

нием на мнимую единицу матриц, представляющих нек-рые из генераторов. Получающиеся в результате представления Д. С. г. оказываются неунитарными. Унитарные неприводимые представления Д. С. г. (кроме тривиального) являются бесконечномерными.

Лит.: Виленкин Н. Я., Специальные функции и теория представлений групп, М., 1965; Менский М. В., Метод индуцированных представлений: пространство-время и компакция частиц, М., 1976; Барут А., Рончака Р., Теория представлений групп и ее приложения, пер. с англ., т. 1—2, М., 1980.

ДЕ СИТЕРА ПРОСТРАНСТВО-ВРЕМЯ — четырехмерное пространство-время постоянной кривизны. Подобно Минковского пространству-времени, Д. С. п.-в. максимально симметрично и (в зависимости от знака кривизны) обладает 10-параметрич. группой симметрии $O(4, 1)$ (Д. С. п.-в. 1-го рода) или $O(3, 2)$ (Д. С. п.-в. 2-го рода, или антидеситтеровское пространство, см. *Де Ситтера группа*). Д. С. п.-в. является частным однородным и изотропным решением ур-ний Эйнштейна в общей теории относительности (см. *Тяготение*), в правой части к-рых на месте тензора энергии-импульса материи $T_{\mu\nu}$ стоит т. н. космологич. постоянная Λ , т. е. $(8\pi G/c^4) T_{\mu\nu} = \Lambda \delta_{\mu\nu}$, где G — гравитац. постоянная, $\delta_{\mu\nu}$ — символ Кронекера ($\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$). Именно в этом контексте оно было введено В. де Ситтером (W. de Sitter) в 1917. Тензор кривизны Д. С. п.-в. выражается через его метрич. тензор $g_{\mu\nu}$ ф-лой $R_{\mu\nu\sigma\rho} = 1/3\Lambda (g_{\mu\sigma}g_{\nu\rho} - g_{\mu\rho}g_{\nu\sigma})$. Наиб. интерес представляет Д. С. п.-в. 1-го рода, соответствующее случаю $\Lambda > 0$. Оно наиб. просто реализуется в виде гиперболюида в 5-мерном псевдоевклидовом пространстве (одна координата — временная, остальные — пространственные). Д. С. п.-в. 1-го рода обладает *горизонтом событий* (см. *Черные дыры*), поэтому, в отличие от пространства-времени Минковского, для любого события в нём *световой конус* будущего (совпадающий с областью причинного влияния данного события) не покрывает при $t \rightarrow \infty$ всего пространства. С точки зрения космологии Д. С. п.-в. 1-го рода является частным случаем однородных и изотропных моделей Фридмана (см. *Космология*), в к-рых плотность обычной материи равна нулю, а масштабный фактор (размер Вселенной) имеет след. зависимость от времени: $a(t) = cH^{-1} \text{ch}(Ht)$, $\dot{a}(t) = a_0 e^{Ht}$ и $\ddot{a}(t) = cH^{-1} \text{sh}(Ht)$ соответственно для закрытой, плоской и открытой моделей Фридмана, где $H = (\Lambda c^2/3)^{1/2}$, $a_0 = \text{const}$ (все три решения описывают одно и то же пространство-время в разных системах отсчёта, но только первое из них покрывает Д. С. п.-в. полностью). Экспоненц. быстрое расширение при $t \rightarrow \infty$ есть результат гравитац. отталкивания, вызванного космологич. постоянной.

Д. С. п.-в. 1-го рода играет важную роль в космологии в двух случаях. Во-первых, если $\Lambda > 0$, то космологич. модели Фридмана будут асимптотически стремиться к Д. С. п.-в. при $t \rightarrow \infty$ (для закрытой модели Фридмана это утверждение верно, если влияние космологич. постоянной на эволюцию модели станет существенным ранее, чем произойдёт смена расширения на сжатие, вызванная кривизной 3-мерного пространства). Т. о., при $\Lambda > 0$ Д. С. п.-в. может приближённо описывать будущее нашей Вселенной. Во-вторых, согласно сценарию *раздувающейся Вселенной*, наша Вселенная могла приближённо совпадать с Д. С. п.-в. (или его частью) и испытывать экспоненц. расширение в течение нек-рого времени в прошлом, на очень раннем этапе своей эволюции. При этом необходимая эффективная космологич. постоянная создаётся квантово-гравитац. эффектами (см. *Квантовая теория гравитации*) или потенц. энергией нек-рого квантового скалярного поля, возникающего в моделях *великого объединения* взаимодействий или в теории *супергравитации*. Несмотря на относит. непродолжительность такой деситтеровской стадии, Вселенная за это время могла расширяться от сверхмикроскопич. размеров $\sim 10^{-33}$ см до громадных

масштабов, к-рые к настоящему моменту будут значительно превосходить размер видимой части Вселенной ($\sim 10^{28}$ см). В этом случае наблюдаемая в настоящее время высокая степень крупномасштабной однородности и изотропии видимой части Вселенной объясняется тем, что в нек-ром интервале времени в прошлом она находилась в максимально симметричном деситтеровском состоянии.

Лит.: Хокинг С., Эллис Д. Дж., Крупномасштабная структура пространства-времени, пер. с англ., М., 1977.

А. А. Старобинский.

ДЕСОРБЦИЯ (от лат. de — приставка, означающая удаление, и sorbeo — поглощаю) — процесс, обратный *адсорбции* и *абсорбции*, при к-ром поглощённое вещество покидает поверхность или объём адсорбента. Д. адсорбиров. атомов и молекул происходит в результате их колебат. движения вдоль связи адсорбат — адсорбент с частотой τ_0 . Процесс Д. всегда характеризуется энергией активации $\varepsilon_d = Q + \varepsilon_a$, где Q — теплота адсорбции, а ε_a — энергия активации адсорбции. Кинетика Д. в рамках адсорбц. модели Ленгмюра может быть описана ур-нием:

$$w_d = - \frac{dw}{dt} = f(\theta) \cdot k_d \exp\left(-\frac{\varepsilon_d}{RT}\right),$$

где w_d — скорость Д., k_d — константа скорости Д., θ — степень заполнения поверхности адсорбента молекулами адсорбата, t — время, T — абс. темп-ра, $f(\theta)$ — ф-ция, определяемая характером взаимодействия адсорбата с адсорбентом, состоянием поверхности, латеральным взаимодействием в адсорбиров. слое и др. факторами, трудно поддающимися строгому количественному учёту. Методами статистич. физики удаётся получить явное выражение для $f(\theta)$ и k_d в жёстких рамках выбранных моделей потенциалов взаимодействия частиц адсорбата и адсорбента.

При повышении темп-ры в системе в первую очередь Д. будут подвергаться молекулы, адсорбированные на тех центрах адсорбции, для к-рых ε_d минимальна. Этот эффект положен в основу экперим. метода — термодесорбционной спектроскопии, при помощи к-рого изучают кинетику адсорбц. процессов, энергетич. распределение центров адсорбции, определяют теплоты адсорбции. При регистрации спектра термодесорбции темп-ру повышают, как правило, в программируемом режиме. Кол-во десорбирующего вещества регистрируется манометром или определяется хроматографически. Если нагрев адсорбента производится быстро, то полная Д. наступает практически сразу, и по кол-ву десорбиров. вещества можно рассчитать величину адсорбции Γ . Эта разновидность метода термодесорбции наз. *флэш-десорбцией* (или методом вспышки).

Наряду с традиционной — тепловой — активационной процессом Д. используются относительно новые методы ускорения десорбц. процессов в вакууме. Под действием электронного пучка возникает электронно-стимулированная десорбция, под действием света — фотостимулированная десорбция. Электрич. поля с достаточно высокими значениями напряжённости вызывают *десорбцию полем* (с поверхности нек-рых полупроводников Д. происходит при невысоких значениях напряжённости поля). Д. можно вызвать также ионными пучками достаточно высоких энергий, а также атомными и молекулярными пучками. Д. активизируется поверхностными УЗ-колебаниями определ. типа (волнами Рэлея). Механизмы этих явлений не всегда детально изучены, напр. при фотодесорбции часто не удаётся определить сечения разл. каналов диссипации энергии и, следовательно, разделить тепловое действие света от фоторождения электронов и дырок, поверхностная концентрация к-рых существенно влияет на кинетику Д. Десорбц. потоки в вакууме наряду с нейтральной содержат заряж. компоненты (кроме термодесорбц. потоков при низких темп-рах).

Адсорбционно-десорбц. явления часто сопровождаются *гистерезисом*, проявляющимся, напр.,