в ядре-мишени, Z — число протонов), т. е. числу таких пар нуклонов. Квазидейтронный механизм поглощения γ-квантов связывается с проявлением в ядре т. н. двухчастичных обменных токов (когда процесс проходит на мезоне, к-рым обмениваются нуклоны, или в промежуточном состоянии виртуально образуется Δ-изобара), а также двухчастичных нуклонных корреляций короткодействующего характера.

Нуклон, поглотивший γ-квант, получает достаточно большую энергию, к-рая позволяет ему покинуть ядро, не сформировав промежуточного состояния. При $\mathscr{E}_\gamma \leqslant 100$ МэВ основным является канал с вылетом одного быстрого нуклона. Выше 100 МэВ осн. вклад в полное сечение приходится на канал с вылетом двух быстрых нуклонов.

В третьей области энергии $\mathscr{E}_\gamma$ за порогом образования пиона и до 2 ГэВ длина волны γ-кванта становится порядка размеров нуклона и взаимодействие происходит в осн. с одним нуклоном. В сечении фотопоглощения на свободном нуклоне чётко проявляются 3 пика, отвечающие возбуждению Δ (1232 МэВ)-изобары и двух частиц-резонансов — N^* (1520 МэВ) и N^{**} (1680 МэВ). В том случае, когда γ-квант поглощается нуклоном, находящимся в ядре, пик, связанный с образованием Δ-изобары, проявляется столь же чётко, тогда как 2 остальных сильно уширяются. Такое «размытие» пиков во многом обусловлено движением нуклонов в ядре. В области возбуждения Δ-изобары характерно универсальное для всех ядер сечение — отношение σ/A (в пределах точности измерений) одинаково для всех ядер от Be до U. Это свидетельствует о том, что свойства свободной Δ-изобары не сильно изменяются в ядре.

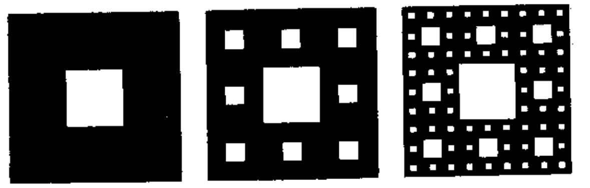
Осн. каналами расщепления ядер в этой области энергии являются каналы с вылетом неск. нуклонов. В ядрах с $A>200$ после вылета неск. нуклонов происходит деление. Обычно расщепление ядер сопровождается вылетом пиона. С меньшей вероятностью идут процессы образования мезонов с малой передачей энергии ядру, когда оно остаётся в связанном состоянии.

Когда энергия γ-кванта превышает 2 ГэВ (четвёртая область), в энергетич. зависимости $\sigma(\mathscr{E}_\gamma)$ исчезает всякая структура. Само сечение оказывается слабо зависящим от энергии. Аналогично ведёт себя и полное сечение взаимодействия адронов с ядрами. Различие состоит только в том, что сечение поглощения γ-квантов меньше адронного на пост. величину, пропорциональную константе *электромагнитного взаимодействия*. Такое поведение сечения нашло объяснение в рамках т. н. модели векторной доминантности, согласно к-рой в этой области энергий γ-квант ведёт себя как векторные мезоны (см. *Векторной доминантности модель*). Одним из следствий такого поведения γ-кванта является то, что при его взаимодействии с ядром не все нуклоны оказываются равноправными, часть из них оказывается заэкранированной. Это означает, что зависимость полного сечения поглощения от A должна иметь вид A^α, где $\alpha<1$ (в эксперименте величина $\alpha \approx 0{,}9$). При дальнейшем росте $\mathscr{E}_\gamma$ «точечный» γ-квант взаимодействует с *кварками* нуклона.

Лит.: Барашенков В. С., Тонеев В. Д., Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами, М., 1972; Giannini M. M., Ricco G., Photoreactions above the giant-dipole-resonance, «Riv. Nuovo Cim.», 1985, v. 8, p. 1; Недорезов В. Г., Ранюк Ю. Н., Фотоделение ядер за гигантским резонансом, К., 1989; Int. Rev. of Nuclear Phys., v. 7, Singapore, 1991.

Р. А. Эрамжян.

ФРАКТА́ЛЫ — множества с крайне нерегулярной разветвлённой или изрезанной структурой. Термин «Ф.» предложен Б. Мандельбротом (B. Mandelbrot) [1], хотя подобные объекты изучались в математике с кон. 19 в. Простейшим примером Ф. является канторово множество, к-рое строится следующим образом. Из отрезка [0, 1] выбрасывается центр. часть длиной $^1/_3$. Из полученных двух отрезков [0, 1/3] и [2/3,1] также выбрасываются центр. части, составляющие $^1/_3$ длины отрезков, и т. д. В пределе получается нигде не плотное множество, имеющее мощность континуума и нулевую длину (меру Лебега). Процесс построения канторова множества допускает многомерные обобщения. В двумерном случае единичный квадрат разбивается на первом шаге на девять квадратов со стороной $^1/_3$ и центр. квадрат выбрасывается. Затем та же процедура повторяется с каждым из оставшихся квадратов. Полученный в пределе Ф. наз. ковром Серпинского (см. рис., показаны первые 3 этапа построения).



Осн. характеристикой Ф. служит хаусдорфова, или фрактальная, размерность (ФР). По одному из определений Ф. наз. множество, для к-рого ФР строго больше топологич. размерности (см. также *Топология*). ФР строится следующим образом. Рассматривается произвольное покрытие ξ Ф. M конечным или бесконечным набором шаров $\{O_i\}$ радиуса $r_i<\varepsilon$. Размерность Ф. M наз. такое число $\delta \geqslant 0$, что $\inf\limits_{\xi} \sum\limits_i r_i^\gamma \to 0$ при $\varepsilon \to 0$ для всех $\gamma>\delta$ и $\inf\limits_{\xi} \sum\limits_i r_i^\gamma \to \infty$ при $\varepsilon \to 0$ для всех $\gamma<\delta$. Можно показать, что такое пограничное δ существует и единственно. Для канторова множества ФР $\delta = \ln 2/\ln 3$, а для двумерного ковра Серпинского $\delta = \ln 8/\ln 3$. Примерами естеств. Ф. являются береговая линия материков и островов, снежинки, броуновские кривые и т. д. Соответствующие ФР либо вычисляются, либо определяются экспериментально.

Большой интерес к Ф. в физ. литературе связан с тем, что Ф. возникают в реальных физ. задачах, причём в типичных, а не экзотич. ситуациях. Наиб. часто Ф. встречаются в задачах нелинейной динамики, гидродинамики, статистич. механики, и в частности в теории фазовых переходов, в теории полимеров, в хим. кинетике и др.

В нелинейной динамике Ф. возникают как аттракторы у диссипативных *динамических систем*. Аттракторами наз. множества в фазовом пространстве, притягивающие траектории динамич. системы. При этом, если аттрактор является Ф., его наз. *странным аттрактором*. Существование странных аттракторов является типичным свойством диссипативных динамич. систем. В случае дискретных отображений примером может служить аттрактор Фейгенбаума (см. *Фейгенбаума универсальность*). Хорошо изучен механизм образования и свойства аттрактора Лоренца (E. Lorenz), отвечающего системе ур-ний Лоренца

$$\dot{x} = -\sigma(x-y),$$
$$\dot{y} = -xz + rx - y,$$
$$\dot{z} = xy - bz$$

при значениях параметров $r=28$, $b={}^8/_3$, $\sigma=10$ [2]. Локально аттрактор Лоренца имеет структуру прямого произведения канторова множества на двумерную плоскость (т. н. книга Лоренца). Наиб. важным примером фрактальных аттракторов являются странные аттракторы, возникающие в ур-ниях Навье — Стокса ([3], [4]).

Примером Ф. в статистич. механике может служить критич. бесконечный проводящий кластер, возникающий в задачах *протекания теории*. В наиб. характерных случаях проводящий кластер состоит из связного набора рёбер d-мерной целочисленной решётки $\mathbb{Z}^d$, поэтому определение ФР, данное выше, требует уточнения, к-рое делается следующим образом. Введём число рёбер $N(R)$ кластера, находящихся внутри шара радиусом R. Тогда $N(R) \sim \mathrm{const}\, R^\nu$, где константа ν и выбирается в качестве ФР или размерности подобия. Значение ν зависит от размерности решётки d и определяется численно: $\nu(d=2) \approx 1{,}9$; $\nu(d=3) \approx 2{,}5$. Отдельно изучают остов или «скелет» проводящего кластера, т. е. ту часть кластера, по к-рой течёт ток (отбрасываются «мёртвые концы»). ФР ν_1 «скелета» бесконечного