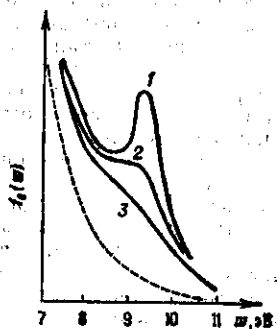


$$1 - r_2 = \frac{4}{3} \left(\frac{eU_0}{kT_n} \right)^{3/2} \frac{l_e}{L_g(eU_0)}$$

Из соотношения детального равновесия между прямыми и обратным потоками при $T_n = T_e$ и $j_e^{(0)} = 1/4 env_e \times \exp(-eU_0/kT_e)$ следует, что $r_1(T_e, T_e) = r_2(T_e)$. За счёт парных столкновений быстрых электронов катодной эмиссии с осн. массой тепловых электронов плазмы происходят релаксация энергии быстрых электронов и нагрев тепловых электронов; им передаётся энергия $j_e U_0$, полученная ускоренным катодным пучком в ленгмюровской оболочке. Приведённые выше выражения для L_g и j_e справедливы при $L_g \gg l_e$, когда релаксация энергии предшествует изотропизации быстрых электронов. Для этих условий создана теория релаксации электронных пучков в плазме; типичные расчётные ф-ции распределения $f(w)$ при $r_1, r_2 \ll 1$ приведены на рис. 3; $w = mv^2/2 - e\phi(x)$ — полная энергия электрона. За нуль отсчёта потенциала $\phi(x)$, как и выше, принят потенциал плазмы на границе с ленгмюровской оболочкой. Ф-ция распределения на этой границе резко немаквелловская (кривая 1) за счёт инжекции в плазму быстрых электронов катодной эмиссии. С удалением от катода эта немаквелловскость уменьшается (кривые 2, 3 на рис. 3).

Рис. 3. Функция распределения электронов в прикатодном слое водородной плазмы (при давлении $p_n = 10$ Тор, $j_e^{(0)} = 30$ А/см², $U_0 = 9$ В; степень ионизации плазмы $\beta_e = 2 \cdot 10^{-4}$); 1 — $x = 0$ (граница плазмы с ленгмюровской оболочкой); 2 — $x = 0,1 L_g$; 3 — $x = 0,25 L_g$ ($L_g \approx 0,025$ см; пунктир — распределение Максвелла).



В случае $L_g \leq l_e$ в релаксации катодного пучка электронов существ. роль могут играть коллективные процессы, в частности *ленгмюровские волны*. На расстоянии от катода $x \leq l_e$ часть энергии пучка идёт на возбуждение ленгмюровских волн, а далее их энергия обычно расходуется на нагрев тепловых электронов, напр. при столкновит. затухании волн. На расстоянии $x \geq l_e$ пучок изотропизуется, и оставшаяся энергия обычно передаётся тепловым электронам при парных межэлектронных столкновениях. Неравновесность ф-ции распределения быстрых электронов в приэлектродном слое наблюдалась экспериментально в измерениях с помощью эл.-статич. зонда в парах щелочных металлов и инертных газов в разрядах в узком зазоре, где отсутствует положит. столб и практически весь зазор заполнен неравновесной приэлектродной плазмой.

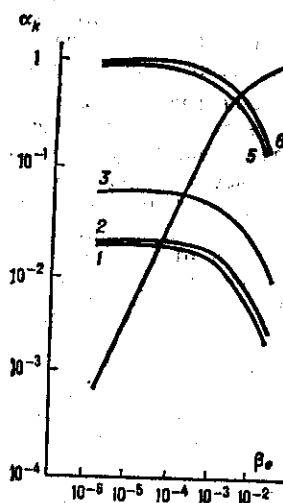


Рис. 4. Доли энергии катодного пучка, вкладываемые в различные виды потерь (1 — 6) при столкновениях в прикатодном слое водородной плазмы, в зависимости от степени ионизации β_e при $p_n = 10$ Тор, $U_0 = 10$ В.

Энергия катодного пучка расходуется не только на нагрев электронного газа в прикатодном слое, но также на возбуждение электронных и колебат. уровней молекул и соответствующее увеличение скорости диссоциации молекул. На рис. 4 изображены доли энергии α_k ($k = 1 \div 6$), теряемые пучком при столкновении на границе ленгмюровского слоя с плазмой молекулярного водорода, в зависимости от степени ионизации β_e плазмы в приэлектродном слое; кривые 1—6 соответствуют потерям энергии при упругих столкновениях, на возбуждение вращений, колебаний молекул, на нагрев тепловых электронов, на прямую диссоциацию и суммарные потери энергии на возбуждение низко расположенных электронных состояний молекул водорода. Как видно на рис. 4, соотношение между разл. механизмами релаксации энергии меняется при изменении степени ионизации плазмы.

Влияние магнитного поля на приэлектродные процессы в осн. сводится к уменьшению величины тока. Наиб. сильно это влияние проявляется, когда магн. поле H поперечно току, т. е. параллельно поверхности электрода. Магн. поле изменяет траекторию электрона, вылетающего с катода (или идущего из плазмы на катод), заворачивая его вокруг силовой линии, так что он может вернуться назад на катод (или в плазму). На контакте плазмы с эмиттирующим электродом в поперечном магн. поле ток записывается в виде

$$j_e = \left[j_e^{(0)} - \frac{1}{4} env_e \exp(-eU_0/kT_e) \right] \chi_n(\beta),$$

где ф-ция $\chi_n(\beta)$ описывает уменьшение тока ($\chi_n < 1$), $\beta = \omega \tau_e$, $\omega = eH/mc$ — циклотронная частота, τ_e — время релаксации электронов по импульсу. Ф-ция $\chi_n(\beta)$ одинакова как для тока электронной эмиссии с катода, так и для обратного тока электронов из плазмы на катод. Явный вид зависимости $\chi_n(\beta)$ просто определить при $eU_0/kT_e \gg 1$, т. е. когда электроны вылетают с катода в пределах узкого телесного угла. В этом случае траектория электрона практически совпадает с полуокружностью с циклотронным радиусом $\rho_c = cm_e v_e / eH$. Вероятность того, что электрон не вернётся на катод обратно, а, испытав рассеяние, останется в плазме, равна

$$\chi_n(\beta) = 1 - \exp(-\pi \rho_c / l_e) = 1 - \exp(-\pi / \beta),$$

где $l_e = v_e \tau_e$. Расчёт показывает, что χ_n слабо зависит от eU_0/kT_e , поэтому приведённое выражение для $\chi_n(\beta)$ справедливо практически при любых eU_0/kT_e . В сильных магн. полях, когда $\beta \gg 1$, $\chi_n(\beta) \sim 1/\beta$, а ток в приэлектродном слое $j_e \sim 1/\omega \tau_e$, в то время как в объёме плазмы в сильных магн. полях $j_e \sim 1/(\omega \tau_e)^2$.

Ионизация атомов и рекомбинация ионов в приэлектродном слое. Длина, на к-рой в приэлектродном слое слабоионизов. плазмы устанавливается иониз.-рекомб. равновесие, обычно наз. длин. иониз. и рекомб. L_i , хотя более правильное название — «длина рекомбинации», т. к. L_i характеризует собой расстояние, с к-рого ион, не рекомбинируя, может уйти из плазмы на электрод. На расстоянии от электрода, существенно превышающем L_i , ионизация локально уравнивается рекомбинацией. Если в процессах ионизации и рекомбинации получение не играет существ. роли, а ф-ция распределения электронов максвелловская, то *ионизационное равновесие* соответствует равновесию, описываемому Саха ф-цией с электронной темп-рой T_e . Вблизи электрода на расстоянии $\leq L_i$ плазма обеднена заряд. частицами. Ионный ток из иониз.-равновесной плазмы на отрицат. электрод равен

$$j_i = D_i(1 + T_e/T) n(T_e) \psi(\beta_e, T_e/T) / L_i,$$

где $L_i = \sqrt{2D_i(1 + T_e/T) / N_A \bar{v}_e \sigma_i(T_e)}$, D_i — коэф. диффузии ионов, N_A — концентрация атомов на границе слабоионизов. плазмы с электродом, $n(T_e)$ — концентрация плазмы в области иониз.-равновесия, $\sigma_i(T_e)$ — эфф. сечение ионизации атома электронным