

щими Вселенную. Граничный масштаб $A. \phi.$, испытывающий затухание, если определять его массой вовлеченных во флуктуацию барионов M_d , зависит от атомных констант и параметров рассматриваемой космологич. модели (*Хаббла постоянная* H_0 и безразмерной ср. плотности Вселенной Ω_0 , см. *Космология*). Значение M_d оценивается по аппроксимационной ф-ле

$$M_d = \frac{4}{3} \pi \rho_b k_d^{-3} \approx 1,3 \cdot 10^{12} (\Omega_0 h^2)^{-3/2} M_\odot,$$

где $k_d = 2\pi/\lambda_d$ — волновое число, соответствующее масштабу затухания в спектре $A. \phi.$, ρ_b — ср. плотность барионов, $h = H_0/[100 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпк})]$ — безразмерный параметр. Ф-ла приближенно справедлива при $0,01 < \Omega_0 h^2 < 1$.

В моделях Вселенной, где по своему вкладу в массу доминируют слабозаимодействующие частицы, обладающие массой покоя (напр., электронное нейтрино с предполагаемой массой $m_\nu \approx 10-100 \text{ эВ}$ и, возможно, нестабильное), затухание мелкомасштабных $A. \phi.$ вызвано эффектом перемешивания — аналог *Ландау затухания* — на стадии, когда слабозаимодействующие частицы были релятивистскими. Граничный масштаб затухания $M_\nu \sim m_{pl}(m_{pl}/m_\nu)^2$, где $m_{pl} \sim (c\hbar/G)^{1/2}$ — т. н. планковская масса. В случае электронных нейтрино $M_\nu \sim 10^{15} M_\odot$.

Информация об $A. \phi.$, существовавших в эпоху рекомбинации водорода (при $z \sim 10^3$, где z — красное смещение), сохраняется в угл. флуктуациях темп-ры микроволнового фонового излучения $\Delta T/T$. Поэтому данные наблюдений величины $\Delta T/T$ позволяют оценить верхние пределы амплитуды $A. \phi.$ разных масштабов в эпоху рекомбинации. По-видимому, амплитуда $A. \phi.$ в масштабах $\sim M_\nu$ в то время составляла $\sim 0,1\%$.

К моменту рекомбинации затухают мелкомасштабные $A. \phi.$ и остаются флуктуации с массой $> M_d$ (или M_ν). После рекомбинации сохранившиеся крупномасштабные неоднородности плотности растут под действием гравитации, не испытывая противодействия со стороны сил упругости (давления), т. к. M_d и M_ν существенно превышают критич. джинсовскую массу в эту эпоху (см. *Гравитационная неустойчивость*). Поэтому образование структуры на нелинейной стадии роста $A. \phi.$ начинается с концентрации слабозаимодействующих частиц и барионов в сильно сплюснутые облака — т. н. блины (вероятно, при $z \approx 4$). «Блины», обладающие массами $\approx M_d$ (или M_ν), являются предшественниками совр. сверхскоплений галактик. В этой модели галактики образуются внутри «блинов» путём фрагментации их на части, к-рая вызвана сложными газодинамич., тепловыми и гравитац. процессами. Наряду с образованием «блинов» теория предсказывает рождение на более поздней стадии эволюции волоконистых и компактных сгущений массы примерно того же масштаба, к-рые вместе с «блинами» образуют единую ячеисто-сетчатую крупномасштабную структуру Вселенной. Если осн. масса Вселенной заключена в гипотетич. слабозаимодействующих частицах типа аксонов, фотоно, гравитино, то теория предсказывает более сложную картину происхождения структуры Вселенной из $A. \phi.$, в к-рой скопления и сверхскопления галактик образуются несколько позже самих галактик.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строев и эволюция Вселенной, М., 1975; Шандарин С. Ф., Дорошкевич А. Г., Зельдович Я. Б., Крупномасштабная структура Вселенной, «УФН», 1983, т. 139, с. 83.

С. Ф. Шандарин.
АДИАБАТИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС (адиабатный процесс) — термодинамич. процесс, происходящий в системе без теплообмена с окружающей средой ($\delta Q = 0$), т. е. в адиабатически изолир. системе, состояние к-рой можно изменить только путём изменения внеш. пара-

метров. Понятие адиабатич. изоляции является идеализацией теплоизолирующих оболочек или сосудов Дьюара (адиабатные оболочки). Изменение темп-ры внеш. тел не оказывает влияния на адиабатически изолир. системы, а их энергия U может изменяться только за счёт работы, совершаемой системой (или над ней). Согласно *первому началу термодинамики*, при обратимом $A. \phi.$ для однородной системы $dQ = dU + PdV = 0$, где V — объём системы, P — давление, а в общем случае $dQ = dU + \sum_j A_j da_j = 0$, где a_j — внеш. параметры, A_j — термодинамич. силы. Согласно *второму началу термодинамики*, при обратимом $A. \phi.$ энтропия постоянна, $dS = dQ/T = 0$, а при необратимом — возрастает. Очень быстрые процессы, при к-рых не успевают произойти теплообмен с окружающей средой, напр. при распространении звука, можно рассматривать как $A. \phi.$ Энтропия каждого малого элемента жидкости при его движении со скоростью v остаётся постоянной, поэтому полная производная энтропии s , отнесённой к единице массы, равна нулю, $ds/dt = \partial s/\partial t + v \cdot \text{grad} s = 0$ (условие адиабатичности). Простым примером $A. \phi.$ является сжатие (или расширение) газа в теплоизолир. цилиндре с теплоизолир. поршнем: при сжатии темп-ра возрастает, при расширении — убывает. Др. примером $A. \phi.$ может служить адиабатич. размагничивание, к-рое используют в методе *магнитного охлаждения*. Обратимый $A. \phi.$, наз. также и *э н т р о п и й н ы м*, изображается на диаграмме состояния *адиабатой* (изоэнтропой).

Лит. см. при ст. *Термодинамика*. Д. Н. Зубарев.
АДИАБАТИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ — метод приближенного решения задач квантовой механики, применяемый для описания квантовых систем, в к-рых можно выделить «быструю» и «медленную» подсистемы. Исходная задача решается в два этапа: сначала рассматривается движение быстрой подсистемы при фиксир. координатах медленной подсистемы, а затем учитывается движение последней.

Если \mathbf{r} и \mathbf{R} — соответственно координаты быстрой и медленной подсистем, то полный *гамильтониан* системы можно представить в виде

$$\hat{H}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \hat{T}_m(\mathbf{R}) + \hat{T}_6(\mathbf{r}) + \hat{V}(\mathbf{r}, \mathbf{R}),$$

где $\hat{T}_6(\mathbf{r})$ и $\hat{T}_m(\mathbf{R})$ — операторы кинетич. энергии быстрой и медленной подсистем, а $\hat{V}(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ — оператор потенциальной энергии всей системы. В $A. \phi.$ из решения ур-ния

$$\{\hat{T}_6(\mathbf{r}) + \hat{V}(\mathbf{r}, \mathbf{R})\} \varphi_i(\mathbf{r}; \mathbf{R}) = \mathcal{E}_i(\mathbf{R}) \varphi_i(\mathbf{r}; \mathbf{R})$$

сначала находят волновые ф-ции $\varphi_i(\mathbf{r}; \mathbf{R})$ быстрой подсистемы при фиксир. значениях координат \mathbf{R} и собств. значения энергии $\mathcal{E}_i(\mathbf{R})$ быстрой подсистемы (*термы спектральные*), к-рые зависят от координат \mathbf{R} медленной подсистемы так, как от параметра.

Полная волновая ф-ция системы представляется в виде разложения по базису $\varphi_i(\mathbf{r}; \mathbf{R})$:

$$\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \sum_j \varphi_j(\mathbf{r}, \mathbf{R}) \psi_j(\mathbf{R}),$$

где под знаком суммы следует понимать не только суммирование по дискретному спектру, но также интегрирование по сплошному спектру j оператора $\hat{T}_6(\mathbf{r}) + \hat{V}(\mathbf{r}, \mathbf{R})$. При подстановке этого разложения в ур-ние Шрёдингера

$$\{\hat{H}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) - \mathcal{E}\} \Psi(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = 0,$$

где \mathcal{E} — энергия всей системы, домножении его слева на ф-ции $\varphi_i(\mathbf{r}; \mathbf{R})$ и интегрировании по переменным \mathbf{r} возникает бесконечная система ур-ний

$$\{\hat{T}_m(\mathbf{R}) - \mathcal{E} + \mathcal{E}_i(\mathbf{R}) + U_{ii}(\mathbf{R})\} \psi_i(\mathbf{R}) = - \sum_{j \neq i} U_{ij}(\mathbf{R}) \psi_j(\mathbf{R})$$