

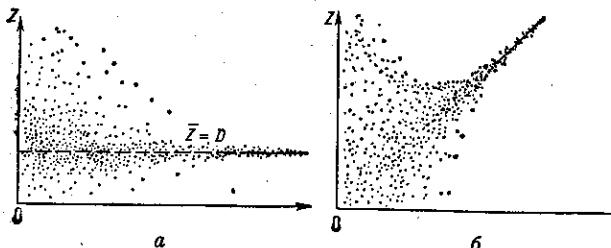
фотона возрастает во много раз, и радиофотон превращается в фотон рентг. излучения, энергия же электрона меняется незначительно. Поскольку этот процесс повторяется многократно, электрон постепенно теряет всю энергию. Наблюдаемое со спутников и ракет рентг. фоновое излучение, по-видимому, частично обязано своим происхождением этому процессу.

Протоны и ядра сверхвысоких энергий также подвержены воздействию фотонов М. ф. и.: при столкновениях с ними ядра расщепляются, а соударения с протонами приводят к рождению новых частиц (электрон-позитронных пар, пионов и т. д.). В результате энергия протонов быстро уменьшается до пороговой, ниже к-рой рождение частиц становится невозможным по законам сохранения энергии и импульса. Именно с этими процессами связывают практическое отсутствие в космич. лучах частиц с энергией $\gtrsim 10^{20}$ эВ, а также малое кол-во тяжёлых ядер.

Лит.: Зельдович Я. Б., «Горячая модель» Вселенной, «УФН», 1966, т. 89, с. 647; Вайнберг С., Первые три минуты, пер. с англ., М., 1981.

Р. А. Соняев.

МИКРОДОЗИМЕТРИЯ — исследование микроскопич. распределения поглощённой энергии при воздействии ионизирующего излучения на объект (живой или неживой природы) и установление связи между параметрами этого распределения и откликом объекта на его облучение (радиационно-индукционный эффект — результат сложных физ., физ.-хим. и биохим. процессов, вызванных поглощением энергии в его чувствит. структурах. Так, в полупроводниковых приборах чувствит. структурой может быть область $p - n$ -перехода, или гетероперехода, в живом организме — клетка, в клетке — ядро, мембрана, хромосомы, молекула ДНК и т.п. В чувствит. областях возникают первичные «повреждения» (ионизация и возбуждение атомов и молекул, диссоциация молекул, выбивание атомов и ионов из узлов кристаллич. решётки и др.), дающие начало цепочкам превращений, к-рые в конечном счёте приводят к наблюдаемому макроскопич. эффекту. В этих условиях отклик на облучение должен определяться не столько поглощённой дозой D , сколько распределением поглощённой энергии $f(Z)$ по микрообъёмам для разных видов излучения. Оси. величиной в М. является т. н. уд. энергия Z , равная переданной энергии ϵ в малому объёму вещества, отнесённой к массе m этого объёма: $Z = \epsilon/m$. Акты передачи энергии внутри микрообъёма при попадании в него заряж. частицы являются случайными событиями. Вероятностный характер поглощения приводит к флуктуациям Z , к-рые тем значи-



тельнее, чем меньше объём (рис. а, б), меньше доза излучения и чем больше линейные потери и энергии (ЛПЭ) ионизирующих частиц. Величину флуктуаций можно проиллюстрировать на след. примерах: при дозе 10^{-2} Гр γ -излучения отклонение Z от спр. значения \bar{Z} в объёме живой клетки $\sim 10\%$. При такой же дозе нейтронного излучения (значительно большие ЛПЭ) флуктуации таковы, что в 9 клетках из 10 $Z = 0$, а в каждой 10-й клетке может превышать \bar{Z} в 10 раз; в объёме, занимаемом хромосомой (при той же дозе нейтронного излучения), $Z = 0$ в 999 хромосомах из 1000, а в одной из них может превысить \bar{Z} в 1000 раз.

Флуктуации уд. энергии существенны для объёмов с линейными размерами ~ 1 мкм.

Переданная в микрообъём энергия равна разности между суммарной кинетич. энергией всех ионизирующих частиц, попавших в данный микрообъём, и энергией частиц, покинувших его (в сумме с увеличением энергии внутри объёма за счёт ядерных реакций). Ср. энергия по микрообъёмам рассматривается как интегральная доза D в объёме:

$$D = \lim_{\Delta m \rightarrow 0} \int_0^\infty f(Z) dZ.$$

Статистич. аналог ЛПЭ — т. н. линейная энергия $y = \epsilon/l$, где l — спр. длина хорды рассматриваемого микрообъёма (измеряется в КэВ·мкм⁻¹). Распределение $f(Z)$, соответствующее определ. величине поглощённой дозы D , может быть записано в виде $f(Z, D)$. Пусть, напр., гибель клеток при облучении наступает тогда, когда уд. энергия Z в чувствит. объёме клетки превосходит нек-рое критич. значение Z_{kp} . При этом доля s клеток, выживших после облучения:

$$s(D) = \int_0^{Z_{kp}} f(Z, D) dZ.$$

В реальном случае, когда вероятность выживания клетки при поглощённой в её чувствит. объёме уд. энергии описывается как $\Psi(Z)$:

$$s(D) = \int_0^\infty f(Z, D) \Psi(Z) dZ.$$

Ф-ция $f(Z, D)$ может быть измерена или вычислена для разных микрообъёмов, а левые части соотношений найдены экспериментально.

М. применяют как для выявления закономерностей биол. действия разл. ионизирующих излучений, так и для оптим. планирования облучения в медицине. Микродозиметрич. метод используют также для исследования радиац. повреждений в твердотельной электронике.

Лит.: Иванов В. И., Лысцов В. Н., Основы микродозиметрии, М., 1979; Иванов В. И., Лысцов В. Н., Губин А. Т., Справочное руководство по микродозиметрии, М., 1986; Микродозиметрия. Доклад 36 МКРБ, пер. с англ., М., 1988.

В. И. Иванов.

МИКРОКАНОНИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГИББСА — равновесное распределение вероятностей для статистич. ансамбля систем с заданной полной энергией \mathcal{E} при пост. объёме V и пост. полном числе частиц N ; соответствует микроканоническому ансамблю Гиббса. Установлено Дж. У. Гиббсом (J. W. Gibbs) в 1901 для случая классич. статистики как один из осн. законов статистической физики.

В классич. статистич. механике ф-ция распределения $f(p, q)$ зависит от координат и импульсов p, q всех частиц через Гамильтонову функцию $H(p, q)$, к-рая является интегралом движения системы. Согласно М. р. Г., все микроскопич. состояния в узком слое энергии $\Delta\mathcal{E} \ll \mathcal{E}$ равновероятны, а вероятности др. состояний равны нулю, т. е.

$$f(p, q) = \begin{cases} W^{-1}(\mathcal{E}, N, V) & \text{при } \mathcal{E} \leq H(p, q) \leq \mathcal{E} + \Delta\mathcal{E}, \\ 0 & \text{вне этого слоя,} \end{cases}$$

$W(\mathcal{E}, N, V)$ — статистич. вес, определяемый из условия нормировки (суммарная вероятность пребывания системы во всех состояниях равна 1). Следовательно,

$$W(\mathcal{E}, N, V) = (N! h^{3N})^{-1} \int_{H(p, q)}^{\mathcal{E}} dp dq,$$

$$dp dq = dp_1 dq_1 \dots dp_3 dq_3,$$