

выступом возникает отошедшая ударная волна 1, пересечение к-рой с пограничным слоем вызывает образование зоны О. т. с границей 9 и ударной волны 2. В области за ударными волнами 1 и 2 образуется сложная система ударных волн 3, 4, 5, 6, 7 и 8 и линий отрыва потока газа от твердых поверхностей S и линий растекания e. Местные области сверхзвуковых течений замыкаются ударными волнами 6 и 8, за к-рыми на обтекаемой поверхности наблюдаются зоны повышенных тепловых потоков q. Образовавшееся течение нестационарно, амплитуды пульсаций давления достаточно велики, а тепловые потоки на участках поверхности q могут в десятки раз превышать тепловые потоки, соответствующие обтеканию этих поверхностей при безотрывном течении.

О. т. широко распространены в технике и наблюдаются при обтекании корпусов самолётов, кораблей, ракет, при течениях в каналах турбин, насосов, коленах трубопроводов и др. В большинстве случаев возникновение О. т. нежелательно, т. к. приводит к увеличению аэродинамич. сопротивления, увеличению потерь в каналах, появлению пульсаций давления и мощных акустич. возмущений. Для его предотвращения применяют отсос пограничного слоя, вдувание в пограничный слой газа с повышенной кинетич. энергией и уменьшение градиента давления в направлении течения путём подбора формы поверхности обтекаемого тела или канала, устройства направляющих лопаток.

Для анализа характерных областей О. т. можно использовать *Навье — Стокса уравнения*. Для ламинарного течения и ряда задач турбулентного течения получены численные решения. Однако сложность ур-ний и нерегулярное поведение параметров в зонах О. т. ограничивают возможность такого подхода для многих практич. задач. Для их решения обычно используют полужемпирич. методики, постулирующие картину течения и использующие для турбулентных течений эмпирич. константы.

Лит.: Прандтль Л., Гидроаэромеханика, пер. с нем., М., 1949; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 6 изд., М., 1987; Абрамович Г. Н., Прикладная газовая динамика, 4 изд., М., 1976; Чжен П., Отрывные течения, пер. с англ., т. 1—3, М., 1972—73; Боровой В. Я., Течение газа и теплообмен в зонах взаимодействия ударных волн с пограничным слоем, М., 1983; Особенности трёхмерных отрывных течений в сверхзвуковых потоках, в кн.: Наука и человечество, М., 1986, с. 302—04. М. Я. Юделович.

**ОХЛАЖДЕНИЕ ПУЧКОВ** заряженных частиц — уменьшение фазового объёма, занимаемого частицами пучка в накопителе, за счёт к.-л. механизма диссипации. (Согласно *Лиувилля теореме*, в механич. системе без диссипации фазовый объём сохраняется.) Охлаждение пучка позволяет значительно повысить плотность частиц в фазовом пространстве, т. е. существенно сжать пучок и уменьшить разброс скоростей частиц пучка. Охлаждение позволяет производить длит. накопление частиц путём инжекции всё новых частиц в освобождающиеся при охлаждении участки фазового пространства [1].

Скорость охлаждения частиц при наличии диссипации определяется декрементом  $\lambda$ , характеризующим скорость уменьшения элемента  $\Delta\Gamma$  шестимерного фазового объёма:

$$\lambda = -\frac{1}{\Delta\Gamma} \frac{d\Delta\Gamma}{dt} = \lambda_z + \lambda_r + \lambda_{||} = \begin{cases} 2\mathcal{P}/\mathcal{E} + \partial\mathcal{P}/\partial\mathcal{E} & \text{при } v \approx c, \\ \mathcal{P}/2\mathcal{E}_K + \partial\mathcal{P}/\partial\mathcal{E}_K & \text{при } v \ll c, \end{cases} \quad (1)$$

где  $\lambda_z$ ,  $\lambda_r$ ,  $\lambda_{||}$  — декременты охлаждения пучка по вертикальной, радиальной и продольной степеням свободы,  $\mathcal{E}$  и  $\mathcal{E}_K$  — полная и кинетическая энергии частицы,  $v$  — скорость частиц,  $\mathcal{P}$  — мощность потерь энергии ( $\mathcal{P} = -Fv$ , где  $F$  — диссипативная сила торможения).

Устанавливающееся в результате охлаждения значение фазового объёма определяется балансом скорости

охлаждения и скорости нагрева из-за разл. сопутствующих процессов, как связанных с самим механизмом охлаждения, так и «посторонних» (рассеяние на атомах остаточного газа в камере, флуктуации полей накопителя и т. д.). Известно несколько методов охлаждения, отличающихся способом получения силы торможения.

Радиационное охлаждение связано с потерями энергии частицами на *синхротронное излучение* при движении в магн. поле. Мощность синхротронного излучения в релятивистском случае равна [2]

$$\mathcal{P}_s = \frac{2}{3} \frac{e^4}{M^2 c^3} \gamma^2 B^2, \quad (2)$$

где  $e$ ,  $M$  — заряд и масса частицы,  $\gamma = 1/\sqrt{1-(v/c)^2}$ ,  $B$  — магн. индукция. Как видно из выражения (1), в этом случае  $\lambda = 4\mathcal{P}_s/\mathcal{E}$ . Распределение полного затухания  $\lambda$  между степенями свободы, т. е. значения  $\lambda_z$ ,  $\lambda_r$ ,  $\lambda_{||}$ , зависит от конкретной структуры магн. поля накопителя и др. факторов, определяющих взаимную связь колебаний по разл. координатам. Так, для накопителя с азимутально-симметричным магн. полем, характеризующимся показателем спада  $n$ , декременты охлаждения равны

$$\lambda_z = \frac{\mathcal{P}_s}{\mathcal{E}}, \quad \lambda_r = \frac{\mathcal{P}_s}{\mathcal{E}} \frac{n}{1-n}, \quad \lambda_{||} = \frac{\mathcal{P}_s}{\mathcal{E}} \frac{3-4n}{1-n}. \quad (3)$$

В таком накопителе поперечные колебания затухают во всём диапазоне устойчивости *бетатронных колебаний*  $0 < n < 1$ , а продольные — только при  $n < 3/4$ . Для накопителя с жёсткой фокусировкой ( $|n| \gg 1$ ) и постоянным вдоль орбиты магн. полем радиальные колебания раскачиваются, т. е.  $\lambda_r < 0$ . Простейшей структурой, совмещающей высокую жёсткость фокусировки и охлаждение по всем степеням свободы, является т. н. система с разделёнными ф-циями: на поворотных участках поле однородно, а фокусировка и дефокусировка осуществляются квадрупольными линзами. В этом случае оба поперечных направления почти эквивалентны  $\lambda_z \approx \lambda_r \approx \langle \mathcal{P}_s \rangle / \mathcal{E}$ , а  $\lambda_{||} = 2 \langle \mathcal{P}_s \rangle / \mathcal{E}$  ( $\langle \mathcal{P}_s \rangle$  — средняя по орбите мощность потерь).

Установившееся значение темп-ры пучка определяется раскачкой продольных и радиальных колебаний из-за квантового характера излучения. Характерная энергия излучаемых фотонов равна  $\mathcal{E}_\gamma = \hbar\omega\gamma^3$  ( $\omega$  — частота обращения частицы). За время затухания  $\tau \sim 1/\lambda$  излучается  $N = \mathcal{P}_s \tau / \mathcal{E}_\gamma$  статистически независимых фотонов, поэтому разброс энергий в пучке будет составлять  $\Delta\mathcal{E} \approx \pm \mathcal{E}_\gamma \sqrt{N} \approx \pm \sqrt{\hbar\mathcal{E}Bc\gamma^3}$ . При излучении фотонов возбуждаются также радиальные бетатронные колебания (т. к. при этом меняется импульс частицы, а следовательно, и положение равновесной орбиты). Вертикальные колебания раскачиваются слабее, т. к. фотоны испускаются под малым углом  $\sim 1/\gamma$  к направлению движения (они определяются в основном связью радиального и вертикального движения).

Механизм радиац. охлаждения эффективно действует в накопителях электронов и позитронов (где он успешно используется). Для тяжёлых частиц мощность синхротронного излучения слишком мала при технических достижимых энергиях и магн. полях, и приходится прибегать к др. механизмам охлаждения.

Электронное охлаждение пучков тяжёлых частиц, предложенное Г. И. Будкером в 1966 и реализованное в 1974—75 [3], основано на взаимодействии охлаждаемого пучка с электронным пучком. Для этого в одном из прямолинейных промежутков накопителя сквозь циркулирующий пучок тяжёлых частиц пропускается электронный пучок с той же ср. скоростью и малым разбросом скоростей. Благодаря кулоновскому взаимодействию между «холодными» электронами и «горячими» тяжёлыми частицами происходит интенсивный теплообмен, в результате к-рого пучок тяжёлых частиц охлад-