

пов в  $1 \text{ см}^3$ , «пересекающих» за 1с данное значение энергии при движении по энергетич. шкале;  $q$  связана с пространственно-энергетич. плотностью нейтронов  $n$  (числом нейтронов в  $1 \text{ см}^3$  в единичном энергетич. интервале) соотношением:  $q = nv\xi/l_p$  и удовлетворяет т. н. уравнению возраста Ферми (в случае среды без поглощения):

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \Delta q,$$

$$\tau(\mathcal{E}_0, \mathcal{E}) = \int_0^{\tau(\mathcal{E})} D(t') dt' = \int_{\mathcal{E}}^{\mathcal{E}_0} \frac{l_p l_{tr}}{3\xi} \frac{d\xi'}{\xi'} \approx \frac{l_p l_{tr}}{3\xi} m(\mathcal{E}_0, \mathcal{E}). \quad (6)$$

Здесь  $\tau$  — среднее время З. н. от энергии  $\mathcal{E}_0$  до энергии  $\mathcal{E}$ ,  $l_{tr} = l_p / (1 - \cos\theta)$  — ср. транспортная длина свободного пробега (ср. длина, проходимая нейтроном в первонач. направлении),  $\cos\theta = 2/3A$  — ср. косинус угла рассеяния.

Величина  $\tau$  наз. возрастом нейтронов; кроме того, величина  $\sqrt{\tau}$  имеет смысл ср. квадрата расстояния, на к-рое удаляется нейтрон в безграничной однородной среде при замедлении от энергии  $\mathcal{E}_0$  до  $\mathcal{E}$ . Величина  $M(\mathcal{E}_0) = \sqrt{\tau}$  при З. н. до тепловой энергии наз. длиной З. н.

В безграничной однородной среде без поглощения в случае точечного моноэнергетич. источника нейтронов единичной интенсивности решение ур-ния (5) даёт

$$q = (4\pi\tau)^{-3} \exp(-r^2/4\tau). \quad (7)$$

Утечка нейтронов наружу сказывается, когда размеры среды  $\ll \sqrt{\tau}$ . Как и поглощение нейтронов, она приводит к «ужестчению» нейтронного энергетич. спектра в среде.

При энергиях  $\mathcal{E} < 0,1 - 0,3$  эВ на рассеяние нейтронов влияют хим. связь и тепловое движение атомов. Скорость З. н. снижается, и спектр нейтронов стремится к равновесному, обычно близкому к максвелловскому. З. н. в этой области энергии наз. т е р м а л ь з а ц и я и н е й т р о н о в.

Нейтроны образуются в ядерных реакциях обычно с энергией  $\geq 1$  МэВ. З. н. являются способом трансформации их в тепловы, к-рые используются в ядерной энергетике (см. *Ядерный реактор*), при исследовании конденсир. сред (см. *Нейтроннография*) и др.

Лит. см. при ст. *Диффузия нейтронов*.

М. В. Казарновский.

**ЗАМЕДЛЯЮЩАЯ СИСТЕМА** (замедляющая структура) — устройство, формирующее и канализирующее эл.-магн. волны с фазовой скоростью  $v$ , меньшей скорости света  $c$  в вакууме (замедленные волны) и обеспечивающее их длительное, синхронное взаимодействие с потоками заряж. частиц. Величину  $n = c/v$  наз. коэф. замедления (замедлением), формально она совпадает с показателем преломления нек-рой эфф. среды. Длительное (в масштабе периода колебаний  $T$ ), синхронное взаимодействие частиц с волной обладает свойством избирательности, достигая макс. эффекта при скорости частиц  $v_{ch} \approx v$ . Этим и определяются осн. области применения З. с.: электронные СВЧ-приборы, основанные на индуцир. черенковском излучении и аномальном *Доплера эффекте*, такие, как лампа бегущей волны (ЛБВ), лампа обратной волны (ЛОВ), магнетрон, нек-рые разновидности мазоров на циклотронном резонансе; синхротроны и линейные ускорители, сепараторы заряж. частиц; осциллографич. электронно-лучевые трубки бегущей волны. Аналогичные устройства в черенковских счётчиках, регистрирующие индивидуальное световое излучение быстрых частиц, наз. радиаторами.

Эффект замедления достигается при помощи сплошных однородных сред с большими диэлектрич. и (или) магн. проницаемостями.

Другой класс З. с. связан с использованием неоднородных по длине (обычно периодич. или почти периодич.) структур. Это могут быть чисто металлич. устройства

(спирали, волноводы с гофрир. стенками, цепочки связанных резонаторов и т. п.). Именно такие З. с. и преобладают на практике (рис. 1). В спиральных З. с. замедление  $n$  главной волны примерно равно отношению длины проводящих «нитей» спирали к длине их

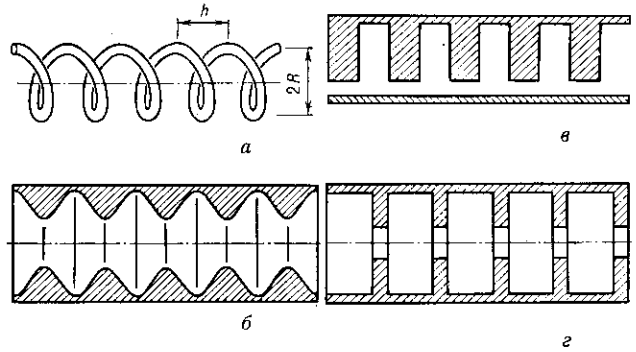


Рис. 1. Примеры замедляющих систем: а — однозаходная спираль; б — волновод с гофрированными стенками; в — гребёнка; г — диафрагмированный волновод.

наматки, что позволяет интерпретировать механизм замедления как распространение волн тока со скоростью  $c$  вдоль этих проводящих нитей, т. е. по удлинённому пути (рис. 2). При этом дисперсия (зависимость  $n$  от  $\omega$ ) отсутствует, групповая скорость равна фазовой. В периодич. З. с. любую компоненту поля нормальной вол-

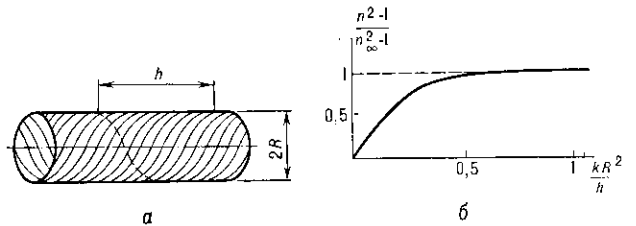


Рис. 2. Модель спиральных замедляющих систем: а — сплошной цилиндр с анизотропной проводимостью, бесконечной вдоль витков и нулевой перпендикулярно им; б — дисперсионная зависимость осесимметричной волны в нём,  $n_\infty = \lim n$  при  $kR^2/h \rightarrow \infty$ ,  $h = \omega/c$ .

ны  $u(r, t) = \text{Re} u_0(r) \cdot \exp(i\omega t)$  можно представить в виде суперпозиции т. н. пространств. гармоник (ПГ) (следствие *Флоке теоремы*):

$$u_0(r) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} e_m(r_\perp) \exp(-i\beta_m z), \quad (1)$$

где  $z$  — осевая, а  $r_\perp$  — поперечная к ней координаты;  $e_m(r_\perp)$  — амплитуда  $m$ -й ПГ,  $\beta_m = \beta_0 + 2\pi m/d$  — её волновое число, причём обычно полагают  $|\beta_0| < |\beta_m|$ ;  $d$  — период З. с. Фазовые скорости ПГ  $v_m = \omega/\beta_m$  отличаются друг от друга.

Замедление и в др. случаях можно объяснить удлинением пути волн из-за перестраиваний от периодически расположенных препятствий, это же приводит и к возникновению ПГ в (1). В синхронизме с движущимися частицами могут находиться любые ПГ, но это вовсе не означает, что и др. ПГ обязаны быть медленными — волновое поле (1) допускает существование и быстрых гармоник ( $|v| > c$ ), к-рые в неэкашир. системах ведут себя как излучающие (поэтому их иногда наз. в ы т е к а ю щ и м и в о л н а м и). Величина и направление групповой скорости определяются всем набором ПГ (1). У части ПГ фазовые скорости совпадают по направлению с групповой (прямые гармоники), у др. части  $v_m$  противоположны групповой скорости (обратные гармоники). Синхронизм с прямыми ПГ используется в приборах типа ЛБВ, ускорителях и управляющих элемент-