

*С. Экерт, Г. Гербет, Х. Лангенбруннер, В. Витке,  
О. Лиелаусис, И. Платниекас*

### **АНИЗОТРОПНЫЙ ПЕРЕНОС В УСЛОВИЯХ МГД ТУРБУЛЕНТНОСТИ: РЕЗУЛЬТАТЫ ЛОКАЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ \***

*S. Eckert<sup>1</sup>, G. Gerbeth<sup>1</sup>, H. Langenbrunner<sup>1</sup>, W. Witke<sup>1</sup>, O. Lielausis<sup>2</sup>, I. Platnieks<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Research Center Rossendorf (FZR), Germany,

<sup>2</sup>Institute of Physics, Latvian Academy of Sciences, Salaspils-1, LV-2169, Latvia

#### **ANISOTROPIC TRANSPORT IN MHD TURBULENCE: EXPERIMENTAL RESULTS USING SMALL GAS BUBBLES AS LOCAL TRACERS**

There is a current research in the MHD-group of Research Center Rossendorf on local transport phenomena in a turbulent liquid-metal duct flow exposed to a transverse magnetic field. In this paper, experimental results are presented considering the local void distribution over the channel cross section depending on an external transverse magnetic field. The measured local dispersion of bubbles shows a significant transport anisotropy which can be explained in terms of 2D MHD turbulence. The coefficients of the turbulent dispersion of the gas bubbles perpendicular as well as parallel to the direction of the magnetic field were obtained from the local void distributions and displayed as functions of the interaction parameter  $N$ . Moreover, special turbulence generators (system of cylinders with changeable angle – 0–90° – between their axes and the magnetic field lines) have been installed in the region of gas injection in order to increase the level of 2D turbulence and to observe their influence on the bubble dispersion.

**Введение.** Двухмерная турбулентность является одним из наиболее интересных МГД явлений. При достаточно большом отношении  $Ha/Re$  полный перепад давления в среднем соответствует ламинарному каналному течению. Тем не менее согласно экспериментальным работам различных авторов [1–3] турбулентные пульсации при этом могут сохраняться, а пульсации скорости становятся сильно коррелированными в точках, расположенных вдоль магнитного поля [4]. Эти эффекты описываются моделью 2D МГД турбулентности. По данным [5], турбулентные возмущения течения в канале с непроводящими стенками, помещенном в сильное магнитное поле, можно рассматривать как совокупность вихрей, оси которых параллельны магнитному полю. Магнитное поле на подобные 2D возмущения не воздействует.

Целенаправленное возбуждение 2D турбулентности успешно достигается с помощью стержней, установленных в области течения параллельно магнитному полю  $B$  [6], и медных вставок в стенки канала [7].

Рассмотрим влияние такого рода течения на локальные свойства переноса. Существование таких 2D вихрей должно значительно усиливать тепло- и массоперенос по сравнению с полностью ламинаризованным течением. Более того, анизотропный характер турбулентности приводит к различию свойств переноса в направлении  $B$  и в перпендикулярном направлении. Отчетливо выраженная анизотропия профиля концентрации пассивной примеси (капли  $In$  впрыскивались в течение  $Hg$ ) была обнаружена в жидкометаллическом МГД течении за решеткой [8].

Существенное увеличение интенсивности теплопереноса, обусловленное 2D возмущениями, предсказанное теоретически и подтвержденное экспериментально [9], имеет большое значение для различных тех-

\* Пер. с англ. В. Мирошникова под ред. Ю. Бирзвалка

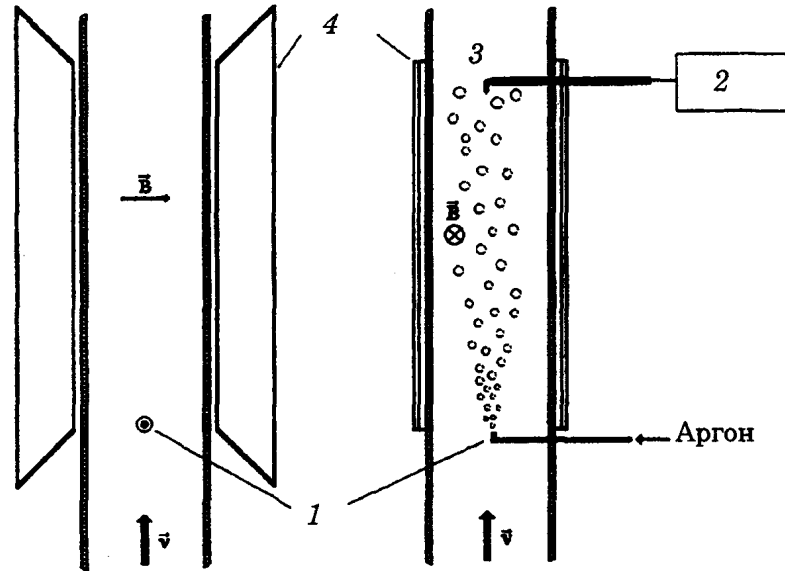


Рис. 1. Схема установки для исследования двухфазных течений: 1 – барботаж газа; 2 – регистрация данных; 3 – перемещаемый датчик; 4 – плоскость полюсных наконечников.

Fig. 1. Scheme of the two-phase test section: 1 – gas injection, 2 – data acquisition, 3 – the movable sensor, 4 – a magnet pole face.

нологических применений, в особенности для разработки бланкетов реакторов термоядерного синтеза. Так как 2D турбулентность не приводит к существенному переносу импульса, существует обоснованная надежда, что интенсификация теплообмена может быть достигнута без одновременного роста полного перепада давления.

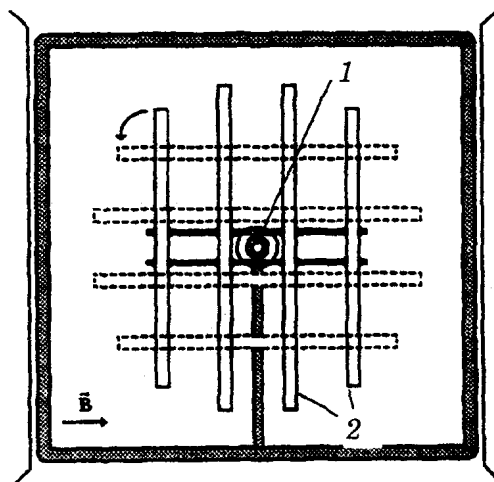
Целью настоящей работы является исследование локальных свойств турбулентного переноса в жидкометаллических МГД течениях. Основное внимание сосредоточено на массопереносе в турбулентном течении жидкого натрия в поперечном магнитном поле. Благодаря использованию жидкого натрия в качестве несущей среды большие значения МГД параметров (числа Гартмана  $Na = 3000$ , параметра МГД взаимодействия  $N = 800$ ) могут быть достигнуты при умеренных значениях индукции магнитного поля ( $B = 0,5$  Тл). Однако физические свойства натрия приводят к значительным трудностям при любых локальных измерениях (скорости, интенсивности пульсаций) в жидкометаллическом течении. Таким образом, родилась идея об использовании мелких газовых пузырьков (Ar) для локальных измерений переноса с целью анализа структуры течения. Измерения объемной доли газовой фазы по поперечному сечению канала позволяют описать свойства переноса газовых пузырьков, распределенных в турбулентном течении.

**Экспериментальная установка.** Принципиальная схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. В ее состав входит вертикальный канал прямоугольного поперечного сечения  $45 \times 50$  мм<sup>2</sup>. Относительная проводимость стенок канала, изготовленных из нержавеющей листовой стали толщиной 5 мм, составляла  $10^{-2}$ . Канал помещался в поперечное магнитное поле с максимальной индукцией 0,45 Тл и длиной зоны однородного поля 320 мм.

На первом этапе газ барботировался через одиночное сопло, расположенное в центре поперечного сечения канала напротив нижней

Рис. 2. Поперечное сечение канала, в котором расположена решетка, состоящая из четырех стержней круглого сечения: 1 – барботаж газа; 2 – стержни.

Fig. 2. Grid consisting of four cylindrical bars in the channel cross section: 1 – gas injection, 2 – bars.



кромки полюсных наконечников. Для того чтобы двухфазная среда содержала достаточно мало газовой фазы, объемный расход газа ограничивался сверху объемной долей газовой фазы  $\beta \leq 0,1$  ( $\beta = Q_g / (Q_g + Q_l)$ ). Измерения газосодержания проводились однопроводным датчиком сопротивления [10], установленным на выходе из зоны однородного поля. Механический привод позволял перемещать датчик почти по всему поперечному сечению канала. Расстояние по вертикали между соплом и датчиком составляло 290 мм.

На втором этапе на расстоянии нескольких сантиметров за входом в зону однородного поля в канале устанавливалась система, состоящая из четырех цилиндрических стержней. Стержни могли поворачиваться таким образом, чтобы угол между осями цилиндров и силовыми линиями магнитного поля можно было выбирать в диапазоне  $0 - 90^\circ$ . Система стержней была соединена с соплом так, что газ барботировался приблизительно на 1 см выше стержней (рис. 2).

**Локальные измерения газосодержания.** Распределения объемной доли газовой фазы по сечению канала измерялись в интервале среднерасходной скорости жидкого натрия 0,1–0,3 м/с ( $Re = 9300 - 27\ 900$ ) и при индукции магнитного поля до 0,45 Тл ( $Ha_{max} = 2710$ ).

На рис. 3а–д представлены двумерные распределения объемной доли газовой фазы при числе Рейнольдса 9300 и различных значениях параметра  $N$ . Расход газа составлял 60 л/ч ( $\beta \approx 0,07$ ). В случае отсутствия магнитного поля распределение газовой фазы по сечению канала было практически однородным. Магнитное поле с индукцией 0,14 Тл ( $N = 77$ ) уже приводит к существенной концентрации газа в области его барботажа. Дальнейший рост индукции поля интенсифицирует этот процесс. Причиной такого фокусирующего действия внешнего магнитного поля является подавление им турбулентных пульсаций.

Анизотропия дисперсии распределения газовых пузырьков отчетливо проявляется при  $39 \leq N \leq 625$ . Распределение газосодержания в направлении, параллельном силовым линиям магнитного поля, менее вытянуто, чем распределение в перпендикулярном направлении. Это явление можно объяснить упомянутым удлинением 2D вихрей предпочтительно вдоль направления магнитного поля. При  $N = 790$  распределение газовой фазы становится сильно локализованным и почти изотропным. 2D возмущения также подавляются, и течение практически ламинаризуется при более высоких значениях поля  $B$ . Необходимо подчеркнуть, что в канале отсутствуют дополнительные источники турбулентности и единственным источником 2D возмущений является вход



Рис. 3. Распределения объемной доли газовой фазы при числе Рейнольдса  $Re = 9300$  и различных значениях числа Гармана  $Ha$  и параметра МГД взаимодействия  $N$ :  $a - Ha = 0, N = 0$ ;  $б - Ha = 845, N = 77$ ;  $в - Ha = 1505, N = 244$ ;  $г - Ha = 2410, N = 625$ ;  $д - Ha = 2710, N = 790$ .

Fig. 3. Void fraction distributions at Reynolds number  $Re = 9300$  for different Hartmann numbers  $Ha$  and interaction parameters  $N$ :  $a - Ha = 0, N = 0$ ;  $б - Ha = 845, N = 77$ ;  $в - Ha = 1505, N = 244$ ;  $г - Ha = 2410, N = 625$ ;  $д - Ha = 2710, N = 790$ .

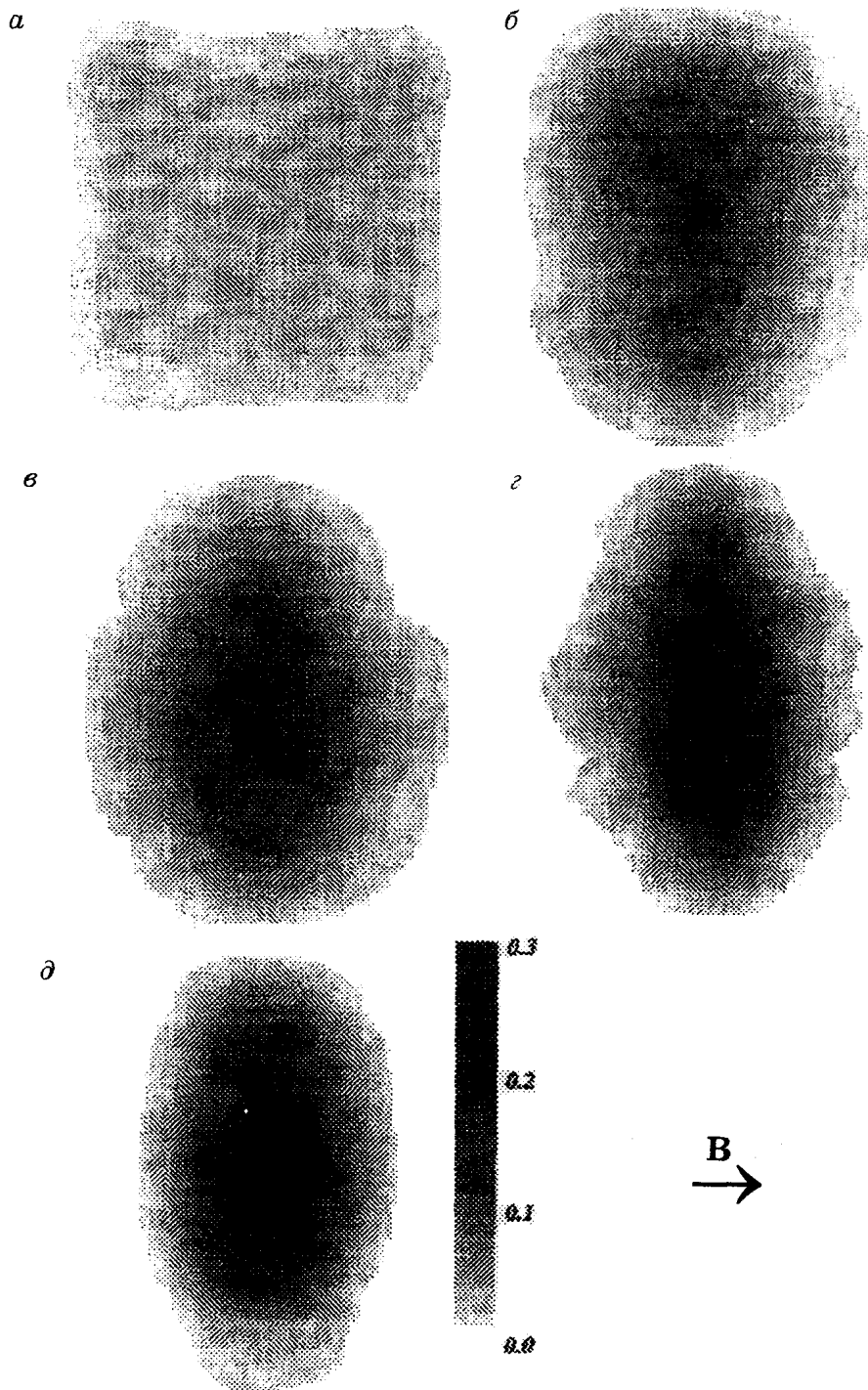
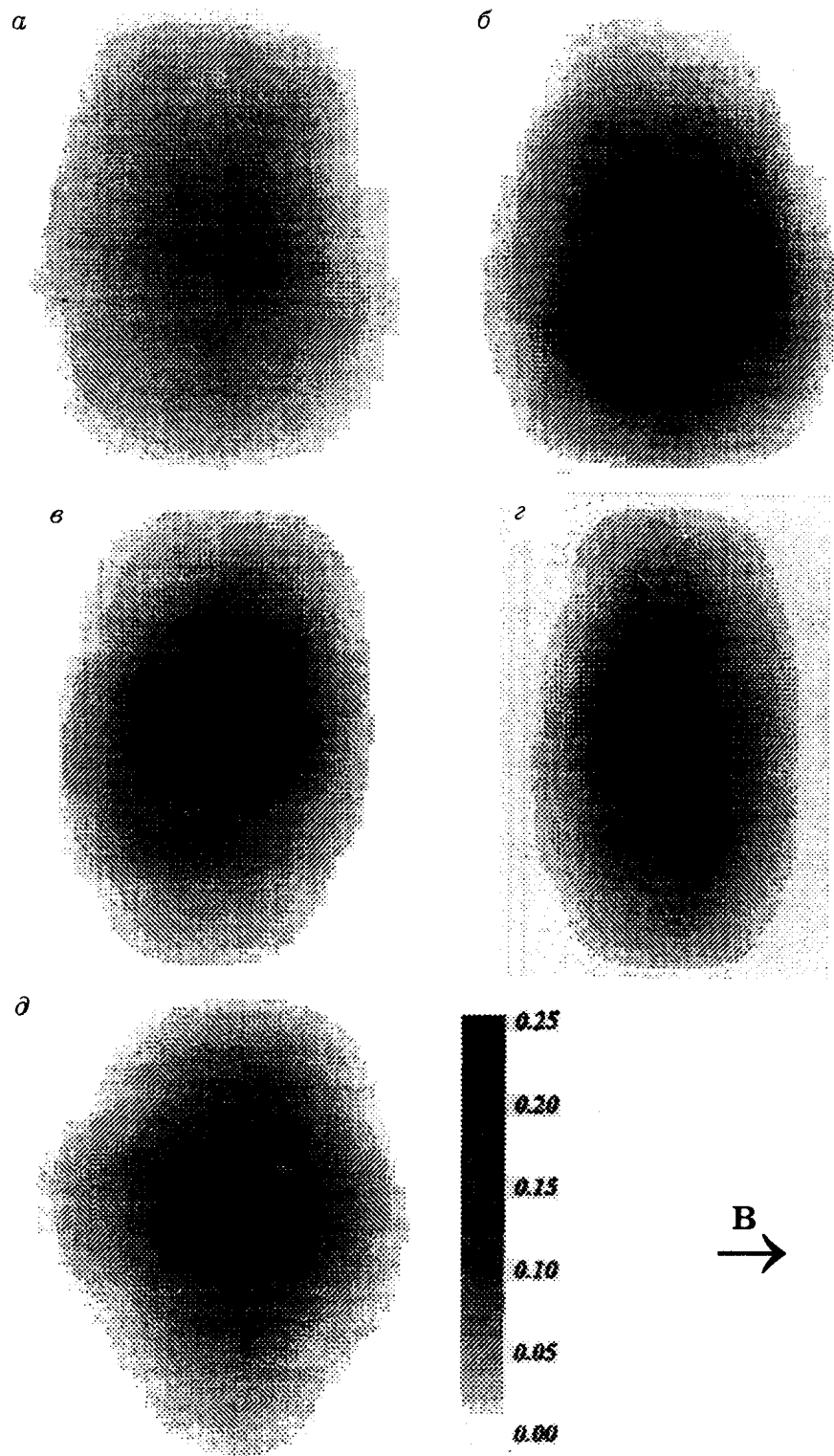


Рис. 4. Распределения объемной доли газовой фазы при  $Re = 18600$  и различных значениях  $Ha$  и  $N$ :  $a - Ha = 0, N = 0$ ;  $б - Ha = 600, N = 19$ ;  $в - Ha = 1200, N = 78$ ;  $г - Ha = 1505, N = 122$ ;  $д - Ha = 2710, N = 395$ .

Fig. 4. Void fraction distributions at  $Re = 18600$  for different  $Ha$  and  $N$ :  $a - Ha = 0, N = 0$ ;  $б - Ha = 600, N = 19$ ;  $в - Ha = 1200, N = 78$ ;  $г - Ha = 1505, N = 122$ ;  $д - Ha = 2710, N = 395$ .



*Рис. 5.* Распределения объемной доли газовой фазы при  $Re = 27\,900$  и различных значениях  $Ha$  и  $N$ : *a* -  $Ha = 720$ ,  $N = 19$ ; *б* -  $Ha = 1200$ ,  $N = 52$ ; *в* -  $Ha = 1660$ ,  $N = 98$ ; *г* -  $Ha = 1845$ ,  $N = 122$ ; *д* -  $Ha = 2410$ ,  $N = 208$ .

*Fig. 5.* Void fraction distributions at  $Re = 27\,900$  for different  $Ha$  and  $N$ : *a* -  $Ha = 720$ ,  $N = 19$ ; *б* -  $Ha = 1200$ ,  $N = 52$ ; *в* -  $Ha = 1660$ ,  $N = 98$ ; *г* -  $Ha = 1845$ ,  $N = 122$ ; *д* -  $Ha = 2410$ ,  $N = 208$ .

в зону однородного магнитного поля. На этом основании можно ожидать только относительно слабовыраженного наличия типичных для 2D МГД турбулентности явлений.

Эти результаты в общем подтверждаются измерениями объемной доли газовой фракции при  $Re = 18\,600$  (рис. 4а-б) и  $Re = 27\,900$  (рис. 5а-б). С целью сохранения точности измерения объемной доли расход газа увеличивался соответственно до 120 и 180 л/с. Измерения при более высоких числах Рейнольдса ограничивались низкими значениями параметра МГД взаимодействия:  $N_{max} = 395$  при  $Re = 18\,600$ ,  $N_{max} = 263$  при  $Re = 27\,900$ .

**Коэффициенты турбулентной дисперсии.** Для количественного описания свойств анизотропного переноса в канальном течении необходимо определить коэффициенты турбулентной дисперсии как в параллельном, так и в перпендикулярном к силовым линиям магнитного поля направлениях.

В первом приближении дисперсия распределения газовых пузырьков определяется 2D уравнением конвективной диффузии:

$$\bar{u}_g \frac{\partial \alpha}{\partial x} = D_y \frac{\partial^2 \alpha}{\partial y^2} + D_z \frac{\partial^2 \alpha}{\partial z^2}. \quad (1)$$

Среднерасходное течение в направлении  $x$  в поперечном магнитном поле, направленном по оси  $y$ , рассматривается в стержневом приближении.

Исходя из идеализированного, точечного  $\delta$ -распределения в месте барботажа  $x = 0$ , мы получаем для локального распределения объемной доли газовой фазы  $\alpha$  в точке  $x_m$  выражение

$$\alpha(x_m, y, z) = \frac{Q_g}{2\pi x_m \sqrt{D_y D_z}} \exp\left[-\frac{\bar{u}_g (y - y_0)^2}{2 x_m D_y}\right] \exp\left[-\frac{\bar{u}_g (z - z_0)^2}{2 x_m D_z}\right], \quad (2)$$

где  $Q_g$  – объемный расход газа;  $\bar{u}_g$  – средняя скорость пузырька;  $D_y, D_z$  – коэффициенты дисперсии пузырьков;  $y_0, z_0$  –  $y$ - и  $z$ - координаты сопла.

Согласно распределениям объемной доли газовой фазы, представленным на рис. 3 – 5, следует ожидать существенного различия между коэффициентом дисперсии в направлении поля  $\mathbf{B}$  и коэффициентом дисперсии в перпендикулярном ему направлении, обусловленном воздействием поперечного магнитного поля.

Измеренные распределения газосодержания в параллельном и перпендикулярном силовым линиям сечениях аппроксимировались нормальным распределением. Соответствующие коэффициенты дисперсии можно рассчитать из стандартного отклонения (2).

Коэффициенты турбулентной дисперсии в перпендикулярном ( $D_z$ ) и параллельном ( $D_y$ ) магнитному полю направлениях, представленные на рис. 6 как функции параметра  $N$ , показывают, что в основном турбулентный массоперенос подавляется магнитным полем. При этом дисперсия распределения пузырьков в параллельном полю направлении спадает достаточно быстро уже при небольших значениях  $N$ , а уменьшение коэффициента турбулентной дисперсии в перпендикулярном полю направлении происходит более плавно.

Получена зависимость отношения  $D_z$  к  $D_y$  от  $N$  (рис. 7). При значении  $N \sim 120$  наблюдается выраженный максимум. В этом случае дисперсия газовых пузырьков в перпендикулярном силовым линиям направлении примерно в 4–6 раз превышает дисперсию в параллельном направлении. С дальнейшим ростом индукции магнитного поля отношение  $D_z$  к  $D_y$  в итоге уменьшается до единицы при  $N \approx 800$ .

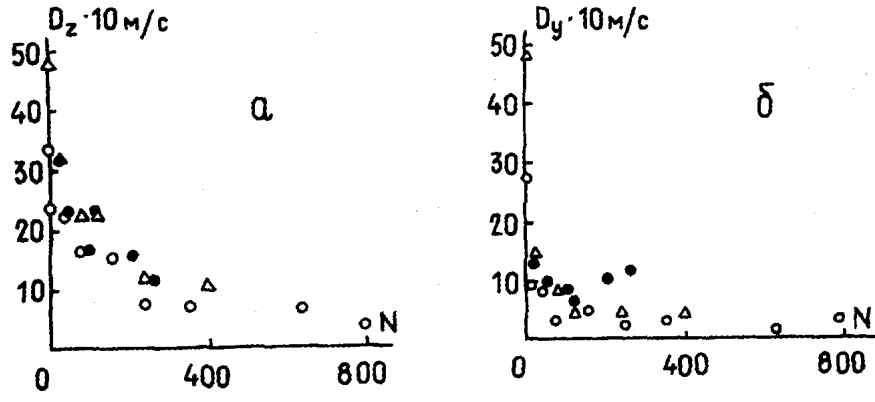


Рис. 6. Зависимость коэффициентов дисперсии  $D_z$  и  $D_y$  от  $N$  в перпендикулярном (а) и параллельном (б) магнитному полю направлениях:  $\circ$  -  $Re = 9300$ ,  $\Delta$  -  $Re = 18600$ ,  $\bullet$  -  $Re = 27900$ .

Fig. 6. Dispersion coefficients  $D_z$  and  $D_y$  versus  $N$  in directions perpendicular (a) and parallel (б) to the magnetic field, respectively:  $\circ$  -  $Re = 9300$ ,  $\Delta$  -  $Re = 18600$ ,  $\bullet$  -  $Re = 27900$ .

**Дисперсия распределения газовых пузырьков при наличии решетки.** На следующем этапе опробовалась интенсификация массопереноса в направлении, перпендикулярном магнитному полю. С этой целью в область течения помещалась система из четырех стержней цилиндрической формы. Эксперимент проводился в соответствии с идеей о создании дополнительных 2D вихрей с помощью цилиндров, расположенных параллельно магнитному полю.

В данной работе представлены первые предварительные результаты о турбулентной дисперсии пузырьков при наличии решетки.

На рис. 8 изображены распределения объемной доли газовой фазы при  $N = 224$ ,  $Re = 9300$ ,  $Ha = 1505$  для случаев, когда стержни расположены вдоль силовых линий магнитного поля, перпендикулярно к ним, а также в отсутствие решетки. Анизотропия отчетливо наблюдается только в отсутствие стержней. Более того, направление стержней не влияет заметным образом на результаты. Первое впечатление, что цилиндры вызывают не развитие, а, скорее, наоборот, подавление массопереноса в перпендикулярном полю направлении, подтверждается представленными на рис. 9 коэффициентами дисперсии пузырьков.

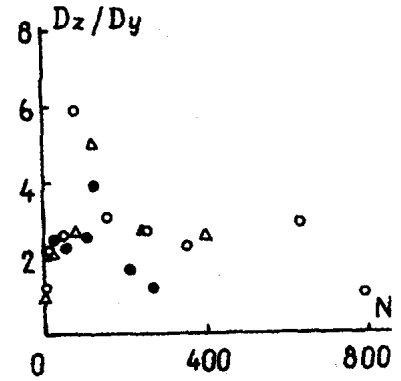


Рис. 7. Зависимость отношения  $D_z$  к  $D_y$  от  $N$ :  $\circ$  -  $Re = 9300$ ,  $\Delta$  -  $Re = 18600$ ,  $\bullet$  -  $Re = 27900$ .

Fig. 7. Ratio of  $D_z$  with respect to  $D_y$  versus  $N$ :  $\circ$  -  $Re = 9300$ ,  $\Delta$  -  $Re = 18600$ ,  $\bullet$  -  $Re = 27900$ .



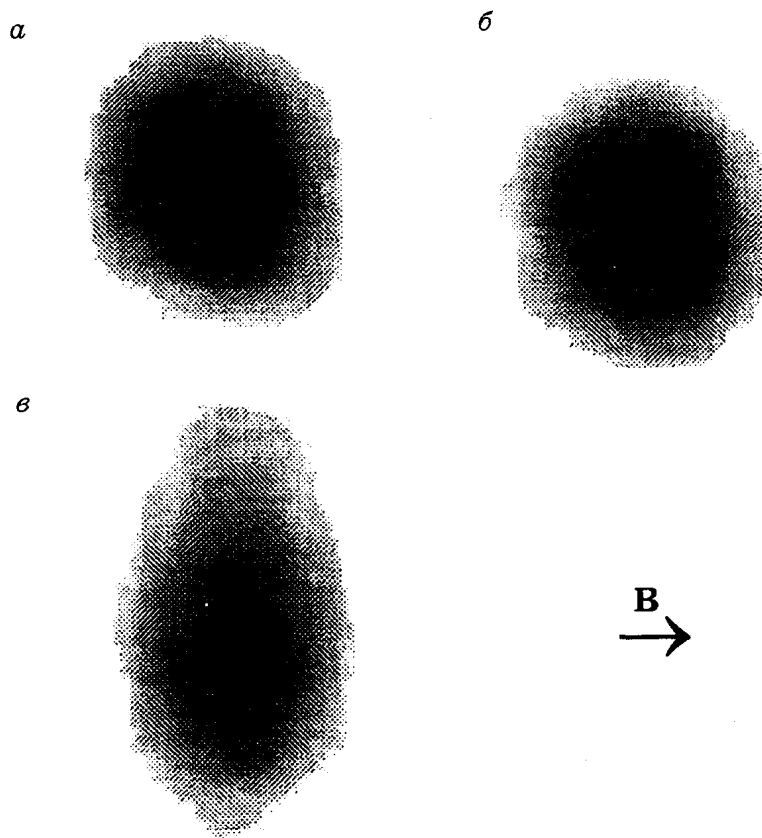


Рис. 8. Распределения объемной доли газовой фазы при  $Re = 9300$ ,  $Ha = 1505$  и  $N = 244$ :  $a$  – стержни расположены перпендикулярно  $\mathbf{B}$ ;  $б$  – стержни расположены параллельно  $\mathbf{B}$ ;  $в$  – стержни отсутствуют.

Fig. 8. Void fraction distributions at  $Re = 9300$ ,  $Ha = 1505$  and  $N = 244$ :  $a$  – bars are perpendicular to  $\mathbf{B}$ ;  $б$  – bars are parallel to  $\mathbf{B}$ ;  $в$  – without any bars.

В качестве первоначального объяснения этих предварительных результатов можно привести следующее. Длина и размеры стержней были ограничены по техническим причинам, поэтому преобладали недостатки использованного способа генерации турбулентности. Значительной интенсификации 2D турбулентности достичь не удалось из-за малого диаметра стержней. Более того, измерения профиля скорости канального течения с помощью датчика электрического потенциала показывают, что в ядре течения за решеткой образуется область пониженной скорости, а более высокие значения скорости наблюдаются у стенок канала, расположенных как вдоль, так и поперек поля. Но уменьшение скорости жидкого металла приводит к замыканию индуцированных токов. Таким образом, усиливается подавление 2D возмущений. Это может служить причиной уменьшения массопереноса в перпендикулярном магнитному полю направлении при наличии решетки.

**Выводы.** Исследовано воздействие поперечного магнитного поля на дисперсию газовой фазы в двухфазном, аргон-натриевом течении. Измеренные распределения объемной доли газовой фазы ясно указывают на наличие 2D возмущений. В общем случае магнитное поле уменьшает интенсивность массопереноса. Однако в промежуточном диапазо-

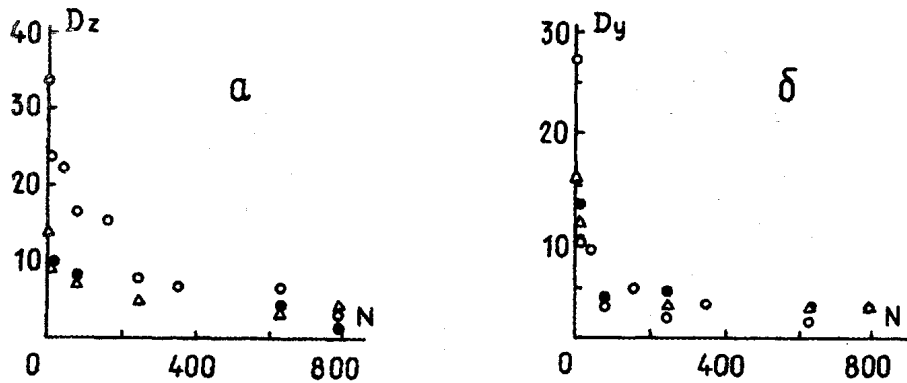


Рис. 9. Зависимость коэффициентов дисперсии  $D_z$  и  $D_y$  от  $N$  при  $Re = 9300$  в перпендикулярном (а) и параллельном (б) магнитному полю направлениях, соответственно:  $\circ$  – стержни расположены перпендикулярно  $B$ ;  $\Delta$  – стержни расположены параллельно  $B$ ;  $\bullet$  – стержни отсутствуют.

Fig. 9. Dispersion coefficients  $D_z$  and  $D_y$  versus  $N$  at  $Re = 9300$  in directions perpendicular (а) and parallel (б) to the magnetic field, correspondingly:  $\circ$  – bars are perpendicular to  $B$ ;  $\Delta$  – bars are parallel to  $B$ ;  $\bullet$  – without any bars.

не  $50 < N < 600$  отношение коэффициентов дисперсии в перпендикулярном и параллельном силовым линиям направлениях по порядку величины составляет 4 – 6.

Первая попытка интенсифицировать 2D возмущения с помощью решетки из четырех цилиндрических стержней оказалась неудачной. В дальнейшем будут исследованы решетки улучшенной конструкции. Эксперименты будут продолжены и расширены в отношении измерения профиля скорости жидкого натрия датчиками электрического потенциала, измерения скорости и размера пузырьков с помощью двухпроводного датчика.

Использование газовых пузырьков для локальных измерений оказалось хорошим инструментом для исследования процессов турбулентного переноса в жидкометаллических МГД течениях, позволяя хотя бы частично преодолеть значительные трудности, которые возникают при локальных измерениях.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Брановер Г. Г., Слюсарев Н. М., Щербинин Э. В. Некоторые результаты измерения турбулентных пульсаций скорости в потоке ртути в присутствии поперечного магнитного поля // Магнит. гидродинамика. – 1965. – № 1. – С. 33–36.
2. Брановер Г. Г., Гельфгат Ю. М., Кит Л. Г., Платниекс И. А. Влияние поперечного магнитного поля на профили интенсивности турбулентных пульсаций скорости в трубе прямоугольного сечения // Магнит. гидродинамика. – 1970. – № 3. – С. 41–49.
3. Hua H. M., Lykoudis P. S. Turbulence measurements in a magneto-fluid-mechanic channel // Nuclear Sci. Engng. – 1974. – Vol. 54. – P. 445.
4. Воцши А. Д., Колесников Ю. Б. Пространственная корреляция и завихренность в двумерной однородной турбулентности // Магнит. гидродинамика. – 1976. – № 3. – С. 25–28.
5. Sommeria J., Moreau R. Why, how and when MHD turbulence becomes two-dimensional // J. Fluid Mech. – 1982. – Vol. 118. – P. 507–518.

6. *Branover H., Gershon P.* Experimental investigation of the origin of residual disturbances in turbulent MHD flows after laminarization // *J. Fluid Mech.* – 1979. – Vol. 94. – P. 629–647.

7. *Andreev O. V., Kolesnikov Yu. B.* Possibilities of heat transfer intensification to the MHD problems of liquid metal fusion blankets // 7th Beer Sheva Seminar on MHD Flows and Turbulence, Jerusalem (Israel), 1993.

8. *Колесников Ю. Б., Цинюбер А. Б.* Экспериментальное исследование двумерной турбулентности за решеткой // *Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа.* – 1974. – № 4. – С. 146–150.

9. *Sukoriansky S., Branover H.* Turbulence peculiarities caused by interference of magnetic fields with the energy transfer phenomena. Proceed. of the 5th Beer-Sheva Seminar, Jerusalem (Israel), 1987. // *AIAA.* – 1988. – Vol. 112. – P. 87–99.

10. *Экерт С., Гербет Г., Михалачи Г., Тибо Ж.-П.* Влияние внешнего магнитного поля на коэффициент скольжения жидкометаллического двухфазного МГД течения // *Магнит. гидродинамика.* – 1996.

Поступила в редакцию 16.11.94