

рению частицы средой. Последнее явление часто наз. эффектом обращения потерь энергии. Всё это видно из ф-лы для потерь энергии:

$$\frac{dW}{dz} = -\operatorname{sgn}(v-u) \frac{q^2}{c^2} \left\{ \int_{\substack{\omega \\ c\beta_{отн}^2 > 1}} \omega \mu(\omega) \left[1 - \frac{1}{\varepsilon(\omega) \mu(\omega) \beta_{отн}^2} \right] d\omega + \right. \\ \left. + \frac{1}{\beta_{отн}^2} \sum \frac{2\omega_s}{|\partial\varepsilon/\partial\omega|_{\omega=\omega_s}} K_0 \left(\frac{\omega_s}{|v_{отн}|} \rho_{мин} \right) \right\}, \quad (13)$$

где $v_{отн} = c\beta_{отн} = (v-u)/(1-uv/c^2)$ — скорость относит. движения частицы и среды, $\varepsilon(\omega_s) = 0$. Знаковая ф-ция $\operatorname{sgn} x = x/|x|$ указывает на изменение знака потерь, при $v > u$ $\operatorname{sgn}(v-u) = +1$ и частица теряет энергию, а при $v < u$, когда $\operatorname{sgn}(v-u) = -1$, частица ускоряется. Первое слагаемое в фигурных скобках соответствует потерям на излучение Вавилова — Черенкова. Оно отлично от нуля лишь при движении частицы с относит. скоростью $v_{отн}$, к-рая больше фазовой скорости света в покоящейся среде $c/\sqrt{\varepsilon(\omega)\mu(\omega)}$. В ф-ле (13) $K_0(\omega_s \rho_{мин}/|v_{отн}|)$ есть ф-ция Макдональда, а $\rho_{мин}$ по порядку величины совпадает с радиусом дебаевского экранирования $r_D = (kT/m\omega_p)^{1/2}$ в среде с темп-рой T и концентрацией электронов N , $\omega_p = (4\pi Ne^2/m)^{1/2}$ — плазменная частота, m — масса покоя электрона. В движущейся плазме с $\mu = 1$ и $\varepsilon = 1 - \omega_p^2/\omega^2$ или в пучке релятивистских электронов с энергией $W_e = mc^2\gamma$ потери энергии на излучение Вавилова — Черенкова равны нулю, а на возбуждение плазменных колебаний отличны от нуля и имеют вид:

$$\frac{dW}{dz} = q^2 \frac{4\pi e^2 N}{mc^2 \gamma} \cdot \ln \left(\frac{\gamma}{\Delta\gamma} \right), \quad (14)$$

где разброс энергии электронов в пучке $\Delta W_e = mc^2 \Delta\gamma$, а $q = eN_q$ — заряд точечного сгустка частиц с концентрацией N_q .

После того как стали получать (с помощью сильноточных и плазменных ускорителей) пучки заряж. частиц большой плотности, движущиеся с релятивистскими скоростями, возрос интерес к Э. д. с. В этих пучках можно ускорять заряж. частицы до больших энергий. Так, из ф-лы (14) следует, что в пучке электронов с плотностью тока порядка 30 кА/см^2 ($N \approx 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$) при энергии электронов $W_e = 2 \text{ МэВ}$ ($\gamma = 4$) и разбросе $\Delta W_e = 0,3 W_e$ прирост энергии частиц в сгустке с концентрацией $N_q = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ составляет 5 МэВ/см на одну ускоряемую частицу из сгустка.

Плотные пучки электронов или движущейся плазмы во мн. отношениях ведут себя как макроскопич. движущиеся среды. В связи с получением таких пучков появились новые возможности не только для применения Э. д. с. в исследовании физ. установок и приборов, но также стало возможным изучение релятивистских эффектов, когда u/c становится порядка единицы.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Болотовский Б. М., Столяров С. Н., Современное состояние электродинамики движущихся сред (безграничные среды), в кн.: Эйнштейновский сборник. 1974, М., 1976; их же, Поля источников излучения в движущихся средах, в кн.: Эйнштейновский сборник. 1978—1979, М., 1983. Б. М. Болотовский, С. Н. Столяров.

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА КВАНТОВАЯ — см. *Квантовая электродинамика*.

ЭЛЕКТРОДИФФУЗИЯ — перенос вещества в расплавах с электронной или дырочной проводимостью (напр., сплавов Na с K, Hg с Cd, Ga с As) при пропускании пост. электрич. тока. Наблюдается также в тв. телах, однако в этом случае происходит значительно медленнее. Известна Э. изотопов в металлах; обычно более лёгкий изотоп мигрирует к аноду.

Э. характеризуют электрич. подвижностью u_i ионов i -го компонента, равной скорости их направленного движения при напряжённости поля 1 В/см , и эффективным зарядом z_i^* . Эти параметры связаны ур-нием Эйнштейна: $u_i = z_i^* e D_0 / kT$, где D_0 — коэф. молекулярной диффузии, e —

элементарный электрич. заряд. При достаточно длит. пропускании тока Э. уравнивается обратной диффузией и конвекцией и достигается стационарное распределение концентрации c_i -го компонента в образце, определяемое соотношением $c_2 = c_1 \exp(u_i \Delta\phi / D)$, где $\Delta\phi$ — разность электрич. потенциалов между точками 2 и 1, D — эффективный коэф. диффузии. При высоких значениях $u_i \Delta\phi / D$ степень разделения компонентов при Э. весьма велика. Одним из факторов, определяющих Э., является электрич. ветер — увлечение ионов компонентов потоком электронов проводимости. В разбавл. бинарном растворе $z_2^* = z_2 - z_1 \sigma_2 / \sigma_1$, где z_2 и z_1 — истинные заряды ионов, σ_2 и σ_1 — сечения рассеяния ими электронов.

Э. используют для глубокой очистки металлов в жидкой фазе, выращивания монокристаллов металлов и эпитаксиальных слоёв полупроводниковых соединений, напр. GaAs.

Лит.: Михайлов В. А., Богданова Д. Д., Электроперенос в жидких металлах, Новосиб., 1978.

ЭЛЕКТРОДЫ ПЛАЗМЕННЫЕ — плазменные поверхности, образующиеся непосредственно у поверхности электродов (катодов и анодов) и обладающие повышенной электронной эмиссией. Очень часто Э. п. образуются при *взрывной электронной эмиссии* и в случае приповерхностных электрич. разрядов (искровых, скользящих, коронных и т. д.). Э. п., возникающие в случае скользящего по поверхности диэлектрика разряда, широко используются для организации объёмных однородных сильноточных разрядов в газовых средах повышенного давления. Такой способ организации объёмных разрядов относительно прост, т. к. при скользящем разряде возникает плазменное образование большой площади ($\sim 60 \times 200 \text{ см}^2$) при относительно низких напряжениях ($\sim 100 \text{ кВ}$). Объёмные газовые разряды с Э. п. характеризуются повышенной устойчивостью при давлениях $\geq 1 \text{ атм}$. Это объясняется тем, что повышенная концентрация электронов создаётся непосредственно вблизи электродов, что предупреждает возникновения в приэлектродных областях к.-л. неустойчивостей (тепловых, ионизационных и др.). Повышенная излучат. способность *скользящего разряда* в области вакуумного ультрафиолета приводит к интенсивной фотоионизации в газовом объёме, что повышает уровень нач. концентрации электронов. Кроме того, плазма скользящего разряда, через к-рую замыкается ток объёмного разряда, играет стабилизирующую роль за счёт собственного активного соприкосновения.

Оба Э. п. (и анод, и катод) были использованы для создания CO_2 -лазеров с параметрами, мало уступающими CO_2 -лазерам с предыонизацией пучком ускоренных электронов. В частности, в CO_2 -лазере с активным объёмом $15 \times 15 \times 80 \text{ см}^3$ получен уд. энергосъём до 30 Дж с 1 л объёма при атм. давлении и кпд 15%. Энергия, требуемая на образование плазменных электродов, составляет $10 \div 15\%$ от осн. энерговклада.

В CO_2 -лазере высокого давления с плазменным катодом при давлении до 8 атм получена интенсивная генерация на газовой смеси CO_2 и N_2 с парциальным соотношением компонент 1:1, что позволило получить плавную перестройку частоты в интервале 46 см^{-1} с пиковой мощностью $\geq 1 \text{ МВт}$.

В электроразрядном CO_2 -лазере с плазменным катодом оказалось возможным получить при давлении рабочей смеси до $0,5 \text{ атм}$ импульсы генерации длительностью $\tau \sim 100 \text{ мкс}$ (в обычных лазерах $\tau \sim 1 \text{ мкс}$), что открывает перспективы трансформации такого излучения по ИК-световодам без их разрушения.

Лит.: Карлов Н. В., Кузьмин Г. П., Прохоров А. М., Газоразрядные лазеры с плазменными электродами, Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, т. 48, № 7, с. 1430; Андреев С. И. [и др.], Особенности формирования объёмного разряда с плазменными электродами, «ЖТФ», 1990, т. 60, № 1, с. 102. Г. П. Кузьмин.

ЭЛЕКТРОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ — изменение темп-ры T кристалла на величину ΔT при приложении к нему электрич. поля E . Э. э. является обратным прозлектрич. эффекту и возможен в кристаллах, принадлежащих к 10 точечным группам симметрии, а также в *тексту-*