Доклады Академии наук СССР
1967. Том 174, № 6

УДК 533.9.951.7+523.16

ФИЗИКА

С. Г. АЛИХАНОВ

РАДИАЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ОГРАНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ

(Представлено академиком Г. И. Будкером 22 VIII 1966)

Как известно, в термодинамически неравновесной плазме возможно образование нестабильностей. Обычно рассматриваются кинетические и магнитогидродинамические неустойчивости. Интересно обратить внимание на случай, когда нестабильность возникает из-за неравновесности излучений, т. е. если объемная плотность излучения меньше планковской.

Представим себе, что в однородной плазме возникла вследствие каких-то причин (флуктуации и т. п.) область с несколько бо́льшей плотностью. Поскольку мощность излучения оптически прозрачной плазмы пропорциональна квадрату плотности, а зависимость от температуры не сильнее $T^{\pm 1/2}$ (например, для водорода это справедливо при $T > 2$ эв), то увеличение плотности приведет к остыванию участка плазмы по сравнению с окружающей невозмущенной плазмой, а это вызовет поток плазмы в данную область. В результате еще более увеличится плотность и т. д. Таким образом будет образован сгусток относительно плотной и холодной плазмы, конечные параметры которого определятся конкурирующими процессами: поглощением излучения, теплопроводностью и др.

Если имеется ограниченный объем плазмы с температурой T, концентрацией заряженных частиц n и характерным размером Λ, то в широком интервале значений T, n, Λ излучение не заперто. Это можно оценить из условия прозрачности излучения

$$\Lambda \ll \sigma T^4 / (\alpha_1 n^2 T^{1/2} + \alpha_2 n^2 T^{-1/2}); \tag{1}$$

α_1 и α_2 — коэффициенты тормозного и рекомбинационного излучения соответственно, σ — постоянная Стефана — Больцмана. Неравенство (1) справедливо при пренебрежении линейчатым излучением, т. е. для температур достаточно высоких.

В дальнейшем для простоты будем рассматривать плазму водорода, ограниченную неподвижными стенками, и теплопроводность будем считать несущественной. Уравнение баланса энергии для всего объема плазмы в случае, когда доминирует тормозное излучение:

$$\frac{3}{2}\frac{dp}{dt} = -\frac{\alpha_1}{\sqrt{2}} n^{3/2} p^{1/2}, \quad p = 2nT, \tag{2}$$

что дает

$$T = T_0(1 - t/\tau_0)^2, \tag{3}$$

где $\tau_0 = 6T_0^{1/2}/\alpha_1 n_0$ — время полного высвечивания плазмы.

Предположим, что в некоторой области v ($v \ll \Lambda^3$) концентрация n_1 несколько больше n_0. Энергетическое уравнение для этого объема:

$$\frac{3}{2}\frac{dp}{dt} - \frac{5}{2}\frac{p}{n_1}\frac{dn_1}{dt} = -\frac{\alpha_1}{\sqrt{2}} n_1^{3/2} p^{1/2}. \tag{4}$$

Подставляем p из уравнения (2), считая, что по всему объему $p = \text{const}$. Это справедливо, если время распространения звука в выделенном объеме существенно меньше времени остывания

$$\lambda_{\text{кр}} / \sqrt{5T/3m_i} < \tau_0. \tag{5}$$

Интегрируя уравнение (4), получим

$$\frac{n_1}{n_0} = \left[1 + \frac{1 - (n_{10}/n_0)^{3/2}}{(1 - t/\tau_0)^{3/5}}\right]^{-2/3}; \tag{6}$$

здесь n_{10} — начальная плотность в выделенном объеме. Как видно, время образования сгущения примерно равно времени остывания.

В том случае, когда доминирует рекомбинационное излучение, получим формулу распада

$$T = T_0(1 - t/\tau_0)^{2/3}, \tag{3a}$$

время остывания $\tau_0 = 2T_0^{3/2}/\alpha_2 n_0$ и зависимость нарастания концентрации в сгустке

$$\frac{n_1}{n_0} = \left[1 + \frac{1 - (n_{10}/n_0)^{5/2}}{1 - t/\tau_0}\right]^{-2/5}. \tag{6a}$$

Образованию охлажденного сгустка препятствует процесс выравнивания температуры, обусловленный теплопроводностью. Минимальный критический размер сгустка определяется из условия равенства времени охлаждения и времени релаксации температуры, т. е.

$$\lambda_{\min} = \tau_0 \varkappa / 1{,}5nk, \tag{7}$$

$\varkappa$ — коэффициент теплопроводности плазмы.

Таким образом, область неустойчивости оказывается ограниченною условиями (1) и (7). Например, для температуры 100 эв эта область показана на рис. 1. Условие (5) ставит ограничение сверху на критический размер сгустка (на рис. 1 — пунктирная линия). Несомненно, наличие магнитного поля должно существенным образом сказаться на процессах. Во всяком случае, уменьшая теплопроводность, магнитное поле расширяет область неустойчивости в сторону меньших характерных размеров.

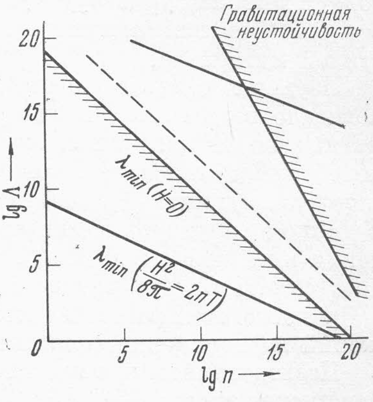

Рис. 1

Нами рассматривалась плазма, ограниченная стенками. Однако нетрудно видеть, что если $\Lambda \gg \lambda_{кр}$ (формула (5)), то время разлета оказывается существенно больше времени остывания, и все изложенные рассуждения применимы для разлетающейся плазмы. Таким образом, радиационная неустойчивость может образовываться в астрофизических объектах, в разлетающейся плазме взрыва. В лабораторных масштабах данное явление может проявиться при более низких температурах. Для водорода $\lambda_{\min} \sim 1$ см при $T = 10$ эв и $n = 10^{18}$ см$^{-3}$.

Для плазмы с Z и $A > 1$ область неустойчивости и характерные времена соответствующим образом изменятся. В связи с этим обстоятельством обратим внимание на одну возможность. К образованию сгустка может **привести не только локальное** увеличение концентрации, но и величины эффективного заряда ионов плазмы, например концентрации примесных ионов. В этом случае возможен интересный эффект вытеснения «грязной» плазмы более чистой.

Принятое нами ограничение на плазму распада не обязательно. Необходимо лишь, чтобы определяющим механизмом ухода энергии было незапертое излучение. В этом смысле описанное явление может проявиться и в высокотемпературных дугах большой плотности достаточно больших размеров.

В заключение автор выражает благодарность Г. И. Будкеру за интерес к настоящей работе и И. К. Конкажбаеву за полезные дискуссии.

Поступило
18 VIII 1966