

УДК 532.529:534.1

© 2002 г. А.А. ИВАНОВА, В.Г. КОЗЛОВ

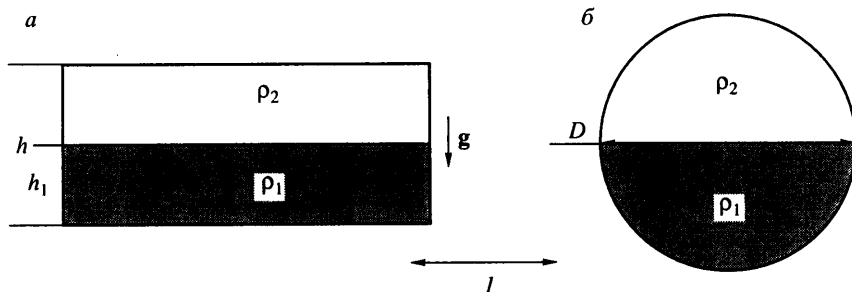
**ГРАНИЦА РАЗДЕЛА ПЕСОК – ЖИДКОСТЬ
ПРИ ВИБРАЦИОННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ**

В замкнутой полости, совершающей вибрации, экспериментально исследуется осредненная динамика границы раздела чистой жидкости и сыпучей среды, поровое пространство которой заполнено жидкостью. Рассматриваются три типа вибрационного воздействия: линейные и круговые поступательные вибрации в горизонтальной плоскости и вращательные вибрации вокруг вертикальной оси. Во всех случаях на поверхности сыпучей среды обнаружено возбуждение динамического рельефа, появлению которого предшествует ожигение песка. При усложнении типа вибраций проявляются дополнительные осредненные эффекты: генерация осредненного движения сыпучей среды относительно полости при круговых вибрациях и перемещение ожигенной сыпучей среды в сторону оси вибраций – при вращательных. Найдены закономерности осредненной динамики ожигенной сыпучей среды в рассмотренных случаях. Показана применимость двухжидкостной теоретической модели для анализа явлений в системе сыпучая среда – жидкость.

Проблема виброожигения и осредненного транспорта сыпучих сред является объектом исследования многих ученых [1, 2]. Традиционно основное внимание уделяется сухим сыпучим средам, однако вибрационная динамика сыпучих сред в несжимаемой вязкой жидкости демонстрирует новые эффекты. Наличие жидкости между частицами, когда исключено упругое соударение частиц [3, 4], приводит к качественным изменениям по сравнению с сухими средами [5].

Остановимся на вибрациях, касательных к границе раздела чистой жидкости и сыпучей среды. Такая граница образуется под действием силы тяжести, если полость частично заполнена сыпучей средой и дополнена несжимаемой жидкостью другой плотности. Особенностью динамики сыпучей среды при тангенциальных вибрациях является то, что даже относительно слабое воздействие (вибрационное ускорение сравнимо с ускорением свободного падения) приводит к ожигению верхнего слоя песка, при этом толщина ожигенного слоя быстро увеличивается с увеличением интенсивности вибраций. Динамика виброожигенной сыпучей среды во многом напоминает динамику жидкости. На границе раздела формируется квазистационарный рельеф [6], аналогичный наблюдаемому в опытах с двумя жидкостями [7, 8].

В настоящей работе экспериментально исследуются осредненные эффекты в различных полостях, заполненных сыпучей средой и жидкостью (в отсутствие газовой фазы), при вибрационном воздействии. Изучается форма границы раздела сыпучая среда – жидкость и структура осредненного движения сыпучей среды при высокочастотных вибрациях разного вида. Наряду с анализом результатов [6, 9] (горизонтальные поступательные вибрации полости прямоугольного и кругового сечений) рассматриваются круговые поступательные вибрации плоского слоя в горизонтальной плоскости, а также вращательные вибрации вокруг вертикально расположенной оси симметрии. В последнем случае полость представляет собой короткий кольцевой канал (коаксиальный зазор) с непроницаемой перегородкой в радиальном сечении. Отношение толщины слоя сыпучей среды и слоя чистой жидкости во всех случаях



Фиг. 1. Плоский слой: кварцевый песок и вода (а), цилиндрическая полость: кварцевый песок и этиловый спирт (б), l – направление вибраций

близко единице. Изучение формы границы раздела и ее динамики проводится методами видео- и фоторегистрации при постоянном и стробоскопическом освещении (при фоторегистрации применяется лампа-вспышка).

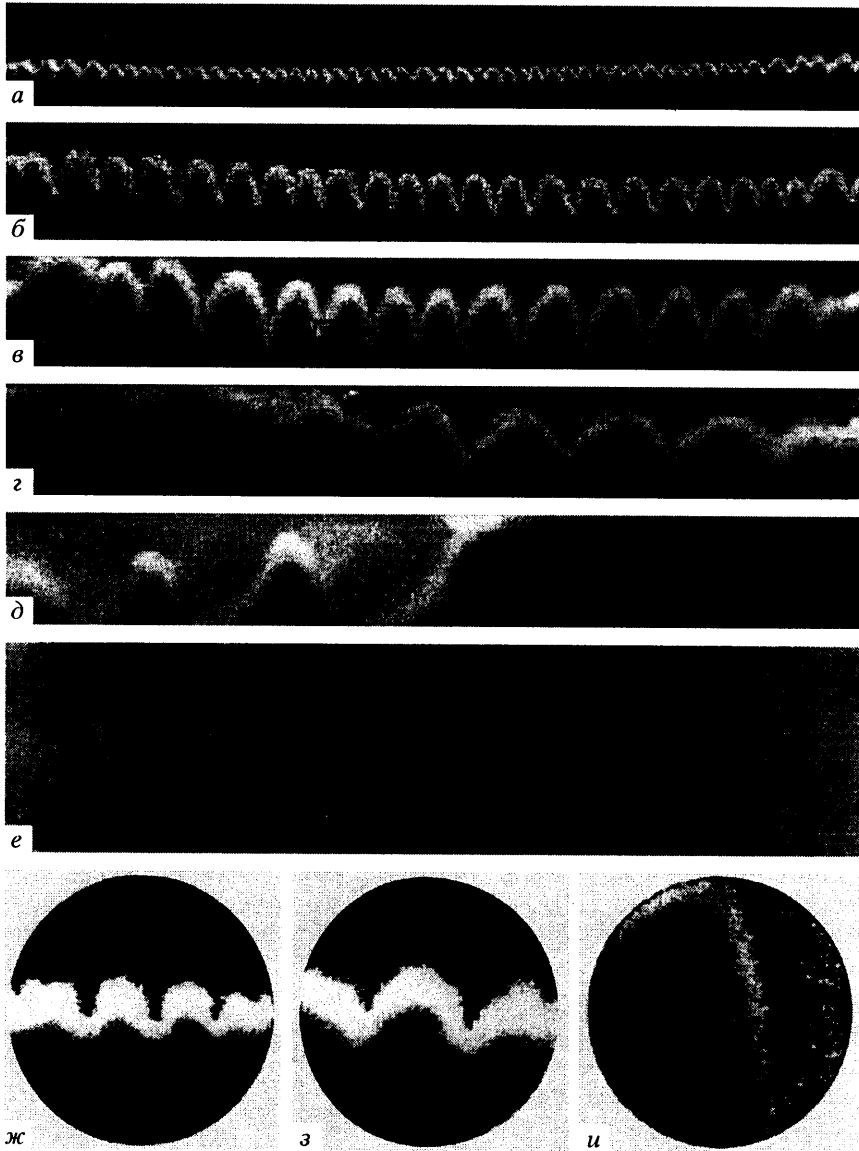
1. Горизонтальные поступательные вибрации

Исследования проводятся в плоском горизонтальном слое. На примере короткого горизонтального цилиндра изучается влияние формы полости и боковых границ на осредненную динамику сыпучей среды при вибрациях.

Кюветы изготовлены из плексигласа. Кювета прямоугольной формы: основание 146×35 мм² и высота $h = 20$ мм (фиг. 1, а) – частично заполняется кварцевым песком (размер зерен 0.1–0.5 мм, плотность $\rho_s = 2.6$ г/см³) и дополняется водой. Высота заполнения сыпучей средой h_1 в отсутствие вибраций составляет $h_1/h = 0.42$; средняя плотность насыщенного водой песка равна $\rho_1 = 2.0$ г/см³. При вибрациях средняя плотность рассчитывается по относительному объему, занимаемому песком, который определяется по фотографиям. Цилиндрическая полость (фиг. 1, б) – в опытах используются три кюветы одинаковой длины (20 мм), различающиеся диаметром ($D = 21.1; 29.7$ и 40.4 мм), – заполняется кварцевым песком (размер частиц 0.1–0.3 мм) и этиловым спиртом. Относительный объем, занимаемый сыпучей средой, при вибрационном воздействии увеличивается от 0.45 до 0.55. В отсутствие вибраций соотношение плотностей насыщенной спиртом сыпучей среды и чистого спирта составляет $\rho_1/\rho_2 = 2.6$; при вибрациях это отношение понижается до 2.3.

Линейные гармонические вибрации вдоль длинной горизонтальной стороны плоского слоя и нормально образующей цилиндрической полости осуществляются при помощи механического вибратора [6, 9]. Частота и амплитуда вибраций изменяются в диапазоне $f = 5\text{--}40$ Гц и $b = 1\text{--}60$ мм (точность измерения 0.2 Гц и 0.1 мм).

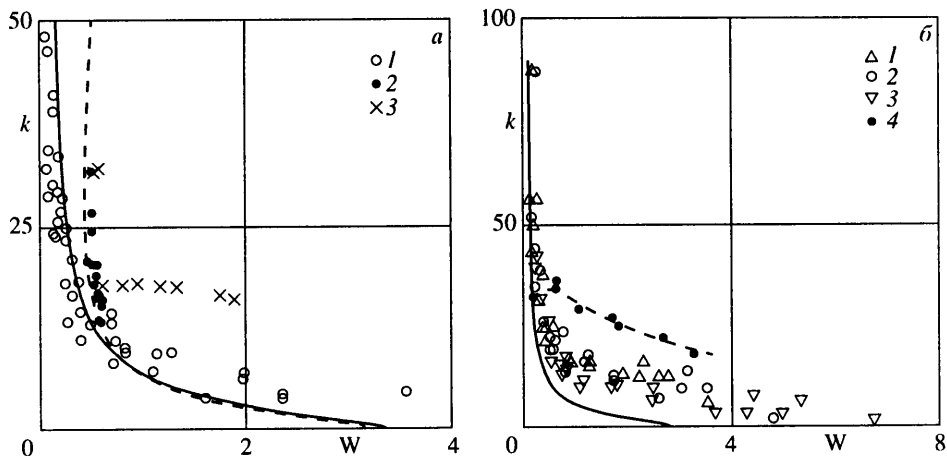
1.1. Плоский слой. Уже при слабом вибрационном воздействии наблюдается оживление сыпучей среды, которое сопровождается квазистационарным периодическим рельефом в виде двумерных холмов, ориентированных перпендикулярно к оси вибраций. Рельеф имеет динамическую природу (существует только при вибрациях и исчезает после их отключения). В высокочастотной области форма рельефа не зависит отдельно от частоты и амплитуды вибраций, но полностью определяется амплитудой $b\Omega$ вибрационной скорости. При малой интенсивности вибраций наблюдается рельеф с короткой длиной волны ($\lambda \sim 1$ мм); при увеличении $b\Omega$ высота рельефа и длина волны увеличиваются, граница раздела вследствие разрыхления сыпучей среды становится менее четкой. Дальнейшее повышение интенсивности вибраций приводит к транспорту основной массы песка в один из концов слоя (вдоль оси вибраций) и ее плотной упаковке. На фиг. 2 приведены фотографии рельефа в поперечном сечении кюветы (а – д), полученные при освещении вертикальным продольным световым ножом, и вид рельефа сверху (е), полученный в свете лампы-вспышки.



Фиг. 2. Динамический рельеф границы раздела песок – жидкость при горизонтальных вибрациях полости прямоугольного сечения, вид сбоку (а – д) и сверху (е), и кругового (ж – и). Значения вибрационного параметра $W = (b\Omega)^2/gh = 0.14; 0.39; 0.73; 1.2; 6.1$ (а – д); 0.73 (е) и $W = (b\Omega)^2/gD = 0.5; 1.5$ и 5 (ж – и)

Для описания осредненной динамики оживенной сыпучей среды в [6] вводится вибрационный параметр $W = (b\Omega)^2/gh$ (где $\Omega = 2\pi f$ – циклическая частота, h – толщина слоя). Форма рельефа, как следует из опытов, при высокочастотных вибрациях определяется одним лишь параметром W при условии, что относительная плотность и относительная толщина оживенного слоя сыпучей среды остаются постоянными.

На фиг. 3,а показана зависимость безразмерного волнового числа $k = 2\pi h/\lambda$ от значения вибрационного параметра. Экспериментальные точки 1, полученные в интервале частот $f = 7-17$ Гц, с точностью до погрешности эксперимента согласуются



Фиг. 3. Зависимость безразмерного волнового числа k от вибрационного параметра для плоского слоя (а) и цилиндрической полости (б). а: нейтральная кривая I (сплошная) получена по (1.2) для системы песок – жидкость, II (штриховая) – для двух жидкостей [12]; экспериментальные точки I (песок – жидкость ($f = 7-18$ Гц)); две жидкости: 2 – вблизи границы возбуждения рельефа ($h = 0.1-1.1$ мм; $f = 5-40$ Гц), 3 – при увеличении надкритичности ($h = 0.11-1.16$ мм; $f = 40-62$ Гц). б: песок – жидкость: точки 1–3 – $D = 4.04$; 2.97 и 2.11 см ($f = 7-18$ Гц); 4 – экспериментальные результаты на паре жидкостей ($\rho = 1.75$; $D = 4.04$ см; $f = 10-17$ Гц). Сплошная линия – нейтральная кривая для двух жидкостей в плоском слое при $\rho = 2.5$ и в отсутствие на границе раздела сил поверхностного натяжения

между собой и группируются вблизи теоретической нейтральной кривой I. Регулярный рельеф с малой длиной волны возбуждается уже при вибрационном воздействии, соответствующем значениям $W \sim 0.1$. При увеличении W волновое число понижается. Причина этого понижения и нейтральная кривая будут обсуждаться ниже.

Визуальные наблюдения показывают, что образование рельефа сопровождается осредненным движением (перемешиванием) песчаной фазы вблизи границы раздела на расстоянии, сравнимом с длиной волны рельефа.

Другой эффект – разрыхление сыпучей среды. При умеренных длинах волн (этому соответствует $k > 10$) заметного разрыхления не происходит. В этой области параметров, как видно из фиг. 2, а–в, средняя относительная толщина песчаного слоя возрастает не более чем на 20% по сравнению с исходным состоянием $W = 0$. Увеличение толщины песчаного слоя, приводящее к уменьшению средней плотности насыщенной жидкостью сыпучей среды, обнаруживается при $W > 2$, т.е. $k < 10$. При этом граница раздела песчаной фазы и чистой жидкости сильно размывается. Дальнейшее повышение W приводит к еще большему увеличению длины волны и к полному перемешиванию песчаной фазы и жидкости. При значениях вибрационного параметра $W > 6$ наблюдается постепенное перемещение песчаной фазы в один из концов слоя; только незначительная часть песка остается в другой половине и образует сильно разрыхленные стационарные холмы (фиг. 2, д). При отключении вибраций песок так и остается упакованным в конце полости, в то время как понижение вибрационного параметра приводит к постепенному размыванию плотно упакованного песка и к его равномерному распределению по всей длине полости.

Выбор направления переноса песчаной фазы в тот или другой конец полости происходит случайным образом.

Заметно влияние торцовых границ слоя на динамику рельефа: если в средней части кюветы квазистационарный рельеф остается неподвижным независимо от длины

волны, то на расстоянии порядка одного калибра от вертикальных границ полости (торцов) наблюдается медленный дрейф холмов вдоль оси вибраций от центра.

1.2. *Цилиндр кругового сечения.* Вибрации полости, направленные нормально оси цилиндра (фиг. 1, б), вызывают разрыхление и ожигение сыпучей среды. При умеренной интенсивности вибраций разрыхление происходит в ограниченном по толщине слое песка, при этом в нижней части полости (вблизи дна) вследствие силы трения песок остается неподвижным и совершает колебания вместе с полостью. Толщина ожигенного слоя сыпучей среды зависит от интенсивности вибраций: например, при амплитуде $b = 9$ мм и частоте $f = 10$ Гц она составляет около 1 см, при более высоких значениях параметров вибраций ожигение происходит по всей его толщине.

Ожигение сопровождается образованием двумерного квазистационарного рельефа в виде холмов, ориентированных параллельно оси цилиндра и перпендикулярно к оси вибраций (фиг. 2, ж–и). Образование рельефа, в свою очередь, сопровождается конвективными потоками в самой сыпучей среде.

Для заданного соотношения плотностей фаз вибрационный эффект, как и в полости прямоугольного сечения, зависит лишь от безразмерного вибрационного параметра $W = (b\Omega)^2/gD$, рассчитанного по диаметру D полости. Форма рельефа зависит от величины вибрационного параметра: с увеличением W , деформация границы раздела и длина волны рельефа увеличиваются (фиг. 2, ж–и).

Зависимость волнового числа $k = 2\pi D/\lambda$ (длина волны измеряется по фотографиям) от параметра W представлена на фиг. 3, б (точки 1–3). В области параметров $W < 1$ волновое число рассчитывается по расстоянию между холмами в центре полости, при $W > 2$ проводятся лишь оценочные вычисления k по длине одного холма или его половины. Этим можно объяснить большой разброс экспериментальных точек при малых значениях k . В целом результаты, полученные для различных D и в широком интервале частот и амплитуд вибраций, вполне удовлетворительно согласуются между собой. Видно, что изменение волнового числа с вибрационным параметром в цилиндрической полости аналогично изменению в случае плоского слоя (фиг. 3, а).

Форма рельефа не изменяется в течение одного или нескольких периодов, если не считать колебаний малой амплитуды с частотой вибраций. Однако в течение времени, большого по сравнению с $1/\Omega$, происходит перемещение холмов вдоль оси вибраций из центра к боковым сторонам полости. Наблюдения в стробоскопическом освещении показывают, что, как правило, один или несколько холмов в центре полости остаются неподвижными. Периодически от них отрываются и начинают движение в ту или другую сторону холмы меньшего размера. При движении эти холмы могут делиться, в результате чего длина волны рельефа понижается. Таким образом, чем ближе к стенке, тем короче длина волны рельефа и тем выше фазовая скорость движения холмов. Наиболее сильно этот эффект проявляется в интервале $0.3 < W < 1$. В случае $W < 0.3$ высота и длина волны рельефа малы по сравнению с размером полости, и он остается практически неподвижным, за исключением небольших областей, граничащих с боковыми стенками полости. В случае интенсивных вибраций ($W \sim 1.5$), когда лишь один или два холма занимают всю полость (фиг. 2, ж), движение рельефа также отсутствует, наблюдаются лишь слабые осцилляции его формы с частотой, на несколько порядков меньшей частоты вибраций. Эти колебания исчезают при $W > 2$, когда в полости умещается лишь один холм, или его часть (фиг. 2, з).

При значениях вибрационного параметра $W > 5$ граница раздела песок – жидкость становится плоской, и устойчивым оказывается ее наклонное положение (фиг. 2, и). Песок при этом находится в сильно разрыхленном состоянии, т.е. стабилизация наклонного положения границы не связана с силами сухого трения.

Дальнейшее повышение вибрационного параметра ведет к возбуждению параметрических осцилляций наклонной границы раздела, что в конце концов приводит к полному перемешиванию песка и получению однородной песчано-жидкостной смеси, распределенной по всему объему полости.

1.3. Анализ осредненной динамики сыпучей среды при горизонтальных вибрациях.

Поведение оживленной сыпучей среды во многом напоминает поведение обычной жидкости. Динамический рельеф на поверхности сыпучей среды также имеет много общего с рельефом на границе раздела двух несмешивающихся жидкостей разной плотности (при горизонтальных вибрациях полости) [7, 8, 10–12]. В основе явления лежит неустойчивость Кельвина – Гельмгольца [13].

Остановимся на теоретическом описании возбуждения квазистационарного динамического рельефа на поверхности песка [6]. Будем рассматривать сыпучую псевдоожиженную среду как однородную жидкую фазу с плотностью, отличной от плотности находящейся над ней чистой жидкости.

В [10] при описании динамики границы раздела несмешивающихся жидкостей в плоском горизонтальном слое, совершающем горизонтальные поступательные вибрации, получено выражение, определяющее порог образования рельефа на границе раздела жидкостей:

$$(b\Omega)^2 = \frac{(\rho_1 + \rho_2)^3}{2\rho_1\rho_2(\rho_1 - \rho_2)^2} \left(\sigma K + \frac{(\rho_1 - \rho_2)}{K} g \right) \operatorname{th} \left(\frac{Kh}{2} \right) \quad (1.1)$$

Здесь ρ_1 и ρ_2 – плотности жидкостей, σ – коэффициент поверхностного натяжения границы раздела, g – ускорение свободного падения, $K = 2\pi/\lambda$ – волновое число. Уравнение получено для относительного заполнения $\xi = 0.5$ и в приближении высоких частот, когда вязкость жидкости не учитывается.

Представление виброожиженного песчаного слоя в виде жидкости, имеющей некоторую постоянную плотность, возможно до тех пор, пока существует четкая граница раздела между песком и чистой жидкостью над ним. Само существование такой системы определяется действием силы тяжести и различием плотности песка и плотности чистой жидкости. Разумеется, остается вопрос о коэффициенте поверхностного натяжения на границе раздела сред. Учитывая, что песчинки не связаны друг с другом и пространство между ними заполнено жидкостью, коэффициент поверхностного натяжения на границе оживленная песчаная фаза – чистая жидкость можно принять равным нулю.

Полагая $\sigma = 0$, получим выражение для критического значения вибрационного параметра

$$W = \frac{(b\Omega)^2}{gh} = \frac{(\rho + 1)^3}{2\rho(\rho - 1)k} \operatorname{th} \left(\frac{k}{2} \right) \quad (1.2)$$

Здесь $\rho = \rho_1/\rho_2$ – относительная плотность сред, $k = 2\pi h/\lambda$ – безразмерное волновое число.

Из (1.2) видно, что в отсутствие поверхностного натяжения нейтральная кривая не имеет минимума: по мере увеличения волнового числа критическое значение вибрационного параметра стремится к нулю. Это полностью согласуется с заключением [13] об абсолютной неустойчивости тангенциальных разрывов.

Из фиг. 3,а видно, что полученные в широком интервале значений W экспериментальные точки (1) группируются вблизи теоретической нейтральной кривой (сплошная линия 1), которая рассчитана по (1.2) для $\xi = 0.5$ и $\rho = 2$. Выбор значений $\rho = 2$ и $\xi = 0.5$ не случаен. Относительная плотность $\rho = 2$ соответствует слабому разрыхлению песка, относительная толщина слоя песчаной фазы в эксперименте составляет $\xi = 0.48 \pm 0.05$, т.е. близка к расчетной. Причиной различия теоретических и экспериментальных результатов в области $W > 1$ может быть изменение относительной толщины и относительной плотности псевдоожиженного песчаного слоя при увеличении W .

Проведенный анализ вскрывает природу образования квазистационарного динамического рельефа на поверхности сыпучей среды при касательных к границе раздела

вибрациях. Рельеф является результатом неустойчивости Кельвина – Гельмгольца на границе раздела двух жидкостей разной плотности (одна из жидкостей – ожиженный песок, другая – чистая жидкость), совершающих колебания в противофазе под действием осциллирующей внешней силы.

На фиг. 3,а для сравнения приведены результаты экспериментов, проведенных в той же постановке с парой несмешивающихся жидкостей флуоринерт FC40 – масло машинное [12], относительная плотность которых, $\rho = 2.13$, близка к рассматриваемой здесь. Теоретическая нейтральная кривая (штриховая кривая II) для данной пары жидкостей рассчитана по формуле (1.1).

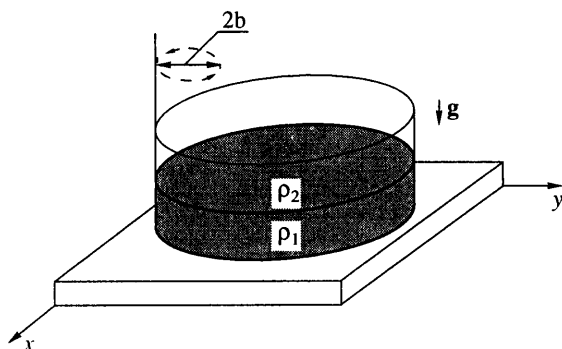
В целом осредненная динамика сыпучей среды в жидкости аналогична поведению двухжидкостной системы: результаты экспериментов на двух жидкостях (вблизи порога, точки 2) и паре песок – жидкость (I) практически совпадают. Последнее объясняется очень низким коэффициентом поверхностного натяжения границы раздела использованных жидкостей (относительная плотность сред в обоих случаях близка). В то же время имеется и ряд важных отличий. Остановимся на них.

В случае двух жидкостей рельеф возникает критическим образом (пороговые точки 2 располагаются вблизи минимума нейтральной кривой II). Граница существенно определяется коэффициентом поверхностного натяжения (см. [12]). В случае сыпучей среды граница (по величине вибрационного параметра W) отсутствует. Хотя в эксперименте рельеф и возникает критическим образом, но это определяется переходом сыпучей среды в ожиженное состояние и, как будет показано ниже, характеризуется не параметром W, а безразмерным вибрационным ускорением. Вследствие отсутствия критического значения W в опытах возможно наблюдение рельефа очень малой длины волны.

Различие имеется также в области больших значений вибрационного параметра W. В случае двух жидкостей с надкритичностью волновое число сначала быстро убывает, после чего остается практически неизменным (фиг. 3, а, точки 3). В случае сыпучей среды волновое число монотонно понижается с увеличением W. При этом наблюдаемые в эксперименте структуры соответствуют длинноволновой границе области опасных возмущений (точки группируются вблизи теоретической нейтральной кривой). Чем объясняется такой выбор?

Опыты с двумя жидкостями показали, что при понижении безразмерной частоты вибраций $\omega \equiv \Omega h^2/\nu$, характеризующей роль вязких сил ($\omega \gg 1$ соответствует потенциальному течению), длина волны рельефа на границе устойчивости существенно возрастает (фиг. 3, а, точки 2). Это объясняется тем, что именно коротковолновые возмущения особенно эффективно подавляются вязкостью. В случае ожиженной сыпучей среды увеличение длины волны с параметром W, когда из всего спектра опасных длин волн (кривая I) развиваются самые длинные, может объясняться именно высокой вязкостью "псевдожидкости". Этим же объясняется и явление плотной упаковки песка в одном из концов канала при достаточно интенсивных вибрациях (при этом длина волны становится сравнимой с размерами канала).

Аналогичные эксперименты с двумя ньютоновскими жидкостями различных плотностей (при отношении объемов жидкостей, равном единице) проводились в цилиндрической полости [9]. Относительная плотность использованной пары жидкостей Fluorinert FC722 – масло касторовое, $\rho_1/\rho_2 = 1.75$, несколько отличается от относительной плотности пары песок – этанол $\rho_1/\rho_2 = 2.3$. Одна из жидкостей (касторовое масло) имеет высокую вязкость, что позволяет подавить параметрические колебания границы раздела. Результаты измерений приведены на фиг. 3, б (точки 4). Как и в случае плоского слоя, двумерный квазистационарный рельеф на границе раздела жидкостей возникает критическим образом при значении вибрационного параметра $W \sim 0.2$ и имеет определенную длину волны. При повышении W высота рельефа нарастает, однако длина волны увеличивается незначительно. Приведенная для сравнения нейтральная кривая (сплошная линия), построенная по (1.2) для плоского слоя, располагается ниже экспериментальных точек (I–3) в области небольших k , когда



Фиг. 4. Круговые вибрации: ρ_1 – плотность сыпучей среды, насыщенной жидкостью, ρ_2 – плотность жидкости, b – амплитуда вибраций

длина волны становится сравнимой с размером полости. В случае устойчивой наклонной плоской границы раздела при значениях $W > 5$ реализуется бесконечная длина волны ($k = 0$), подобно тому, как это происходит в плоском слое (фиг. 2, д).

Проведенные выше сравнение результатов и анализ показывают, что формирование рельефа на поверхности сыпучей среды не связано с действием сил сухого трения, но имеет динамическую природу.

Важным отличием является и то, что в системе отсчета, связанной с полостью, в случае двух жидкостей рельеф остается неподвижным при любых параметрах вибраций. Отсутствуют и осредненные потоки вдоль границы раздела, направленные от центра, как это происходит в системе песок – жидкость. Каков механизм переноса сыпучей среды вдоль оси вибраций по направлению к стенкам полости?

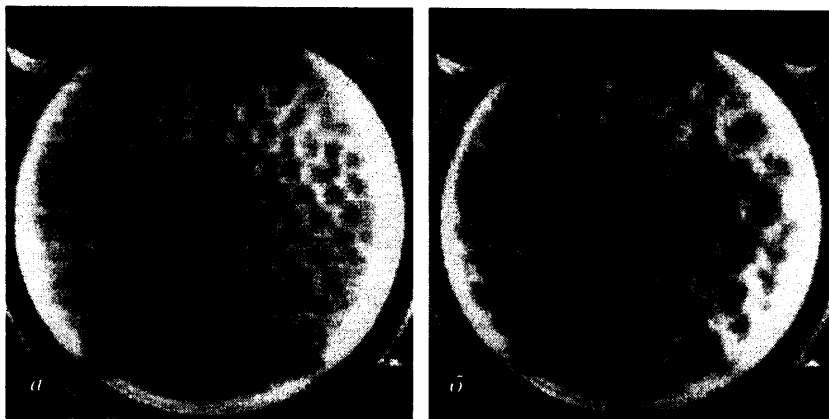
Похожий вибрационный транспорт наблюдается при горизонтальных вибрациях сухих сыпучих сред вблизи вертикальных границ полости [1]. Происходит это в результате сцепления частиц на определенной фазе периода вибраций за счет действия сил сухого трения между ними. Следовательно, в настоящих опытах вибротранспорт ожидженной сыпучей среды вблизи вертикальных границ полости объясняется ее реологическими свойствами, меняющимися в течение периода. В центральной части прямоугольной полости вибротранспорт песка отсутствует.

2. Горизонтальные круговые вибрации

2.1. *Постановка задачи.* Исследования проводятся в плоском горизонтальном слое с круговой боковой границей (фиг. 4).

Полость диаметром $D = 70$ мм и высотой $h = 20$ мм до половины высоты заполняется сыпучей средой и дополняется жидкостью (газовая фаза отсутствует). Сыпучая среда состоит из стеклянных сферических частиц диаметром $d = 0.13 \pm 0.02$ или $d = 0.05 \pm 0.01$ мм (плотность $\rho_s = 2.65$ г/см³), жидкость – вода. Относительная плотность насыщенной жидкостью сыпучей среды при плотной упаковке (объемная доля твердой фазы составляет 0.64) и жидкости имеет значение $\rho \approx \rho_1/\rho_2 \approx 2$.

Кювета совершает гармонические колебания в горизонтальной плоскости вдоль координат x и y с одинаковой амплитудой и со сдвигом фаз $\pi/2$, так что ориентация кюветы остается неизменной, а каждая ее точка движется по круговой траектории. Колебания задаются при помощи механического вибратора [14, 15]. Амплитуда вибраций изменяется в интервале $b = 0-60$ мм и измеряется непосредственно во время опыта оптическими методами с точностью не ниже 0.05 мм. Одновременно с измерением амплитуды контролируется концентричность траектории движения полости. Частота вибраций $f = 5-50$ Гц измеряется при помощи цифрового тахометра (точность 0.1 Гц, нестабильность частоты в ходе отдельного опыта не более 2%). Измерения проводятся при повышении (понижении) частоты при заданной амплитуде вибраций и повторяются для различных амплитуд. Видеорегистрация границы раздела проводится при синхронизированной подсветке стробоскопическими лампами. Для обработки полученного изображения используется компьютер.



Фиг. 5. Круговые вибрации: рельеф (вид сверху) на границе раздела песок – жидкость вблизи порога возбуждения (а) и в надкритической области (б)

2.2. *Осредненные эффекты на границе раздела фаз.* При относительно слабом вибрационном воздействии сыпучая среда совершает поступательные колебания вместе с полостью, оставаясь в квазитвердом состоянии. С повышением интенсивности вибраций (частоты при заданной амплитуде) верхний слой сыпучей среды критическим образом переходит в оживненное состояние; одновременно с этим на поверхности песка образуется рельеф (фиг. 5, а). Рельеф появляется в центральной части полости и представляет собой систему «лунок», разделенных сеткой «хребтов». Расположение лунок близко гексагональному порядку. Вблизи границы возбуждения рельеф достаточно устойчив, а вся система ячеек, оставаясь практически неизменной, как единое целое медленно вращается в направлении вращения кюветы. С повышением частоты вибраций высота разделяющих лунки хребтов увеличивается, размер ячеек изменяется, интенсивность азимутального движения среды возрастает. Характер изменения рельефа с частотой определяется величиной амплитуды вибраций b : при больших амплитудах размер ячеек с ростом надкритичности увеличивается, при малых – уменьшается.

При малой надкритичности вблизи границы рельеф в целом сохраняет гексагональную периодическую структуру, хотя и с множеством дислокаций (фиг. 5, б). С повышением интенсивности вибраций происходит слияние и распад ячеек, при дальнейшем увеличении надкритичности скорость вращения сыпучей среды нарастает, процесс слияния и распада ячеек интенсифицируется и становится хаотическим, на поверхности появляются быстро перемещающиеся элементы в виде изломанных хребтов длиной несколько десятков ячеек. Поверхность сыпучей среды непрерывно изменяет свою форму, наконец наблюдение регулярных структур в стробоскопическом освещении становится невозможным, однако на мгновенных фотографиях поверхности можно обнаружить следы расположенных в гексагональном порядке образований.

Помимо возбуждения рельефа и медленного вращения, что происходит в средней части полости, и независимо от них вблизи боковой границы полости, на расстоянии менее 10 мм от нее, существует азимутальное движение сыпучей среды – поток вдоль боковой стенки. При малой интенсивности вибраций угловая скорость этого потока превышает скорость в средней части кюветы. С повышением интенсивности указанный поток критическим образом изменяет направление своего движения. Так что в некотором интервале вибрационных параметров одновременно можно наблюдать движение сыпучей среды в различных направлениях: в центральной части полости оно совпадает с направлением кругового движения кюветы, вблизи внешней границы

сыпучая среда вращается в противоположном направлении. При дальнейшем повышении надкритической области, охваченная обратным движением, увеличивается.

Между критическими значениями амплитуды и частоты вибраций обнаруживается простая связь: возбуждение рельефа определяется безразмерным вибрационным ускорением $\Gamma \equiv b\Omega^2/g$ (фиг. 6). В условиях настоящего эксперимента ожигение наступает при ускорении $\Gamma = 0.5$. Граница возбуждения рельефа (кривая I) не зависит ни от размера частиц (точки 1 и 2), ни от амплитуды вибраций. Граница возбуждения инвертированного (обратного) движения сыпучей среды вблизи боковой границы полости (кривые II) находится значительно выше и зависит от размера частиц, но для частиц заданного размера (точки 1 или 2) она с точностью до погрешности эксперимента также определяется безразмерным вибрационным ускорением. (Из-за перемешивания песка и перестройки структур количественное измерение угловой скорости вращения затруднено, поэтому здесь не приводится.)

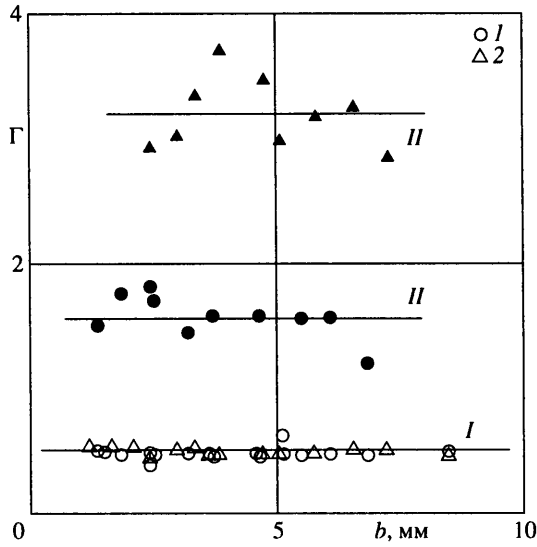
Зависимость периода гексагональной структуры λ от частоты для различных амплитуд вибраций показана на фиг. 7 (λ – среднее расстояние между центрами двух соседних ячеек). Вблизи границы возбуждения длина волны с амплитудой изменения незначительно, несколько понижаясь при уменьшении b (штриховая линия, $\lambda = 3\text{--}5$ мм). В надкритической области для больших и малых значений b (в интервале $1.5 \leq b \leq 8.5$ мм) зависимость λ от частоты качественно различается: при больших амплитудах с увеличением надкритичности поперечный размер гексагональной решетки растет (точки 5), при малых амплитудах, напротив, уменьшается (1). По мере уменьшения амплитуды вибраций происходит постепенная трансформация зависимости $\lambda = \lambda(f)$: на кривых образуется экстремум (точки 4), который смещается в сторону увеличения частоты (3–2) и, наконец, исчезает (1).

Для сыпучей среды из сферических частиц меньшего размера ($d = 0.05$ мм) кривые имеют аналогичный вид. В случае кварцевого песка (средний размер частиц неправильной формы $d = 0.25 \pm 0.05$ мм), характер поведения сыпучей среды в целом такой же: с понижением b при заданной частоте размер ячеек уменьшается, кривые смещаются вниз, однако λ с увеличением частоты монотонно возрастает.

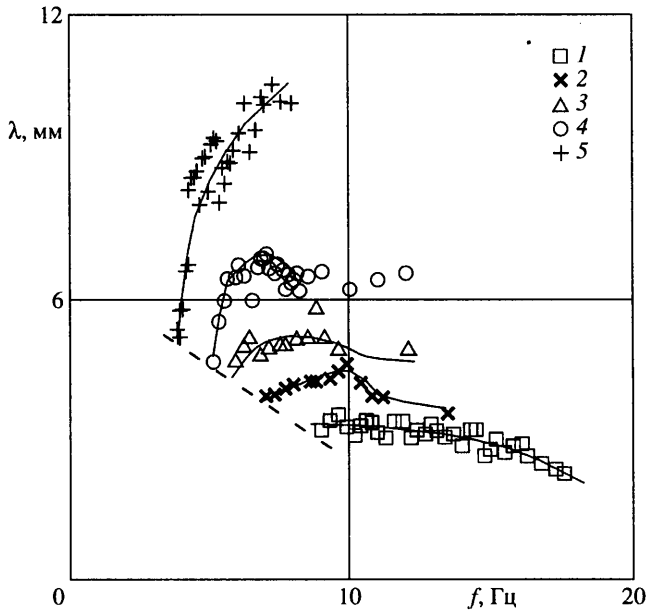
2.3. Обсуждение результатов. Осредненные эффекты в сыпучей среде (возбуждение динамического рельефа и возбуждение движения) проявляются тогда, когда верхний слой сыпучей среды переходит в оживенное состояние, т.е. граница образования рельефа совпадает с началом (границей) оживления сыпучей среды. Тот факт, что оживление происходит при некотором постоянном значении безразмерного ускорения (в рассмотренном случае критическое значение $\Gamma = 0.5$) качественно согласуется с результатами исследования сухих сыпучих сред при горизонтальных вибрациях [16, 17]. В [16] для стеклянных сферических частиц относительно большого размера ($d = 0.6$ мм) в воздухе получено критическое значение $\Gamma = 0.4\text{--}0.5$.

То, что при различных условиях (воздух и вода) критические значения безразмерного ускорения близки, не кажется удивительным. Порог подвижности верхнего слоя частиц определяется отношением сил инерции и сил сцепления (которые, в свою очередь, определяются силой тяжести), т.е. не должен зависеть от наличия или отсутствия окружающей среды. Другое дело, что в отсутствие жидкости переходы, прямой (оживление) и обратный (отверждение), в сухой среде происходят с гистерезисом [16], тогда как в настоящих экспериментах гистерезис не обнаружен. Последнее может объясняться отсутствием упругого взаимодействия частиц при наличии жидкости между ними.

Кратко остановимся на сопутствующих осредненным эффектам, детальный анализ которых выходит за рамки настоящей работы. Речь идет об азимутальном движении сыпучей среды относительно полости. Вся масса оживенного песка вращается в направлении кругового движения полости; интенсивность движения растет с увеличением интенсивности вибраций. Это явление, аналогичное обнаруженному при круговых поступательных вибрациях двухжидкостной системы, очевидно, имеет ту же



Фиг. 6. Граница ожигения сыпучей среды и образования рельефа (I, светлые точки) и граница смены направления движения вблизи внешней стенки полости (II, темные точки) для стеклянных сферических частиц размером $d = 0.13$ (точки 1) и 0.05 мм (2); $\Gamma = (b\Omega)^2/g$ – безразмерное вибрационное ускорение



Фиг. 7. Зависимость периода гексагонального рельефа от частоты (вода; $d = 0.13$ мм) для амплитуд $b = 1.51; 2.44; 3.65; 5.16$ и 8.49 мм (1–5)

природу: в [15] сделан вывод, что круговое движение определяется вязким взаимодействием жидкостей с горизонтальными границами.

Коснемся обратного движения сыпучей среды вдоль боковой границы полости, которое возникает при больших вибрационных ускорениях. Можно предположить, что этот осредненный эффект связан с реологическими свойствами сыпучей среды, а именно с действием сухого трения на части периода вследствие уплотнения песка вблизи боковой границы, вызванного большими тангенциальными ускорениями. Доказательством служит то, что в двухжидкостной системе [15] обратное движение не обнаружено, но такое движение наблюдается в опытах с сухим песком (проведенных авторами в отсутствие жидкости). Подтверждением также является повышение границы возбуждения обратного течения при уменьшении размера частиц d , что является следствием уменьшения проницаемости сыпучей среды (для того чтобы на части периода сыпучая среда из ожигенного состояния перешла в квазитвердое, из нее должна быть вытеснена жидкость).

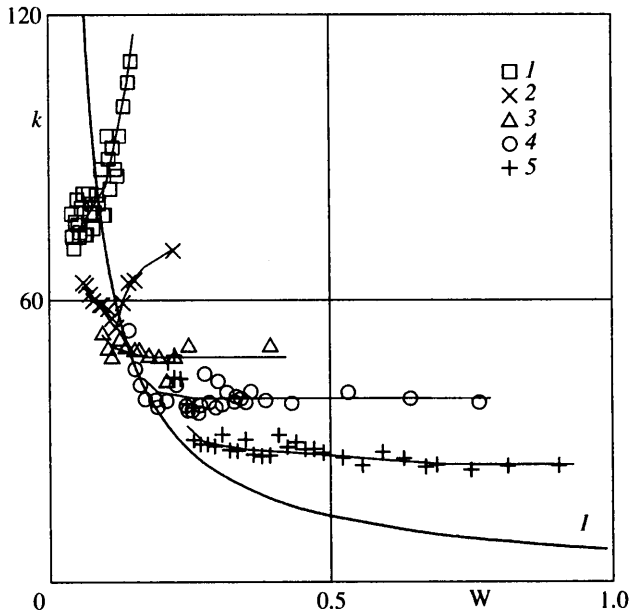
Перейдем к анализу квазистационарного рельефа. Если не обращать внимания на форму рельефа, эффект аналогичен тому, что обнаружено при поступательных вибрациях одного направления (разд. 1), где для теоретического описания использована двухжидкостная модель. Эти "жидкости" (чистая жидкость – сверху, ожигенный песок – снизу) совершают тангенциальные колебания друг относительно друга под действием осциллирующей внешней силы; сила тяжести обеспечивает существование резкой границы раздела сред. Для описания осредненной динамики сыпучей среды при круговых вибрациях воспользуемся вибрационным параметром $W = (b\Omega)^2/gh$ (здесь b – амплитуда круговых вибраций полости) и результатами экспериментального и теоретического исследования устойчивости границы раздела несмешивающихся жидкостей при таком же вибрационном воздействии [15, 18]. Линейная задача устойчивости границы в случае, когда слой совершает поляризованные по кругу вибрации, совпадает со случаем поступательных вибраций одного направления.

Исключив силы поверхностного натяжения, получим выражение для нейтральной кривой применительно к ожигенному песку, полностью совпадающее с (1.2). Напомним, что решение (1.2) получено для равной толщины слоев и в приближении малых амплитуд и высоких частот вибраций, т.е. в предположении, что существующие вблизи границы раздела жидкостей слои Стокса пренебрежимо малы по сравнению с толщиной слоя и вязкость жидкостей не проявляется в ходе вибраций.

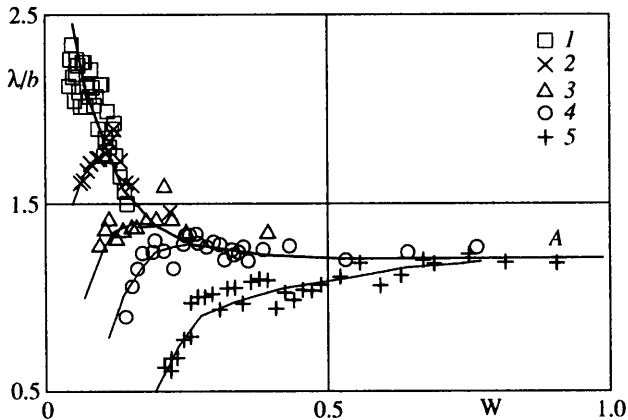
Отличие от вибраций одного направления заключается в том, что там неустойчивость проявляется в виде двумерных структур – системы ориентированных перпендикулярно к оси вибраций параллельных холмов, а при круговых колебаниях наблюдается вырождение по направлению: в рамках линейной задачи все возмущения (валы, гексагональные структуры и т.д.) равноправны. При этом для гексагонального рельефа безразмерное волновое число определяется как $k = 4\pi h/\lambda$.

Сравнение экспериментальных результатов, полученных при различных параметрах вибраций, проводится на плоскости W, k (фиг. 8). Нейтральная кривая l рассчитана по формуле (1.2) для несмешивающихся жидкостей с относительной плотностью $\rho = 2$ и в отсутствие на границе раздела сил поверхностного натяжения. Выбранное значение ρ соответствует относительной плотности ожигенного песка и жидкости вблизи границы ожигения. Кривая l ограничивает область нарастающих ("опасных") малых возмущений. Экспериментальные значения волновых чисел на границе возбуждения рельефа (ближние к оси k точки 1–5) располагаются вблизи теоретической кривой и смещаются в сторону меньших значений k с повышением амплитуды вибраций.

Напомним, что в рассматриваемом случае граница возбуждения рельефа связана с переходом сыпучей среды в ожигенное состояние и определяется безразмерным вибрационным ускорением. Длина волны рельефа в надкритической области также



Фиг. 8. Зависимость безразмерного волнового числа $k = 2\pi h/\lambda$ от вибрационного параметра $W = (h\Omega)^2/gh$ (обозначения соответствуют фиг. 7); нейтральная кривая 1 рассчитана для двух жидкостей при $\rho = 2$ и $\sigma = 0$



Фиг. 9. Зависимость периода гексагонального рельефа, измеренного в единицах b , от вибрационного параметра W (обозначения соответствуют фиг. 7)

соответствует области "опасных" возмущений. Это позволяет говорить о качественном согласии теоретической модели с физическим экспериментом. Различия могут быть объяснены рядом факторов. Во-первых, вблизи границы устойчивости только часть слоя сыпучей среды находится в ожигенном состоянии, т.е. отношение слоев ожигенного песка и жидкости не равно единице. Во-вторых, теоретическая кривая получена в приближении невязких жидкостей, что, очевидно, не выполняется для ожигенных сыпучих сред.

В надкритической области экспериментальные результаты, полученные при различных амплитудах вибраций, не согласуются друг с другом в отличие от вибраций

одного направления (фиг. 3). Остаются неясным и принцип выбора длины волны рельефа, и причина столь сильной зависимости формы рельефа от амплитуды вибраций (фиг. 8). Действительно, при амплитудах $b > 3$ мм в надкритической области с увеличением W наблюдаются постепенное увеличение длины волны и выход кривой на горизонтальный участок (постоянное значение k), при меньших значениях b волновое число после незначительного первоначального понижения растет с вибрационным параметром.

Ответ на вопрос может быть найден из зависимости относительной длины волны λ/b от вибрационного параметра (фиг. 9), где обнаруживается хорошее согласие надкритических участков экспериментальных кривых (точки 1–5), соответствующих интенсивным вибрациям полости и оживленному состоянию сыпучей среды. Полученные при разных значениях b экспериментальные точки выходят на единую плавную кривую A , которая в области $W > 0.3$ имеет горизонтальный участок $\lambda/b = 1.25$.

Следует заметить, что при круговых вибрациях слой сыпучей среды совершает круговое движение относительно слоя чистой жидкости, при этом амплитуда B смещения слоев друг относительно друга и амплитуда b вибраций полости связаны выражением $B = 2b(\rho - 1)/(\rho + 1)$. Разумеется, это выражение носит оценочный характер, оно получено при ряде предположений (отсутствие вязкости, плоская граница раздела, малые амплитуды вибраций, однородные по плотности жидкости и большие горизонтальные размеры полости). В случае $\rho \approx 2$ (при этом $B = 2b/3$) для горизонтального участка кривой A получается оценочное значение $\lambda/B \approx 2(!)$.

Этот удивительный результат говорит о том, что гексагональная ячейка на границе раздела стремится принять поперечный размер, близкий к удвоенной амплитуде относительного смещения слоев (напомним, что в ходе вибраций каждый элемент среды относительно границы раздела движется по круговой траектории).

В случае возвратно-поступательных вибраций такой эффект (связь длины волны с амплитудой) не был отмечен ни в экспериментах с сыпучими средами [6], ни в экспериментах с двумя жидкостями [12]. Ничего подобного не было ни в опытах с двумя жидкостями при вибрациях круговой поляризации [15], ни в опытах с частицами неправильной формы. В последнем случае обнаруживается лишь монотонный рост размера ячеек с увеличением W , поэтому не исключено, что образование гексагональных структур, поперечный размер которых совпадает с удвоенной амплитудой относительного смещения слоев, является специфическим не только для данного типа вибраций (круговых), но и для сыпучих сред из гладких сферических частиц.

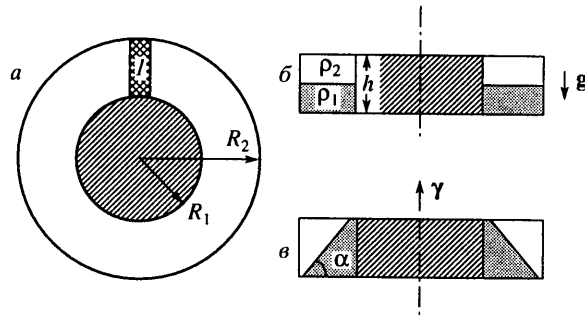
3. Вращательные вибрации

При вращательных вибрациях граница раздела системы песок – жидкость изучается в коротком кольцевом зазоре.

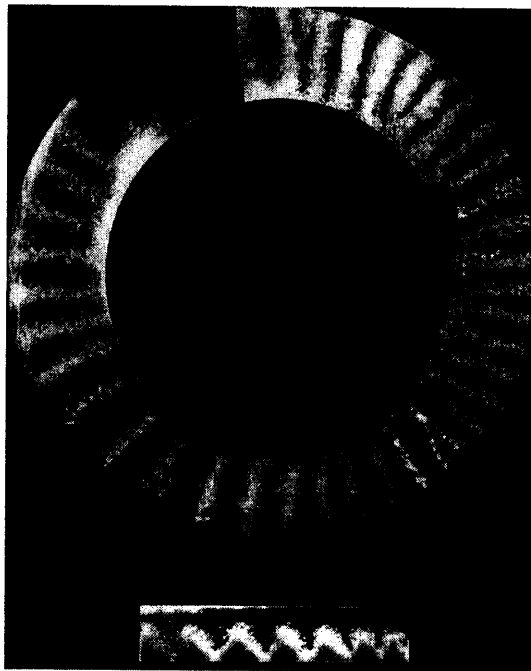
Рабочая полость образована цилиндрическими поверхностями с радиусами внутренней и внешней границ $R_1 = 32.2$ и $R_2 = 58.4$ мм высотой $h = 20$ мм (фиг. 10, *a* и *b*). Ось вибраций направлена вертикально вдоль оси симметрии слоя γ (фиг. 10, *в*). Непроницаемая перегородка / вынуждает систему песок – жидкость совершать колебания вместе с полостью.

Высокочастотные колебания задаются при помощи механического вибратора [19] и совершаются с частотой $f = 5\text{--}40$ Гц и амплитудой $\varphi_0 = 0.02\text{--}0.5$ рад. Полость до половины высоты наполняется сыпучей средой (кварцевый песок: средний размер зерен $d = 0.3$ мм, плотность $\rho_s = 2.6$ г/см³) и дополняется жидкостью (вода). При постоянной амплитуде угловых колебаний φ_0 плавно повышается (понижается) частота. Опыты повторяются для различных значений амплитуды. Динамика границы раздела регистрируется с помощью фото- и видеокамеры (кювета изготовлена из плексигласа и имеет прозрачные стенки); фоторегистрация проводится при освещении лампой-вспышкой с использованием светового ножа.

При вращательных вибрациях такой системы проявляются два осредненных эффекта: в оживленном состоянии сыпучая среда перемещается в сторону внутренней границы слоя, образуя коническую поверхность границы раздела, и одновременно



Фиг. 10. Вращательные вибрации: вид слоя сверху (а), граница раздела в отсутствие вибраций (б) и при вибрациях (в); l – непроницаемая перегородка; ρ_1 и ρ_2 – плотности соответственно сыпучей среды, пропитанной жидкостью, и чистой жидкости; γ – направление оси вибраций, α – угол наклона границы раздела сред

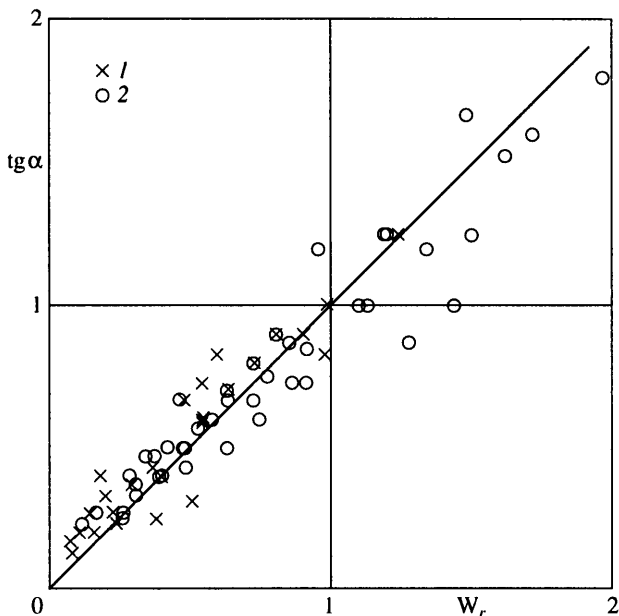


Фиг. 11. Рельеф на границе раздела песок – жидкость при вращательных вибрациях: вид сверху и сбоку (фрагмент)

на границе образуется периодический квазистационарный рельеф в виде системы радиально расположенных холмов (фиг. 11). Таким образом, рельеф имеет коническую и в то же время радиально гофрированную форму.

Рассмотрим указанные эффекты по отдельности.

3.1. Образование конической поверхности. Под действием вибраций образуется квазиравновесная наклонная граница раздела: вблизи внутренней стенки кольцевого канала она поднимается, вблизи внешней – опускается (фиг. 10, в), т.е. можно сказать, что более плотная среда притягивается к внутренней границе слоя, образуя наклонную вдоль радиуса поверхность. При интенсивных вибрациях, поднимаясь вдоль внутренней границы слоя, песок может достигать верхней плоскости, опускаясь при этом вблизи внешней границы до дна.

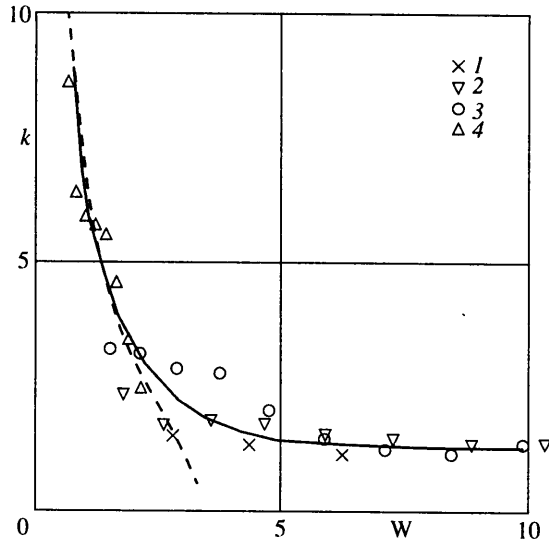


Фиг. 12. Зависимость тангенса угла наклона $\text{tg } \alpha$ границы раздела двух жидкостей от вибрационного параметра $W_r = (\varphi_0 \Omega)^2 R_0 / g$ (R_0 – средний радиус слоя); точки получены в интервале амплитуд угловых колебаний $\varphi_0 = 0.05\text{--}0.1$ (1) и $\varphi_0 = 0.1\text{--}0.2$ (2) [22]

Радиальное смещение более плотной среды (ожигенного песка в данном случае) к оси вибраций вызвано действием сил, центробежной и Кориолиса, и аналогично поведению при вращательных вибрациях неизотермической жидкости [20] или плотного одиночного включения [19, 21]. В настоящей работе изучение этого явления затруднено из-за одновременного образования периодического рельефа и невозможности вследствие этого измерения угла наклона. Однако в такой постановке эффект образования конической границы раздела исследовался ранее в случае двух жидкостей разной плотности [22]. Опыты проводились в условиях, когда капиллярные силы препятствовали возникновению периодического вдоль азимута рельефа. Поскольку поведение границы раздела песок – жидкость аналогично, как показывают наблюдения, поведению двух жидкостей, представляется целесообразным привести здесь зависимость угла наклона границы от вибрационного параметра.

В [22] показано, что в тороидальной полости с перегородкой в случае высоких частот угол α наклона границы раздела определяется вибрационным параметром $W_r = (\varphi_0 \Omega)^2 R_0 / g$, где R_0 – средний радиус слоя. Экспериментальные значения $\text{tg } \alpha$, полученные при различных амплитудах вибраций, удовлетворительно согласуются друг с другом и группируются вблизи прямой $\text{tg } \alpha = W_r$ (фиг. 12).

Анализируя рассматриваемый эффект, оттолкнемся от случая слабо неоднородной по плотности жидкости (неизотермической, $\beta T \ll 1$), заполняющей всю полость [20]; показано, что действие осредненных сил, центробежной и силы Кориолиса, проявляется в перенормировке статического силового поля. В случае относительно тонкого цилиндрического слоя, $(R_2 - R_1)/R_0 \ll 1$, это приводит к появлению осредненной радиальной компоненты массовой силы $\mathbf{F} = -(1/2)\rho_0 \beta T (\varphi_0 \Omega)^2 \mathbf{R}_0$ (здесь $\rho_0 \beta T$ – неоднородность плотности, вызванная неизотермичностью жидкости). Очевидно, при вертикальной ориентации оси вибраций (при этом сила тяжести направлена перпендикулярно к вектору \mathbf{R}_0), равновесию соответствует состояние, когда изолинии плотности в осевом сечении направлены под углом $\alpha = \arctg(W_r/2)$ к горизонту. Полученное



Фиг. 13. Зависимость волнового числа $k = 2\pi h/\lambda$ от вибрационного параметра $W = (\varphi_0 R_0 \Omega)^2 / gh$ (λ – период азимутального двумерного рельефа, h – высота полости) для $\varphi_0 = 0.165; 0.107; 0.096$ и 0.036 рад (1–4). Штриховая линия – теоретическая граница устойчивости, построенная по (1.2) для двухжидкостной модели

решение справедливо для расстояний, достаточно удаленных от перегородки, и его простой вид существенно определяется специфическим видом пульсационной компоненты скорости, связанной с изменением ориентации полости в пространстве.

Обнаруженное в настоящей работе (в опытах с песком) и в опытах с двумя жидкостями [22] формирование границы раздела с радиальным наклоном, очевидно, объясняется действием описанного механизма. Отличие угла наклона от расчетного ($\text{tg } \alpha \sim W$, фиг. 12) связано с конечной толщиной рабочего слоя $(R_2 - R_1)/R_0 = 0.47$ и значительной разностью плотностей жидкостей.

3.2. *Образование рельефа на границе раздела.* Граница возбуждения рельефа (фиг. 11) определяется, как показано выше, переходом сыпучей среды в ожигенное состояние. В условиях проведенного эксперимента ожигение наступает при вибрациях малой интенсивности (специально это не изучалось).

Периодический рельеф имеет вид холмов, ориентированных вдоль радиуса (перпендикулярно вектору осцилляционной компоненты скорости). В результате радиального смещения сыпучей среды к оси вибраций относительная толщина ее слоя уменьшается с увеличением расстояния от оси, поэтому измерение длины волны проводится в средней части слоя на расстоянии R_0 , где толщина слоя песка близка к толщине слоя жидкости.

Для описания этого эффекта, аналогичного рассмотренному в разд. 1, введен модифицированный вибрационный параметр $W = (\varphi_0 R_0 \Omega)^2 / gh$, определенный по амплитуде φ_0 угловых колебаний полости. Экспериментальные результаты, полученные при различных значениях амплитуды, представлены в виде зависимости безразмерного волнового числа $k = 2\pi h/\lambda$ от параметра W (фиг. 13, точки 1–4). На данной плоскости точки удовлетворительно согласуются между собой, а в области умеренных значений W – и с теоретической нейтральной кривой, которая построена по формуле (1.2) и показана штриховой линией. Это значит, что возбуждение азимутального периодического рельефа также связано с проявлением неустойчивости тангенциальных разрывов, т.е. вращательные вибрации приводят к тому же эффекту, что и поступательные – к образованию квазистационарного периодического рельефа, ориенти-

рованного перпендикулярно направлению тангенциального ускорения (перпендикулярно к направлению смещения слоя сыпучей среды относительно слоя чистой жидкости). Видно, что при $W \approx 3.5$ нейтральная кривая упирается в ось W , это указывает на то, что в области значений $W \geq 3.5$ все длины волн, включая бесконечно большие, являются "опасными". Действительно, при интенсивных вибрациях наблюдается азимутальное перемещение сыпучей среды к перегородке с одной или с обеих сторон. Этот эффект аналогичен тому, что происходит в плоском слое и цилиндрической полости при поступательных вибрациях, когда основная масса сыпучей среды перемещается вдоль оси вибраций в один из концов полости (фиг. 2, д).

Заключение. В полости, заполненной сыпучей средой и жидкостью и совершающей высокочастотные вибрации, повышение интенсивности вибраций приводит к виброожижению сыпучей среды. Наиболее эффективными в этом смысле являются вибрации, касательные к границе раздела песок – жидкость. Переход сыпучей среды в квазизжидкое состояние происходит критическим образом, и в случае поступательных вибраций граница ожигения определяется безразмерным вибрационным ускорением $\Gamma \equiv b\Omega^2/g$, где b и Ω – амплитуда и частота. В ходе вибраций слой ожигенного песка совершает колебания относительно слоя чистой жидкости, что приводит к образованию квазистационарного динамического рельефа. Возбуждение рельефа связано с неустойчивостью Кельвина – Гельмгольца (неустойчивость границы встречных потоков). В зависимости от типа вибраций рельеф имеет двумерную или гексагональную структуру. Осредненная динамика ожигенной сыпучей среды в случае поступательных вибраций определяется вибрационным параметром $W = (b\Omega)^2/gh$, в случае вращательных – его аналогом.

Для описания вибрационных эффектов, проявляющихся в ожигенной сыпучей среде (до тех пор, пока граница раздела не слишком размыта), может быть использована двухжидкостная модель. При этом сыпучая среда рассматривается как псевдожидкость без поверхностного натяжения на границе с чистой жидкостью. Этот подход подтверждается удовлетворительным согласием экспериментальных результатов, полученных с песком, с результатами, полученными в опытах на реальных жидкостях, и с расчетами по линейной теории для двух невязких жидкостей. Некоторое отличие экспериментальных данных от теоретических объясняется, очевидно, проявлением сил вязкого трения в песчаной среде.

Надкритическая динамика рельефа помимо вибрационного параметра W существенно определяется безразмерной амплитудой вибраций. Так, при круговых вибрациях поперечный размер гексагональных ячеек (пространственный период λ) в случае сыпучей среды из гладких сферических частиц стремится к удвоенному значению амплитуды смещения песка слоев и жидкости друг относительно друга. Если при этом размах относительного смещения слоев меньше периода рельефа на границе устойчивости, с увеличением W наблюдается уменьшение размера ячеек, если больше – их рост. Описываемое явление – сугубо нелинейное, поскольку амплитуда колебаний жидкости имеет один порядок величины с пространственным периодом рельефа.

Усложнение характера вибрационного воздействия приводит к проявлению дополнительных осредненных эффектов, определяемых другими вибрационными параметрами. Так, при круговых поступательных вибрациях наблюдается генерация осредненного вращения всего слоя песка; вращательные вибрации приводят дополнительно к радиальному перемещению сыпучей среды в направлении оси вибраций.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (№ 00-01-00416) и программой "Фундаментальные исследования. Университеты России" (№ 015.04.01.65).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блехман И.И. Вибрационная механика. М.: Наука, 1994. 394 с.
2. Powders and Grains 97. Proc. 3rd Int. Conf. Micromech. Powders and Grains. Durham, 1997 / Eds R.P. Behringer, J.T. Jenkins. A.A. Balkema: Rotterdam, 1997. 570 p.

3. Kozlov V.G., Ivanova A.A., Evesque P. Sand behavior in a cavity with incompressible liquid under vertical vibrations // *Europhys. Lett.* 1998. V. 42. № 4. P. 413–418.
4. Jaeger H.M., Nagel S.R., Behringer R.P. Granular solids, liquids, and gases // *Rev. Modern Phys.* 1996. V. 68. № 4. P. 1259–1273.
5. Thomas B., Mason M.O., Liu Y.A., Squires A.M. Identifying states in shallow vibrated beds // *Powder Techn.* 1989. V. 57. № 4. P. 267–280.
6. Kozlov V.G. Experimental investigation of vibrational convection in pseudoliquid layer // *Hydro-mechanics and Heat / Mass Transfer in Microgravity: Reviewed Proc. 1st Int. Symp. Hydromech. and Heat / Mass Transfer in Microgravity*. Perm; Moscow, Russia, 1991. Amsterdam: Gordon and Breach, 1992. P. 57–61.
7. Wolf G.H. The dynamic stabilization of the Rayleigh–Taylor instability and the corresponding dynamic equilibrium // *Z. Phys.* 1969. Bd. 227. H. 3. S. 291–300.
8. Bezdenezhnykh N.A., Briskman V.A., Lapin A.Yu. et al. The influence of high frequency tangential vibrations on the stability of the fluid interfaces in microgravity // *Microgravity Fluid Mechanics: Proc. IUTAM Symp., Bremen, 1991*. Berlin etc.: Springer, 1992. P. 137–144.
9. Ivanova A., Kozlov V., Evesque P. Patterning of liquefied sand surface in a cylinder filled with liquid and subjected to horizontal vibrations // *Europhys. Letters.* 1996. V. 35. № 3. P. 159–164.
10. Любимов Д.В., Черепанов А.А. О возникновении стационарного рельефа на поверхности раздела жидкостей в вибрационном поле // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1986. № 6. С. 8–13.
11. Kozlov V.G., Evesque P., Ivanova A.A. About the mean dynamics of two liquids interface under translational vibration // *Proc. 27 Summer School "Nonlinear oscillations in mechanical systems (NOMS-99)". St.-Petersburg (Repino), 1999 / Ed. D.A. Indeitsev. St.-Petersburg: IPME RAS, 2000.* P. 114–121.
12. Иванова А.А., Козлов В.Г., Эвекс П. Динамика границы раздела несмешивающихся жидкостей при горизонтальных вибрациях // *Изв. РАН. МЖГ.* 2001. № 3. С. 28–35.
13. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
14. Ivanova A.A., Tashkinov S.I. Two liquids interface stability in cavity subject to circular translational vibration // *Proc. 28 Summer School "Actual problems in mechanics (APM-2000)". St.-Petersburg (Repino), 2000 / Ed. D.A. Indeitsev. St.-Petersburg: IPME RAS, 2001. V. 1. P. 295–302.*
15. Иванова А.А., Козлов В.Г., Ташикинов С.И. Динамика границы раздела несмешивающихся жидкостей при поляризованных по кругу вибрациях (эксперимент) // *Изв. РАН. МЖГ.* 2001. № 6. С. 21–30.
16. Tennakoon S.G.K., Kondic L., Behringer R.P. Onset of flow in a horizontally vibrated granular bed: Convection by horizontal shearing // *Europhys. Lett.* 1999. V. 45. № 4. P. 470–475.
17. Ristow G.H. Critical exponents for granular phase transitions // *Europhys. Lett.* 1997. V. 40. № 6. P. 625–630.
18. Черепанов А.А., Шупулин Д.В. Поведение границы раздела жидкостей в вибрационном поле, поляризованном по кругу // *Конвекция в системах несмешивающихся жидкостей.* Екатеринбург: УрО РАН, 1999. С. 134–154.
19. Kozlov V.G. Solid body dynamics in cavity with liquid under high-frequency rotational vibration // *Europhys. Lett.* 1996. V. 36. № 9. P. 651–656.
20. Козлов В.Г. О вибрационной тепловой конвекции в полости, совершающей высокочастотные вращательные качания // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1988. № 3. С. 138–144.
21. Иванова А.А., Козлов В.Г. Динамика сферического тела в жидкости при вращательных колебаниях полости // *Изв. РАН. МЖГ.* 2001. № 5. С. 35–47.
22. Ivanova A.A., Kozlov V.G., Legros J.C. Mean dynamics of two liquid system in a cavity subjected to rotational vibrations // *Proc. Joint 10th Europ. and 6th Russian Symp. Phys. Sci. in Microgravity.* St. Petersburg, 1997. Moscow: Inst. Probl. Mech. RAS, 1997. V. 1. P. 270–273.