

Из тождеств Славнова — Тейлора следуют соотношения между константами перенормировки полей Янга — Миллса и духов Фаддеева — Попова:  $\delta m = 0$ ,  $Z_1 Z_2^{-1} = \bar{Z}_1 \bar{Z}_2^{-1}$ ,  $Z_4 = Z_1^2 Z_2^{-1}$ , где  $\delta m$  — константа перенормировки массы поля Янга — Миллса,  $Z_2, Z_1, Z_4$  — соответственно константы перенормировки волновой ф-ции и вершинных частей с тремя и четырьмя внеш. линиями поля Янга — Миллса, а  $\bar{Z}_2$  и  $\bar{Z}_1$  — константы перенормировки волновой ф-ции духов Фаддеева — Попова и вершинной части с одной внеш. линией поля Янга — Миллса и двумя линиями духов Фаддеева — Попова.

Тождества Славнова — Тейлора выражают симметрию эфф. действия, стоящего в экспоненте в ф-ле (2), относительно преобразований, перепутывающих поля Янга — Миллса и духи Фаддеева — Попова, — т. н. преобразования БРСТ (Бекки — Рюо — Стора — Тютин). Эти тождества гарантируют калибровочную инвариантность перенормированной теории и играют ключевую роль в доказательстве унитарности матрицы рассеяния.

Лит.: Тейлор Дж., Калибровочные теории слабых взаимодействий, пер. с англ., М., 1978; Славнов А. А., Фаддеев Л. Д., Введение в квантовую теорию калибровочных полей, 2 изд., М., 1988; Ичиксон К., Зюбер Ж. Б., Квадратная теория поля, пер. с англ., т. 1—2, М., 1984. А. А. Славнов.

**УПЛОТНЕНИЯ СКАЧОК** — характерная для сверхзвукового течения область, в к-рой происходит резкое увеличение давления, плотности, темп-ры и уменьшение скорости течения газа. У. с. в нек-рых случаях тождествен ударной волне, а в др. случаях составляет часть её структуры (подробнее см. Ударная волна). Толщина У. с. обычно имеет порядок см. длины пробега молекул, поэтому в большинстве задач газовой динамики, когда газ можно считать сплошной средой, толщиной У. с. пренебрегают.

Различают 2 осн. типа элементарных У. с. — прямой скачок, в к-ром не происходит изменения направления вектора скорости, и косой скачок, в к-ром вектор скорости поворачивается на нек-рый угол  $\theta$ .

Для прямого У. с. в результате совместного решения ур-ний сохранения массы, энергии и кол-ва движения и ур-ния состояния газа можно получить простые соотношения, характеризующие изменение параметров газа в скачке. Кинематич. соотношение имеет вид

$$\lambda_n \lambda_1 = 1,$$

где  $\lambda_n = w_n/a^*$  — безразмерная скорость газа перед скачком,  $\lambda_1$  — то же за скачком,  $a^* = \sqrt{2kRT_0/(k+1)}$  — критич. скорость,  $T_0 = T_n [1 - (k-1)\lambda_n^2/(k+1)]^{-1}$  — темп-ра адиабатически заторможенного газа,  $k = c_p/c_v$  — отношение теплоёмкостей при постоянном давлении и постоянном объёме,  $R$  — газовая постоянная,  $w_n$  — скорость течения перед У. с. Изменение плотности в У. с.  $\rho_1/\rho_n = \lambda_n^2$ , где  $\rho_n$  и  $\rho_1$  — плотности газа до и после У. с.; повышение темп-ры и давления выразится ф-лами

$$\frac{T_1}{T_n} = \frac{1 - \lambda_n^2(k-1)/(k+1)}{1 - \lambda_n^2(k-1)/(k+1)}, \quad \frac{p_1}{p_n} = \frac{\lambda_n^2 - (k-1)/(k+1)}{1 - \lambda_n^2(k-1)/(k+1)}.$$

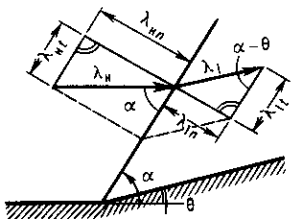


Рис. 1.

$w_n$  и фронтом У. с. (рис. 1). Напр., повышение давления для плоского косого У. с. определяется ф-лой

$$\frac{p_1}{p_n} = \frac{\lambda_n^2 [1 - 4k \cos^2 \alpha / (k+1)^2] - (k-1)/(k+1)}{1 - (k-1)\lambda_n^2/(k+1)}.$$

Аналогичные зависимости можно вывести для отношения плотностей и др., т. е. параметры течения за У. с. (в т. ч. и угол поворота вектора скорости  $\theta$  при переходе через косой У. с.) рассчитываются по заданным параметрам перед ним и известному углу  $\alpha$  наклона фронта скачка.

Для обтекания плоского клина идеальным недиссоциирующим газом графики осн. зависимостей приведены на рис. 2. На рис. 2 (а) даны зависимости угла наклона У. с.  $\alpha$  от угла клина  $\theta_k$  и безразмерной скорости  $\lambda_n$  набегающего потока; на рис. 2 (б) изображена в полярных координатах  $\lambda, \theta$  зависимость скорости  $\lambda_1$  за У. с. от  $\lambda_n$  и  $\theta_k$  (т. н. ударная поляр); на рис. 2 (в) дана зависимость отношения давлений  $p_1/p_n$  в У. с. от  $\lambda_n$  и  $\theta_k$ . Из рис. 2 следует, что для заданных  $\lambda_n$  и  $\theta$  решение, получающееся при определении величин  $\alpha, \lambda_1$  и  $p_1/p_n$ , неоднозначно. Для

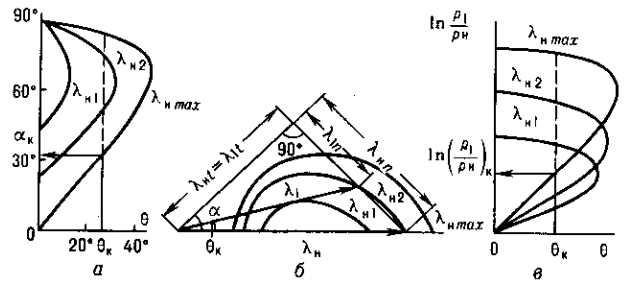


Рис. 2.

каждого значения  $\lambda_n$  имеется предельное значение  $\theta_{np}$ ; при обтекании клина с углом  $\theta_k > \theta_{np}$  вместо конфигурации, изображённой на рис. 3 (а), образуется отсоединённый от вершины клина криволинейный У. с. (рис. 3, б).

В случае простого (регулярного) отражения У. с. от твёрдой стенки (рис. 4, а) скорость направлена под углом  $\alpha_1$  к плоскости падающего У. с. При прохождении через У. с. направление скорости меняется на угол  $\theta_1$ , а её величина уменьшается ( $\lambda_2 < \lambda_1$ ). За отражённым У. с. направление скорости должно измениться на угол  $\theta_2 = \theta_1$  (направления скорости в областях 1 и 3 совпадают с направлением стенки), при этом её величина уменьшится до  $\lambda_3 < \lambda_2$ , соответственно давление  $p_3 > p_2 > p_1$ .

Если при заданном значении  $\lambda_1$  увеличивать интенсивность падающего на стенку У. с., то можно получить решение, при к-ром реализуется форма отражения, представленная на рис. 4, б (нерегулярное, или маховое, отражение). В точке разветвления У. с. образуется поверхность тангенциального разрыва ТР, по обеим сторонам к-рой статич. давление и направление скорости одинаковы, а величина скорости, темп-ра, плотность и энтропия различны. При отражении У. с. от свободной поверхности, отделяющей область сверхзвукового течения от неподвижного газа (рис. 4, в), условия на свободной поверхности аналогичны условиям на поверхности тангенциального разрыва (рис. 4, б). Характер же течения в области 2 за падающим У. с. такой же, как и в области 3 при отражении от твёрдой стенки (рис. 4, а), но в области 3 за отражённым от свободной поверхности возмущением давление  $p_3 = p_n = p_1 < p_2$ . Отражённое возмущение в этом случае представляет собой пучок волн разрежения и  $\lambda_3 > \lambda_2$ .

Более сложным является случай, когда поверхность тангенциального разрыва разделяет два сверхзвуковых потока с разл. скоростями (рис. 4, г). Для обеспечения равенства давлений  $p_3 = p_5$  поверхность тангенциального разрыва в точке пересечения У. с. может иметь излом, и между

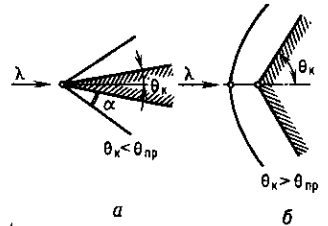


Рис. 3.