

ПЛОТНОСТЬ И ТЕМПЕРАТУРА ПЕРЕД ЦИЛИНДРОМ
С ТЕПЛОИЗОЛИРОВАННОЙ И ОХЛАЖДЕННОЙ СТЕНКОЙ
В РАЗРЕЖЕННОМ СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

Н. Д. ЗУЕВ, В. М. КАЛУГИН

(Москва)

Приведены результаты измерения плотности и температуры на линии торможения у поперечно обтекаемого цилиндра при числе Маха $M_\infty=5$, числе Кнудсена $Kn_\infty=0.06-0.33$ и температурном факторе, изменяющемся от 1 до 0.11. Исследовано влияние степени разрежения и температурного фактора на структуру возмущенной области перед цилиндром.

Переход от континуального режима обтекания тел к течению разреженного газа проявляется в постепенном размывании скачка уплотнения и росте толщины пограничного слоя. При увеличении степени разрежения невязкая область между размытым скачком и толстым пограничным слоем исчезает и наступает режим течения, когда зоны скачка и пограничного слоя смыкаются. При этом структура типа скачка еще сохраняется, а параметры газа за скачком близки к значениям, вычисленным по континуальным соотношениям. Затем зоны скачка и пограничного слоя смешиваются, параметры газа у стенки начинают отклоняться от рассчитанных по соотношению Гюгонио — Ренкина и, наконец, исчезает структура типа скачка.

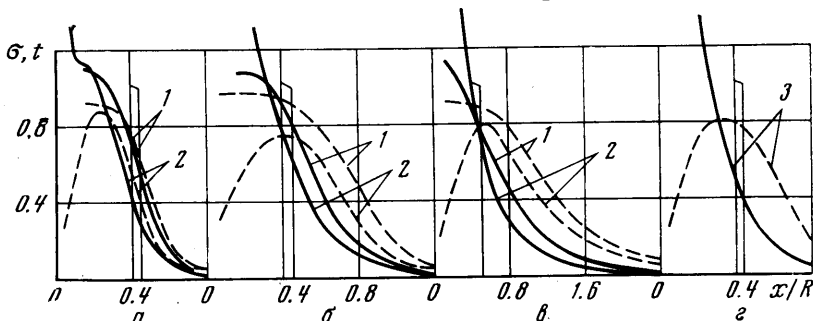
Установлению границ режимов течения посвящена работа [1], в которой на основании экспериментального определения профилей плотности перед различными моделями с теплоизолированной стенкой и теоретического расчета толщины пограничного слоя показано, что началу режима смешивания при обтекании затупленного тела соответствует число Рейнольдса $Re_s=100$, где Re_s вычисляется по условиям за прямым скачком уплотнения. Согласно данным работы [2], основанным на отклонении результатов измерения температуры перед затупленным телом с охлажденной стенкой от вычисленных по соотношению Гюгонио — Ренкина, смешивание начинается при Re_s между 500 и 1000. Изучение профилей плотности, полученных в работе [3], показывает, что у сферы с охлажденной стенкой смешивание начинается при $Re_s \approx 50$, а у сферы с теплоизолированной стенкой структура типа скачка исчезает при $Re_s \approx 10-30$.

Отметим, что при использовании результатов работы [3] следует учитывать возможность значительной погрешности измерений из-за соизмеримости размеров изэнтропического ядра потока и диаметра модели. При установлении границ режимов течения в упомянутых работах возможное влияние температуры стенки не учитывалось.

Настоящая работа посвящена исследованию влияния температуры стенки на изменение профилей плотности и температуры при режимах течения, когда происходит смешивание пограничного слоя и скачка уплотнения.

1. Рабочим газом служил осушенный воздух. Газ ускорялся в сверхзвуковом сопле с номинальным числом Маха $M_\infty=5$. Осевой градиент числа M_∞ не превышал 0.07 см^{-1} . Температура газа в форкамере T_0 поддер-

живалась равной 290 или 673° К. Поперек потока поочередно устанавливались тонкостенные стальные цилиндры с внешним диаметром 10 или 20 мм. Длина цилиндров (100 мм) примерно равнялась диаметру изэнтропического ядра потока. Для контроля температуры в переднюю стенку цилиндров зачеканивались термомпары. При проточке сквозь внутренние полости цилиндров воды или жидкого азота температура передней стенки T_1 равнялась соответственно 290 или 78° К. При этих условиях темпера-



Фиг. 1

турный фактор $\tau = T_1/T_0$ варьировался в пределах $1 \div 0.11$, т. е. стенку можно было считать теплоизолированной или охлажденной. Число Кнудсена $Kn_\infty = \lambda_\infty/R$ (λ_∞ — средняя длина свободного пробега молекулы в набегающем потоке, R — радиус цилиндра) изменялось от 0.058 до 0.33.

В зоне возмущения у моделей измерялись плотность ρ и вращательная температура T по методике, описанной ранее [4, 5]. При определении плотности учитывалось тушение излучения при соударениях частиц [6]. Профиль вращательной температуры приближенно можно считать подобным профилю поступательной температуры, учитывая, что для формирования скачка уплотнения требуется примерно 15 столкновений молекул [7], а в интервале температуры от 50° К (статическая температура) до 300° К (температура торможения) число столкновений, необходимых для релаксации вращательных степеней свободы, меняется от 1 до 4 [8]. Погрешность измерения расстояния от стенки цилиндра не превышала 0.2 мм.

2. На фиг. 1 приведены полученные профили плотности (сплошные кривые) и вращательной температуры (пунктирные кривые) при $M_\infty = 5$, $Kn_\infty = 0.058$ (фиг. 1, а); $M_\infty = 5$, $Kn_\infty = 0.12$ (фиг. 1, б); $M_\infty = 4.4$, $Kn_\infty = 0.33$ (фиг. 1, в); $M_\infty = 5.14$, $Kn_\infty = 0.19$ (фиг. 1, г). По оси абсцисс отложено расстояние x от поверхности модели, отнесенное к радиусу цилиндра R , по оси ординат — безразмерные параметры $\sigma = (\rho - \rho_\infty)/(\rho_2 - \rho_\infty)$ и $t = (T - T_\infty)/(T_2 - T_\infty)$. Здесь индекс ∞ относится к набегающему потоку, а индекс 2 характеризует параметры за прямым скачком уплотнения, вычисленные по соотношениям Гюгонно — Ренкина. Параметры набегающего потока и за прямым скачком рассчитаны по условиям в форкамере и числу Маха. Принято $T_2 = T_0$. Кривые 1 соответствуют температурному фактору $\tau = 1$, кривые 2 — $\tau = 0.26$ и кривые 3 — $\tau = 0.12$. Прямыми линиями показано непрерывное положение отхода скачка уплотнения [9].

Полученные профили позволяют проследить влияние изменения как степени разрежения, так и температурного фактора на распределение плотности и температуры в зоне возмущения.

3. Форма профилей существенно зависит от температурного фактора. При $\tau = 1$ плотность у стенки несколько выше, а температура — несколько ниже непрерывных значений, но остаются близкими к ним при всех исследованных режимах течения. Увеличение толщины пограничного слоя

слабо сказывается на изменении профиля параметров. Поэтому при $\tau=1$ определить момент смешивания пограничного слоя и скачка по виду профилей затруднительно. Можно лишь говорить о существовании структуры типа скачка при всех исследованных режимах.

Охлаждение стенки вызывает уменьшение температуры и увеличение плотности в окрестности стенки. При этом профиль температуры имеет максимум $t \approx 0.8$, положение которого зависит от степени разрежения и σ охлаждения стенки. Профиль плотности при $Kn_\infty = 0.058$ испытывает перегиб в области $\sigma > 1$. Можно заключить, что при этом режиме зоны скачка уплотнения и пограничного слоя еще разделены зоной невязкого течения. Подобный профиль позволяет приблизительно определить толщину динамического пограничного слоя, граница которого в данном случае соответствует $x/R \approx 0.1$.

В качестве начала зоны теплового пограничного слоя можно приблизительно принять положение максимума профиля температуры. Отметим, что при $Kn_\infty = 0.058$ толщина теплового пограничного слоя превышает толщину динамического пограничного слоя.

При большей степени разрежения наблюдается монотонное нарастание плотности от значения, соответствующего плотности в набегающем потоке, до значения у стенки, превышающего рассчитанное по соотношениям Гюгонно — Ренкина, из-за перемешивания зон скачка уплотнения и динамического пограничного слоя, а также из-за влияния холодной стенки. Можно сделать вывод, что при $M_\infty = 5$ и $\tau = 0.26$ смешивание зон скачка уплотнения и динамического пограничного слоя у поперечно обтекаемого цилиндра происходит при $Kn_\infty \sim 0.1$ ($Re_s \sim 15$).

Таким образом, по виду профилей можно заключить, что при $\tau = 0.26$ исчезает структура типа скачка и происходит смешивание пограничного слоя со скачком уплотнения при разрежении, примерно соответствующем $Kn_\infty \sim 0.1$, а при $\tau = 1$ структура типа скачка существует при всех исследованных режимах.

4. Примем в качестве средней точки профиля значение x/R , которому соответствует σ или $t = 0.5$. Обозначим это значение через ξ и ϵ для профилей плотности и температуры соответственно и условно назовем его расстоянием отхода, или просто отходом, профиля от стенки.

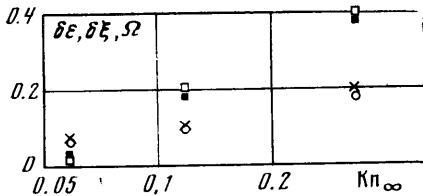
Из фиг. 1 можно видеть, что при всех исследованных режимах отход профиля температуры превышает отход профиля плотности. При $Kn_\infty = 0.058$ отходы профилей σ и t близки к континуальному отходу скачка. Отходы профилей, соответствующих $\tau = 0.26$, несколько меньше, а при $\tau = 1$ — превышают континуальное значение. Увеличение разрежения приводит к заметному разделению профилей σ и t , а также к росту отходов (фиг. 1, б—г). Особенно возрастает отход профиля температуры ϵ . При $Kn_\infty = 0.33$ и $\tau = 1$ величина ϵ более чем в 2 раза превышает континуальное значение.

Таким образом, при увеличении степени разрежения средняя точка профилей вследствие вытесняющего действия утолщающегося пограничного слоя перемещается вверх по течению.

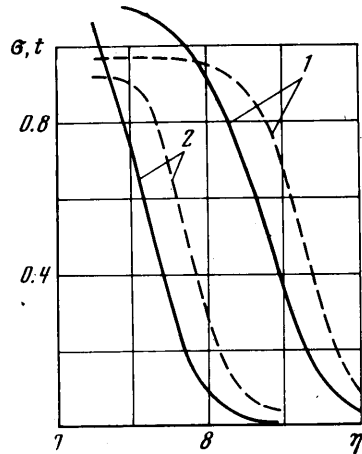
Можно отметить также, что изменение температуры стенки приводит к параллельному смещению той части профилей параметров, которая относится к зоне размытого скачка уплотнения. Отклонение от этого правила наблюдается лишь в верхней части профилей, где произошло слияние пограничного слоя и скачка уплотнения. Поэтому можно определить смещения $\delta\xi$ и $\delta\epsilon$ профилей параметров, отвечающие изменению температурного фактора. Смещение профилей зависит от степени разрежения. На фиг. 2 крестиками нанесены величины $\delta\epsilon$, соответствующие изменению τ от 1 до 0.26 при варьировании числа Kn_∞ , а кружочками — $\delta\xi$. Эксперименталь-

ных точек недостаточно для получения количественной зависимости между смещениями профилей и изменением степени разрежения. Однако качественно можно заключить, что при увеличении числа Kn_∞ смещение профилей вследствие изменения температуры стенки возрастает.

Обозначим расстояние между профилями плотности и температуры, измеренное при одной и той же величине τ , через $\Omega = \varepsilon - \xi$. Соответствующие точки для $\tau=1$ (светлые квадратики) и 0.26 (зачерненные квадратiki) нанесены на фиг. 2. Можно видеть, что расстояние Ω практически не зависит от температурного фактора, но в значительной мере определяется степенью разрежения.



Фиг. 2



Фиг. 3

5. На фиг. 3 приведены профили плотности и температуры при $M_\infty=5$, $Kn_\infty=0.12$ (кривые 1) и $M_\infty=4.4$, $Kn_\infty=0.33$ (кривые 2) у теплоизолированной стенки, отнесенные к числу местных длин свободного пробега $\eta = \int dx / \lambda(x)$, где $\lambda(x)$ — длина свободного пробега молекул на расстоянии x от поверхности модели. Можно видеть, что при увеличении степени разрежения профили плотности и температуры сдвигаются параллельно, при этом толщина скачка в местных длинах свободного пробега сохраняется приблизительно постоянной. Кроме того, расстояние между профилями плотности и температуры при изменении числа Kn_∞ остается постоянным и равным примерно двум местным длинам свободного пробега.

6. Важное значение имеет количество столкновений, которое испытывает молекула при прохождении зоны скачка и всего ударного слоя.

В качестве толщины скачка уплотнения обычно принимают величину

$$d = (\rho_2 - \rho_\infty) / (\partial \rho / \partial x)_{\max}$$

Число столкновений, которое испытывает молекула в скачке при прохождении ею пути $-0.5 d \leq (x - \xi R) \leq 0.5 d$, можно вычислить по формуле [7, 10]

$$N = \sqrt{\frac{8}{\pi \gamma}} \frac{d}{\lambda_\infty} \frac{1}{M_\infty} \int_{-0.5}^{0.5} \left(\frac{\rho}{\rho_\infty} \right)^2 \left(\frac{T}{T_\infty} \right)^{0.1} d \left(\frac{x - \xi R}{d} \right)$$

По данным работы [7], где было измерено распределение плотности, а профиль температуры принимался подобным профилю плотности, в интервале чисел $M=2.6 \div 6$ число столкновений $N=15$. Полученные здесь результаты показывают, что при $Kn_\infty=0.058$ число столкновений $N=18$. С учетом погрешности измерений в обоих случаях совпадение полученных результатов следует признать удовлетворительным. Иная картина наблюдается при увеличении степени разрежения, когда профили плотности и

температуры разделяются. При большей степени разрежения структура типа скачка существует только при $\tau=1$. Применение приведенной выше формулы для вычисления числа столкновений дает при $Kn_{\infty}=0.118$ в скачке плотности $N=13$, а в скачке температуры $N=7$. Соответствующие результаты при $Kn_{\infty}=0.33$ — 8 и 5 столкновений.

Если принять, что для формирования ударной волны (или скачка уплотнения) требуется постоянное число столкновений, близкое к 15 [7], то можно сделать вывод, что при $Kn_{\infty}=0.118$ и $\tau=1$ зоны скачка уплотнения и динамического пограничного слоя в профиле плотности еще разделены или по крайней мере находятся в самой начальной стадии их смешивания, в то время как структура скачка температуры уже существенно искажена в результате влияния теплового пограничного слоя. Ранее отмечалось, что при охлаждении стенки при этом режиме до $\tau=0.26$ становится очевидным смешивание скачка плотности с динамическим пограничным слоем.

Вычисление числа столкновений для режима $Kn_{\infty}=0.33$ показывает, что при $\tau=1$, как и при $\tau=0.26$, имеет место смешивание скачков плотности и температуры с пограничным слоем, хотя по виду профилей параметров при $\tau=1$ еще можно говорить о структуре типа скачка.

Полученные данные позволяют заключить, что смешивание динамического пограничного слоя со скачком уплотнения происходит при несколько большей степени разрежения, чем смешивание теплового пограничного слоя со скачком температуры. Кроме того, по-видимому, на величину степени разрежения, при которой происходит смешивание пограничного слоя и скачка уплотнения, влияет температура стенки. Можно предположить, что увеличение величины отхода профилей плотности и температуры от континуального значения начинается после слияния пограничного слоя и ударной волны.

Таким образом, изменение режимов обтекания тел разреженной средой, в частности процесс смешения зон пограничного слоя и ударной волны, при исследованных числах Кнудсена в существенной степени определяется температурным фактором.

Поступила 10 XII 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. *Авдеевский В. С., Иванов А. В.* Течение разреженного газа вблизи передней критической точки затупленного тела при гиперзвуковых скоростях. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 3.
2. *Ahouse D. R., Bogdonoff S. M.* An experimental flow field study of the rarefied blunt body problem. AIAA paper, 1969, No. 656.
3. *Russel D. A.* Density disturbance ahead of a sphere in rarefied supersonic flow. Phys. Fluids, 1968, vol. 11, No. 8.
4. *Калугин В. М.* Об измерении плотности газа в сверхзвуковом разреженном потоке при помощи свечения тлеющего разряда. ПМТФ, 1969, № 2.
5. *Зуев Н. Д., Калугин В. М.* Спектроскопическое определение вращательной температуры в разреженном сверхзвуковом потоке при возбуждении свечения в тлеющем разряде. ПМТФ, 1971, № 2.
6. *Калугин В. М.* О влиянии тушения излучения при измерении плотности в разреженных потоках по свечению, возбужденному электронным пучком. В сб. «Физические методы исследования прозрачных неоднородностей». Моск. Дом науч.-техн. пропаганды им. Ф. Э. Дзержинского, М., 1972.
7. *Иванов А. В.* Структура ударной волны в воздухе при числах Маха от 2.6 до 6. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 2.
8. *Parker J. G.* Rotational and vibrational relaxation in diatomic gases. Phys. Fluids, 1959, vol. 2, No. 4.
9. *Ambrosio A., Wortman A.* Stagnation-point shock-detachment distance for flow around spheres and cylinders in air. Aerospace Sci., 1962, vol. 29, No. 7.
10. *Muckenfuss C.* Some aspects of shock structure according to the bimodal model. Phys. Fluids, 1962, vol. 5, No. 11.