

6  
А-64

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ  
С С С Р

МОСКОВСКИЙ ордена ЛЕНИНА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

---

ЯСТРЕБОВА Е.В.

На правах рукописи

ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУЙНЫХ ДИОДОВ  
(05.278. - Гидравлика)

А в т о р е ф е р а т  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата технических наук.

6. 21.28

А64

Работа выполнена на кафедре гидравлики Московского  
ордена Ленина энергетического института.

Научный руководитель - доктор технических наук,  
профессор ЛЕБЕДЕВ И.В.

Официальные оппоненты:

доктор технических наук, профессор ЗАЛМАНЗОН Л.А.

кандидат технических наук, доцент БЫКОВ В.М.

Ведущая организация: ВНИИКАНефтегаз.

Автореферат разослан "13" апреля 1971 г.

Защита диссертации состоится "6" мая  
1971 г. на заседании Совета Московского ордена Ленина  
энергетического института.

Отзывы (в 2-х экземплярах) просим направлять по  
адресу: Москва, Е-250, Красноказарменная, 14, Совет МЭИ.

Дата защиты будет объявлена в газете "Вечерняя  
Москва".

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке  
института.

Ученый секретарь Совета МЭИ  
доцент

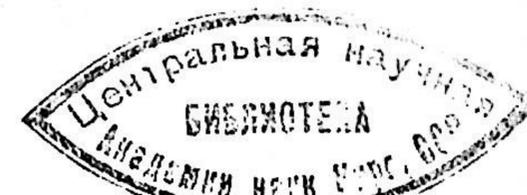
/Н. КОЧЕМАРОВ/

Опыт проектирования и эксплуатации систем струйной  
техники показал, что существует настоятельная необходи-  
мость создания элементов, пропускная способность которых  
существенно зависит от направления течения жидкости через  
них. Такие элементы получили название с т р у й н ы е  
д и о д ы, по аналогии с диодами электрическими. Струй-  
ные диоды необходимы для ограничения обратных потоков в  
различных схемах, используются в качестве запирающих  
устройств, в схемах газоанализаторов, с помощью струйных  
диодов реализуются различные логические функции.

К настоящему времени предложено достаточное большое  
количество типов струйных диодов, использующих различные  
гидродинамические эффекты (соударение струй, взаимодей-  
ствие струи со стенкой, турбулизация ламинарной струи,  
закрутка потока и т.д.). Однако попыток обобщения име-  
ющихся опытных данных и создания методов расчета оптималь-  
ных характеристик струйных диодов почти не предпринима-  
лось. В опубликованных работах либо приводятся результаты  
обработки единичных опытов (*Wood, Janney, Heim*),  
либо выводятся расчетные зависимости, на основании грубых  
схем явлений (*Paul, Belforte*).

Поэтому основными задачами настоящей работы явилось  
обобщение существующих исследований струйных диодов, изуче-  
ние гидравлических явлений в их рабочих камерах и разработ-  
ка методов расчета их оптимальных характеристик.

Диссертация содержит введение, шесть глав и заклю-  
чение.



В главе I вводятся основные определения; рассматриваются принципы действия разработанных к настоящему времени струйных диодов и дается их классификация; приводится анализ предшествующих исследований струйных диодов; формулируются задачи исследования.

Характеристики струйных диодов (расход, сопротивление) существенно меняются при изменении направления протекания жидкости через них. Направление течения которому соответствует больший расход получило название прямого, а противоположенное - обратного.

О качестве работы струйного диода судят по отношению величины прямого расхода  $Q_{пр}$  к обратному  $Q_{об}$ , так называемой диодности по расходу  $\Delta_Q$ , или по отношению коэффициента обратного сопротивления  $\zeta_{об}$  к прямому  $\zeta_{пр}$  - диодности по сопротивлению  $\Delta_\zeta$ , т.е.:

$$\Delta_Q = \frac{Q_{пр}}{Q_{об}}; \quad \Delta_\zeta = \frac{\zeta_{об}}{\zeta_{пр}} \quad (I)$$

Предложенные к настоящему времени струйные диоды различаются по способу уменьшения обратного расхода относительно прямого. С этой точки зрения все диоды могут быть разделены на две основные группы [8].

В струйных диодах, относящихся к первой группе, уменьшение обратного расхода достигается за счет конструирования проточной части таким образом, что при обратном направлении течения возникает значительная деформация потока, сопровождаемая отрывом жидкости от стенок, соударени-

ем струй и другими гидродинамическими эффектами, приводящими к значительному увеличению гидравлического сопротивления. В прямом направлении, напротив, проточная часть выполняется по возможности удобообтекаемой. Такие диоды могут быть названы резисторными.

В диодах второй группы уменьшение расхода в обратном направлении достигается путем полного или частичного отклонения струи в сбросный канал за счет соударения струй, притяжения струи к специально профилированной стенке, турбулизации ламинарной струи или закрутки потока в рабочей камере. Диоды этой группы могут быть названы дефлекторными.

Анализ результатов предыдущих исследований показывает, что наибольшее значение диодности получается у диодов, использующих закрутку обратного потока. Среди этих диодов, с точки зрения применения в системах гидропневмоавтоматики, предпочтение следует отдать вихревым диодам (ВД), как значительно более простым в конструктивном отношении и допускающим изготовление методом печатных схем.

Однако гидродинамические явления в камерах ВД изучены пока очень мало. Попытки описать реальные явления, возникающие при протекании обратного потока, схемой свободного гидродинамического вихря приводит к существенному расхождению опытных и расчетных данных. Поэтому расчету характеристик этих диодов в данной работе уделено особое место.

В главе II, на основании критической оценки существующих исследований закрученных потоков, выбирается расчетная модель явлений в плоской камере вихревого течения. Путем решения дифференциальных уравнений обратного потока в камере получается зависимость для распределения тангенциальных составляющих скоростей; определяется коэффициент падения скорости.

Вся область закрученного течения, в зависимости от соотношения радиальной, тангенциальной и вертикальной составляющих вектора скорости  $\vec{U}$ , делится на две зоны: *внешнюю*, характеризующую почти полным отсутствием течения в осевом направлении ( $U_z \approx 0$ , движение можно считать плоским) и *центральную*, где наблюдается "слив" потока в осевое отверстие, под действием центробежных сил ( $U_z$  - значительно, движение трехмерное).

Специфика течения в плоской камере ВД заключается в заметном влиянии твердых стенок на течение. Поэтому оказывается необходимым выделить также область *пограничных слоев* на цилиндрической и торцевой стенках камеры.

Описание развитого турбулентного движения несжимаемой жидкости во внешней области камеры ВД производится с помощью осредненных по высоте камеры уравнений движения и уравнения неразрывности:

$$\rho \left[ \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} (\alpha \cdot U_z^2) - \frac{\alpha \cdot U_z^2}{z} \right] = - \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{(\tau_{rz})_{z=0} + (\tau_{rz})_{z=H}}{H}, \quad (2)$$

$$\rho \left[ \frac{\partial}{\partial z} (\alpha \cdot U_z U_y) + 2 \frac{\alpha \cdot U_z U_y}{z} \right] = \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} + \frac{\tau_{rz}}{z} - \frac{(\tau_{yz})_{z=0} + (\tau_{yz})_{z=H}}{H} \quad (3)$$

$$\frac{\partial U_z}{\partial z} + \frac{U_z}{z} = 0 \quad (4)$$

где  $U_z$  и  $U_y$  - радиальная и тангенциальная составляющие вектора скорости, соответственно;

$\tau_{rz}$ ,  $\tau_{yz}$  и  $\tau_{yz}$  - радиальная и тангенциальные составляющие касательного напряжения.

Закон распределения тангенциальных составляющих скоростей во внешней области получается путем интегрирования уравнений (3) и (4), в предположении (в дальнейшем подтверждаемом экспериментально), что распределение тангенциальных скоростей по высоте камеры близко к равномерному и симметрично, значит  $\alpha = 1$  и  $(\tau_{yz})_{z=0} = (\tau_{yz})_{z=H} = \tau_m$ . Величина напряжения на торцевых стенках  $\tau_m$  для турбулентного гладкостенного режима находится, согласно данным Шлихтинга Г., из выражения

$$\tau_m = 0,0396 \left( \frac{v}{H} \right)^{0,25} \cdot \rho \cdot U_{yR}^{1,75}, \quad \text{где } U_{yR} - \text{значение}$$

тангенциальной составляющей скорости вблизи цилиндрической стенки камеры ВД. Если исключить из рассмотрения напряжение  $\tau_{yz}$  и его производную  $\frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z}$ , имеющие, как показали измерения Устименко Б.П. и Бухмана М.А., в рассматриваемой области небольшие значения, то получаем следующую зависимость [10]:

$$\frac{U_y}{U_{yR}} = \frac{1}{2 [1 + \psi (1 - \psi^{1,25})]^{1,33}}, \quad (5)$$

где  $\psi = \frac{z}{R}$  - относительный текущий радиус;

$\psi = \frac{0,075 \cdot Ku^{0,75} \cdot D^2}{(Re_1)^{0,25} \cdot \delta \cdot H}$  - безразмерный параметр камеры, зависящий от ее относительных диаметра  $\bar{D} = \frac{D}{d_0}$ , высоты

$\bar{H} = \frac{H}{d_0}$ , ширины тангенциального сопла  $\bar{\delta} = \frac{\delta}{d_0}$ , где  $d_0$  - диаметр осевого отверстия, числа Рейнольдса, составленного по скорости  $U_1$ , на срезе тангенциального сопла, и высоте камеры  $H$ .

В выражение для параметра  $\Psi$  входит также величина коэффициента падения скорости  $K_u = \frac{U_{ур}}{U_1}$ , без определения которой невозможно найти значение скорости  $U_{ур}$  вблизи цилиндрической стенки.

Коэффициент падения скорости  $K_u$  находится из уравнения изменения импульса струи реальной жидкости по сравнению со струей идеальной жидкости под действием сил трения, приложенных к внешним границам струи со стороны цилиндрической и торцевых стенок. Моментом сил трения со стороны вращающейся в камере жидкости пренебрегаем, т.к. за пределами пограничного слоя тангенциальная составляющая скорости меняется по радиусу слабо. При этом напряжения трения на торцевых и цилиндрической стенках принимаются равными между собой и вычисляются по формуле  $\tau_{см} = C \frac{U_{ур}^2}{2}$ , где  $C$  - коэффициент трения твердых стенок, равный, для наиболее вероятного гладкостенного режима течения в пограничных слоях, по данным Шлихтинга Г.:

$$C = \frac{0,045}{\left(\frac{U_1 \delta}{\nu}\right)^{0,25}}, \quad (6)$$

$\delta$  - толщина пограничного слоя на цилиндрической и торцевых стенках.

Получается следующее уравнение для коэффициента па-

дения скорости [6]:

$$\frac{1 - K_u}{K_u^2} = \frac{\pi C}{2} \left[ \frac{1}{\beta} + \frac{2}{\xi \cdot K_u} \left( 1 - \frac{\beta}{K_u} \right)^2 \right] \quad (7)$$

где  $\beta = \frac{\delta}{D}$  и  $\xi = \frac{H}{D}$  - безразмерные геометрические параметры, а коэффициент  $C$  определяется по уравнению (6).

В главе III приводится описание методов экспериментального исследования картины течения в камере ВД и анализируются результаты исследования поля скоростей во внешней области закрученного течения в камере с помощью оптического доплеровского измерителя скорости (ОДИС).

Для измерения поля скоростей в толще потока и в тонких пограничных слоях в данной работе был применен ОДИС, не вносящий возмущений в поток, не нуждающийся в тарировке и имеющий высокую разрешающую способность.

Результаты измерения распределения скоростей с помощью ОДИС следующие:

1. Подтверждена справедливость расчетной зависимости (5) для распределения тангенциальных скоростей во внешней области камеры ВД [2,3,4].

2. Показано, что распределение тангенциальных скоростей по высоте камеры ВД, в основной части внешней области, равномерное и, следовательно, можно принять в уравнениях (2) и (3)  $\alpha_c = 1$ .

3. На основании сравнения результатов измерения распределения скоростей в пограничных слоях на цилиндрической и торцевых стенках с результатами Конт-Белло [1], установлено, что распределение скоростей получается таким же, как на пластине или в плоском канале при равномерном

течении; причем толщины пограничных слоев на торцевых и цилиндрической стенках примерно одинаковы [7].

Значит оправданы соотношения для касательных напряжений, применяемые при выводе уравнения (6).

На основании экспериментального определения коэффициентов прямых и обратных сопротивлений было установлено, что автомодельность для вихревых диодов наступает примерно при  $Re > 5000$

Все последующие зависимости были выведены для зоны автомодельности по числу  $Re$ .

В главе IV производится оценка величин гидравлических сопротивлений и показателей диодности вихревых диодов.

Для того, чтобы оценить величину коэффициента обратного сопротивления ВД необходимо знать распределение статического давления поперек камеры.

Согласно измерениям, это распределение имеет характерный вид с максимумом на периферии и областью разрежения в центре камеры. Кривая распределения давления пересекает плоскость выходного давления по окружности радиуса  $z_0$ . Значит общий перепад давления на вихревом диоде можно представить в виде суммы перепада давления на вихревой камере  $-\Delta p_k$  и на выходе из нее  $-\Delta p_e$  [5,6]:

$$\Delta p = \Delta p_k + \Delta p_e \quad (8)$$

В условиях плоской камеры ВД, где  $U_z \ll U_y$  и, следовательно, во-первых, радиальные составляющие касательного

напряжения  $(\tau_{rz})_{z=0} \approx (\tau_{rz})_{z=R} = 0$ , во-вторых, можно пренебречь членом содержащим  $U_z^2$ ; уравнение (2) преобразуется к следующему виду:

$$dp = \rho \frac{U_z^2}{2} dz \quad (9)$$

Путем интегрирования уравнения (9) в пределах внешней области ВД, т.е. при  $R \leq z \leq z_e$ , с использованием уравнения (5) для закона распределения тангенциальных скоростей, было получено значение перепада давления на камере ВД:

$$\Delta p_k = 2 F_k \frac{\rho U_{yR}^2}{2} \quad (10)$$

где  $F_k = \int_{z_0}^{z_e} \frac{1}{z^2 [1 + \psi (1 - z^{2m})]^{2m}} dz$  - функция камеры, зависящая от относительного радиуса выходного отверстия  $z_0 = \frac{r_0}{R}$  и параметра  $\psi$  [9].

Перепад статического давления на выходе камеры был найден путем решения уравнения (9), в предположении степенного закона распределения тангенциальных составляющих скоростей для кольцевого элемента на выходе радиусом  $z_0 \leq z \leq z_e$ , а именно:

$$\left( \frac{U_y}{U_{ye}} \right) = \left( \frac{z_e}{z} \right)^m \quad (11)$$

Получено выражение:

$$\Delta p_e = F_e \frac{\rho U_e^2}{2} \quad (12)$$

где  $F_e = \frac{1}{m \beta^2} \left[ \frac{1}{z_0^{2m}} - 1 \right]$  - функция выхода, зависящая от показателя степени  $m$ , безразмерного параметра  $\beta = \frac{4 \beta \bar{H}}{\pi K_u K_e}$ , включающего отношение

тангенциальной составляющей скорости на срезе осевой трубки  $U_{yB}$  к скорости вблизи цилиндрической стенки  $U_{yP}$  ( $K_c = U_{yB}/U_{yP}$ ), и  $x_c = \frac{z_c}{z_0}$  - относительного радиуса окружности  $r = r_{\text{вых}}$ .

Для определения функции  $F_c$  были найдены зависимости, выражающие показатель  $m$  и параметр  $x_c$  через известные величины.

Значение показателя  $m$  определяется из условия непрерывности кривой распределения скоростей в точке  $(z - z_c)$ , путем приравнивания значений  $\frac{\partial U_y}{\partial z}$ , получаемых дифференцированием уравнений (5) и (II), и записывается в виде:

$$m = 1 - \frac{1,66 \cdot \psi \cdot z_c^{1,25}}{1 + \psi(1 - z_c^{1,25})} \quad (13)$$

При нахождении величины  $x_c$  используется принцип максимума расхода, впервые примененный для закрученных потоков Абрамовичем Г.Н. Согласно этому принципу, положение поверхности выходного давления устанавливается таким, при котором расход через выходное отверстие максимален, т.е. сопротивление выхода минимально. В нашем случае это приводит к следующей зависимости, связывающей  $x_c$ , показатель  $m$  и параметр  $\beta$ :

$$\frac{2x_c}{m(1-x_c^2)^3} = \beta^2 \quad (14)$$

Окончательное выражение для коэффициента обратного сопротивления вихревого диода было получено из уравнения Бернулли, составленного для сечений на срезе тангенциаль-

ного сопла и осевой трубки, в следующем виде:

$$\zeta_{\text{от}} = (1 + 2F_c K_c^2) \cdot \left(\frac{\pi}{4BN}\right)^2 + F_c - 1 \quad (15)$$

Оценка величины прямого сопротивления вихревого диода, а также прямого и обратного сопротивлений<sup>х)</sup> сопловой камеры, применяемой для организации потока перед тангенциальным соплом вихревого диода производилась на основании известных зависимостей (приводимых, например, в работах Альтшуля А.Д. и Идельчика И.Е.) для развитого турбулентного движения.

При этом принималось во внимание то, что явления, возникающие при течении обратного потока через сопловую камеру во многом аналогичны явлениям, имеющие место при течении жидкости через вихревой диод в прямом направлении. Прямое сопротивление ВД (как и обратное сопротивление сопловой камеры) принимается состоящим из сопротивления выхода из осевой трубки в камеру  $\zeta_{\text{вых.т}}$ , определяемого как сопротивление выхода из прямой трубки с закругленными краями на экран; сопротивления внезапного расширения потока в камере ВД и сопротивления входа в тангенциальное сопло, учитывающего неравномерность распределения скоростей на выходном срезе. Используя для определения коэффициента сжатия потока в камере данные по нормальному натеканию затопленной струи на плоскую твердую поверхность,

<sup>х)</sup> Направления течения для сопловой камеры соответствуют ранее выбранным для вихревого диода.

получаем следующую зависимость:

$$\zeta_{\text{пр}} = \zeta_{\text{вихл}} + \frac{1}{16A^2} \left[ \frac{1}{1.2 \left( \frac{0.1}{H} + 0.05 \right)} - \frac{1}{D} \right] + \left[ G(1-\beta) - (d_0:1) \right] \frac{\pi}{4BH} \quad (16)$$

где  $G$  - коэффициент смягчения входа в тангенциальное сопло, обычно принимаемый равным  $G = 0,5$ .

С помощью уравнений (16), (15) и (1) была произведена оценка показателя диодности вихревого диода.

Обнаружено, что величина диодности ВД зависит от двух безразмерных параметров, определяющихся отношениями диаметра камеры к диаметру осевой трубки  $\bar{D} = \frac{D}{d_0}$ , и сечения тангенциального сопла к сечению осевой трубки  $\Pi = \frac{\pi \cdot d_0^2}{4 \cdot B \cdot H}$ . Существует область оптимальных значений параметров  $5 < \bar{D} < 10$  и  $10 < \Pi < 20$ , при которых  $D_5 > 17$ .

Дальнейшее повышение величины диодности ВД до значений  $D_5 > 30$  достигается профилированием входа в тангенциальное сопло, торцевой крышки камеры и осевой трубки.

Величина прямого сопротивления сопловой камеры была определена как сумма сопротивлений расширения потока в камере (с учетом неравномерности распределения скоростей) и внезапного сужения при входе из сопловой камеры в осевую трубку. Величина коэффициента сжатия находилась по схеме истечения из бокового отверстия, предложенной Талиевым В.Н.

На основании анализа зависимостей для прямого и обратного сопротивлений сопловой камеры установлено, что

она также является диодом, причем  $D_5 = f(\Pi)$ . Однако в диапазоне оптимальных значений параметра  $\Pi$  вихревого диода диодность сопловой камеры очень мала.

В главе У приводятся расчетные схемы для определения гидравлических показателей других типов резисторных диодов. Хотя эти диоды уступают вихревым по показателю диодности, но они могут иметь лучшие частотные характеристики или быть проще в изготовлении.

При расчете прямого сопротивления диода Тесла учитывались как сопротивление со стороны твердых поверхностей, так и сопротивление обусловленное взаимодействием жидкости в боковом канале с жидкостью в основном канале.

Расчет обратного сопротивления производился в предположении, что главные потери энергии имеют место при соударении основного потока со струей, выходящей из бокового канала.

Максимальное значение диодности для диода Тесла  $D_5 = 6,5$  при  $\zeta_{\text{пр}} = 0,1$  было получено на основании анализа зависимости  $D_5 = f(\bar{b}, \theta, \lambda, \beta)$ , где  $\bar{b} = \frac{b}{B}$  - отношение ширины бокового канала к ширине основного канала,  $\theta$  - угол наклона осей боковых каналов,  $\lambda$  - коэффициент гидравлического трения прямого канала, а  $\beta = \frac{b}{H}$  отношение ширины прямого канала к его высоте.

В сопловом диоде различие величин прямого и обратного сопротивлений достигается за счет различия условий входа потока в сопло.

Если геометрия соплового диода выбирается оптимальной, то диодность  $\Delta_{\zeta} = f\left(\frac{1}{n}\right)$ , где  $n$  - степень расширения. Для соплового диода  $(\Delta_{\zeta})_{\max} = 3$  при  $0,04 < \zeta_{\infty} < 0,07$ .

Прямые сопротивления диффузорного диода и аэродинамического клапана представлялись в виде суммы сопротивлений входа в диффузор и диффузора (с учетом течения). Причем угол расширения диффузора выбирался оптимальным  $\gamma_{\text{opt}}$ .

В случае аэродинамического клапана к прямому сопротивлению еще добавлялось сопротивление входа в камеру и сопротивление камеры.

Обратное сопротивление диффузорного диода принималось состоящим из сопротивления конфузора и внезапного расширения. Максимальное значение диодности диффузорного диода оказалось равным  $\Delta_{\zeta} \approx 6,0$ , для  $\zeta_{\infty} = 0,15$ . При этом диодность рассчитывалась как функция

$\Delta_{\zeta} = f(n, \gamma_{\text{opt}}, \lambda, \sigma)$ , где  $\sigma$  - коэффициент очертания входа в конфузор.

В обратное сопротивление аэродинамического клапана включалось также сопротивление входа в щелевой зазор, шириной  $\Delta$ , и расширения за сжатым сечением щелевого зазора. Окончательно диодность аэродинамического клапана была определена в виде функции  $\Delta_{\zeta} = (\bar{D}, \bar{\Delta})$ , где  $\bar{D} = \frac{D}{d_2}$  - отношение диаметра камеры к диаметру горловины диффузора, а  $\bar{\Delta} = \frac{\Delta}{d_2}$ . Самое большое значение диодности аэродинамического диода  $\Delta_{\zeta} = 10$  получено при значении коэффициента прямого сопротивления  $\zeta_{\infty} = 0,1$ .

Глава VI посвящена анализу основных случаев включения струйных резисторных диодов.

На основании рассмотрения схем последовательного и параллельного включения диодов сделаны следующие выводы [1]:

1. При работе диода в реальной линии диодность схемы оказывается неизбежно меньше базовой диодности диода.

2. Последовательное согласное включение нескольких диодов приводит к повышению общего коэффициента прямого сопротивления, а значение диодности соединения лежит в промежутке между предельными значениями базовых диодностей диодов.

3. Параллельное согласное включение нескольких диодов приводит к понижению общего коэффициента прямого сопротивления, при значении диодности схемы меньшем, чем наивысшая базовая диодность.

4. В случае встречного включения диодов (как последовательного, так параллельного) существует некоторое критическое значение отношения прямых сопротивлений диодов, при котором схема теряет свои диодные свойства.

В заключении формулируются основные результаты выполненной работы:

I. Обобщены данные предыдущих исследований, введены основные определения и предложена классификация струйных диодов.

2. Показано на основании сравнительного анализа характеристик различных типов резисторных диодов, что наиболее перспективным является вихревой диод.

3. Для вихревого диода на основании изучения структуры потока в камере с помощью ОДИС и данных по исследованию закрученных потоков, построена расчетная модель явлений, с учетом влияния пограничных слоев.

4. Установлено, что распределение осредненных скоростей в пограничных слоях плоской камеры вихревого диода такое же как на пластине и в равномерном потоке.

5. Путем решения дифференциальных уравнений в среднем установившегося закрученного потока, применительно к условиям плоской камеры вихревого диода (с учетом напряжений трения торцевых стенок), получены: а) закон распределения тангенциальных составляющих скоростей, б) выражения для перепадов давления на камере и на выходе из нее.

6. Выяснена закономерность изменения коэффициента падения скорости, с учетом влияния безразмерной геометрии камеры вихревого диода и коэффициента трения твердых стенок, зависящего от числа Рейнольдса.

7. Произведена оценка показателя диодности вихревого диода. Показано, что на величину диодности влияют безразмерные геометрические параметры  $\bar{D}$  и  $\Pi$ . Определен диапазон  $5 < \bar{D} < 10$  и  $1,0 < \Pi < 2,0$ , в котором значение диодности вихревого диода достигает максимума  $\dot{A}_z > 17$ .

8. Указаны пути повышения диодности вихревых диодов

с помощью различных конструктивных модификаций (профилирование тангенциального сопла, торцевых стенок камеры, осевого сопла и др.).

9. Выполнена оценка показателей диодности некоторых других типов струйных диодов.

10. На основании анализа основных схем включения струйных диодов показано, что на диодность линии влияет как величина базовой диодности струйного диода, так и соотношение величин коэффициентов прямых сопротивлений диода и подключаемых гидравлических сопротивлений.

Основные результаты исследований докладывались:

1. На X Всесоюзном совещании по пневмоавтоматике. (Донецк, июнь 1969г.).

2. На юбилейной научно-технической конференции МЭИ (Москва, апрель 1970г.).

3. На XII Всесоюзном совещании по гидравлической автоматике (Каунас, май 1970г.).

4. На II семинаре по струйной технике ЛДНТП (Ленинград, октябрь 1970г.), а также опубликованы в следующих работах:

1. Лебедев И.В. Основы теории включения струйных  
Ястребова Е.В. диодов. Труды НТК МЭИ. М., 1969.
2. Лебедев И.В. Измерение локальных скоростей мелко-  
Ринкевичюс Б.С. масштабных потоков с помощью ОКГ.  
Ястребова Е.В. Журнал прикладной механики и технической физики. АН СССР, 1969, № 5.

3. Лебедев И.В.           Использование оптических квантовых  
Ринкевичус Б.С.       генераторов для исследования тече-  
Ястребова Е.В.       ний в струйных элементах. (Тезисы).  
                                  X Всесоюзное совещание по пневмо-  
                                  автоматике, Донецк, 1969.
4. Лебедев И.В.           Результаты исследования течений в  
Ринкевичус Б.С.       вихревых элементах с помощью лазер-  
Ястребова Е.В.       ного анемометра. (Тезисы). II Всесо-  
                                  юзное совещание по гидравлической  
                                  автоматике, Смоленск, 1969.
5. Лебедев И.В.           Исследование струйных диодов. (Тезисы).  
Ястребова Е.В.       XII Всесоюзное совещание по гидравли-  
                                  ческой автоматике, Каунас, 1970.
6. Лебедев И.В.           Исследование вихревых элементов. При-  
Ринкевичус Б.С.       боры и устройства струйной техники.  
Ястребова Е.В.       Л., Знание, 1970.
7. Лебедев И.В.           Исследование пограничного слоя с по-  
Ринкевичус Б.С.       мощью оптического квантового генера-  
Ястребова Е.В.       тора. ЦМТФ, АН СССР, 1971, № 2.
8. Ястребова Е.В.       Струйные диоды. Автоматика и телеме-  
                                  ханика. АН СССР, 1971, № 3.
9. Лебедев И.В.           К выбору параметру вихревых диодов.  
Ястребова Е.В.       Сб. Пневмоавтоматика. М., Наука, 1971  
                                  (в печати).
10. Лебедев И.В.       Некоторые результаты исследования те-  
Ринкевичус Б.С.       чений в камерах вихревых элементов.  
Ястребова Е.В.       Сб. Пневмоавтоматика М., Наука, 1971  
                                  (в печати).