

этом электроотрицат. примеси обычно повышают Z . п., это связано с заменой части электронов в разряде отрицат. ионами, ионизирующая способность к-рых меньше, чем у электронов. Существенно влияет на величину Z . п. образование на поверхности катода тонких плёнок чужеродных атомов. Z . п. для разных разрядов находят с помощью полуэмпирических формул и из эксперимента.

Лит.: Капцов Н. А., Электроника, 2 изд., М., 1956; Энгель А., Ионизованные газы, пер. с англ., М., 1959, гл. 7; Райзер Ю. П., Основы современной физики газоразрядных процессов, М., 1980.

ЗАМАГНИЧЕННАЯ ПЛАЗМА — плазма, находящаяся в магн. поле напряжённостью H в таких условиях, что ларморовская частота вращения ω_H заряж. частиц в этом поле ($\omega_H = ZeH/Mc$) существенно превышает характерную частоту соударений τ_{ei}^{-1} между односортовыми и разнортовыми частицами (электронами и ионами): $\omega_H \tau_{ei} \gg 1$ (здесь Z — атомный номер, M — масса частицы, τ_{ei} — время между двумя последоват. столкновениями). Такие условия могут осуществляться в сильных магн. полях или в очень разреженной плазме. В Z . п. ларморовский радиус значительно меньше длины свободного пробега. Это означает, что смещение частицы в результате столкновения оказывается только порядки циклотронного радиуса. Поэтому в Z . п. существенно уменьшаются ламинарные коэф. переноса вещества, энергии и импульса в направлении, перпендикулярном магн. полю. Напр., в случае простой конфигурации магн. поля поперечный коэф. диффузии уменьшается по сравнению с продольным в $(\omega_H \tau_{ei})^2$ раз; электронные и ионные потоки тепла вдоль поперечных градиентов темп-ры падают соответственно в $(\omega_H \tau_{ee})^2$ и $(\omega_H \tau_{ii})^2$ раз. В сложных равновесных конфигурациях плазмы в магн. поле, где сильно меняются траектории частиц, уменьшение коэф. переноса нельзя описать такой простой ф-лой вследствие того, что смещение частиц между соударениями может происходить на величину, существенно превышающую её ларморовский радиус.

Z . п. и плазма, вмороженная в магн. поле, — не одно и то же. Различие между Z . п. и *вмороженностью магнитного поля* в плазму заключается в том, что не при всех движениях Z . п. возникают токи (напр., именно так происходит диффузионный перенос плазмы поперёк H), а также в Z . п. существует широкий класс низкочастотных квазипотенциальных движений ($\text{rot } E \approx \approx 0$, E — электр. поле), для к-рых магн. поле не возмущается, и, следовательно, не вморожено в среду. В этих случаях следует отказаться от простой записи закона Ома в виде $j = \sigma(E + \frac{1}{c} [vH])$ и пользоваться ур-ниями *двухжидкостной гидродинамики плазмы*.

Лит. см. при ст. Плазма.

С. С. Моисеев.

ЗАМЕДЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ — уменьшение кинетич. энергии \mathcal{E} нейтронов в результате многократных столкновений их с атомными ядрами среды. Механизм Z . н. зависит от энергии нейтронов. Если \mathcal{E} больше порога неупругого рассеяния нейтрона на ядре ($\mathcal{E}_{ny} \approx 0,1 - 10$ МэВ), то нейтроны расходуют энергию гл. обр. на возбуждение ядер и ядерные реакции, сопровождающиеся вылетом нейтронов. При одном соударении нейтрон в среднем теряет значит. долю своей энергии и после небольшого числа столкновений (часто одного) переходит в область энергий $\mathcal{E} < \mathcal{E}_{ny}$. Дальнейшее Z . н. происходит только за счёт упругого ядерного рассеяния.

Если $\mathcal{E} \geq 0,1 - 0,3$ эВ, то можно пренебречь тепловым движением и хим. связью атомов среды и рассматривать ядра как свободные и покоящиеся. При этом рассеяние практически изотропно в системе центра масс нейтрон-ядро, и при одном соударении с ядром с массовым числом A нейтрон с энергией \mathcal{E} с равной вероятностью может передать ядру любую энергию в интервале от 0 до $4A\mathcal{E}/(A+1)^2$. Соответственно, его ср. потеря энергии равна $2A\mathcal{E}/(A+1)^2$, т. е. пропорц. \mathcal{E} ,

а среднегарифмическая (усреднённая по углам рассеяния нейтронов) потеря энергии при одном соударении:

$$\xi = \ln \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}'} = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1} \quad (1)$$

(\mathcal{E} и \mathcal{E}' — энергии до и после соударения). Т. о., ξ не зависит от энергии нейтрона. Поэтому ξ удобно использовать как характеристику упругого Z . н. (для среды, состоящей из смеси ядер с разными A , ξ усредняется по концентрациям с весом, пропорц. сечению рассеяния σ_p , что может привести к слабой зависимости ξ от \mathcal{E}). Для водорода $\xi=1$ и монотонно убывает с ростом A (см. табл.). Ср. число столкновений m , требуемое

Параметры упругого замедления нейтронов в некоторых веществах

Вещество	ξ	m^*	l_p , см	τ^* , см ²
H ₂ O	0,948	19	1,1	30,2
D ₂ O	0,570	30	2,6	120
Be	0,209	86	1,6	97,2
BeO	0,173	104	1,5	105
Графит	0,158	114	2,6	350

* При Z . н. от ср. энергии нейтронов деления до тепловой энергии.

для Z . н. от энергии \mathcal{E}_0 до \mathcal{E} , равно $m = u/\xi$, где величина $u = \ln(\mathcal{E}_0/\mathcal{E})$ наз. л е т а р г и е й нейтронов.

Захват нейтронов ядрами в лёгких веществах в процессе Z . н. несуществен, т. к. сечения захвата σ_z нейтронов малы по сравнению с сечением рассеяния σ_p ; в тяжёлых веществах из-за большого m заметное число нейтронов может захватиться при Z . н. до малых энергий. Доля нейтронов, избежавших захвата при Z . н. от энергии \mathcal{E}_0 до \mathcal{E} , равна

$$P(\mathcal{E}_0, \mathcal{E}) = \exp[-R_\gamma(\mathcal{E}_0, \mathcal{E})/\xi\sigma_p], \quad (2)$$

где $R_\gamma(\mathcal{E}_0, \mathcal{E})$ — т. н. резонансный интеграл захвата нейтронов, равный:

$$R_\gamma(\mathcal{E}_0, \mathcal{E}) = \int_{\mathcal{E}}^{\mathcal{E}_0} \sigma_z(\mathcal{E}') \frac{d\mathcal{E}'}{\mathcal{E}'}. \quad (3)$$

Энергетич. распределение упруго замедляющихся нейтронов $N(\mathcal{E})$ в случае непрерывно излучающегося моноэнергетич. нейтронного источника интенсивностью Q нейтронов в 1с с энергией нейтронов \mathcal{E}_0 в большом (утечкой нейтронов можно пренебречь) объёме однородного вещества в отсутствие захвата описывается ф-лой (с п е к т р Ф е р м и):

$$N(\mathcal{E}) d\mathcal{E} = \frac{Q l_p}{v \xi} \frac{d\mathcal{E}}{\mathcal{E}} (\mathcal{E} < \mathcal{E}_0), \quad (4)$$

где l_p — длина свободного пробега нейтрона до рассеяния, v — его скорость. Отношение ξ/l_p наз. з а м е д л я ю щ е й с п о с о б н о с т ь ю вещества. Учёт захвата приводит к появлению в ф-ле (4) множителя $P(\mathcal{E}, \mathcal{E}_0)$, т. е. сдвигает спектр в сторону больших энергий («ужесточает»). В случае импульсного источника нейтроны при упругом Z . н. в однородной среде после $1/\xi$ соударений в каждый момент времени t после импульса группируются по энергии вблизи ср. энергии

$$\mathcal{E} = 2m_n (l_p/t \xi)^2 \quad (5)$$

(m_n — масса нейтрона), причём тем теснее, чем тяжелее среда [с дисперсией $D = (\overline{\mathcal{E}^2} - \overline{\mathcal{E}}^2)/\overline{\mathcal{E}}^2 = 2/3A$]. Эта особенность позволяет измерять энергию нейтронов по времени замедления в тяжёлых замедлителях (см. *Нейтронная спектроскопия*). Время Z . н. при $\mathcal{E}_0 \gg \mathcal{E}$ определяется ф-лой (5), т. е. пропорционально l_p/ξ , в Pb при $\mathcal{E}=1$ эВ, $t=4 \cdot 10^{-4}$ с.

Диффузию нейтронов при Z . н. удобно описывать в терминах плотности замедления q , т. е. числа нейтро-