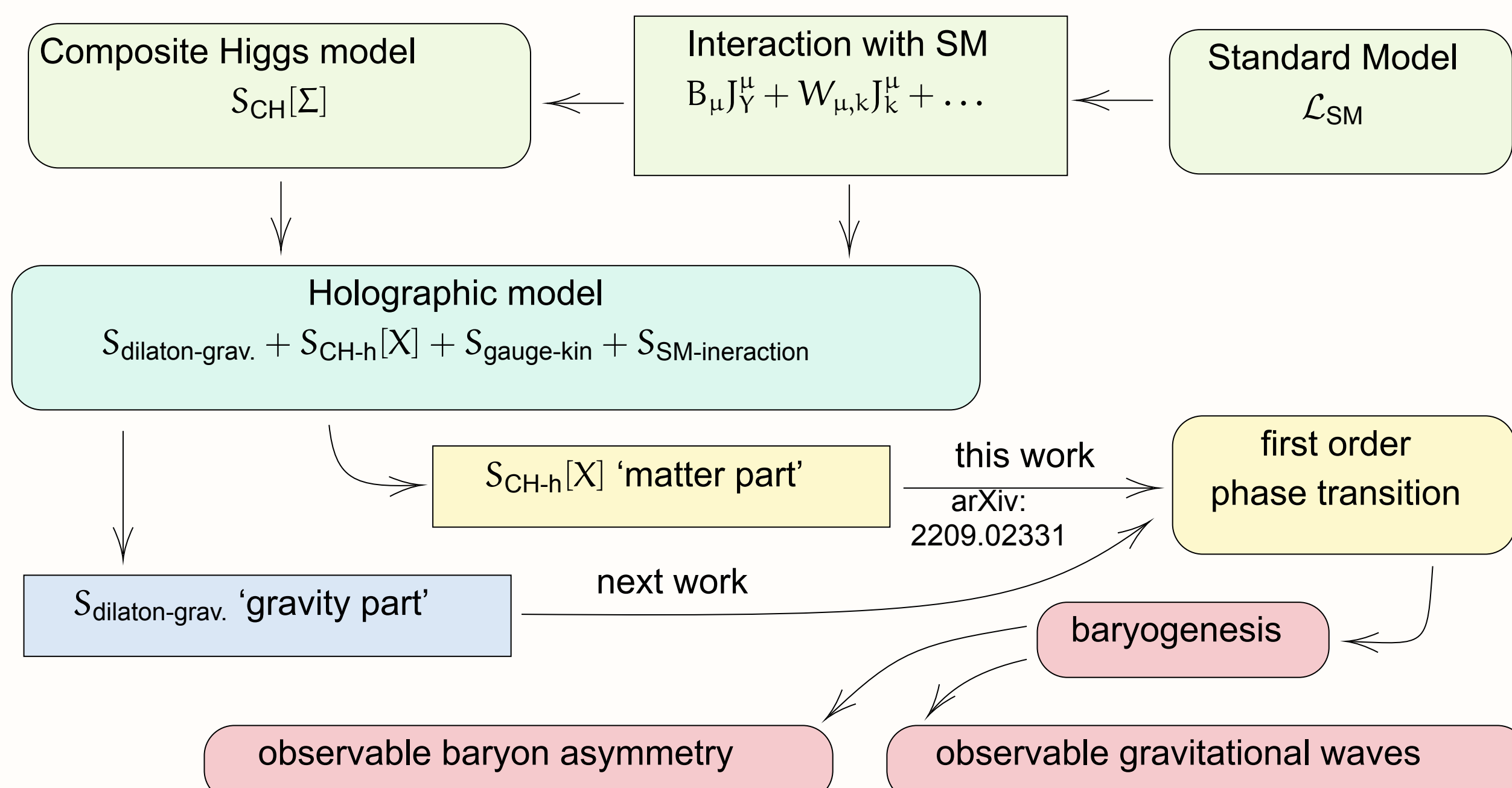


Рис. 2: Free energy density ($\phi_2 \sim \frac{1}{T^2}$, $\sigma \sim \langle \phi \rangle$)

При некоторой температуре потенциальный барьер исчезает. Тривиальный вакуум становится максимумом. Таким образом, в модели есть определённый температурный диапазон, где возможен фазовый переход первого рода.

Conclusion

Мы начали с рассмотрения СН модели и сформулировали её голографическую версию. Мы обнаружили фазовый переход первого рода в эффективном потенциале в "секторе материи". Следующим шагом могло быть восстановление физических (eV) единиц (пока всё вычислено в относительных величинах). Это позволит определить бариогенезис, найти величину асимметрии и гравитационные волны (которые можно обнаружить на перспективных гравитационных обсерваториях).



Однако, мы решили рассмотреть гравитационную часть в рамках "top-down" струнного подхода. Поскольку этот сектор также может дать дополнительные фазовые переходы.