

или турбулентная), диффузия (электронная, амбиполярная, турбулентная), перенос излучения и т. п. В зависимости от рода газов, внеш. электрич. и магн. полей и границ системы весьма разнообразны кинетика процессов ионизации и рекомбинации и характер переноса. Отсюда вытекает и разнообразие типов И. в., их свойства, скорости и направленности их движения. Существуют И. в. с фазовой скоростью, направленной противоположно групповой (т. н. обратные волны); прямые И. в. с фазовой скоростью, большей или меньшей, чем групповая; И. в., направленные в сторону электрич. поля и против него. Периодич. И. в. (страты) наблюдаются в плазмах различного состава при давлениях от 10^{-2} мм рт. ст. до десятков атмосфер. Скорости распространения И. в. также могут меняться в широком диапазоне от нулевой (стоячие страты) до скоростей, близких к скорости света. Так, напр., распространение И. в., в к-рых электрич. поле направлено по нормали к плоской поверхности фронта ионизации (продольное электрич. поле), а электроны поступают в область перед фронтом за счёт диффузии, происходит со скоростью v_{ϕ} , определяемой в простейшем случае соотношением:

$$v_{\phi} = (1 - kT_e/\epsilon_n) \mu_e E_0.$$

Здесь T_e — темп-ра электронов перед фронтом И. в., μ_e — их подвижность, ϵ_n — энергия ионизации, E_0 — характерное значение напряжённости электрич. поля, определяемое структурой волны. Скорость движения И. в. по холодному газу в поперечном электрич. поле E_{\perp} оценивается из выражения: $v_{\phi} = (kT_e/\epsilon_n)^{1/2} \sqrt{kT_e/m_e}$. Здесь $T_e(E_{\perp})$ — темп-ра электронов за фронтом волны, определяемая из баланса энергии электронов в приложенном поле E_{\perp} , m_e — масса электрона.

Наряду с волнами ионизации, движущимися по холодному газу, существуют т. н. волны вторичного пробоя, распространяющиеся по каналу слабоионизов. газа. Такие волны наблюдаются в обратном ударе молнии и в экспериментах по наносекундному пробоя газа в длинных трубках. Перемещение волн вторичного пробоя связано с перераспределением электрич. поля, обеспечивающего ионизацию. Во фронте ионизации таких волн концентрация заряд. частиц может возрастать на порядки. Скорость волн вторичного пробоя может быть близка к скорости света и оценивается по ф-ле: $v_{\phi} = K\alpha\mu_e\phi$, где α — первый коэф. Таунсенда (см. *Электрические разряды в газах*), ϕ — электрич. потенциал, K — численный коэф., определяемый тонкой структурой волны. Обычно скорость волн вторичного пробоя обратно пропорц. давлению. Существуют И. в., движущиеся в электрич. поле по поверхности диэлектрика (*скользящий разряд*).

На характер перемещения И. в. может влиять магн. поле, меняя коэффициенты переноса. Так, напр., в замагнич. неравновесной плазме инертных газов с добавкой (присадкой) щелочных металлов при развитии ионизац. неустойчивости возникают т. н. магн. страты, природа к-рых связана с анизотропией флуктуаций джоулева тепловыделения, переноса тепла и процессов ионизации. В такой плазме в магн. поле наряду с И. в., движущимися по холодному газу, могут существовать также волны ионизации и рекомбинации присадки, перемещающиеся по частично ионизованному газу, по к-рому протекает электрич. ток. Для таких волн из-за *Холла эффекта* ток может течь не параллельно фронту волны, и суммарная скорость перемещения И. в. в этом случае вызывается как теплопроводностью (диффузией), так и конвективными механизмами. Если бы конвективная скорость носителей была постоянной перед фронтом и за ним, то скорость движения И. в. складывалась бы из скорости движения фронта и конвективной скорости носителей. Но конвективные скорости за фронтом ионизации и перед ним различны, т. к. нелинейно зависят от концентрации носителей. Если под действием диффуз. механизма волна всегда стремится

распространяться в сторону более низкой концентрации, то при наличии конвекции носителей результирующая скорость может быть направлена как в сторону увеличения концентрации (тогда наблюдается волна рекомбинации присадки), так и в сторону понижения концентрации (волна ионизации присадки).

Лит.: Недоспасов А. В., Страты, «УФН», 1968, т. 94, с. 439; Пекарск Л., Ионизационные волны (страты) в разрядной плазме, там же, с. 463; Недоспасов А. В., Хаит В. Д., Колебания и неустойчивости низкотемпературной плазмы, М., 1979; Ланда П. С., Мискинова Н. А., Пономарев Ю. В., Ионизационные волны в низкотемпературной плазме, «УФН», 1980, т. 132, с. 601; Руткевич И. М., Синкевич О. А., Волны и неустойчивости в низкотемпературной плазме, в кн.: Итоги науки и техники, сер. «Механика жидкости и газа», т. 14, М., 1981.

О. А. Синкевич.

ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ — потери энергии заряженной частицей при прохождении через вещество, связанные с возбуждением и ионизацией его атомов. Удельные И. п. ($-d\mathcal{E}/dx$), где \mathcal{E} — кинетич. энергия частицы, называют тормозной способностью вещества. Они определяются как ср. энергия, потерянная частицей на единице длины пути. И. п. являются частью (для частиц тяжелее электрона преобладающей) общих электромагнитных потерь энергии, включающих также *радиационные потери*, *Черенкова* — *Вавилова излучение* и *переходное излучение*. И. п. складываются из дискретных порций передачи энергии атомам среды в отдельных столкновениях. В результате энергия частицы монотонно уменьшается, что приводит к её торможению, а при большой толщине вещества (или малой \mathcal{E}) и к полной остановке.

Различают полные, ограниченные и вероятные И. п. Полные И. п. отскают любым передачам энергии в отдельных элементарных актах столкновений вплоть до максим. кинематически возможного предела T_{\max} . Полные удельные И. п. заряженных частиц тяжелее электрона (в г/см²) даются ф-лой Бете—Блоха:

$$-\frac{d\mathcal{E}}{dx} = A_0 \frac{z^2}{\beta^2} \frac{Z}{A} \left[\ln \frac{2mc^2\beta^2\gamma^2 T_{\max}}{I^2} - 2\beta^2 - U - \delta \right]. \quad (1)$$

Здесь $A_0 = 0,1536$ МэВ г⁻¹ см², z — заряд частицы в ед. заряда электрона, $\beta = v/c$ (v — скорость частицы), $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ — лоренц-фактор, Z и A — атомный но-

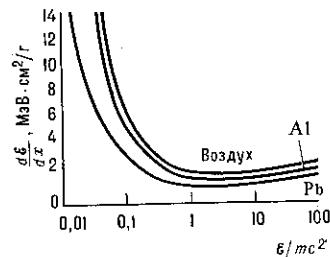


Рис. 1. Полные удельные ионизационные потери энергии быстрых заряженных частиц тяжелее электрона в воздухе, Al, Pb.

мер и массовое число вещества, m — масса электрона, I — ср. ионизационный потенциал, U — поправка, учитывающая связь атомных K и L -электронов, существующая при малых β , δ — поправка на поляризацию среды эл.-магн. полем частицы при $\beta \rightarrow 1$ (т. н. эффект плотности). В случае электронов и позитронов формула (1) усложняется, так как учитывает тождественность налетающего и атомных электронов и др. При высоких энергиях полные удельные И. п. имеют минимум (при $\gamma \approx 3-4$) и далее испытывают логарифмический релятивистский подъём, к-рый замедляется (но не прекращается) начиная с $\gamma \approx 1/\hbar\omega_{\text{пл}}$ ($\omega_{\text{пл}}$ — плазменная частота среды), где вступает в действие поправка на эффект плотности. Полные удельные И. п. слабо зависят от состава вещества и в минимуме И. п. близки к 2 МэВ г⁻¹ см² (рис. 1). Именно они определяют ионизационный пробег тяжёлых частиц в веществе:

$$R = \int_0^{\mathcal{E}} \frac{d\mathcal{E}}{-d\mathcal{E}/dx}.$$