

таты обработки испытаний ВТ при конкретной степени расширения и различных сочетаниях площади соплового ввода и диаметра отверстия диафрагмы во всем диапазоне их изменений.

Верхняя огибающая массива полученных данных показывает, что при оптимальном сочетании указанных геометрических параметров можно получить максимальный коэффициент температурной эффективности в пределах  $Z_t = 0,56-0,58$  даже при  $\lambda_{гр} = 36$ .

#### Л и т е р а т у р а

1. Лепяко А.П. Анализ процесса энергообмена между потоками газа внутри вихревой трубы. - В кн.: Вихревой эффект и его применение в технике. - Куйбышев: КуАИ, 1976, с. 48-53.

2. Лепяко А.П., Поляков А.А. Режим работы и геометрия вихревой трубы. - В кн.: Вихревой эффект и его промышленное применение. Куйбышев: КуАИ, 1981, с. 19-21.

3. Лепяко А.П., Поляков А.А. Результаты испытаний адиабатных вихревых труб в широком диапазоне степеней расширения. - Тезисы докладов III Всесоюзной научно-технической конференции по холодильному машиностроению. - Одесса, 1982, с. 27-28.

4. Поляков А.А., Ильина Н.И., Лепяко А.П. Повышение эффективности работы вихревых труб. - Холодильная техника, 1982, № 4 с. 29-32.

5. Чижиков Ю.В. Определение диаметра вихревой трубы в зависимости от степени расширения газа. - Изв. вузов. Машиностроение, 1971, № 7, с. 36-39.

УДК 621.43.46

В.Т.В о л о в

#### МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССООБМЕНА В ВИХРЕВЫХ ДИФФУЗОРНЫХ УСТРОЙСТВАХ И ИХ РЕАЛИЗАЦИЯ

Рассмотрим методику расчета основных интегральных характеристик щелевого конического диффузора. Течение газа в диффузоре будем считать осесимметричным ( $\partial/\partial\varphi = 0$ ), стационарным ( $\partial/\partial t = 0$ ), пограничный слой как в радиальном, так и в окружном направлении сомкнулся. Стенки диффузора теплоизолированы ( $dq_n = 0$ ), нормальная скорость отсутствует, а массовые силы равны нулю. Тогда уравнения движения в щели конического диффузора запишутся следующим образом:

$$\rho H_3 \frac{\partial v_r}{\partial s} - \rho \frac{v_r^2}{H_1 H_3} \frac{\partial H_3}{\partial s} = - \frac{1}{H_1} \frac{\partial p}{\partial s} + \frac{1}{H_1^2 H_3} \frac{\partial}{\partial n} (H_1^2 H_3 \zeta_{sh}); \quad (I)$$

$$\rho \frac{v_s}{H_1} \frac{\partial v_\varphi}{\partial s} + \frac{v_s v_\varphi}{H_1 H_3} \rho \frac{\partial H_3}{\partial s} = \frac{1}{H_3} \frac{\partial}{\partial n} (H_1 H_3^2 C_{\varphi h}). \quad (2)$$

Уравнения (1), (2) дополняются уравнением неразрывности

$$\frac{\partial(\rho v_s H_3)}{\partial s} = 0, \quad (3)$$

где  $H_1, H_3$  - коэффициенты Ляме.

В результате преобразований, сделанных аналогично [2, 3], в конической системе координат уравнений движения в меридиальном и окружном направлениях с учетом вращения стенок диффузора получаем следующую систему уравнений в безразмерном виде:

$$\frac{d\lambda_s}{ds} = \frac{\lambda_\varphi^2 \sin \gamma}{\lambda_s H_3} - \frac{\rho x}{\lambda_s \varepsilon(\lambda)} - \frac{2\alpha x \beta \sqrt{\lambda_s^2 + (\lambda_\varphi - \bar{W}(1 + \bar{S} \sin \gamma))^2}}{\Delta}, \quad (4)$$

$$\frac{d\lambda_\varphi}{ds} = -\frac{\lambda_\varphi \sin \gamma}{H_3} - \frac{2\alpha \beta x \lambda_\varphi \sqrt{\lambda_s^2 + (\lambda_\varphi - \bar{W}(1 + \bar{S} \sin \gamma))^2}}{\lambda_s \Delta} \quad (5)$$

Уравнение неразрывности имеет вид:

$$\varepsilon(\lambda_0) \lambda_{s0} \bar{H}_{30} = \lambda_s \varepsilon(\lambda) \bar{H}_3 \bar{\Delta}. \quad (6)$$

В случае постоянной ширины щели диффузора ( $\bar{\Delta} = 1$ )

$$\bar{H}_{30} = 1 + \cos \gamma / 2\beta, \quad \bar{H}_3 = \bar{R}(1 + \cos \gamma / 2\beta \bar{R}); \quad \bar{R} = 1 + \bar{S} \sin \gamma. \quad (7)$$

Число Рейнольдса подсчитывается по формуле

$$Re = \frac{\sqrt{(\lambda_s^2 + (\lambda_\varphi - \bar{W}(1 + \bar{S} \sin \gamma))^2)} \frac{2\kappa}{\kappa+1} RT_1^* \bar{\Delta} \Delta_0 \varepsilon(\lambda)}{2\nu(T/273)^{0,75}}, \quad (8)$$

$$\bar{\Delta} = \Delta/\Delta_0; \quad \beta = (R/\Delta)_0; \quad \bar{S} = s/s_0; \quad \bar{p} = \frac{dp}{dR}(\kappa+1)/2\kappa RT_1^*.$$

Коэффициент трения в диффузоре согласно [4]

$$c_f = 0,023/Re^{0,2}. \quad (9)$$

Функциональный коэффициент  $\chi$  учитывает влияние отрыва потока на характеристики радиального щелевого диффузора ( $\gamma = 90^\circ$ ) [2, 3].

Считаем, что соотношение (8) применимо и для конического щелевого диффузора при  $\gamma \geq 70^\circ$ . В случае  $\gamma < 70^\circ$  в настоящей работе  $\chi$  принимается равным единице.

Температуру торможения в диффузоре можно считать неизменной по тракту:

$$T_g^{*свт} = T_1^* + \frac{N}{C_p G_1}, \quad (II)$$

где  $T_g^{*свт}$  - температура торможения в диффузоре самовakuумирующей вихревой трубы (СВТ);

$N$  - мощность, выделяемая охлаждаемым телом;

$G_1$  - расход газа.

Система уравнений (1), (2) решается методом Рунге-Кутты при заданных входных параметрах ( $\lambda_{s0}, \lambda_{\varphi 0}, T_g^*, \nu, \kappa, R$ ) и геометрии конического ще-

левого диффузора ( $\Delta_0, \delta_1, \beta, R_0, S_K$ ). В правой части (4) имеется неизвестная величина безразмерного градиента  $\bar{P}$ , которая определяется на каждом шаге интегрирования уравнений (4), (5) методом итерации, используя уравнение неразрывности (6).

Коэффициент давления подсчитывается по формуле

$$\xi = \frac{\Delta P}{\rho_0 V_0^2} = 2 \int_1^3 \rho dS / \epsilon(\lambda_0) \lambda_0^2. \quad (12)$$

Считая статическое давление на выходе из диффузора равным  $P_H$ , используя [1, 2], разработали итерационный метод определения входных параметров диффузора вихревого устройства. По численному значению коэффициента давления определяем статическое и полное давление на входе в диффузор:

$$P_{g0} = P_H \tau(\lambda_0) \left[ \tau(\lambda_0) + \sum_{j=2}^K \frac{\mu}{\rho_0} \lambda_0^{2j} \right]^{-1}, \quad (13)$$

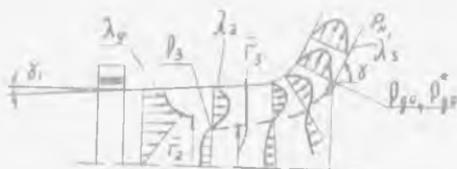
$$P_{g0}^* = P_H \tau^{-1}(\lambda_0) \left[ 1 + \sum_{j=2}^K \frac{\mu}{\rho_0} \lambda_0^{2j} \tau^{-1}(\lambda_0) \right]^{-1}. \quad (14)$$

Согласно гипотезе взаимодействия вихрей [5] вся область вихревой камеры (ВК) делится на зоны вынужденного вихря и потенциального течения, а турбулентный энергообмен в ней завершается, когда распределение термодинамических параметров отвечает закону адиабаты.

Статическое давление в ВК определяется согласно [5] следующим образом:

$$P = P_1 \left[ 1 - \frac{\kappa-1}{2} M_1^2 (1/F^2 - 1) \right]^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}, \quad F \geq \bar{F}_2, \quad (15)$$

$$P = P_1 \left[ (1/\pi_1) \right]^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} + \frac{\kappa-1}{2} M_1^2 \frac{\bar{F}^2}{\bar{F}_2^4} \right]^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}, \quad F < \bar{F}_2. \quad (16)$$



Р и с. 1. Схема течения в вихревом диффузоре

устройстве на допущение о том, что на радиусе нулевой осевой скорости  $\bar{r}_3$  (рис.1) статическое и полное давление принимается равным одноименным величинам на входе в диффузор  $P_0$  (13), (14).

В [1] дана интерпретация данного допущения с точки зрения теории

Как известно [5], осевая скорость в ВК меняет знак. Радиус, на котором данная величина будет иметь нулевое значение, не равен в общем случае радиусу разделения вихрей  $\bar{r}_2$ . На рис. 1 показана схема распределения осевой скорости в ВК.

Метод расчета вихревого диффузорного устройства [1] опирается

элементарной струйки. К этому следует добавить, что область перехода от вихревой камеры к диффузору является разгонной для расходной составляющей скорости, осредненной по области расхода. При этом, несмотря на утилизацию окружной составляющей скорости на данной участке, резгон расходной составляющей более существен. Это приводит к падению осредненного по области расхода статического давления по тракту. Более строгое доказательство правомерности допущения постоянства статического давления вдоль линии тока нулевой расходной скорости в вихревой камере можно найти в [6].

Числовое значение располагаемой степени расширения газа в вихре  $\pi_1$ , соответствующее равенству полных и статических давлений на радиусе  $r_3$  и входе в диффузор  $r_0$ , является решением задачи.

В уравнениях распределения термодинамических параметров (15), (16) входит число  $M_1$  на периферии ВК  $r_1$ . Критическое истечение из тангенциального сопла вихревой камеры осуществляется при достижении критического значения располагаемой степени расширения газа в вихре [5]:

$$\pi_{1кр} = \left( \frac{2}{3-K} \right)^{\frac{K}{K-1}} \quad (17)$$

где

$$\pi_1 = \frac{p_1}{p_{0c}}$$

Однако при заданных геометрических ( $\bar{r}_c, \bar{r}_{уф}, \bar{L}_{вк}, \bar{r}_g, \Delta g$ ) и режимных параметрах ( $\pi = p_1^*/p_0$ )  $\pi_1$  определяется в результате расчета по разработанному методу. Поэтому с целью определения критического значения степени расширения  $\pi_{1кр}$ , соответствующего критическому истечению, т.е. достижению условия

$$\frac{|\pi_1 - \pi_{1кр}|}{\pi_{1кр}} \approx E, \quad (18)$$

где  $E$  - заданная точность, используется метод итераций. При этом в первом приближении скорость истечения газа из сопел в ВК определяется аналогично истечению из суживающего сопла в пространство [7].

Далее, последовательно варьируя величиной  $\bar{\pi}$ , рассчитываем значения располагаемой степени расширения  $\pi_1$ . То из значений  $\bar{\pi}$ , при котором рассчитанное значение  $\pi_1$  соответствует условию (18), является критическим перепадом  $\pi_{1кр}$ :

$$\lambda_1 = 1, \quad \pi > \pi_{1кр}; \quad \lambda_1 = A \sqrt{[1 - (1/\pi)^{\frac{K-1}{K}}] \frac{K+1}{K-1}}, \quad \pi < \pi_{1кр}, \quad (19)$$

где

$$A = \left[ \left( 1 - (\pi_{1кр})^{-\frac{K-1}{K}} \right) \frac{K+1}{K-1} \right]^{-0.5}$$

Для уточнения  $\bar{\Pi}_{кр}$  весь расчет повторяется. Обычно для достижения заданного уровня точности требуется трехкратное повторение вычислительной процедуры.

При расчетах характеристик СВТ по уравнениям (4)–(19) подразумевается, что потерями момента количества движения газа по тракту вихревой камеры можно пренебречь. Данное предположение справедливо только для коротких камер ( $\bar{L}_{вк} \ll 1,5$ ).

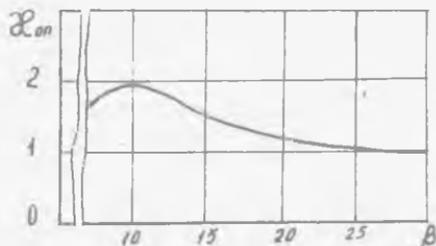
Однако для более длинных ВК такое допущение приводит к значительно завышенным расчетным характеристикам. Полуэмпирическая формула затухания окружной скорости по длине ВК с учетом [2]

$$\lambda_{\varphi_0} = \lambda_{\varphi_0} / (1 + 2Rg/d_{вк} + \bar{L}_{вк} \operatorname{tg} \delta_1) \exp(-\beta \bar{L}_{вк}) / (\eta + 1), \quad (20)$$

где

$$\beta = 0,00137 Re_{вк}^{0,5}, \quad Re_{вк} = \frac{4G_1 (\eta + 1)}{3,14 d_{вк} \bar{\mu}_{турд} (\pi/273) \alpha_1^2}$$

$$\bar{\mu}_{турд} \approx \mu 10^2 [8], \quad \mu - \text{динамическая вязкость газа.}$$



Р и с. 2. Зависимость оптимальной степени крутки от относительной ширины диффузора

На работу вихревого устройства большое влияние оказывает качество диффузора [2, 5, 7]. Наиболее важной характеристикой диффузора является коэффициент давления  $\xi$ . Для радиально-щелевых диффузоров ( $\beta = 90^\circ$ ,  $\bar{\Delta} = 1$ ) в области  $5 < \beta < 30$  имеет место закон оптимальной крутки [2], т.е. для каждого  $\beta = (r/d)_0$  имеются оптимальные  $Z$ , соответствующие максимальному значению коэффициента давления. На рис. 2 представлена кривая закона оптимальной крутки.

Определяющим критерием работы вихревого диффузорного устройства при фиксированном расходе и располагаемой степени расширения давления является достижение максимального коэффициента давления в диффузоре. При этом, как видно из рис. 2, приближение крутки к оптимальной за счет изменения щели диффузора ( $A_{г_0} - \sigma a r$ ) приводит к улучшению работы СВТ. Однако следует отметить, что изменение степени крутки возможно также за счет изменения окружной составляющей скорости ( $\lambda_{\varphi_0} - \sigma a r$ ), для чего используются специальные вихревые камеры [2]. Из этого можно заключить, что закон оптимальной крутки (рис. 2) дает количественный критерий максимальных эффектов разрежения и охлаждения в вихревом диффузорном устройстве.

При работе вихревого устройства на нерасчетном режиме ( $P_{г_0}^* P_k < P_1^* P_c$ ) критическое сечение перемещается на вход диффузора. При этом в диффузоре возникает косой скачок уплотнения и характеристики устройства резко

ухудшаются. Расчет местоположения скачка уплотнения в диффузоре определяется по [2] с учетом уравнений (4)-(10).

При внесении охлаждаемого тела в присевую область СВТ характеристики устройства ухудшаются [7], т.е. внесение охлаждаемого тела в БК аналогично некоторому увеличению длины БК.

Эквивалентное увеличение длины БК за счет внесения в ее присевую область цилиндра определяется следующим образом:

$$\bar{L}_{\text{экв}} = \frac{d_4 \nu_4 W_4^2 Re^{0,25} (\kappa+1) S_4}{d_{\text{вх}} \bar{L}_{\text{вх}} \lambda_{\text{вх}}^2 2 \kappa R T_4^* Re_{\text{вх}}^{0,25} \rho_4}; \quad Re_{\text{вх}} = \frac{\rho_4 W_4 d_4}{\mu}; \quad (21)$$

$\bar{L}_{\text{вх}} = L_{\text{вх}}/d_{\text{вх}}$ ,  $d_4$  - диаметр охлаждаемого цилиндра.

Далее определяется новое значение длины БК ( $\bar{L}_{\text{БК}} = \bar{L}_{\text{БК}} + \bar{L}_{\text{экв}}$ ) и весь расчет СВТ повторяется.

В случае постоянной тепловой нагрузки на охлаждаемом цилиндре ( $N = \text{const}$ ) в СВТ можно определить температуру охлаждаемого цилиндра. Согласно закону Ньютона-Рихмана температура цилиндра

$$T_s = T + N/dF_c. \quad (22)$$

Для определения коэффициента теплообмена  $\alpha$  в СВТ использовались критериальные уравнения с учетом [7]:

$$Nu = 0,22 Re_{\text{вх}}^{0,62} Re_{\text{вх}} > 10^5, \quad Nu = 0,68 Re_{\text{вх}}^{0,5}, \quad Re_{\text{вх}} < 10^5, \quad Re_{\text{вх}} = \frac{W_4 d_4}{\nu} \quad (23)$$

Из рис. 3 видно, что согласование расчетных  $\Delta T_x$  по разработанной модели и экспериментам хорошее.

Предлагается для СВТ к.п.д. определять следующим образом:

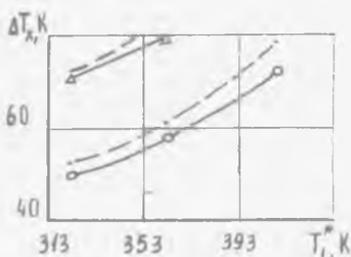
$$\eta_{\text{СВТ}} = \frac{N_{\text{тепл}} + N_{\text{впр}}}{P_1^* V_1}, \quad (24)$$

где  $N_{\text{тепл}}$  - мощность тепловыделений на охлажденном цилиндре, при которой  $T_s^* = T_f^*$ ;

$N_{\text{впр}}$  - мощность, снимаемая с вращающегося диффузора СВТ (в случае  $\dot{W} = 0$ ,  $N_{\text{впр}} = 0$ );

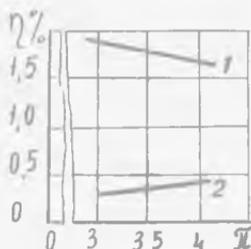
$P_1^*$  - давление на входе СВТ;

$V_1$  - объемный расход.



Р и с. 3. Зависимость эффекта охлаждения цилиндра в СВТ от температуры газа на входе и мощности: — — расчет,  $\Delta$  — о данные 9

Следует подчеркнуть тот факт, что предложенное мощностное к.п.д. ( $\eta_{\text{СВТ}}^*$ ) применимо и для расходных вихревых труб. Ввиду того, что в СВТ имеет место существенно большие эффекты охлаждения  $\Delta T_x$ , а коэффициент теплообмена в вихре СВТ значительно больше, чем у расходных вихревых труб на выходе из диафрагмы, то и соответственно мощностное к.п.д. СВТ



Р и с. 4. Зависимость мощностного к.п.д. СВТ и ДВТ от степени расширения: 1 - СВТ, 2 - ДВТ

больше. На рис. 4 представлено сопоставление к.п.д. у СВТ и расходной вихревой трубы.

Расчет ВЭ осуществляется по уравнениям (4)-(20). В первом приближении коэффициент эжекции  $n = 0$ . Зная распределение давления по радиусу вихревой камеры, определяем эприу осевых скоростей через пассивное сопло ВЭ:

$$\lambda_z = \sqrt{(1 - (P/P_H)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}) \frac{\kappa+1}{\kappa-1} - \lambda_\varphi^2 / (n+1)^2}, \quad P < P_H, \quad (25)$$

$$\lambda_z = \sqrt{(1 - (P_H/P)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}) \frac{\kappa+1}{\kappa-1} - \lambda_\varphi^2 / (n+1)^2}, \quad P > P_H, \quad (26)$$

Осредненное значение безразмерной функции расхода в пассивном сопле

$$\bar{q} = \left(\frac{\kappa+1}{2}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \frac{1}{2} \int_0^{\bar{r}_g} \lambda_z \bar{r} d\bar{r} / \bar{r}_g^2, \quad \text{где } \bar{r}_g = \bar{r}_g / \bar{r}_i \quad (27)$$

По формуле (27) определяем расход эжектируемого газа и коэффициент эжекции  $n$ :

$$G_g = \frac{P_H S_g m \bar{q}}{\sqrt{\gamma_g^2}}; \quad n = \frac{G_g}{G_i}; \quad S_g = \pi \bar{r}_g^2 \quad (28)$$

Полученное значение  $n$  подставим в (20) и определим новое значение  $\lambda_\varphi$ . Весь расчет по (4)-(20), (25)-(29) повторяется до выполнения условия:

$$|n_{i+1} - n_i| / n_{i+1} < E, \quad (29)$$

где  $E$  - заданная точность.

Согласование расчетного значения с экспериментом [2] хорошее.

#### Л и т е р а т у р а

1. Болов В.Т. Метод расчета вихревого диффузорного устройства. - ИФЖ, 1983, № 1, с. 35-41.

2. Волов В.Т. Исследование элементов вихревых холодильных устройств и вакуум-насосов с целью повышения их термодинамической эффективности. - Дис. на соиск. учен. степ. канд. техн. наук. - М.: 1980. 187 с.

3. Волов В.Т. Интегральный метод расчета характеристик радиально-щелевых диффузоров. - В кн.: Исследования холодильных машин: Труды Ленинградского технологического института холодильной промышленности. Л.: 1979, с. 146-155.

4. Rodgers C, Mnew H. Experiments with a model rotating vaneless diffuser Zurich, Switzerland, March-April, 1974, p. 101-146.

5. Меркулов А.П. Вихревой эффект и его применение в технике. - М.: Машиностроение, 1969. - 183 с.

6. Гольдштик М.А. Вихревые потоки. - Новосибирск: Наука, 1981. - 368 с.

7. Колышев Н.Д., Огородников Н.Н. Исследование теплоотдачи в рабочем пространстве вихревой трубы с диффузором. - В сб.: Некоторые вопросы исследования теплообмена и тепловых машин. Куйбышев: КуАИ, 1973, вып. 56, с. 76-84.

8. Walf L. Ir. Lavan Z. Feyer. Mesurment of the decay of swirl in turbulent flow AIAA Journal, 1969, №5, p. 11-18

9. Меркулов А.П., Волов В.Т., Вилякин В.Е. Метод обеспечения работоспособности оптического измерителя температуры лопаток высокой температурной турбины. Изв. высш. учебн. заведений. Авиационная техника, 1983, № 1, с. 104-105.

10. Бирюк В.В., Смоляр Г.А., Плихин Г.С., Сукчев В.М. Влияние масштабного фактора давления и температуры входящего газа на энергетические характеристики вихревой трубы. - В кн.: Вихревой эффект и его промышленное применение. Куйбышев: КуАИ, 1980, с. 90-92.

УДК 536.7+533.6:665.6

Н.А.Артамонов, Б.Ф.Абросимов

#### ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ В ТРУБЕ С ВЗУ

Дальнейшее совершенствование существующих конструкций и разработка новых вихревых аппаратов на основе ВЗУ требует проведения исследований процесса расширения и формирования газовых потоков в вихревых трубах при наличии в газе жидкой фазы. Для выявления области устойчивой сепарации и зоны разрушения жидкостной пленки и уноса жидкости в холодный поток была поставлена серия экспериментов на однотрубной стеклянной модели вихревого теплообменника ( $d = 40$  мм) с ВЗУ при давлении 0,3-0,4 МПа и степени расширения  $\pi = 2$  и 3.

Со стороны "горячего" конца вводился зонд-трубка диаметром 4,0 мм с сетчатой насадкой, с помощью которой создавалось пылеобразное водяное облако. Наблюдение за процессом сепарации, за движением капельной влаги проводилось при стробоскопической подсветке. При перемещении зонда была установлена зона активного захвата и уноса пылеобразной влаги центральным холодным потоком. На рис. 1 кривая 1 определяет расстояние  $L_0$  от диафрагмы, на котором унос капельной влаги холодным потоком практически отсутствует. Кривая 2 показывает область, где наблюдается резкое увеличение интенсивности захвата влаги центральным потоком. В исследованном диапазоне изменения основных технологических параметров газового потока при режимах работы  $M \leq 0,4$  эта область располагается на расстоянии 3,5 калибра, а максимальное значение  $L_0$  наблюдается при  $M = 0$  и составляет 6 калибров.