

P3-2008-67

Е. П. Шабалин

О НЕРЕГУЛЯРНОСТИ ДВИЖЕНИЯ ШАРА
ПРИ ПНЕВМОТРАНСПОРТЕ В ТРУБЕ

Направлено в журнал «Прикладная механика и техническая физика»
СО РАН

Шабалин Е. П.

P3-2008-67

О нерегулярности движения шара при пневмотранспорте в трубе

Дается простейший теоретический анализ влияния порогов и уступов, в том числе шероховатости стенок трубы, на скорость движения твердого шарика внутри круглой трубы, и делается вывод о нерегулярности его движения — смене ускорения на замедление и обратно. Выводятся формулы для оценки максимальной и минимальной скоростей при заданном распределении порогов и их высоты. Некоторые выводы теории подтверждаются опытными данными. Работа выполнена в связи с проектом шарикового холодного замедлителя нейтронов для реактора ИБР-2М.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2008

Shabalin E. P.

P3-2008-67

On Nonregularity of Movement of a Spherical Bead Conveying Pneumatically in a Pipe

Kinematics of a solid spherical bead driven with gas flow along a cylindrical tube is considered. The simplest theoretical analysis of how thresholds and ledges, formed by roughness of pipe walls, affect speed of a bead, is derived. Inevitability of nonregularity of bead movement, that is, alternation of accelerations and decelerations, is concluded. Formulas for estimation of both maximal and minimal speed of a bead at the given spatial distribution of thresholds and their height is derived. Some theoretical assertions are proved experimentally. The investigation has been performed in the frame of a project of the pelletized cold neutron moderator for the IBR-2M reactor.

The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2008

ВВЕДЕНИЕ

При исследовании конденсированных сред методами рассеяния медленных нейтронов на ядерных реакторах [1, 2] непосредственными источниками нейтронов служат «холодные замедлители» [3]. Наиболее перспективной конструкцией такого замедлителя является вакуумно-изолированная камера, заполненная твердыми шариками замороженной смеси ароматических углеводородов (например, мезитилена и *m*-ксилола), которые охлаждаются газообразным гелием при температуре 20–30 К [3, 4]. Преимущество использования такого рода замедлителей состоит, помимо нейтронно-физических свойств, также в возможности быстрой дистанционной замены рабочего тела замедлителя после выработки им своего ресурса. Заполнение камеры замедлителя шариками в процессе работы реактора можно производить путем их транспортировки по трубам, где в качестве несущего газа используется тот же гелий. Одним из критических моментов при разработке пневматической транспортировки шариков является определение их скорости движения и учет нерегулярности движения вследствие столкновений со стенками трубы. Это важно из-за необходимости учитывать ограничения на силу и количество ударов при столкновении ввиду малой ударной прочности шариков и ограничение на время загрузки камеры. Целью данной работы является расчет характеристик нерегулярности движения одиночного шарика по прямой круглой трубе с негладкими стенками.

1. КАЧЕСТВЕННЫЕ СООБРАЖЕНИЯ

При качении шара в круглой трубе в потоке газа на него помимо постоянно действующих сил (продольной силы, подъемной силы Магнуса и момента сил относительно оси вращения) действуют переменные силы стохастического характера, обусловленные в основном турбулентностью потока газа, негладкостью стенок и несферичностью шара. В турбулентном потоке флуктуации скорости газа в поперечном направлении вызывают прецессию оси вращения, что приводит к колебательному движению шара поперек оси круглой трубы — «рысканию». Частота этих колебаний при малой амплитуде порядка $0,25 (g/D_{\text{тр}})^{0,5}$; для трубы диаметром 17 мм — около 6 Гц.

При рыскании невозможно чистое качение; шарик будет проскальзывать с уменьшением скорости пневмотранспорта, что, казалось бы, и наблюдается на опыте [4]. Однако часто наблюдалось, что шарик за короткие промежутки времени (0,03 с) переходил вверх-вниз-вверх по диаметру трубы, при этом значительно теряя продольную скорость (рис. 1).

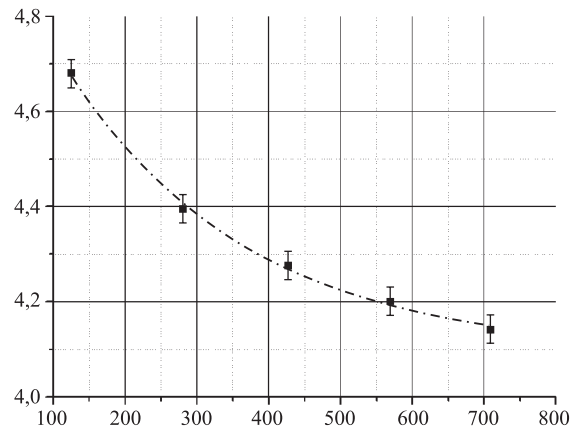


Рис. 1. Пример внезапного торможения шарика на небольшом отрезке пути; скорость транспортирующего газа 8 м/с. По оси ординат — скорость шарика, м/с; по оси абсцисс — позиция шарика, мм. Позиция 100 мм соответствует 2,9 м от старта, аппроксимирующая кривая — экспонента

Если бы это было развитое рыскание, т. е. *винтовое* движение без скольжения, то потери скорости не происходило бы. Вероятно, рыскание не может быть главной причиной случайных флуктуаций скорости шарика. Кроме рысканий шар может испытывать *прыжки и отскоки* в процессе движения из-за негладкости стенок. При попадании шарика на какое-либо препятствие (назовем его «порогом») он может приобрести составляющую скорости, направленную по нормали к стенке трубы. Наличие этой компоненты скорости приводит к отскокам шарика от стенок трубы. При отскоке шарик теряет не только нормальную составляющую скорости, но и продольную. Причина в том, что время нахождения шарика в контакте со стенкой t_c при ударе конечно. В это время шарик проскальзывает из-за одновременного его движения вдоль трубы, что ведет к потере кинетической энергии на преодоление трения скольжения (см. рис. 2). Величину этой потери нетрудно оценить. Она равна

$$dE = FL = (mV_0/t_c)(V_1t_c)\mu = mV_0V_1\mu,$$

где μ и L — коэффициент трения скольжения и длина пути шарика в состоянии скольжения соответственно, а V_0 и V_1 — ортогональная и продольная составляющие скорости. Время t_c сокращается. И так при каждом отскоке, пока не погасится ортогональная скорость. Суммарная потеря кинетической энергии при определенном количестве отскоков может достигнуть большой величины, сравнимой с начальным значением $0,5 mV_1^2$. В опытах наблюдалось по несколько отскоков на пути шарика 0,5–1 м. Оценки показывают (см. п.2.2), что даже неровности в 10–15 мкм на длине порядка 200–300 мкм (а именно такой профиль имеет обычная стальная труба [5]) придают шару диаметром 5 мм поперечную составляющую скорости 1/5–1/10 от его продольной скорости.

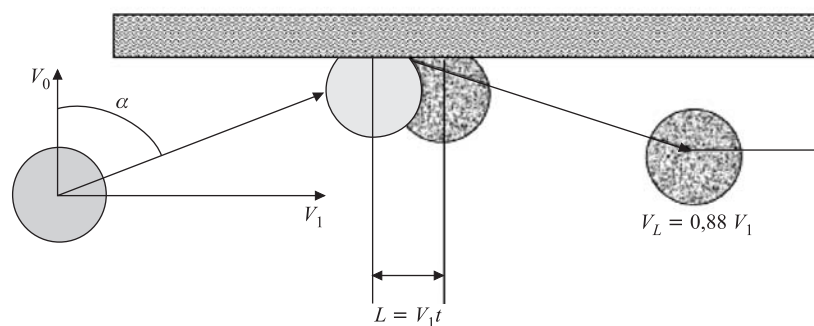


Рис. 2. Иллюстрация причины потери скорости шарика при косом ударе о стенку

Для выяснения, какой из двух механизмов снижения скорости шарика преобладает, был проделан ряд качественных опытов на макете со стеклянной трубой [4], в частности, измерение откликов пьезокристалла, наклеенного на трубу. Появление импульсов пьезокристалла совпадало с моментами потери скорости шарика. Это указывает на то, что основной механизм флуктуаций скорости — *отскоки и прыжки шарика* вследствие неидеальности поверхности трубы (и, возможно, шарика). Так как удары шарика при отскоках могут привести к его расколу или отколу, то важно количественно исследовать флуктуации скорости шарика и частоту их ударов о стенки стальной трубы.

2. КИНЕМАТИКА ШАРИКА ВСЛЕДСТВИЕ СОУДАРЕНИЯ С ПОРОГОМ

2.1. Изменение скорости шарика при прохождении порога. Ограничим траекторию шарика вертикальной плоскостью, проходящей через ось трубы.

Нетрудно понять, что при отклонении шарика от этой плоскости угол соударения со стенкой уменьшается, и сила удара и потеря скорости шарика будут меньше, чем при движении в вертикальной диаметральной плоскости. Иначе говоря, принятое приближение завышает эффекты взаимодействия шарика с неровностями стенок трубы.

Схема движения шарика диаметром d при столкновении с порогом высотой h (неровность поверхности, шарика, пылинка) дана на рис. 3. Далее будет рассматриваться в основном случай $h \ll d$ (характерно для нашей задачи).

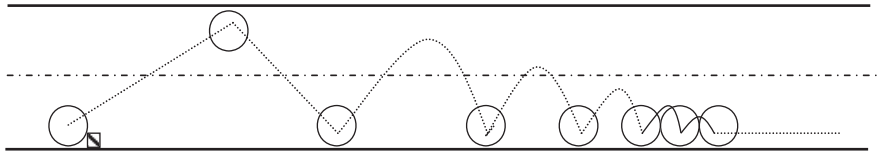


Рис. 3. Траектория шарика в трубе после столкновения с преградой

Для расчета кинематики движения шара после столкновения с порогом применим тот же подход, что и для косоугольного столкновения шара с плоской стенкой (см. п. 2.2), когда вектор скорости шара составляет с плоскостью угол α :

$$\sin \alpha = 2\sqrt{h/d}.$$

Иными словами, предполагаем, что точка соприкосновения шара и порога принадлежит одной из плоских граней порога. Тогда начальные значения ортогональной и продольной составляющих скорости V_y и V_x (положительное направление оси y — в сторону стенки, положительное направление оси x — вдоль плоскости удара) до столкновения с порогом будут

$$\begin{aligned} V_{y0} &= V_0 \sin \alpha = 2V_0\sqrt{h/d}, \\ V_{x0} &= V_0 \cos \alpha \cong V_0(1 - 2h/d). \end{aligned}$$

В соответствии с уравнениями (2) из п. 2.2 значения скоростей после столкновения с порогом следующие:

$$\begin{aligned} V_{y1} &= -V_{y0}k = -V_0 2k\sqrt{h/d}, \\ V_{x1} &= V_{x0}(1 - \chi \operatorname{tg} \alpha) = V_0(1 - \chi \operatorname{tg} \alpha)(1 - 2h/d) \cong V_0(1 - \chi 2\sqrt{h/d}) \end{aligned}$$

(смысл коэффициентов k и χ поясняется в п. 2.2).

Переходя к координатам, в которых ось x параллельна оси трубы, а ось y направлена вверх, получим для соответствующих проекций скоростей шара после столкновения с порогом

$$\begin{aligned}
V_y &= -V_{y1} \cos \alpha + V_{x1} \sin \alpha \cong V_0 2k \sqrt{h/d} + V_0 (1 - \chi 2 \sqrt{h/d}) 2 \sqrt{h/d} \cong \\
&\cong V_0 (1 + k - \chi 2 \sqrt{h/d}) 2 \sqrt{h/d} = V_0 (1 + k) 2 \sqrt{h/d}, \quad (1)
\end{aligned}$$

$$V_x = V_{x1} \cos \alpha + V_{y1} \sin \alpha \cong V_0 (1 - \chi 2 \sqrt{h/d}).$$

Таким образом, после столкновения с порогом высотой h появляется составляющая скорости, ортогональная оси трубы $V_0 (1 + k) 2 \sqrt{h/d}$, а продольная скорость уменьшается на $V_0 \chi 2 \sqrt{h/d}$. Например, при $h = 20$ мкм и $d = 5$ мм ортогональная скорость составит 0,22 от начальной скорости шарика, а его продольная скорость — 0,91 от начальной скорости.

2.2. Отскок шарика от плоской стенки. Имеется значительное количество литературы касательно кинематики и динамики косоугольного соударения упругого шара с плоской стенкой [6–11]. Нет универсального подхода к решению этой задачи; в зависимости от угла соударения α (будем называть «углом соударения» угол между направлением движения шара и плоскостью; во многих статьях углом соударения называют угол $\pi/2 - \alpha$) используется одно из двух приближений:

- при некотором, достаточно большом α пользуются приближением «grislip» (шар не движется в течение времени контакта);
- при меньших α лучшее приближение к практике дает принцип скольжения шара вдоль плоскости в течение времени контакта — «gross slip». Применение последнего принципа хорошо подтверждается на практике при $\alpha < 30^\circ$.

В рассматриваемом случае движения шара в трубе, где угол α не превышает 0,2 рад, будем использовать принцип «gross slip». Параметры шара после косоугольного соударения со стенкой обуславливаются законами сохранения механического импульса и момента импульса. Ввиду принятого нами условия рассматривать движение шара только в вертикальной плоскости, проходящей через ось трубы, достаточно использовать только три уравнения: два — для нормальной и продольной проекций импульса, и одно — для момента импульса относительно оси, проходящей через точку соударения и параллельной оси вращения шара. Обозначим, как и раньше, ортогональную и продольную составляющие скорости через V_y и V_x , угловую скорость вращения шара через ω (ω считаем положительной величиной, если шарик вращается в направлении, когда его окружная скорость в точке удара противоположна продольной скорости), а дополнительными индексами «0», «1» обозначим соответственно

эти величины до и после столкновения со стенкой. Приведем конечные результаты (вывод можно посмотреть, например, в [6–8]):

$$V_{y1} = -V_{y0}k, \quad (2a)$$

$$V_{x1} = V_{x0}(1 - \chi \operatorname{tg} \alpha), \quad (2б)$$

$$\omega_1 = \omega_0 \pm \frac{5}{2}V_{x0}\chi \operatorname{tg} \alpha/r. \quad (2в)$$

Здесь величина k есть коэффициент восстановления скорости при ударе (зависит от механических свойств материала шарика и стенки и толщины стенки); $\chi = (1 + k)\mu$, где μ — динамический коэффициент трения скольжения, действующий во время контакта со стенкой при столкновении; он немного отличается от обычного коэффициента трения скольжения; $\operatorname{tg} \alpha = V_{y0}/V_{x0}$; r — радиус шарика. Знак «+» в (2в) используется в случае, когда вектор суммарной скорости шарика в точке удара направлен в сторону продольного движения шарика, а «-» — в противном случае. Это важно для данной работы — изменение окружной скорости вращательного движения при ударе шарика о стенку всегда идет в сторону сближения с продольной составляющей скорости центра масс шарика. Так как в исходном состоянии шарик предполагается катящимся, то эти скорости первоначально равны, и при дальнейшем движении шара примерное равенство этих скоростей будет сохраняться. Поэтому в данной работе вращение шара не принимается во внимание.

Здесь можно отметить, что выражение для угловой скорости (2в) заведомо справедливо только для значений $|\omega_0 r| \leq V_{x0}$; в противном случае расчетная полная кинетическая энергия шара после удара может оказаться больше начальной кинетической энергии, чего не может быть. Это связано с несовершенством упрощенной модели «gross slip» столкновения шара со стенкой. В этой модели не совсем корректно учитываются силы динамического трения в зоне контакта для вращательного движения.

Еще раз подчеркнем, что соотношения (2) справедливы для случая малых значений α ; из экспериментов [9] предельный угол для стальных шаров и стальной стенки около 30° , по теории Кориолиса [8] $\operatorname{tg} \alpha < 2/(7\chi)$, что дает для стеклянных шариков в стальной трубе критический угол соударения около 22° . Максимальный угол отскока стеклянных шариков при движении в стеклянной трубе с параметрами шариков, трубы и газа, характерными для описываемого случая, не превышал в наблюдениях $11\text{--}12^\circ$.

2.3. Последовательные отскоки шарика и суммарная потеря продольной скорости после соударения с порогом. Кинематика шара после соударения с порогом зависит от того, состоится ли последующий отскок от стенки трубы в ее в нижней части или в верхней. Очевидно, что в случае низкого порога шарик будет многократно отскакивать только от нижней части трубы;

этот случай назовем «прыжками». В случае «высокого» порога после одного-двух отскоков шарика от верха-низа-верха трубы он перейдет в режим прыжков (как на рис. 3).

2.3.1. *Кинематика шарика в случае прыжков.* В расчете будем принимать во внимание следующие факторы:

- шарик не встречает другие пороги помимо исходного;
- движущая сила со стороны транспортирующего газа постоянна и равна той, которая была до встречи с порогом;
- труба расположена горизонтально, земное тяготение учитывается.

Уравнение движения свободного шарика (т. е. в интервале между двумя последовательными отскоками) тривиально и не приводится. Параметры шарика после прохождения порога V_y и V_x определяются уравнениями (1). Порог будет «низким», если выполняется условие

$$\frac{V_y^2}{2g} \leq D - d \text{ или } h \leq \frac{(D - d) d g}{2v_0^2(1 + k)^2}. \quad (3)$$

Например, для начальной скорости стеклянного шарика 3 м/с в стальной трубе диаметром $D = 16$ мм высота низкого порога ограничивается 12 мкм. Это соизмеримо с неровностями поверхности трубы, что означает неизбежность прыжков шарика при его движении со скоростью более $\sim 1,5\text{--}2$ м/с, что подтверждается опытом.

Итак, при каждом отскоке модуль ортогональной составляющей скорости уменьшается в k раз:

$$V_{y1,n} = k V_{y1,n-1}.$$

Здесь n — порядковый номер отскока; первым считаем отскок после прохождения порога, т. е. $V_{y1,0} \equiv V_y$ из формулы (1). Очевидно, что

$$V_{y1,n} = k^n V_y.$$

Рекуррентная формула для продольной скорости после n -го отскока следует из (2б) и из тривиальной кинематики под влиянием действующих на свободный шарик сил:

$$V_{x,n} = V_{x,n-1} + (a/g) 2 V_{y1,n-1} - \chi V_{y1,n-1}.$$

Здесь a и g — ускорение шарика газом и ускорение свободного падения соответственно. Явное выражение для продольной скорости после n прыжков будет

$$V_{x,n} = V_x + V_y \left(\frac{2a}{g} - \chi \right) \frac{1 - k^{n+1}}{1 - k}. \quad (4)$$

Из (4) следует, что продольная составляющая скорости шарика при $n \rightarrow \infty$

$$V_{x,\infty} = V_x + \frac{V_y}{1-k} \left(\frac{2a}{g} - \chi \right). \quad (5)$$

Подставляя значения V_x и V_y из (2), получим в явном виде конечную скорость шарика после столкновения с низким порогом высотой h и ряда последовательных отскоков:

$$V_{x,\infty} = V_0 \left(1 - 2\chi\sqrt{h/d} + \frac{2\sqrt{h/d}(1+k)}{(1-k)} \left(\frac{2a}{g} - \chi \right) \right). \quad (5a)$$

2.3.2. Потеря скорости в случае высокого порога. Если условие (3) не выполняется, то первый отскок после прохождения порога произойдет от стенки трубы в верхней части. Используя то же приближение «gross slip», нетрудно получить скорости шарика после двух первых отскоков — сначала в верхней части, потом внизу. Они будут

$$V_{y1,2} = k\sqrt{B},$$

$$V_{x1,2} = V_x + \frac{a}{g} \left[V_y - (1+k) \sqrt{V_y^2 - 2g(D-d)} + (1-\chi) \sqrt{B} \right] - \chi \sqrt{V_y^2 - 2g(D-d)},$$

$$B = k^2 V_y^2 + 2g(D-d)(1-k^2).$$

Напомним, что V_x и V_y в формулах для $V_{x1,2}$ и $V_{y1,2}$ определяются в (1). Если $V_{y1,2}^2/2g \leq D-d$, то дальнейшее движение шарика продолжится уже рассмотренными выше прыжками. Конечная скорость шарика может быть определена формулой (4), где вместо V_x и V_y нужно подставить $V_{x1,2}$ и $V_{y1,2}$.

При начальной скорости шарика до 4 м/с и разности диаметров трубы и шарика более 1 см второго отскока практически быть не может (для этого высота порога должна быть более 0,01 диаметра шарика).

3. О КОНЕЧНОЙ СКОРОСТИ ШАРИКА ПРИ НАЛИЧИИ РЕГУЛЯРНО РАСПОЛОЖЕННЫХ ПОРОГОВ

Очевидно, что при наличии ряда порогов на пути движения шарика нельзя ожидать терминальной установившейся скорости. Конечная скорость шарика будет случайной величиной, распределение которой зависит от длины пути, скорости газа и расположения и величины порогов. Можно сделать оценку

максимальной и минимальной величины конечной скорости шарика, если ограничиться случаем равномерно распределенных порогов.

Обозначим расстояние между порогами L , а длину пробега шарика от порога до окончания прыжков — l . Длина пробега равна сумме расстояний между всеми отскоками:

$$l = \sum_{n=0}^{\infty} l_n = \sum_{n=0}^{\infty} V_{x,n} t_n,$$

$V_{x,n}$ определяется формулой (4), а время одного прыжка t_n , очевидно, равно $(2/g)V_y k^n$. В результате для l_n получим выражение

$$l_n = \frac{2}{g} V_x V_y k^n + \frac{2}{g} \left(\frac{2a}{g} - \chi \right) V_y^2 \frac{k^n (1 - k^{n+1})}{1 - k},$$

а для l

$$l = \sum l_n = \frac{2}{g} V_x V_y \frac{1}{1 - k} + \frac{2}{g} \left(\frac{2a}{g} - \chi \right) V_y^2 \frac{(1 - 2k)}{1 - k^2}. \quad (6)$$

Второе слагаемое в выражении (6) составляет не более 1–2 % от первого (для случая прыжков), и можно принять

$$l = \sum l_n \cong \frac{2}{g} V_x V_y \frac{1}{1 - k}. \quad (6a)$$

Теперь уравнением установившегося периодического движения будет

$$\Delta V_x = V_0 - V_{x,\infty}, \quad (7)$$

где левая часть уравнения — приращение скорости шарика на гладкой части трубы длиной $(L - l)$ при начальной скорости $V_{x,\infty}$; величины в правой части определены ранее. Используя решение уравнений движения катящегося шарика под действием газа (см. [4])

$$V = V_{\text{ass}} + (V(0) - V_{\text{ass}}) \exp(\gamma_0 t),$$

$$x(t) = \left[V_{\text{ass}} t - \frac{(V_0 - V_{\text{ass}})(1 - \exp(\gamma_0 t))}{\gamma_0} \right],$$

где предполагается, что ускорение шарика a есть линейная функция его скорости $a = a_0 - fV$, $\gamma_0 = -f a_0$, $V_{\text{ass}} = (1/f)(1 - g \sin \alpha / 1,4 a_0)$, получим следующую систему уравнений для установившихся максимального V_0 и минимального $V_{x,\infty}$ значений скорости шарика при периодическом расположении

низких порогов (заметим, что $V_{x,\infty}$ и V_0 связаны однозначно формулой (5а):

$$\Delta V_x = V_0 - V_{x,\infty} = (V_{\text{ass}} - V_{x,\infty})(1 - \exp(\gamma_0 t)), \quad (7a)$$

$$L - l = \left[V_{\text{ass}} t - \frac{(V_{x,\infty} - V_{\text{ass}})(1 - \exp(\gamma_0 t))}{\gamma_0} \right]. \quad (7b)$$

Решение системы (7а), (7б) сводится к одному трансцендентному уравнению относительно V_0 :

$$G V_0^2 + \frac{1 - \delta}{\gamma} V_0 = L - \frac{V_{\text{ass}}}{\gamma} \ln \left[1 - \frac{V_0(1 - \delta)}{V_{\text{ass}} - V_0 \delta} \right].$$

Здесь обозначено: $G \equiv (2/g)(V_x/V_0)(V_y/V_0)/(1 - k)$, $\delta \equiv V_{x,\infty}/V_0$ (см. формулы (1) и (5а)). Расчет при значениях $h/d = 0,001$, $L = 9$ м и значениях параметров a_0, k, χ и f , характерных для транспорта стеклянного шарика диаметром 5 мм по стальной трубе 16 мм потоком газа азота со скоростью 6 м/с, дал следующий результат: $V_0 = 3,1$ м, $V_{\text{min}} = 1,97$ м. При $L = 4$ м V_0 снижается до 2,45 м. При этом на гладкой трубе установившееся значение скорости не менее 4,5 м/с. Дополнительный анализ показал устойчивость такого режима.

4. КИНЕМАТИКА ШАРИКА ПОСЛЕ ПРОХОЖДЕНИЯ УСТУПА

Последовательные отскоки шарика и суммарную потерю продольной скорости после прохождения уступа легко рассчитать, используя исследованный выше случай порогов. После уступа шарик может двигаться только прыжками, т.е. без отскоков от верхней части трубы. Тогда начальные значения V_x и V_y и конечная скорость шарика после первого отскока при падении с уступа высотой h согласно формуле (4) будут

$$\begin{aligned} V_x &= V_0(1 - \chi \operatorname{tg} \alpha) = V_0 \left(1 - \chi \frac{\sqrt{2gh}}{V_0} \right) = V_0 - \chi \sqrt{2gh}, \\ V_y &= k \sqrt{2gh}, \\ V_{x,\infty} &= V_x + \frac{V_y}{1 - k} \left(\frac{2a}{g} - \chi \right) = V_0 - \frac{\sqrt{2gh}}{1 - k} \left((2 - k) \chi - \frac{2a}{g} \right). \end{aligned}$$

Интересно, что в случае уступа снижение скорости зависит не от начальной скорости, а только от высоты уступа (если пренебречь слабой зависимостью величины ускорения a от начальной скорости), в то время как для порога снижение скорости пропорционально начальной скорости, см. (5а). Для примера: снижение скорости стеклянного шарика от одного уступа высотой 0,5 мм составит 0,35 м/с; для шарика из мезитилена — 0,25 м/с.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Несмотря на сильные упрощения задачи (отскоки шарика только в вертикальной плоскости, пренебрежение изменением газодинамических сил при подскоках шарика по сравнению с его положением внизу, независимость коэффициента удара от скорости шарика), предложенная теория неплохо объясняет экспериментальные результаты. Однако остается невыясненным, насколько справедливо объяснение нерегулярности движения шарика только подскоками на микронеоднородностях поверхности транспортной трубы. Возможно, это связано и с макронеоднородностями диаметра трубы. Для лучшего понимания процесса движения шарика необходимо знать реальный рельеф поверхности трубы. Кроме того, теорию нерегулярного движения шара в круглой трубе с неидеальными стенками следовало бы развить в направлении изучения реальной траектории шарика, т. е. рассматривать движение в объеме всей трубы.

Работа выполнена при финансовой поддержке МАГАТЭ в рамках контракта № 14197/R0.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Carpenter J. M., Mason T. E.* A long-wavelength target station for the spallation neutron source // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2005. V. 545. P. 1–19.
2. *Аксенов В.Л.* Ядерный импульсный реактор // *Наука в России.* 2002. № 6. С. 26–31.
3. *Шабалин Е.П.* Холодный замедлитель нейтронов // *ЭЧАЯ.* 2005. Т. 36, вып. 6. С. 1425.
4. *Shabalin E. P. et al.* Pelletized Cold Neutron Moderators for the IBR-2M reactor // *Proc. of the 6th International Workshop on UCN&CN Physics and Sources, S.-Petersburg–Moscow, 1–7 July 2007:* <http://cns.pnpi.spb.ru/ucn/articles/Shabalin.pdf>
5. *Kussin J., Sommerfeld M.* Experimental studies on particle behaviour and turbulence modification in horizontal channel flow with different wall roughness // *Experiments in Fluids.* 2002. V. 33. P. 143–159.
6. *Domenech A.* A classical experiment revisited: The bounce of balls and superballs in three dimensions // *Am. J. Phys.* 2005. V. 73(1). P. 28–36.
7. *Пановко Я.Г.* Введение в теорию механического удара. М.: Наука, 1977. 232 с.
8. *Кориолис Г.* Математическая теория явлений бильярдной игры. Пер. с фр. М.: Гос. изд-во техн.-теор. лит., 1956.

9. *Chaplin R.L., Miller M.G.* Coefficient of friction for a sphere // *Am. J. Phys.* 1984. V.52(12). P.1108–1111. 36
10. *Maw N., Barber J.R., Fawcett J.N.* The role of elastic tangential compliance in oblique impact // *J. Lubr. Technol.* 1981. V.103. P.74–80.
11. *Keller J.B.* Impact with friction // *J. Appl. Mech.* 1986. V.53. P.1–3.

Получено 7 мая 2008 г.

Редактор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 16.06.2008.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,93. Уч.-изд. л. 1,1. Тираж 290 экз. Заказ № 56202.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/