

7. Данн М. Экспериментальное исследование течения с высокой энтальпией в ударной трубе.— «Ракет. техн. и космонавтика», 1969, № 8, с. 9.
8. Oppenheim A. K., Urtiew P. A., Landerman A. J. Vector polar method for the evaluation of wave interaction processes.— «Archiwum budowy maszyn», 1964, t. XI, z. 3.
9. Amann H. O. Experimental study of the starting process in a reflected nozzle.— «Phys. Fluids», 1969, supplement 1.
10. Amann H. O. Vorgänge beim Start einer ebener Reflexionsdüse.— «Zeitschrift für Flügwissenschaften», 1971, Bd 19, S. 393.
11. Рудакова Г. М., Шапкин А. П. К расчету некоторых плоских нестационарных течений газа.— «Изв. СО АН СССР. Сер. тех.», 1975, № 3, вып. 1, с. 70.
12. Chisnell R. F. The motion of a shock wave in a channel with application to cylindrical and spherical shock waves.— «J. Fluid Mech.», 1957, vol. 2.
13. Bernstein L. Equilibrium real-gas performance charts for a hypersonic shock tube wind-tunnel employing nitrogen. ARC CP, 1961, N 633.
14. Alpher R. A., White D. R. Flow in shock tubes with area change at the diaphragm section.— «J. Fluid Mech.», 1958, vol. 3, p. 457.
15. Chester W. The diffraction and reflection of shock waves.— «J. Mech. and Appl. Math.», 1954, vol. 7, pt 1, p. 57.

УДК 533.6.011.8

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛНЫХ ПОТОКОВ И ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ ПРИ ИСТЕЧЕНИИ ГАЗА В ВАКУУМ ЧЕРЕЗ КАПИЛЛЯРЫ РАЗЛИЧНОЙ ДЛИНЫ

С. Т. Барашкин, Б. Т. Породнов, М. Ф. Чемагин

(Свердловск)

Экспериментальное исследование истечения газа в вакуум через цилиндрические каналы в широком интервале давлений газа в источнике представляет определенный интерес, так как это явление находит широкое применение как в технике, так и в научно-исследовательской практике [1, 2]. При истечении газа в вакуум в канале реализуются различные режимы течения от вязкого до свободномолекулярного, что существенно отличает рассматриваемую задачу от хорошо изученной задачи о течении газа в условиях пренебрежимо малой разности давлений по сравнению со средним давлением и усложняет ее теоретическое изучение.

Течение газа через цилиндрические капилляры с различным отношением длины к диаметру l/d изучалось различными авторами (например, [3—7]). В работах [3, 4] использовался метод нестационарного потока, при котором перепад давлений на канале значительно меньше среднего давления. Большой перепад давлений на канале был реализован в работе [5]. Однако в этой работе автор ограничился изучением промежуточного режима течения. Для описания наблюдаемых результатов, как правило, использовались либо полужемпирические [3, 4], либо достаточно строгие теоретические формулы, полученные для предельного вязкого режима течения [6]. В настоящее время не существует теоретических работ, описывающих истечение газа в вакуум через цилиндрический канал при произвольном режиме течения.

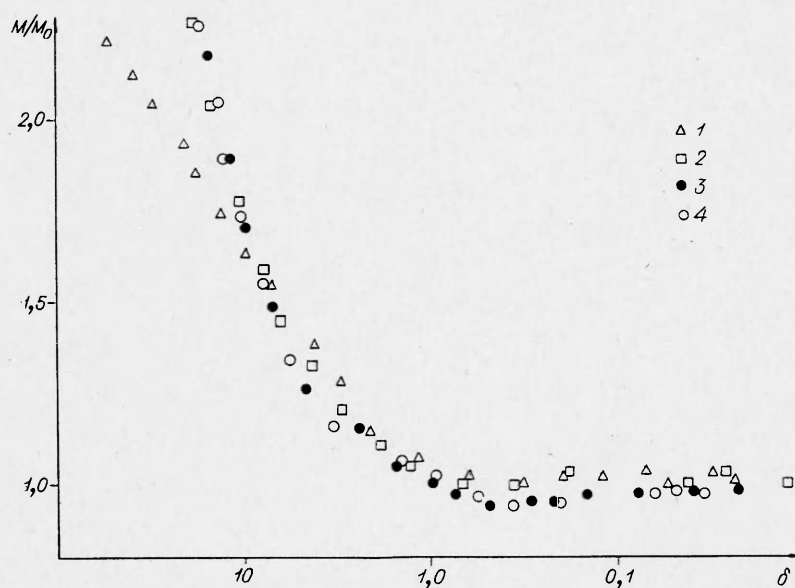
Диаграммы направленности (угловое распределение интенсивности молекулярного пучка) экспериментально исследовались различными авторами (например, [8—10]). Достаточно полно изучение молекулярных пучков проведено в работе [11], где измерены диаграммы направленности пучка аммиака в широком диапазоне давлений и для каналов различной длины. Полученные результаты удовлетворительно совпадали с теоретическими расчетами, выполненными в работе [12]. В дальнейшем проблема формирования молекулярных пучков теоретически изучалась в [13].

В данной работе представлены результаты систематического экспериментального изучения влияния геометрических размеров круглых капилляров и рода газа на величину полных потоков молекул и форму диаграммы направленности молекулярных пучков водорода и углекислого газа. Полученные результаты сопоставлены с имеющимися теоретическими данными.

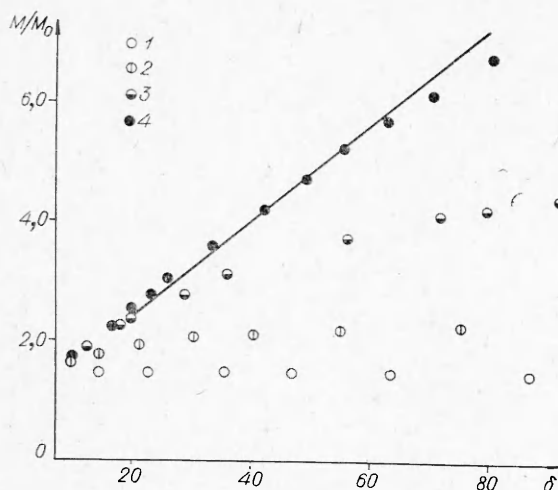
Экспериментальная техника. Эксперименты проводились на плавных стеклянных капиллярах радиусом 0,199 и 0,287 см с отношением длины к диаметру $l/d = 0,02; 0,980; 5,33$ и $24,1$ соответственно. Исследуемый канал впаивался во фланец источника, закрепленного на вращающейся площадке. При юстировке ось выходного сечения канала совмещалась с осью вращения, а ось канала устанавливалась перпендикулярно оси вращения. В источнике поддерживалось постоянное давление с помощью устройства — расходомера, представляющего собой стеклянный стакан постоянного сечения, помещенный в объем с газом и свободно плавающий в диффузионном масле. Во избежание заметного изменения давления газа в верхней полости объема над стаканом за счет его опускания при истечении газа полость была соединена с сосудом емкостью ~ 130 л.

Поток газа через канал источника определялся по скорости опускания стакана. В процессе измерений давление газа в источнике поддерживалось постоянным в пределах $1-1,5\%$. Ошибка измерения полного потока газа не превышала 2% .

Абсолютное давление газа в источнике измерялось емкостным дифференциальным микроманометром с цифровым отсчетом чувствительностью $\sim 1,1 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст./Гц [14]. Давление газа под стаканом расходомера измерялось масляным и ртутным манометрами. Истечение газа из источника осуществлялось в вакуумную полость, давление газа в которой поддерживалось $10^{-5}-10^{-6}$ мм рт. ст. Для измерения диаграмм направленности молекулярного пучка использовался модуляционный метод детектирования, описанный в работе [14]. Детектором служит ионизационный преобразователь с входным отверстием $\sim 2,7$ мм, неподвижно установленный на расстоянии ~ 20 см от источника пучка. Регистрация сиг-



Ф и г. 1



Фиг. 2

Сравнение и обсуждение результатов. На фиг. 1, 2 представлены экспериментальные данные по измерению полного потока молекул углекислого газа и водорода через исследованные каналы в виде зависимости безразмерного потока M/M_0 от параметра

$$\delta = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{1}{Kn},$$

где M — экспериментальное значение потока молекул; M_0 — значение потока, вычисленного по формуле для свободномолекулярного режима течения газа в канале конечной длины, вида

$$M_0 = \frac{1}{4} \frac{p}{kT} v_t S W.$$

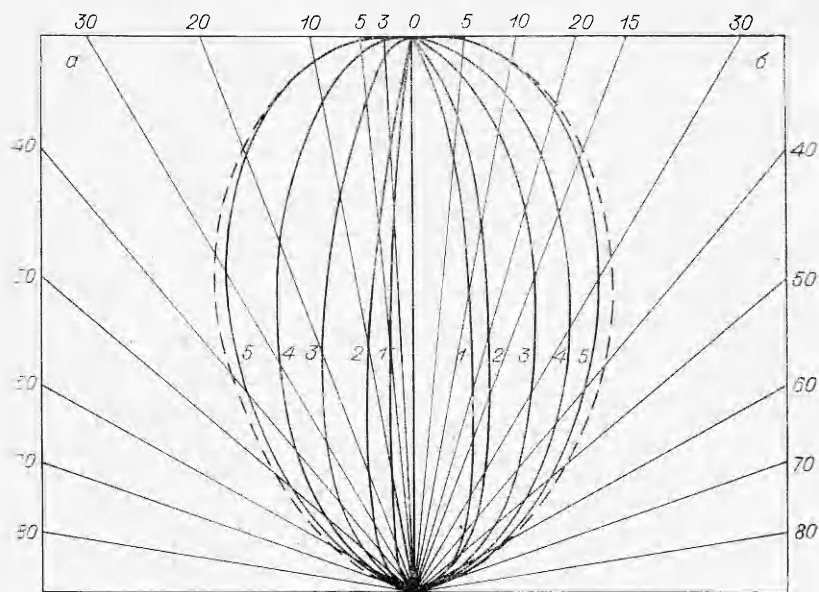
Здесь p — давление газа в источнике; $v_t = (8kT/\pi m)^{1/2}$ — средняя скорость молекул газа; S — площадь поперечного сечения канала; W — вероятность прохождения молекулами канала. Вероятности прохождения W для капилляров с $l/d = 0,98$ и $5,33$ находились из работы [15] и оказались равными $0,5188$ и $0,1910$ соответственно. Для капилляра с $l/d = 24,1$ вероятность прохождения была взята из работы [16] и оказалась равной $0,0502$.

Как видно из фиг. 1 (1, 2 — углекислый газ, $l/d = 0,98$ и $5,33$ соответственно, 3, 4 — водород и углекислый газ ($l/d = 24,1$)), в свободномолекулярном пределе отношение M/M_0 для всех каналов совпадает с единицей (в пределах 3–4%). На канале с $l/d = 24,1$ наблюдается слабо выраженный минимум расхода газов в интервале $\delta = 1 - 0,4$, характерный для длинных капилляров. На других (коротких) капиллярах минимум расхода не обнаруживается. В то же время значения M/M_0 для углекислого газа и водорода для канала с $l/d = 24,1$ совпадают в пределах погрешности эксперимента во всем исследованном диапазоне δ , что свидетельствует о независимости расхода от рода газа.

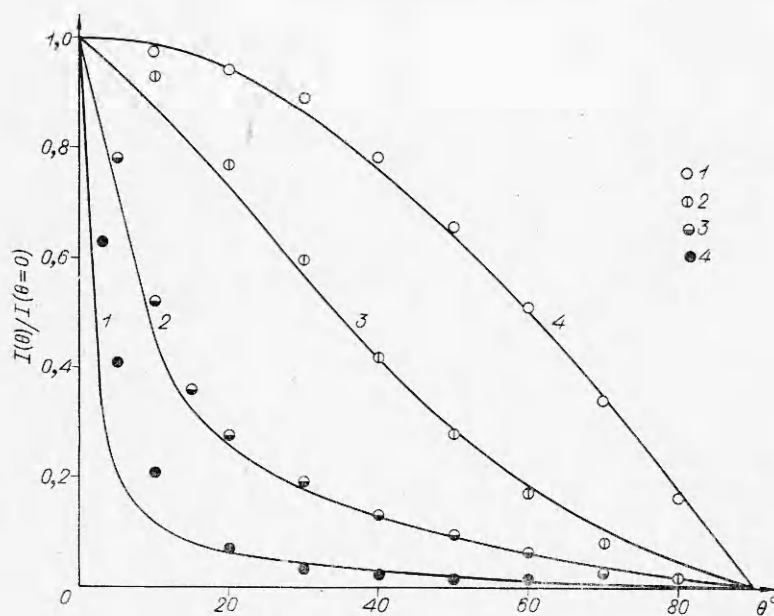
На фиг. 2 представлена экспериментальная зависимость отношения M/M_0 для углекислого газа от параметра δ в вязком со скольжением режиме течения (1–4 — $l/d = 0,02$; $0,98$; $5,33$ и $24,1$ соответственно; сплош-

ная осуществлялась с помощью цифрового вольтметра и самопишущего потенциометра. Воспроизводимость результатов была не хуже 4–5% в области больших углов ($60-80^\circ$).

Исследования проводились на углекислом газе и водороде в диапазоне чисел Кнудсена ($Kn = \lambda/R$) от 50 до 0,003 при температуре газа в источнике 293 К. Средняя длина свободного пробега молекул λ вычислялась из коэффициента вязкости для твердых сферических молекул по давлению газа в источнике.



Ф и г. 3



Ф и г. 4

ная линия соответствует теоретической формуле, полученной в работе [17] в предположении малости перепада давлений по сравнению со средним давлением). Видно, что для отверстия ($l/d = 0,02$) в области $\delta > 10$ отношение M/M_0 остается постоянным в пределах экспериментальной ошибки, что свидетельствует о независимости объемного расхода газа от давления в источнике, т. е. об установлении звукового режима истечения газа через отверстие (так называемый эйлеровский предел). С увели-

чением l/d безразмерный расход M/M_0 увеличивается. Причем скорость возрастания M/M_0 с увеличением δ уменьшается на коротких капиллярах при $\delta = 20-40$, для протяженных капилляров ($l/d = 24,1$) она практически остается постоянной во всем исследованном диапазоне $\delta > 10$. Однако и в этом случае при $\delta > 80$ наблюдается уменьшение скорости возрастания M/M_0 . Следует ожидать, что и для протяженных капилляров будет иметь место звуковой режим истечения газа в вакуум. К сожалению, используемая экспериментальная техника и методика измерений не позволила изучить данный режим истечения газа.

На фиг. 3, 4 показаны диаграммы направленности молекулярного пучка углекислого газа, представляющие собой зависимости относительной интенсивности пучка $I(\theta)/I(\theta = 0)$ от угла θ . Угол θ отсчитывается от оси симметрии молекулярного пучка. На фиг. 3 показана экспериментальная зависимость формы диаграммы направленности молекулярного пучка углекислого газа от числа Кнудсена для капилляров с $l/d = 24,1$ (фиг. 3, а, 1-5 — $Kn = 25,7; 6,12; 1,10; 0,271$ и $0,0324$ соответственно) и $l/d = 5,33$ (фиг. 3, б, 1-5 — $Kn = 33,0; 7,46; 1,31; 0,34$ и $0,0496$ соответственно). Видно, что диаграммы направленности при уменьшении числа Кнудсена расширяются до предельной (штриховая линия на фиг. 3, а, б), рассчитанной по формуле Троицкого [12] вида

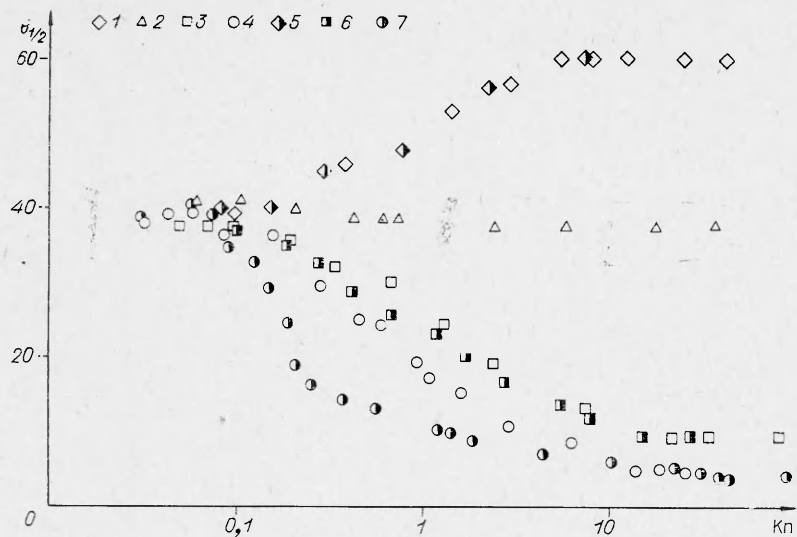
$$I(\theta)/I(\theta = 0) = \cos^5 \theta.$$

Сравнение результатов на различных каналах показывает, что если при больших числах Кнудсена (свободномолекулярный предел) диаграммы направленности для каналов с различным l/d существенно отличаются (для канала с $l/d = 24,1$ молекулярный пучок имеет ярко выраженную направленность), то в вязком режиме течения диаграммы направленности одинаковы и близки к предельной.

На фиг. 4 проведено сравнение теоретических и экспериментальных диаграмм направленности углекислого газа в режиме течения, близком к свободномолекулярному ($Kn > 20$) для различных каналов (1-4 — $l/d = 0,02; 0,98; 5,33$ и $24,1$ соответственно). Кривые 1-3 вычислены по формуле, предложенной в работе [13], кривая 4 соответствует косинусоидальному закону распределения интенсивности молекулярного пучка, описывающему свободномолекулярное истечение газа в вакуум через идеальное отверстие.

В отличие от коротких капилляров для протяженного капилляра ($l/d = 24,1$) наблюдается заметное различие экспериментальных и теоретических диаграмм направленности (кривая 1), особенно в области малых углов ($\theta < 20$). Причина такого различия, по-видимому, заключается в том, что в теоретических расчетах предполагалась реализация свободномолекулярного режима течения как по радиусу, так и по длине канала, а также отсутствие межмолекулярных столкновений в самом пучке. Однако в эксперименте условие свободномолекулярного течения ($Kn > 20$) обеспечивалось только по радиусу капилляра.

На фиг. 5 представлена зависимость полуширины диаграммы направленности молекулярного пучка $\theta_{1/2}$ от числа Кнудсена для различных каналов (1-4 — углекислый газ, $l/d = 0,02; 0,98; 5,33$ и $24,1$ соответственно, 5-7 — углекислый газ). Полуширина диаграммы определяется углом θ , при котором интенсивность пучка равна половине его интенсивности на оси. Сравнение результатов показывает, что если для каналов с $l/d > 1$ с увеличением числа Кнудсена полуширина диаграммы направленности уменьшается (диаграмма сужается), то для каналов с $l/d < 1$ она увеличивается (диаграмма расширяется). Для всех каналов



Фиг. 5

при $Kn \rightarrow 0$ (вязкий предел) полуширина стремится к предельной [12], равной $38-40^\circ$.

При анализе полученных результатов обнаружена зависимость формы диаграммы направленности (а также полуширины) для длинного капилляра ($l/d = 24,1$) от рода газа. Это различие диаграмм является наибольшим в промежуточном режиме течения, причем диаграммы для водорода являются более острыми, чем для углекислого газа. Различие диаграмм для водорода и углекислого газа показано на фиг. 5. Следует заметить, что для коротких капилляров такого отклонения не наблюдалось. По-видимому, это различие диаграмм обусловлено как взаимодействием газа со стенками канала, так и столкновениями молекул газа между собой в достаточно узком пучке, образованном длинным каналом. Качественное рассмотрение влияния межмолекулярных столкновений на форму молекулярного пучка подтверждает наблюдаемый факт. Действительно, при одинаковой плотности газа в пучке, а следовательно, при одинаковом числе межмолекулярных столкновений в единице объема, диаграмма направленности будет, очевидно, шире для того газа, поперечное сечение рассеяния молекул которого больше.

Поступила 28 VI 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Рамзей Н. Молекулярные пучки. М., ИЛ, 1961.
2. Бродский А. М., Леонас В. С. Исследования с молекулярными пучками. М., «Мир», 1969.
3. Lund L. M., Berman A. S. Flow and self-diffusion of gases in capillaries. Pt 1.— «J. Appl. Phys.», 1966, vol. 37, p. 2489.
4. Lund L. M., Berman A. S. Flow and self-diffusion of gases in capillaries. Pt 2.— «J. Appl. Phys.», 1966, vol. 37, p. 2496.
5. Sreekanth A. K. Slip flow through long circular tubes. — In: Rarefied gasdynamics. Vol. 1. N. Y.— L, 1969.
6. Hanks R. W., Weissberg H. L. Slow viscous flow of rarefied gases through short tubes.— «J. Appl. Phys.», 1964, vol. 35, p. 142.
7. Sreekanth A. K. Transition flow through short circular tubes.— «Phys. Fluids», 1965, vol. 8, p. 1951.

8. Hanes G. R. Multiple tube collimator for gas beams.— «J. Appl. Phys.», 1960, vol. 31, p. 8171.
9. Johnson J. C., Stair A. T., Pritchard J. L. Molecular beam formation by long parallel tubes.— «J. Appl. Phys.», 1966, vol. 37, p. 1551.
10. Giordmain J. A., Wang T. C. Molecular beams formed by arrays of 3—40 diameter tubes.— «J. Appl. Phys.», 1960, vol. 31, p. 463.
11. Наумов А. И. Экспериментальное исследование направленности молекулярного пучка аммиака.— ЖТФ, 1963, т. 33, № 11, с. 127.
12. Троцкий В. С. Направленность молекулярного пучка, образованного истечением газа из канала.— ЖТФ, 1962, т. 32, № 13, с. 488.
13. Неудачин И. Г., Породнов Б. Т., Суетин П. Е. Формирование узких молекулярных пучков цилиндрическими каналами.— ЖТФ, 1972, т. 42, № 15, с. 1069.
14. Тарин А. А., Барашкин С. Т., Породнов Б. Т., Суетин П. Е. Применение модуляционного метода к детектированию молекулярных пучков.— ЖТФ, 1976, т. 46, № 1, с. 162.
15. Marcus W. G. de. The problem of Knudsen flow. UCNC, K — 1302, Oak Ridge, Tennessee, 1956.
16. Berman A. S. Free molecule transmission probabilities.— «J. Appl. Phys.», 1965, vol. 36, p. 3356.
17. Lovalka S. K. Thermal transpiration in cylindrical tube.— «Phys. Fluids», 1969, vol. 12, p. 2301.

УДК 532.529

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА СКОРОСТНОГО ОТСТАВАНИЯ ЧАСТИЦ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ГАЗА

А. П. Алхимов, А. Н. Папырин, А. Л. Предеин,
Р. И. Солоухин

(Новосибирск)

Одной из важных проблем современной газодинамики многофазных систем [1] является исследование эффекта скоростного запаздывания частиц, ускоряющихся в сверхзвуковых газовых потоках, и определение величины их коэффициента аэродинамического сопротивления C_D , точное значение которого необходимо, в частности, для расчета потерь удельного импульса, обусловленных скоростной неравновесностью процесса расширения двухфазной смеси в соплах современных РДТТ [2, 3]. Однако значительное расхождение имеющихся экспериментальных данных по определению C_D и зависимостей $C_D = f(\text{Re}, M)$, предложенных различными авторами (см., например, в [1]), затрудняет расчет коэффициента сопротивления, а также использование для этой цели «стандартной» кривой, полученной для C_D сферы в несжимаемой жидкости, и делает целесообразным проведение дальнейших экспериментов на основе новых, более совершенных методов диагностики.

Данная работа посвящена исследованию некоторых особенностей явления скоростной неравновесности газа и частиц, возникающего при ускорении двухфазного потока в сверхзвуковом сопле, а также при его переходе через прямой скачок уплотнения, и измерению коэффициента сопротивления C_D мелких частиц в широком диапазоне чисел Рейнольдса и Маха с использованием лазер-доплеровского метода измерения скорости (ЛДИС).

1. Известно, что коэффициент сопротивления сферической частицы, движущейся в потоке вязкой жидкости или газа C_D , можно определить из уравнения движения, которое в общем случае записывается в виде [1]

$$(1.1) \quad \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_r \frac{dv_r}{dt} = \frac{1}{2} C_D \rho r^2 |\mathbf{v} - \mathbf{v}_r|^2 - \frac{4}{3} \pi r^3 \frac{\partial p}{\partial z} + \\ + \frac{1}{2} \frac{4\pi}{3} r^3 \rho \frac{d}{dt} (\mathbf{v} - \mathbf{v}_r) + 6r^2 \sqrt{\pi \rho \mu} \int \frac{d}{d\tau} \frac{(\mathbf{v} - \mathbf{v}_r)}{\sqrt{t - \tau}} d\tau + \sum F_m,$$