

Результаты оценок КПД для различных вариантов представлены на рисунке (б). Для сравнения указана эффективность устройства в предельном случае с $\delta=0$ и в бесплазменной системе при $\delta=\Delta$. Оценки показывают, что в миллиметровом диапазоне с длиной волны излучения $\lambda \sim 0,5$ см в предельном случае КПД достигает $\sim 8\%$ (при энергии частиц 200 кэВ и токе пучка 500 А), но падает до значения меньше 1% при $\delta=\Delta$, если $\epsilon_p \rightarrow 1$. Напротив, для достаточно плотной плазмы с $\epsilon_p < 0$ КПД повышается при $\delta=\Delta$ до 5% и при $\delta \sim 3\Delta$ уменьшается незначительно. Столь же заметно влияние плазмы в субмиллиметровом диапазоне. Однако здесь плотность плазмы должна достигать значений порядка $n_p \sim 10^{14}$ см $^{-3}$. Поэтому в этом случае необходим более детальный анализ.

Авторы выражают благодарность А. Н. Сандалову за обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Feich K. L., Busby K. O., Layton R. W. et al. // Appl. Phys. Lett. 1981. 38. P. 601. [2] Диденко А. Н., Борисов А. Р., Фоменко Г. П., Штейн Ю. Г. // Письма в ЖТФ. 1983. 9, № 1. С. 60. [3] Garate E., Walsh J., Shaughnessy S. et al. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1987. A259. P. 125. [4] Ciocci F., Patt G. et al. // Ibid. P. 128. [5] Карбышев Н. И., Шлапаковский А. С. // ЖТФ. 1989. 59, № 3. С. 161. [6] Александров А. Ф., Кузелев М. В., Панин В. А., Пыркина О. Е. // ЖТФ. 1988. 58, № 9. С. 1679. [7] Иларионов Ю. А., Раевский С. Б., Сморгунский В. Я. Расчет гофрированных и частично заполненных волноводов. М., 1980. [8] Ленский И. Ф. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1990.

Поступила в редакцию
27.05.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 2

ГЕОФИЗИКА

УДК 532.5;551.46;551.51

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ЗАМЕДЛЕНИЯ СТОКСОВЫХ ЧАСТИЦ В ПРИДОННОМ СУСПЕНЗИОННОМ ПОТОКЕ

Ю. Г. Пыркин, М. А. Силаев
(кафедра физики моря и вод суши)

Приведены данные экспериментального исследования эффекта замедления стоксовых частиц в турбулентном суспензионном потоке. Дан анализ особенностей движения полидисперсной твердой фазы при различных скоростях движения потока. Полученные теоретические оценки, учитывающие турбулентный характер движения, достаточно хорошо соответствуют экспериментальным результатам.

Экспериментальные исследования структуры турбулентности и процессов энергообмена в суспензионных потоках, выполненные на физическом факультете, показали, что наряду с широкоизвестной трансформирующей осредненной энергии движения жидкости в турбулентную в суспензионных потоках наблюдается обратный процесс, т. е. переход пульсационной энергии в среднюю. При этом передача энергии турбулентности среднему движению происходит опосредованно, а посредниками служат частицы твердой фазы, способствуя отбору энергии от внешнего источника — гравитационного поля. В процессе энергообмена часть турбулентной энергии затрачивается на взвешивание частиц, т. е. на уменьшение скорости их осаждения [1, 2].

Эффект взвешивания частиц в литературе отмечался и ранее, однако для надежных количественных оценок уменьшения скорости осаждения частиц разного размера в турбулентных взвесенесущих потоках, по сравнению со стоксовой, экспериментальных данных недостаточно. Большинство теоретических оценок для расчета замедления делается на основе обобщенного Ченом уравнения движения одиночной частицы в турбулентном потоке [3—5]:

$$\frac{\partial w_s}{\partial t} = \frac{F}{\rho_s V} - \frac{\rho_s - \rho}{\rho_s} g - k \frac{\rho}{\rho_s} \frac{\partial w_0}{\partial t} + \frac{\rho}{\rho_s} \frac{\partial W}{\partial t}, \quad (1)$$

где w_s — скорость частицы, W — вертикальная скорость жидкости, $w_0 = w_s - W$,

k — коэффициент присоединенной массы, $V = \pi d^3/6$ — объем частицы, ρ_s — ее плотность, ρ — плотность жидкости, $F = -(\pi/8)C_{ар}d^2|\omega_0|\omega_0$ — сила сопротивления движению частицы, $C_a = \alpha(\omega_0 d/\nu)^{-n}$ — коэффициент сопротивления, ν — вязкость жидкости. Применение этой модели для течения суспензии в нашем случае представляется возможным в силу малой объемной концентрации твердой фазы ($\ll 1\%$, что соответствует расстоянию между частицами около ста их средних диаметров).

Представляя характер изменения вертикальной скорости течения турбулентного потока в виде гармонической функции $W = W_f \sin \omega t$ и используя квадратичный закон сопротивления ($n=0$, $\alpha=0,44$), из уравнения (1) путем его интегрирования нетрудно получить довольно простые соотношения для расчета эффекта замедления частиц [3, 5]. Случай нелинейного сопротивления ($0 < n < 1$) встречается в литературе крайне редко и при этом уравнение (1) решается численно на ЭВМ [4], а при линейном законе сопротивления ($n=1$, $\alpha=24$) скорость осаждения частицы даже в турбулентном потоке определяется формулой Стокса, как и для стационарного случая ($W=0$, $d\omega/dt=0$). Такие частицы принято называть стоксовыми.

На кафедре физики моря и вод суши в последние годы был выполнен цикл специальных лабораторных экспериментов с целью определения количественного эффекта замедления стоксовых частиц. Моделирование придонного суспензионного потока проводилось на лабораторной установке в гидродинамической лаборатории физического факультета МГУ. Установка представляет собой лоток со стеклянными стенками и дном с размерами $7 \times 0,4 \times 0,2$ м и включает в себя бак-накопитель суспензии, демпфирующую емкость для создания постоянного напора, устройство для формирования суспензионного потока и механизм, позволяющий регулировать уклон дна в пределах от $-0,05$ до $+0,05$ рад. Сформированный суспензионный поток распространяется вдоль наклонного дна лотка под слоем неподвижной чистой воды. Длительность экспериментов составляла 40—60 мин.

Для получения необходимых данных измерений была создана специальная аппаратура, основным элементом которой был многосекционный пробоотборник, позволяющий производить одновременный отбор проб суспензии по всей толщине потока h вдоль пути ее распространения. Исследования полей средней скорости течения \bar{U} и структуры турбулентности осуществлялись автоматизированным измерительным комплексом с двухкомпонентным датчиком скорости. Одновременно с отбором проб проводилась подготовка капель суспензии с целью определения гранулометрического состава частиц твердой фазы, которая представляла собой природный ил с размерами частиц от 1 до 50 мкм и средней плотностью материала $2,5$ г/см³. Капли суспензии изучались и фотографировались с различным увеличением под микроскопом Биолан Р14 с микрофотонасадкой МФН-12. В каждой пробе подсчитывалось более 3 тыс. частиц, причем для самых крупных, диаметр которых мог значительно колебаться как по высоте потока, так и вдоль пути его распространения, надежная статистика обеспечивалась путем исследования необходимого количества частиц. При проведении экспериментов массовая концентрация твердой фазы не превышала $5 \cdot 10^{-3}$ г/см³, скорость течения — 4 см/с, а толщина потока — 3,5 см. Уровень турбулентности, согласно прямым инструментальным измерениям, достигал 10—15%. Методика проведения исследований включала в себя отбор проб суспензии двумя-тремя пробоотборниками одновременно с 14 горизонтов (3,2 см) в нескольких строках вдоль пути распространения суспензионного потока с одновременным измерением профиля средней скорости течения.

Было обнаружено, что в ламинарном режиме движения суспензионного потока ($Re = \bar{U}h/\nu \approx 200$) скорость осаждения используемых илестых частиц близка к стоксовой $\omega_{ст}$. Начиная же с некоторого числа Рейнольдса $Re = Re_{cr}$ скорость осаждения частиц ω_s заметно меньше стоксовой (рис. 1). При этом величина замедления $(1 - \omega_s/\omega_{ст})$ достигает десятков процентов, а характер ее изменения по вертикали существенно неоднороден (рис. 2), что заслуживает отдельного рассмотрения.

Исходя из экспериментально обнаруженного факта замедления было проведено численное и аналитическое исследование уравнения (1) для частиц со слабовеликолепным законом сопротивления ($0,5 \leq n < 1$, $\alpha \approx 24$), которое показало, что:

- 1) закон сопротивления, близкий к квадратичному ($0 \leq n < 0,5$), приводит к замедлению частиц размерами свыше 200 мкм;
- 2) для стоксовых частиц ($d \leq 70$ мкм) заметного замедления не получается даже при квадратичном законе сопротивления;
- 3) учет характера изменения вертикальной скорости течения в виде интеграла Фурье показал, что в предположенном нами анализе конечный результат будет тот же, что и при использовании простой гармонической функции;
- 4) слагаемое, содержащее пульсационную составляющую скорости течения в уравнении (1), начинает влиять на скорость осаждения частицы ω_s при весьма значительных амплитудах вертикальных колебаний жидкости W_f ;
- 5) слагаемые в уравнении (1), определяющие силу тяжести и сопротивление, почти на два порядка превосходят остальные члены:

Учитывая 4) и 5), из уравнения (1) можно получить соотношение

$$\omega_s^{2-n} = \frac{1}{18} \frac{\rho_s - \rho}{\rho_s} g \frac{d^{1+n}}{\nu^n}, \quad 0,5 \leq n \leq 1, \quad (2)$$

которое для стоксовых частиц ($n=1$) переходит в формулу Стокса, что означает отсутствие замедления скорости их осаждения в турбулентно движущемся потоке. Последнее явно противоречит многочисленным экспериментальным данным (см. рис. 1 и 2), в которых наблюдается замедление $(1-\omega_s/\omega_{st})$ в десятки процентов.

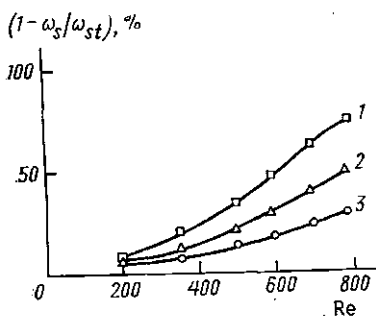


Рис. 1. Зависимость замедления скорости осаждения частиц $(1-\omega_s/\omega_{st})$ от числа Рейнольдса потока Re : распределение для фракции 4—8 (1), 8—16 (2) и 16—32 мкм (3)

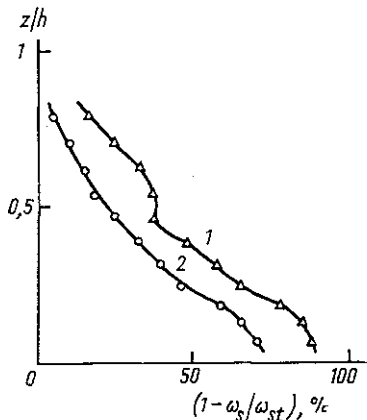


Рис. 2. Вертикальное распределение замедления скорости осаждения $(1-\omega_s/\omega_{st})$ частиц в суспензионном потоке с числом Рейнольдса $Re \sim 700$: распределение для фракции 8—16 (1) и 16—32 мкм (2)

Обращаясь вновь к уравнению (1), нетрудно заметить, что оно прямо не содержит членов, описывающих турбулентный характер движения среды. В то же время турбулентно движущуюся жидкость можно описывать как жидкость, обладающую некоторой, как говорят, турбулентной вязкостью ν_t , отличной от истинной вязкости ν , причем $\nu_t/\nu \sim Re/Re_{cr}$ [6].

Таким образом, вводя ν_t , соотношение (2) для $n=1$ (стоксовы частицы) можно переписать в следующем виде:

$$\omega_s = \frac{1}{18} \frac{\rho_s - \rho}{\rho} g \frac{d^2}{\nu} \frac{\nu}{\nu_t} = \omega_{st} \left(\frac{\nu}{\nu_t} \right) \sim \omega_{st} \left(\frac{Re_{cr}}{Re} \right). \quad (3)$$

Из рис. 1 нетрудно заметить, что критическое число Рейнольдса Re_{cr} , при котором замедление рассматриваемой фракции превышает ошибку ее экспериментально-определения (менее 15%), разное для частиц различного размера и, по-видимому, описывает степень взаимодействия полидисперсной примеси и несущего ее потока.

Используя соотношение (3), оценим для одной из серий экспериментов с числом Рейнольдса $Re \approx 700$ среднее по вертикали замедление $(1-\omega_s/\omega_{st})$ в процентах для ряда фракций (см. рис. 2):

- 1) $4 \text{ мкм} \leq d \leq 8 \text{ мкм}$, $Re_{cr} \approx 300$, $\omega_s \approx (2/5) \omega_{st}$, $(1-\omega_s/\omega_{st}) \approx 60-65\%$;
- 2) $8 \text{ мкм} \leq d \leq 16 \text{ мкм}$, $Re_{cr} \approx 400$, $\omega_s \leq (1/2) \omega_{st}$, $(1-\omega_s/\omega_{st}) \approx 40-45\%$;
- 3) $16 \text{ мкм} \leq d \leq 32 \text{ мкм}$, $Re_{cr} \approx 500$, $\omega_s \approx (2/3) \omega_{st}$, $(1-\omega_s/\omega_{st}) \approx 30-35\%$.

Полученные оценки достаточно хорошо соответствуют экспериментальным данным.

Уравнение (1) и связанный с ним анализ движения одиночной твердой частицы в турбулентном потоке, безусловно, требуют как дальнейших теоретических разработок, так и постановки новых оригинальных экспериментов. Вместе с тем получен-

ные результаты свидетельствуют о возможности использования этой модели для прогнозирования поведения твердых частиц малого размера в турбулентных суспензионных потоках.

Литература

- [1] Галкин С. В., Силаев М. А., Пыркин Ю. Г. Деп. ВИНТИ. № 6081-В88. М., 1986 [2] Пыркин Ю. Г., Галкин С. В., Силаев М. А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1991. 32, № 1. С. 56. [3] Медников Е. П. Турбулентный перенос и осаждение аэрозолей. М., 1981. [4] Murray S. P. // J. Geophys. Res. 1970. 75, № 9. P. 1647. [5] Hwang P. O. // J. Hydraulic Eng. 1985. 111, N 3. P. 485. [6] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М., 1986.

Поступила в редакцию
13.02.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34. № 2

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 669.863

ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ СПЛАВОВ ГАДОЛИНИЙ — ДИСПРОЗИЙ В ОБЛАСТИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР

А. М. Тишин, О. А. Шипилов

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Проведено изучение модуля Юнга E и внутреннего трения Q^{-1} сплавов гадолиний—диспрозий в интервале температур 4,2—380 К. Установлено, что увеличение концентрации Gd приводит к сглаживанию максимума Q^{-1} в области существования ферромагнитного упорядочения при $T \approx 37$ К. Построена магнитная фазовая диаграмма системы.

Изучение модулей Юнга E и внутреннего трения Q^{-1} в веществах, обладающих магнитной структурой, представляет значительный научный и технический интерес, поскольку, с одной стороны, данные величины крайне чувствительны к трансформации магнитного упорядочения, а с другой, — определяют степень пригодности материалов для различных технических устройств.

В работе [1] проведено экспериментальное исследование модуля Юнга и внутреннего трения в поликристаллах Dy различной чистоты. Обнаружено, что в области низких температур наблюдается гигантский максимум $Q^{-1} \approx 2 \cdot 10^{-2}$. Анализ экспериментальных данных позволил авторам работы [1] предположить, что данный максимум внутреннего трения может быть обусловлен следующими механизмами: 1) смещением под действием упругих напряжений границ доменов; 2) вращением векторов спонтанной намагниченности относительно осей легкого намагничивания в базисной плоскости.

Целью настоящей работы было получение дополнительной информации о данном низкотемпературном релаксационном процессе. В работе проведено исследование температурных зависимостей модуля Юнга $E(T)$ и внутреннего трения $Q^{-1}(T)$ высокочистых поликристаллических образцов сплавов Gd_xDy_{1-x} при x , изменяющемся в пределах от 0 до 1, в температурном диапазоне 4,2—380 К. Образцы были изготовлены в Институте металлургии им. А. А. Байкова методом дуговой плавки в инертной атмосфере. После плавления образцы подвергались отжигу при $T = 700$ °С в течение 5 ч. Химический анализ образцов показал, что содержание газообразных примесей не превышает норму для дистиллированных образцов. Суммарное содержание металлических примесей не превышало 0,001 вес. %. Изгибные колебания консольно закрепленного образца возбуждались электростатическим образом и поддерживались с помощью электромегафонной обратной связи. Разрыв цепи обратной связи приводил к затуханию колебаний образца, число которых между двумя амплитудными порогами, определяемыми дискриминатором, подсчитывалось электронным счетчиком. Точность измерения Q^{-1} составляла 2—3 %. Более детальное описание методики эксперимента дано в [2].