

## РОЛЬ БЫСТРЫХ ИОНОВ В ИЗЛУЧЕНИИ ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЫ

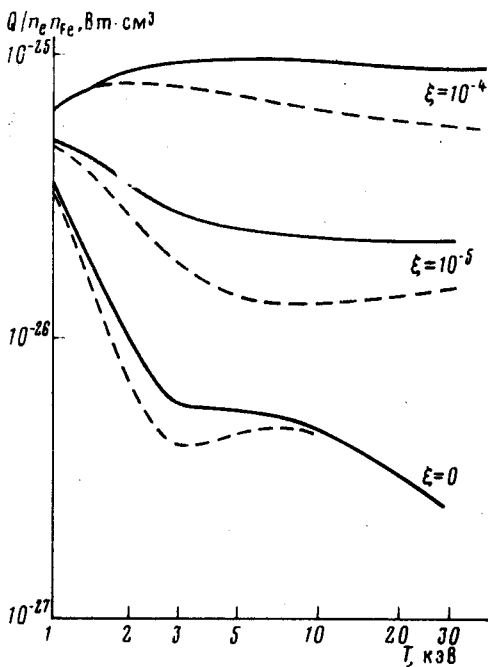
*В.А.Абрамов, В.Г.Гонтис, В.С.Лисица*

Показано, что радиационные потери (РП) на примесях могут быть прямым и столь же существенным каналом потерь энергии для ионов плазмы, как и для электронов. Потери энергии на возбуждение примесей могут при определенных условиях составлять также значительную долю энергетических потерь быстрых тяжелых частиц в плазме.

В настоящее время практически во всех работах, посвященных расчету РП термоядерной плазмы при наличии примесей (см., например, <sup>1-3</sup>), учитывается только возбуждение многозарядных ионов примесей электронами (ниже мы будем рассматривать только потери, связанные с линейчатым излучением). При этом вклад тяжелых частиц (например, протонов) в установление ионизационного равновесия и возбуждения ионов молчаливо предполагается малым. Это действительно справедливо для процессов ионизации многозарядных ионов и возбуждения переходов с изменением главного квантового числа ( $\Delta l \neq 0$ ). Что же касается переходов с  $\Delta l = 0$ , в ряде случаев вносящих определяющий вклад в полное излучение, то для них ситуация может оказаться как раз обратной. Оценки сечений возбуждения переходов  $\Delta l = 0$  тяжелыми частицами показывают, что, например, скорость возбуждения протонами перехода  $2s - 2p$  в литиеподобном ионе железа Fe XXIV сравнивается со скоростью возбуждения электронами уже при  $T_i = T_e = 2$  кэВ, и при увеличении температуры продолжает расти, тогда как скорость возбуждения электронами падает с ростом температуры. В условиях коронального равновесия такой рост скорости возбуждения ионов примесей тяжелыми частицами в известной мере компенсируется тем, что с ростом  $T_e$  уменьшается доля сложных ионов, обладающих переходами с  $\Delta l = 0$  ("выгорание" ионов). Укажем однако, что даже в условиях корональной модели учет возбуждения ионов железа тяжелыми частицами приводит к увеличению РП в области  $T_i \approx 2$  кэВ на 30%. В еще большей степени эти эффекты проявляются для элементов с большим  $Z$ , для которых "выгорание" сложных ионов происходит при более высоких температурах, так что в термоядерной плазме существует область температур, где отмеченный эффект может проявиться достаточно сильно.

Ясно, что наиболее ярко роль возбуждения протонами (дейтонами) может проявиться в тех условиях, когда по каким-либо причинам ионизационное равновесие сильно смещено в сторону ионов низкой кратности, т. е. при отклонении от коронального равновесия. В токамаках причинами отклонений от коронального равновесия могут быть, например, диффу-

зия примесей или перезарядка примесей на атомах водорода (остаточных или вводимых в плазму при инъекции пучков нейтралов для нагрева плазмы). Эффект искажения ионизационного распределения был в последние годы изучен детально теоретически и экспериментально<sup>4-7</sup>. Была продемонстрирована возможность резкого увеличения РП при инъекции, однако, только при учете возбуждения электронами. Учет возбуждения протонами может приводить к существенному увеличению этого эффекта. Ниже проведены расчеты РП плазмы с примесью железа с учетом смещения ионизационного равновесия из-за перезарядки и возбуждения переходов с  $\Delta n = 0$ . Использовалась аппроксимационная формула для сечения возбуждения тяжелыми частицами, основанная на интерполяции между результатами, полученными в дипольном приближении<sup>8</sup> и в приближении прямолинейных траекторий<sup>9</sup>. На рисунке приводится зависимость РП (отнесенных к одному электрону и одному атому примеси) от температуры при различных значениях концентрации нейтралов. Видно, что вклад протонов отнюдь не мал по сравнению с вкладом электронов.



Зависимость радиационных потерь, отнесенных к одному электрону и одному атому железа, от температуры. Пунктирная линия — потери без учета вклада тяжелых частиц; сплошная линия — потери с учетом вклада тяжелых частиц;  $\xi = n_0/n_e$ ,  $n_0$  — концентрация нейтральных атомов водорода

Возбуждение примесей тяжелыми частицами может также повлиять и на потери энергии быстрых ионов в плазме, образующихся при использовании пучка нейтралов для нагрева плазмы. Используя известные выражения скорости потери энергии при кулоновских столкновениях (см., например,<sup>10</sup>) и борновское выражение для сечения возбуждения переходов  $\Delta n = 0$  нетрудно получить следующее выражение для отношения скоростей потери энергии в этих процессах:

$$\eta \equiv \left( \frac{d\epsilon}{dt} \right)^{\text{кул}} / \left( \frac{d\epsilon}{dt} \right)^{\text{возбуж}} = \frac{2}{f} \frac{n_e}{n_z} \left( \frac{m_e}{M} \frac{\epsilon}{T_e} \right)^{3/2}, \quad (1)$$

где  $f$  — сила осциллятора для рассматриваемого перехода,  $n_z$  — концентрация примесей,  $n_e$  — концентрация электронов,  $\epsilon$ ,  $M$  — энергия и масса тяжелой частицы, соответственно. При оценке величины  $\eta$  следует учитывать, что  $n_z$  — это концентрация ионов, обладающих переходами с  $\Delta n = 0$  (т. е. Li-подобных и более сложных). Обычно величина  $\eta$  лежит в пределах 10 — 100. Так, для условий установки Т-11 при учете переходов  $3s - 3p$  с  $f = 1,5$  в ионах молибдена имеем  $\eta \sim 10$ . Примерно такое же значение имеет параметр  $\eta$  и при нагреве плазмы до зажигания в токамаке-реакторе ионами дейтерия с энергией  $\epsilon = 150$  кэВ при наличии приме-

си железа. Величина  $\eta$  может сильно уменьшиться при смещении ионизационного равновесия. Несмотря на следующую из (1) относительную малость скоростей потери энергии на примесях, сами потери энергии могут быть и не малы, что связано с различной энергетической зависимостью обоих типов потерь. Действительно, решая уравнение для изменения энергии частицы с учетом обоих механизмов для отношения  $\gamma$ -энергий, потерянных в результате кулоновских столкновений и возбуждения, получаем следующее соотношение:

$$\gamma \equiv \frac{\Delta Q_{\text{кул}}}{\Delta Q_{\text{возбуж}}} = \left[ \frac{2}{3} \frac{\eta}{\ln\left(\frac{2}{3}\eta + 1\right)} - 1 \right]^{2/3} \quad (2)$$

Из (2) следует, что, например, при  $\eta = 10$   $\gamma = 1,6$ , а при  $\eta = 30$  —  $\gamma = 3,3$ . Таким образом, роль возбуждения примесей в полных потерях энергии оказывается значительно более важной, чем это следует просто из сравнения соответствующих мощностей  $\eta$ . Физически это связано с различным характером временных зависимостей кулоновских потерь и потерь на возбуждение примесей.

Проведенное рассмотрение показывает, что существует новый канал прямой потери энергии ионов в горячей плазме, не связанный с обычно учитываемыми потерями энергии ионов из-за теплопроводности и перезарядки. Следует отметить, что аналогичный канал потерь должен существовать и для  $\alpha$ -частиц, которые могут возбуждать не только переходы с  $\Delta l = 0$ , но и с  $\Delta l = 1$ . Для  $\alpha$ -частиц может оказаться необходимым корректный расчет потерь с учетом того, что их банановые траектории проходят и по периферийной области плазмы, где концентрация ионов, имеющих переходы с  $\Delta l = 0$  и  $\Delta l = 1$  заметно выше, чем в центре шнура.

#### Литература

1. Гервидс В.И., Коган В.И. Письма в ЖЭТФ, 1975, 21, 329.
2. Breton C. et al. Nucl. Fusion, 1976, 16, 891.
3. Jensen R. V. et al. Nucl. Fusion, 1977, 17, 1187.
4. Крупин В.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, 353.
5. Абрамов В.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, 550.
6. Hulse R.A., Post D.E., Mikkelsen D.R. J. Phys., 1980, B13, 3895.
7. Suckewer S. Physica Scripta, 1981, 23, 72.
8. Базылев В.А., Чибисов М.И. УФН, 1981, 133, 617; Препринт ИАЭ-3125, М.: 1979.
9. Рябов В.А., Юдин Г.Л. ЖЭТФ, 1980, 78, 474.
10. Трубников Б.А. Сб. "Вопросы теории плазмы", 1963, М.: Атомиздат, 1, 98.