

Калининградский технический институт
рыбной промышленности и хозяйства

МРХ СССР

ЛИСКИЙ В.К.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОРВА ВОЗДУХА К ТЕЛАМ,
ПЕРЕСЕКАЮЩИМ СВОБОДНУЮ ПОВЕРХНОСТЬ.

05.08.01 Теория корабля

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Научный руководитель доктор технических
наук, профессор

Л.А. ЗИГЕРИИ

г. Калининград, 1973

О Г Л А В Л Е Н И Е

Стр.

В В Е Д Е Н И Е 5

Г Л А В А I. Исследование полного прорыва воздуха к круговым цилиндрам, пересекающим свободную поверхность 18

§ 1. Описание ротативной установки и методика проведения на ней экспериментов по исследованию прорыва воздуха 18

§ 2. Описание и методика экспериментов в гидродинамическом лотке 29

§ 3. Описание кавитационной трубы 32

§ 4. Проведение фото- и киносъепок процесса прорыва воздуха. 38

§ 5. Физическая картина процесса прорыва воздуха к круговым цилиндрам 44

§ 6. Исследование полного прорыва воздуха к круговым цилиндрам 63

§ 7. Исследование деформации свободной поверхности при обтекании круговых цилиндров, пересекающих свободную поверхность 75

§ 8. О связи кавитационного течения с явлением прорыва воздуха к концу кругового цилиндра, пересекающего свободную поверхность 84

Г Л А В А 2. Исследование масштабного эффекта при прорыве воздуха к круговым цилиндрам, пересекающим свободную поверхность 94

§ 9. Анализ причин появления масштабного эффекта при прорыве воздуха 94

§ 10. Описание экспериментальных установок и методики проведения экспериментов в цилиндрах малых диаметров	96
§ 11. Экспериментальное исследование на ротативной установке некоторых сторон прорыва воздуха, связанных с масштабным эффектом	105
§ 12. Результаты экспериментального исследования прорыва воздуха к круговым цилиндрам малого диаметра, пересекающим свободную поверхность невесомой жидкости	119
§ 13. Метод расчета полного прорыва воздуха к цилиндрам малого диаметра	134
Г Л А В А 3. Исследования частичного прорыва воздуха к круговым цилиндрам	141
§ 14. Методика проведения экспериментов по исследованию частичного прорыва	141
§ 15. Результаты экспериментов по исследованию частичного прорыва воздуха	146
§ 16. Метод расчета частичного прорыва воздуха к круговым цилиндрам	153
Г Л А В А 4. Исследование прорыва воздуха к вертикальным тонким пластинам и профилированным стойкам, пересекающим свободную поверхность	159
§ 17. Методика экспериментов с плоскими пластинами и профилированными стойками	159
§ 18. Физическая картина процесса прорыва воздуха к вертикальным пластинам, пересекающим свободную поверхность	163
§ 19. Результаты экспериментов по исследованию прорыва воздуха к плоским пластинам	173

§ 20. Прорыв воздуха к профилированным стойкам	186
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	192
Литература	197
Приложение В 1	201
Приложение В 2	207
Приложение В 3	219
Приложение Д 4	233
Приложение В 5	253

ВВЕДЕНИЕ

Одной из основных тенденций, характеризующей современное состояние и развитие судостроения, является увеличение скорости хода судов. Так, вероятно, в ближайшем будущем скорость крупных контейнерных и трейлерных судов, судов-лихтеровозов и других превзойдет 30 узлов.

Основным способом увеличения роста скорости таких судов в подавляющем большинстве случаев останется увеличение мощности механизмов при сохранении обычного режима плавания в водоизмещающем состоянии [5,28] .

Другим, принципиально новым, способом повышения скорости является создание судов с динамическими принципами поддержания - в частности судов на подводных крыльях [2,4,10,12] .

При эксплуатации скоростных судов и судов на подводных крыльях были отмечены новые формы взаимодействия различных элементов конструкции со свободной поверхностью воды.

Находясь в районе свободной поверхности или пересекая её такие конструкции, как горизонтальные и наклонные подводные крылья, стойки и стабилизаторы, рули, обтекатели угловых передач мощности и наклонные гребные валы, перископы подводных лодок, гребные винты и т.д. могут подвергаться воздействию атмосферного воздуха, прорывающегося через свободную поверхность. В научной литературе это явление получило несколько наименований: "аэрация", "вентиляция", "прорыв воздуха" и "захват воздуха".

Повидимому впервые с явлением прорыва воздуха встретились в 1905 году при испытании построенного итальянцем Э.Форманини суд-

на водоизмещении 1,6 т. с этаперочным расположением подводных крыльев [4].

Как правило, прорыв воздуха - нежелательное явление, ухудшающее те или иные эксплуатационные качества судна. В частности, прорыв воздуха к крыльевому комплексу приводит к потере устойчивости движения судов на подводных крыльях [11,34], аэрация стоек и рулей ухудшает управляемость судов [17,27], захват воздуха лопастями гребного винта приводит к изменению его гидродинамических характеристик [1,14,15,21,25]. Эти примеры можно продолжать.

Однако, как это часто бывает, неблагоприятное явление можно использовать с пользой для дела. Поскольку даже для тонких профилей при больших скоростях существует угроза кавитации, и так как подводные крылья подвержены естественной аэрации, которая является неуправляемым процессом, то целесообразно в ряде случаев использовать вентилируемые профили, т.е. профили, спроектированные таким образом, что их обтекание заведомо будет происходить с образованием полости, заполненной атмосферным воздухом. Аналогичный прием широко используется в суперкавитирующих гребных винтах. Применительно к подводным крыльям он также в ряде случаев может дать улучшение технико-эксплуатационных показателей судов на подводных крыльях [10,13,33].

Разнообразные случаи аэрации, возникающие при обтекании различных элементов конструкции судна, наряду с общими для них признаками имеют свои особенности, сильно отличающие их друг от друга. Это требует отдельного изучения каждого случая.

Как показывают различные исследования, прорыв воздуха к подводным крыльям является комплексной проблемой, объединяющей целый ряд как взаимодействующих друг с другом, так и независимых процессов. В самом общем виде её можно разделить на две самостоятельные области: а/ прорыв воздуха по вихревым шнурам ; б/ прорыв воздуха по элементам, пересекающим свободную поверхность.

Настоящая работа посвящена исследованию последнего вида прорыва - прорыву воздуха к телам, пересекающим свободную поверхность. Она была начата в 1968 году и проводилась на кафедре теории корабля Калининградского технического института рыбной промышленности и хозяйства.

Из всего обширного круга вопросов, составляющих проблему прорыва воздуха к телам, пересекающим свободную поверхность, в настоящей работе изучались условия возникновения, развития и существования прорыва воздуха к телам, обтекание которых происходит с отрывом пограничного слоя (так называемые плохообтекаемые тела).

Исследование различных аспектов проблемы прорыва воздуха к телам, пересекающим свободную поверхность, проводилось рядом авторов.

Некоторые работы [13,20,22] посвящены изучению влияния прорыва воздуха на эксплуатационные качества судов, в ряде других работ [3,8,26] рассматриваются гидродинамические характеристики тел в условиях прорыва воздуха, и лишь некоторые работы посвящены интересующей нас проблеме, т.е. исследованию условий

прорыва воздуха к телам, пересекающим свободную поверхность.

Обширный экспериментальный материал по прорыву воздуха к вертикальным круговым цилиндрам и профилированным стойкам, пересекающим свободную поверхность воды, содержится в работе Д. Уэтзеля [37]. Проведенные им в ротативном бассейне испытания были посвящены изучению полного прорыва воздуха, при котором воздушная каверна достигает нижнего конца стойки. По результатам испытаний цилиндров были построены графики зависимостей между критической скоростью, т.е. скоростью, при которой наступает полный прорыв, диаметром цилиндра и его погружением. Диаметр цилиндра изменялся в пределах от 0,8 мм до 50,8 мм, относительная глубина погружения (в диаметрах цилиндра) варьировалась в пределах $1 \div 25$.

Одновременно изучалось влияние на критическую скорость физических характеристик жидкости (вязкости, коэффициента поверхностного натяжения и степени смачиваемости). Вязкость изменялась примерно на 30 % за счет нагревания воды. Коэффициент поверхностного натяжения уменьшался от 72 дин/см до 35 дин/см путём добавления моющих средств. Для качественного изучения влияния степени смачиваемости были испытаны металлические цилиндры (сталь, бронза) и цилиндры, покрытые тефлоном - несмачиваемым материалом.

Уэтзел отмечает, что им наблюдались два типа прорыва - постепенный и мгновенный. В первом случае воздух, образующий каверну за стойкой, прорывается сразу на всю глубину погружения модели, во втором случае каверна за телом углубляется постепенно, по мере увеличения скорости. Преобладающий тип прорыва определяется диаметром цилиндра, его погружением и степенью смачиваемости стенок.

При мгновенном прорыве был обнаружен отчетливо выраженный гистерезис, состоящий в различии значений скорости, при которых полный прорыв воздуха возникал и исчезал.

Исследование прорыва к профилированным стойкам проводилось на моделях, имеющих в поперечном сечении профиль $MACA\ 0012$ и $MACA\ 0024$ с длиной хорды $50,8$ и $78,2$ мм. Использовались как металлические (алюминиевые) стойки, так и стойки, покрытые тефлоном. В опытах определялась критическая скорость для каждого погружения и угла атаки. Угол атаки изменялся в диапазоне от 10° до 33° . Испытания проводились при разных значениях коэффициента поверхностного натяжения. Автор отмечает влияние состояния свободной поверхности на начало прорыва. При испытаниях стоек также были отмечены два типа прорыва (мгновенный и постепенный), наступление которых в этом случае зависело еще и от угла атаки.

В выводах по своей работе Д. Уэтзел ограничивается констатацией полученных экспериментальных результатов.

Выступая в дискуссии по его статье, Тинни, обсуждая результаты Д. Уэтзела, предлагает определить режимы прорыва, приравнивая величину наибольшего разрежения на цилиндре гидростатическому давлению на уровне погруженного конца. Для определения величины наибольшего разрежения он предлагает использовать значение коэффициента наибольшего разрежения при сплошном обтекании цилиндра.

Некоторые соображения о причинах прорыва приводятся в работе В. Уодлина [36]. В результате своих исследований он заключает, что причиной образования воздушной полости за цилиндром, помимо разрежения на его поверхности, является отрыв пограничного слоя.

Задержку образования воздушной полости при мгновенном прорыве он объясняет тем, что в районе свободной поверхности в видности нет заметных градиентов отрицательного давления и это затягивает отрыв пограничного слоя в этом районе.

Для проверки своей гипотезы К. Уодли поставил эксперимент по визуализации отрыва пограничного слоя, проведенной путем фотографирования в ультрафиолетовом свете столби, покрытой перед опытом слоем масла. По срыву, который происходит в местах безотрывного обтекания, было установлено, что отрыв происходит в месте появления каверны. На границе со свободной поверхностью отрыв отсутствует.

Разбор и критика вышеперечисленных работ был дан в докладе Л.А. Эпштейна [31] и в вышедшей позднее книге [32].

В них проведен анализ физики явления прорыва воздуха к телам, пересекающим свободную поверхность. Авторами приводятся соображения о влиянии вязкости, поверхностного натяжения и степени смачиваемости стенок моделей и даются полуэмпирические формулы для расчета прорыва воздуха к круговым цилиндрам.

В частности в [31, 32] указывается на глубокую аналогию течений, существующих в момент начала струйного обтекания концы цилиндра при полном прорыве и в момент перехода от начальной к струйной (пленочной) стадии кавитации на концы цилиндра при кавитационном обтекании в безграничном потоке.

Соображения, высказываемые в [31], позволяют дать физические объяснения таким фактам, как гистерезис, масштабный эффект, влияние волновой ряби и т.д.

Последующие работы, посвященные исследованию условий прорыва воздуха к телам, пересекающим свободную поверхность, были опубликованы уже в период выполнения настоящей диссертации.

В статье Е.В. Николаевой [19] рассматриваются условия прорыва воздуха к профилированным стойкам. Применяя метод, использованный Л.А. Эпштейном для получения формул, определяющих наступление полного прорыва к круговым цилиндрам, автор [19] получает аналогичные зависимости для профилированных стоек. Экспериментальные данные по прорыву воздуха к профилированным стойкам не приводятся. В работе имеются сведения о характере деформации свободной поверхности при обтекании клиновидных стоек.

В книге И.И. Егорова и др. [10] приводятся некоторые данные по частичному прорыву воздуха, при котором воздушная полость охватывает часть погруженного размаха стойки. Экспериментальные материалы получены в опытах по прорыву воздуха к стойке со срывным профилем, имеющим зуб за входящей кромкой. Предложена полуэмпирическая зависимость для расчета глубины каверны при частичном прорыве.

Исследование физических аспектов прорыва воздуха проводилось в работе английских авторов [35].

Эксперименты ставились в гидродинамическом лотке со свободной поверхностью. Площадь поперечного сечения рабочего участка лотка $90,3 \text{ см}^2$, рабочая скорость потока $7,32 \text{ м/сек}$. Опыты проводились с круговыми цилиндрами различных диаметров (от $6,3 \text{ мм}$ до $25,9 \text{ мм}$).

Программа экспериментов включала в себя визуальные наблюдения за явлением прорыва и фотосъемку этого процесса. Описывая

различные стадии прорыва воздуха авторы уточняют принятым в зарубежной литературе терминологии.

В [35] проводилось также измерение распределения давления по поверхности цилиндра.

С помощью замеров давления были установлены местоположения точек отрыва пограничного слоя при сплошном обтекании цилиндра со скоростями, соответствующими существованию прорыва.

Избежать наступления прорыва в этом случае помогла пластина-подавитель, покрывавшая свободную поверхность в районе цилиндра.

Положение этих точек сравнивалось с точками отрыва стенок каверны при прорыве. Результаты сравнения показали, что между этими точками нет никакой связи. Другими словами, образовавшаяся каверна независима от условий в отделившейся смутной струе.

Для определения влияния количества входящего в полость воздуха на размеры и границы каверны были образованы искусственные каверны путем подачи воздуха через отверстия в пластине-подавителе. Форма образованных таким образом каверн в основных чертах была такой же, как и у естественных. Установлено, что существует критическое количество воздуха, необходимого для образования каверны, но как только она образовалась, некоторый избыток воздуха не изменяет её основных параметров.

В работе приводятся формулы для расчета длины и ширины каверны, полученные в предположении, что скорость потока и градиент давления вокруг границы постоянны и поперечное сечение каверны ограничено дугами окружности.

Некоторые сведения об условиях прорыва воздуха к телам, пересекающим свободную поверхность, можно почерпнуть также из тех вы-

неупомянутых работ, которые посвящены исследованию других аспектов явления прорыва воздуха.

В работе В.И.Блажина [3] приводятся результаты испытаний полупогруженных стоек с острой передней кромкой. Работа ставила своей целью получить материалы по гидродинамическим силам, возникающим на стойке с острой передней кромкой. Были испытаны три стойки, две из которых имели в своем сечении симметричный, двухсторонний сегмент и хорды 50 мм и 200 мм. Профиль третьей стойки представлял плосковыпуклый сегмент.

Наряду с другими экспериментальными материалами, относящимися к гидродинамическим характеристикам стоек, было получено, что для симметричной сегментной стойки с хордой 50 мм и относительной толщиной $\frac{e}{d}$ можно установить три области углов атаки (α) при постоянной скорости ($v = 6$ м/сек):

1. Режим безотрывного обтекания, $\alpha < 18^\circ$.
2. Режим неустойчивого обтекания, при котором наблюдается как плавное, так и отрывное обтекание, $\alpha = 18^\circ + 19^\circ$.
3. Режим отрывного обтекания, $\alpha > 19^\circ$.

Выяснено, что критические углы срыва потока не зависят от относительного погружения в диапазоне испытанных значений (0,5 + 3,0 хорды), а также не зависят от числа Фруда, образованного по длине хорды, при числе Фруда больше четырех.

В работе [26] также проводится экспериментальное исследование гидродинамических характеристик при прорыве воздуха к профилированной стойке с профилем поперечного сечения - симметричный сегмент. Кроме этого значительное внимание было уделено измерению распределения давления по размаку стойки при различных углах атаки

и числа Фруда, обеспечивавших как сплошное, так и струйное обтекание.

Получены эшеры распределения давления для стойки с хордой 125 мм и относительной глубиной погружения пять хорд. По этим результатам сделаны выводы о том, что при сплошном обтекании коэффициент давления на стороне нагнетания практически не зависит от скорости и заглубления. На стороне разрежения отрицательный коэффициент давления при увеличении скорости по модулю увеличивается, особенно заметно при углах атаки меньше 15° .

В резине прорыва воздуха давление в каверне на поверхности стойки близко к атмосферному.

Анализ литературных источников показывает, что выполненные на сегодняшний день исследования прорыва воздуха к телам; пересекающим свободную поверхность, дают лишь самые общие представления о характере этого процесса. Полученные результаты не столько разъясняют картину явления, сколько убеждают в чрезвычайной сложности механизма прорыва воздуха. Сложность явления прорыва обусловлена прежде всего тем, что на его возникновение и развитие оказывают влияние причины различной природы. Это и волновые факторы, определяющие форму свободной поверхности во время прорыва, и влияние вязкости, связывающиеся на поле давлений и характере вихреобразования в зоне прорыва, и капиллярные эффекты. Кроме того, прорыв воздуха в ряде случаев протекает как нестационарный процесс, подчиняющийся статистическим закономерностям.

В представленной работе сделана попытка по возможности подробно обследовать картину возникновения и развития прорыва воздуха в различных условиях течения процесса. Для достижения этой

цели исследования проводились на различных экспериментальных установках, каждая из которых позволяла наиболее эффективно раскрыть какую-либо сторону изучаемого явления. Уже существующие установки специально приспособлялись и комплектовались соответствующей аппаратурой и оборудованием, предназначенным для исследования именно этой стороны процесса. Для исследования некоторых вопросов были спроектированы и изготовлены новые установки.

В ротативной установке было удобно проводить опыты по выявлению экспериментальной зависимости скорости, при которой наступает полный прорыв, от формы и размеров стоек, глубины их погружения, углов атаки и степени смачиваемости стенок стоек.

Экспериментальные данные получены с достаточной точностью.

Для изучения характера деформации свободной поверхности и исследования частичного прорыва воздуха, опыты проводились в гидрлотке.

Экспериментальная проверка гипотезы об аналогии течения при кавитации и прорыве воздуха к круговым цилиндрам в районе торца осуществлялась на кавитационной трубе с круглым рабочим участком.

И, наконец, для выявления роли сил вязкости и поверхностного натяжения при прорыве воздуха к очень тонким стержням использовалась установка, в которой рабочим потоком служила круглая, свободно падающая струя, вытекающая из насадки в атмосферу.

При проведении опытов на каждой из упомянутых установок кроме работ, направленных на достижение главной цели, ради которой ставился опыт, попутно проводились различные наблюдения, сравнения, проверки рабочих гипотез. На каждой установке проводилось

фотографирование и киносъемка внешней картины процесса прорыва воздуха к различным стойкам, что наряду с визуальными наблюдениями позволило составить физическое описание механизма прорыва.

В экспериментах использовались стойки различных размеров и профилей поперечного сечения. Основное внимание в работе уделено изучению прорыва воздуха к вертикальным круговым цилиндрам. В опытах использовались цилиндры с диаметрами от 0,18 мм до 105 мм и с глубиной погружения от 0,5 до 100 калибров.

Кроме цилиндров использовались также стойки в виде пластины с острыми кромками (их ширина менялась от 2 мм до 32 мм, а толщина составляла 5% от ширины) и профилированная стойка МАСА 0021 с хордой 50 мм. Пластины и стойка испытывались при углах атаки от 10° до 90° .

Материал в диссертации расположен в такой последовательности.

В первой главе рассматриваются проблемы, связанные с полным прорывом воздуха к круговым цилиндрам, размеры которых позволяют пренебречь влиянием вязкости и поверхностного натяжения.

Кроме описания ротативной установки, гидролотна и канитационной трубы, а также методики проведения экспериментов на них, эта глава содержит фактический материал по внешней картине прорыва воздуха к таким цилиндрам. Приводятся экспериментальные данные по определению момента наступления полного прорыва к цилиндрам и даются объяснения полученным результатам. Здесь не помещены материалы исследования процессов, происходящих на свободной поверхно-

сти, на реках, соответствующих началу прорыва воздуха, и в районе торца - на реках наступления полного прорыва.

Вторая глава посвящена исследованию масштабного эффекта, возникающего при моделировании прорыва воздуха. Ее содержание построено на анализе результатов экспериментов с круговыми цилиндрами разных диаметров (меньше 4 м). Приводится методика экспериментов с тонкими цилиндрами. Далее помещено описание экспериментальной установки для изучения прорыва воздуха в свободно падающей струе.

По результатам экспериментов на ней разработан метод расчета прорыва воздуха к тонким цилиндрам.

В третьей главе *исслед*уется явление частичного прорыва воздуха к круговым цилиндрам. Необходимые эксперименты проводились в гидротомке, что потребовало разработки специальной методики, описание которой приводится. Предложен полуэмпирический метод расчета глубины воздушной каверны при частичном прорыве.

Результаты исследования полного прорыва воздуха к пластинкам и профилированной стойке помещены в четвертой главе диссертации. Эта глава также содержит методический раздел и раздел, посвященный описанию физической картины процесса прорыва воздуха к стойкам такой формы. Приводятся экспериментальные данные по определению момента наступления полного прорыва к стойкам различной формы. Эти результаты сравниваются с данными по круговым цилиндрам.

Выборы по результатам проведенных исследований помещены в заключении. Содержание диссертации изложено на 110 листах машинописного текста, 84 рисунках и в пяти приложениях объемом страниц.

Г Л А В А I.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛНОГО ПРОРЫВА ВОЗДУХА К КРУГОВЫМ ЦИЛИНДРАМ,
ПЕРЕСЕКАЮЩИМ СВОБОДНУЮ ПОВЕРХНОСТЬ.

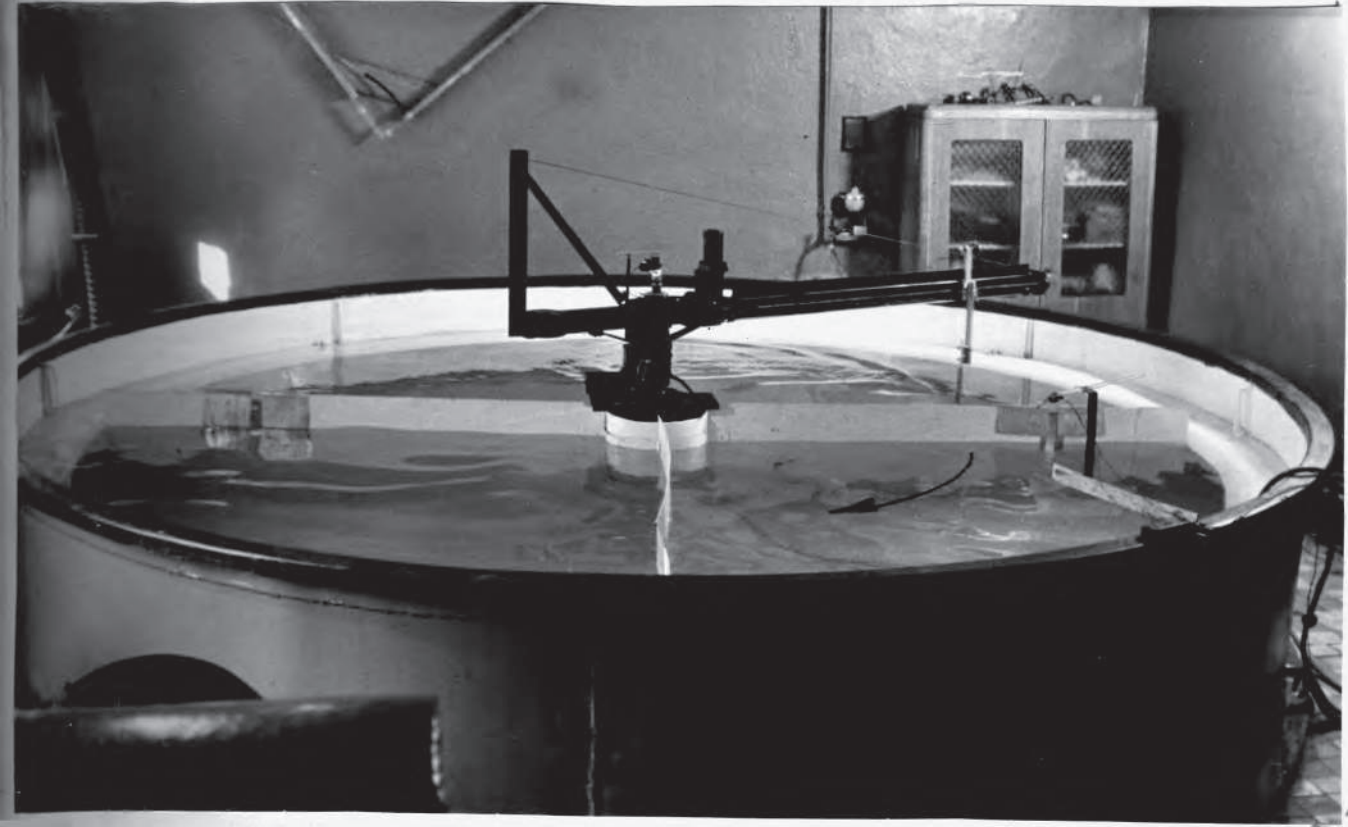
§ I. Описание ротативной установки и методики проведения
на ней экспериментов по исследованию прорыва воздуха.

Для экспериментального исследования процесса прорыва воздуха к телам, пересекающим свободную поверхность, была переоборудована ротативная установка (Фиг. I-1) Калининградского технического института рыбной промышленности и хозяйства.

Установка представляет собой (Фиг. I-2) круглый металлический резервуар диаметром 4 м. В центре резервуара помещена колонна 2, на которой крепится вращающееся коромысло 5 и механизм, приводящий коромысло в движение. Коромысло снабжено кареткой 8, которая передвигается вдоль него с помощью ходового винта 7. На каретку навешиваются различные державки 9, в которых закрепляются испытываемые модели 10. Конструкция державки позволяет менять глубину погружения и угол атаки модели. Расстояние от модели до центра вращения определяется по линейке 4, имеющейся на коромысле.

Коромысло приводится в движение электродвигателем постоянного тока через редуктор 6. Реостат, включенный в цепь питания электродвигателя, позволяет плавно менять число оборотов коромысла от нуля до максимума.

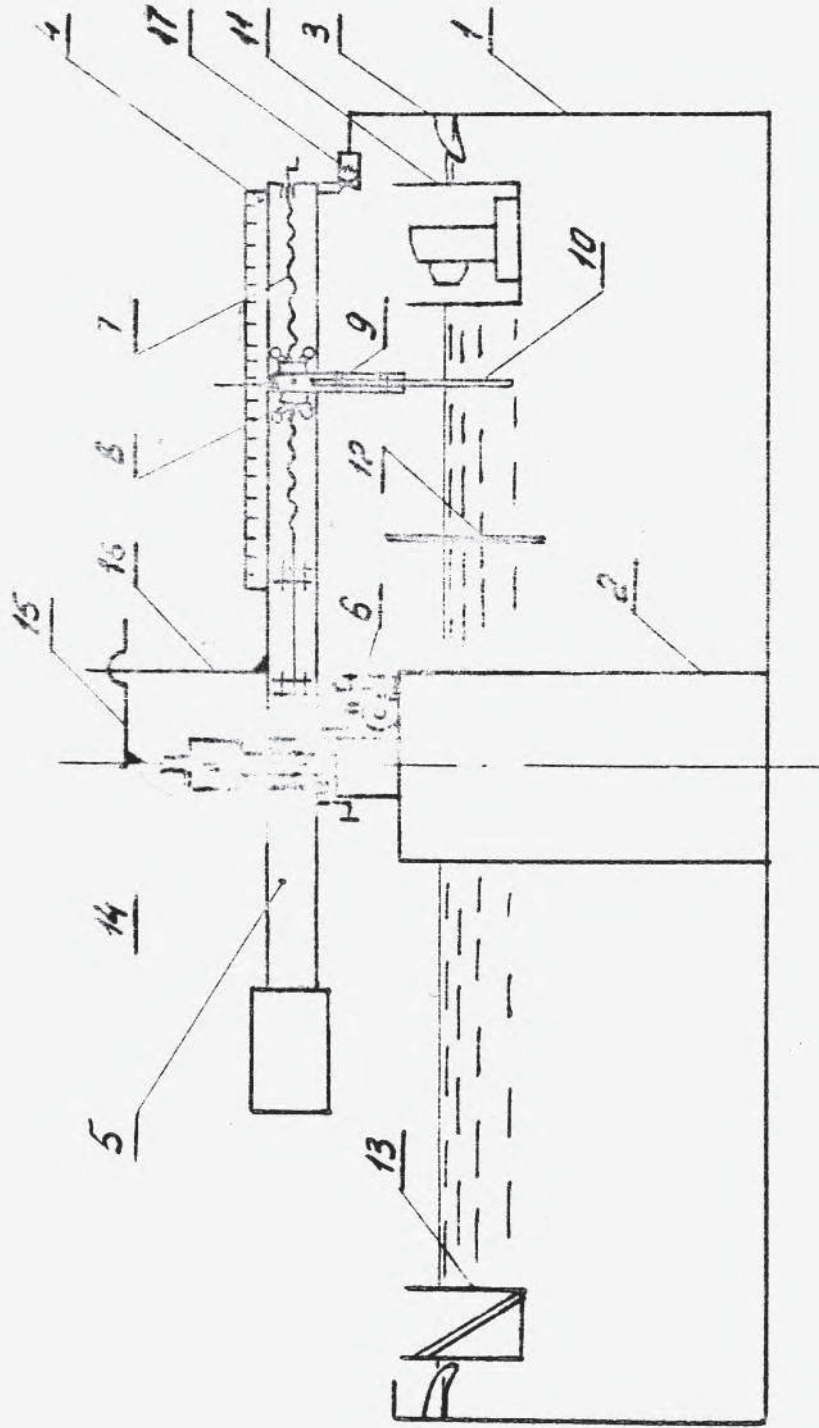
Для уменьшения волн на свободной поверхности по борту бассейна установлены наклонные волногасители 3. Кроме того, при буксировке модели вода в бассейне приходит во вращательное движение.



Фиг. 1-1.

Общий вид ротативной установки, оборудованной для проведения экспериментов по прорыву воздуха.

Для уничтожения спутного потока и волнового следа резервуар разделен радиальными щитами на четыре сектора. Вращение корпуса по часовой стрелке. Фотография, сделанная в момент буксировки модели, позволяет судить об эффективности волногашения. В том секторе, где находится модель в момент съёмки, видно возмущение свободной поверхности за ней, вызванное движением модели. В следующем секторе, куда должна перейти модель, волнение уже успокоилось, о чём свидетельствует прямая линия пересечения свободной поверхности со щитом. В соседнем же секторе линия пересечения свободной поверхности со щитом еще искривлена, значит волнение не успело успокоиться полностью. Оно успокоится к моменту выхода модели в этот сектор.



Фиг. 1-2.

Принципиальная схема ротационной установки.

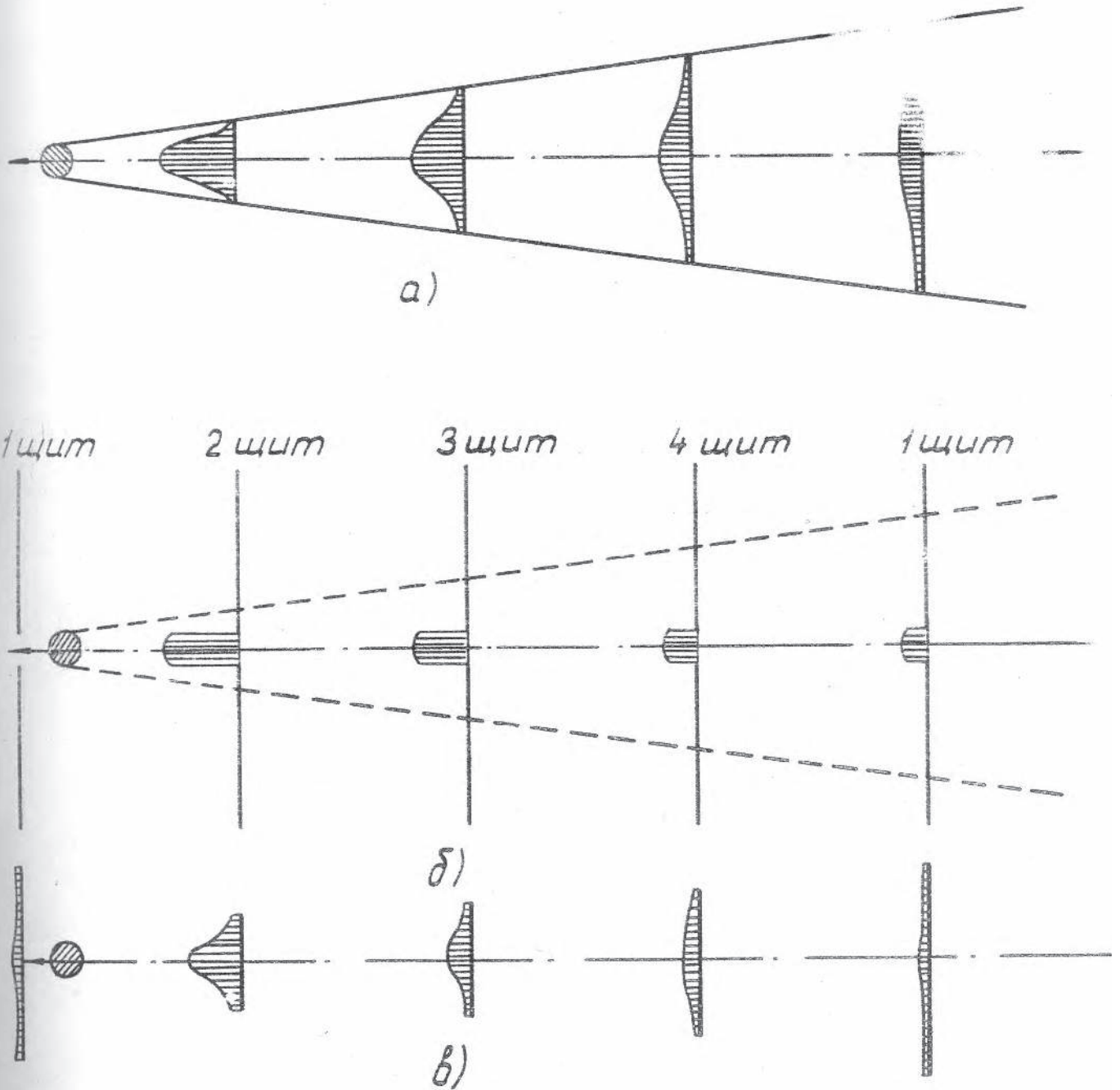
Для гашения спутного потока и для уничтожения волнения были установлены четыре радиальных щита, каждый из которых имеет щель для прохождения стержня. Ширина щели может меняться в зависимости от размера модели. Принцип работы щитов состоит в том, что каждый из щитов "срезает" периферийные участки эпары вызванных скоростей.

При этом к каждому последующему щиту подходит только прошедшая через щель предшествующего щита часть возмущений в следе, из которой через щель этого щита тоже проходит лишь его часть. Схема работы щитов приведена на фиг. I-3.

Эффективность работы щитов проверялась с помощью кино- и фотосъемки. На фиг. I-4а в качестве образца приводится фотография цилиндра диаметром 12 мм, движущегося со скоростью 1,2 м/сек. На фотографии, сделанной при установленных щитах, отчетливо видно, что свободная поверхность пересекается с прозрачной стенкой бокса, из которого проводилось фотографирование, не прямой линией. Для сравнения приводится фиг. I-4б, на которой сфотографирован тот же цилиндр, движущийся с такой же скоростью в бассейне без щитов. В этом случае линия пересечения свободной поверхности со стенкой бокса волниста.

Величина скорости спутного потока измерялась с помощью кино съемки мелких частиц, находящихся на свободной поверхности. Предполагалось, что на свободной поверхности скорость спутного потока имеет тот же порядок, что и в толще жидкости.

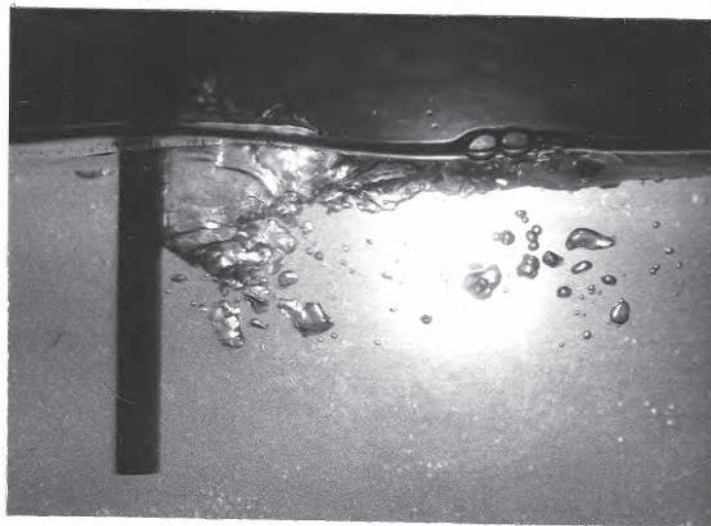
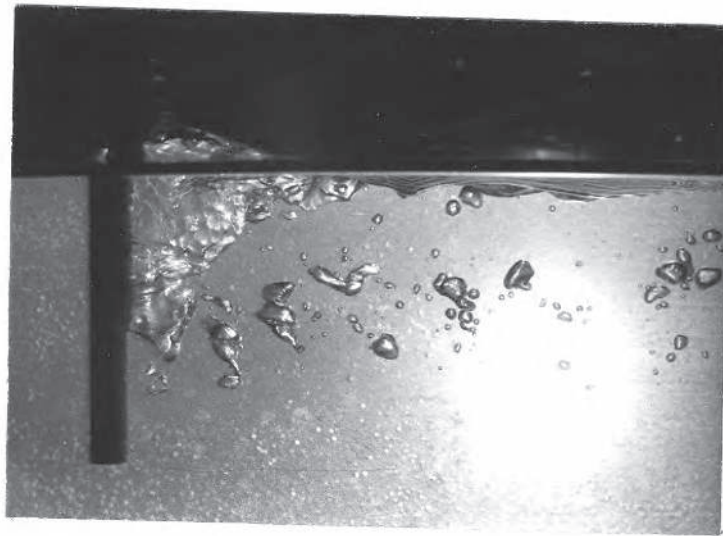
Для расшифровки использовались те фрагменты кинограмм, которые соответствовали моменту, предшествующему появлению движущегося цилиндра в зоне кино съемки. Проведенные измерения показали,



Фиг. 1-3.

Схема гашения спутного потока радиальными щитами.

Длинные по окружности условно представлено как прямолинейное. На верхнем рисунке (а) изображены эпюры скоростей в спутном потоке за телом в случае отсутствия щитов. На среднем рисунке (б) изображены участки эпюр, "проведенные" через щели в щитах. Внизу (в) изображены эпюры скоростей в спутном потоке за телом при установленных щитах. Площадь каждой из эпюр равна площади участка эпюры, проведенного через щель соответствующего щита.



Фиг. 1-4.

Фотографии иллюстрируют влияние радиальных щитов на волногашение.

Верхний снимок сделан без установившихся щитов, волнения нет;

нижний - с установленными щитами, поверхность взволнована.

Диаметр цилиндра - 10 мм;

глубина погружения - 80 мм;

скорость - $v = 12$ м/сек.

что при установленных штах скорость спутного потока при самых неблагоприятных условиях составляет менее 2% от скорости движения модели.

Скорость вращения коромысла измерялась тахогенератором I4. В качестве тахогенератора использовался электродвигатель типа ДСД-60 со встроенным редуктором. Тахогенератор установлен на неподвижной оси коромысла. Вращение от коромысла к валу тахогенератора передается поводком 15, закрепленным одним концом на валу тахогенератора неподвижно. Вторым своим концом поводок упирается в стойку 16 на вращающемся коромысле. Величина вырабатываемого тахогенератором напряжения измеряется электронным автоматическим потенциометром типа ЭПП-09 и.

Тарировка прибора производилась следующим образом.

Коромыслу задавалась постоянная скорость вращения. Этой скорости соответствовало определенное показание потенциометра, которое фиксировалось на движущейся диаграммной бумаге самописца в виде вертикальной линии. Для определения средней скорости вращения коромысла при тарировке секундомером определяли время, за которое коромысло сделает несколько оборотов. Тогда линейная скорость движения модели определяется по формуле:

$$v = \frac{2\pi RN}{\tau}, \quad (1)$$

где N - число оборотов коромысла при замере;
 τ - время, за которое коромысло совершает N оборотов;
 R - радиус вращения модели.

Точность определения средней скорости движения модели при

тарировке связана с точностью включения секундомера и точностью при установке каретки на требуемый радиус.

Точность включения секундомера принимается равной $\pm 0,1$ сек. Так как во время тарировки замерялось время пяти оборотов коромысла, то наибольшая погрешность при включении секундомера, приходящаяся на один оборот, составит $\frac{0,1}{5} \pm 0,02$ сек. Наименьшее время одного оборота коромысла составляло около 4 сек. Следовательно, относительная погрешность включения секундомера равна

$$\frac{0,02}{4} \times 100 = \pm 0,5 \%$$

Наибольшая относительная погрешность в установке каретки при буксировке модели на радиусе 1,3 м составит

$$\frac{2}{1300} \times 100 = \pm 0,15 \%$$

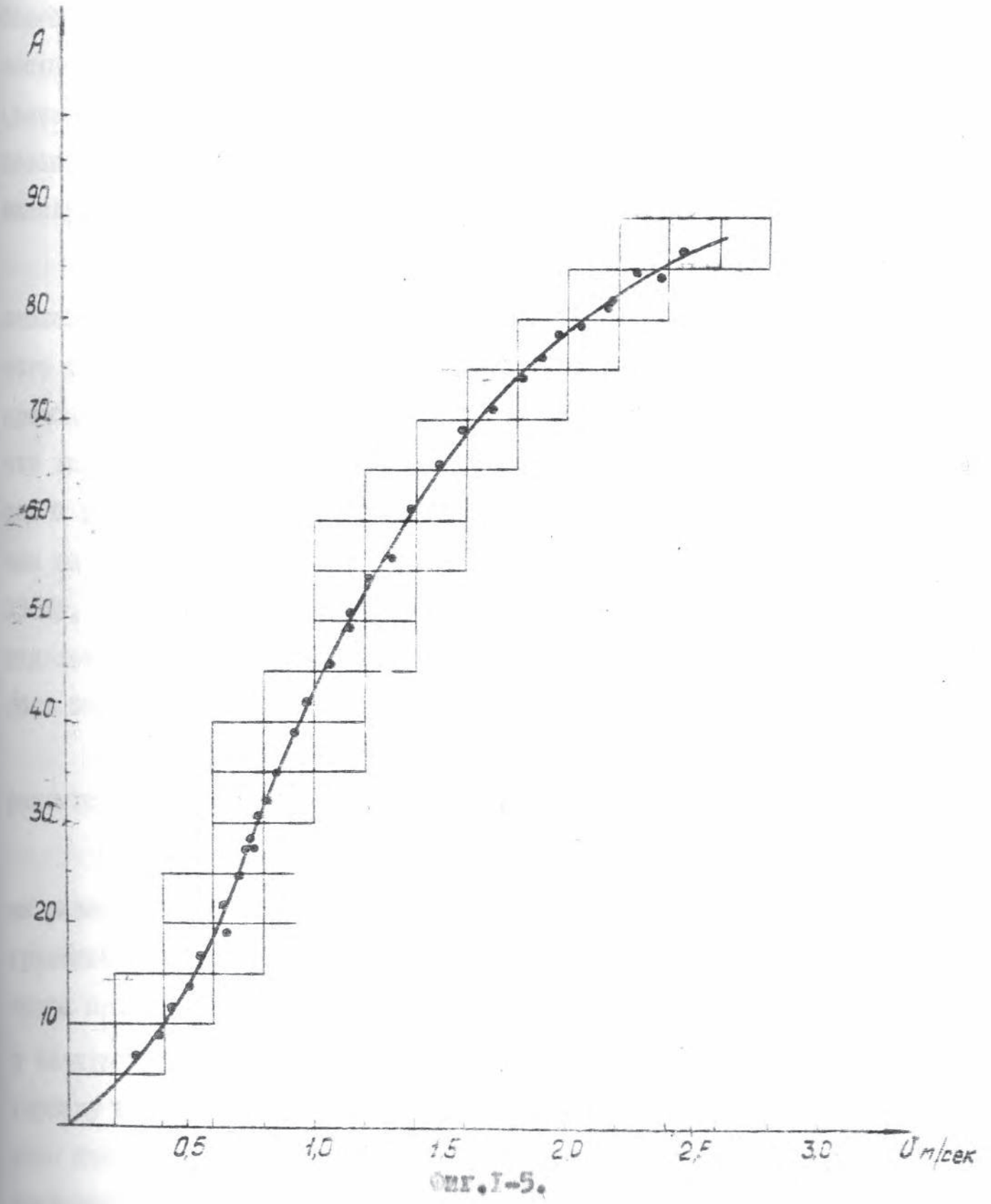
при этом имеется в виду возможная ошибка в её установке 2 мм.

Суммарная относительная погрешность при определении скорости составит

$$\Delta V = 0,5 + 0,15 = \pm 0,65 \%$$

Результаты тарировки представлены на фиг. 1-5. Применение самописца для измерения и регистрации скорости позволяет контролировать равномерность движения модели.

Использование ротативной установки для исследования прорыва воздуха и телам, пересекающим свободную поверхность, имеет ряд преимуществ. Основные из них заключаются в том, что имеется возможность в довольно широком диапазоне очень плавно менять скорость



или сколь угодно продолжительное время транспортировать модель с постоянной скоростью. Сравнительно небольшой объем воды в круглом бассейне позволяет за счёт частой замены содержать её в хорошем состоянии и изменять при необходимости её физические параметры (вязкость, поверхностное натяжение), что очень важно при исследовании физических закономерностей. Установка удобна и проста в эксплуатации.

Спецификой установки являются наличие спутной струи, появляющейся при буксировке модели, и необходимость замены прямолинейного движения модели криволинейным. В наших опытах буксировки проводились на радиусе 1,3 м, и ширина моделей не превышала 50 мм, что вызывало отличие линейных скоростей точек, лежащих на наружных и внутренних образующих модельного сечения цилиндра не более, чем на 3 %. Большинство же испытанных моделей имело диаметр менее 13 мм, что вызывало разницу скоростей на противоположных сторонах модельного сечения менее 1 %. Влияние спутной струи, как отмечалось выше, было устранено установкой радиальных щитов.

Ротативная установка использовалась для проведения экспериментов со стойками различного профиля.

Большая серия опытов была проведена с круглыми цилиндрами различных диаметров. Была исследована зависимость глубины погружения цилиндра, при которой происходит полный прорыв от числа Фруда при различных диаметрах цилиндров. Эксперимент проводился в следующем порядке: исследуемый цилиндр погружался на заданную глубину и закреплялся на коромысле. На щитах устанавливалась ширина щелей, соответствующая диаметру цилиндра. Затем коромысло постепенно разгонялось. Разгон производился с весьма малым уско-

ед
решен, которое *уже* уменьшалось по мере приближения скорости к критической. Контролировать рост скорости позволял самописец. Опыт считался состоявшимся, если в момент полного прорыва воздуха движение было установившимся (перо самописца вычерчивало на диаграммной бумаге вертикальную линию). После получения режима прорыва коромысло останавливалось и перед проведением следующего опыта давалась пауза до полного успокоения жидкости в резервуаре.

Для инструментальной регистрации момента прорыва воздуха к концу стойки разработана специальная система регистрации разрыва сплошности жидкости. В качестве датчика используется тонкая (0,7 мм) медная изолированная лаком проволока, которая аккуратно наклеивается на корызовую часть стержня. Конец проволочки (2-3 мм) очищается от изоляции и к стержню не приклеивается, а отгибается так, что между ним и стержнем остается расстояние 2-3 мм. Стержень и датчик включены в цепь постоянного тока. В той же цепи имеется реле управления сигнальной системой. Когда вода, выполняющая роль электролита, омывает стержень и датчик, то цепь замкнута. В момент прорыва воздуха в район расположения датчика цепь разрывается и реле выключает сигнальную систему, издающую зуммер и световое табло. Одновременно реле включает специальное электромагнитное устройство, установленное на каретке самописца, которое периодически поднимает перо, отрывая его от диаграммной бумаги. В результате на бумаге вычерчивается штриховая линия. Принципиальная схема разработанного прибора и её описание, общий вид пульта управления ротативной установкой и пример записи на диаграммной бумаге режима прорыва воздуха приводятся в приложении I.

Описанная система регистрации разрыва сплошности жидкости позволила более надежно определять момент полного прорыва и в значительной мере облегчила проведение эксперимента.

§ 2. Описание и методика экспериментов в гидродинамической лотке.

В гидродинамической лотке проводились три серии испытаний:

1. Наблюдение и фотокиносъемка внешней картины обтекания вертикальных стоек различной формы и процесса прорыва воздуха к ним.

2. Измерение профилей свободной поверхности при обтекании круговых цилиндров.

3. Исследование частичного прорыва воздуха к круговым цилиндрам.

В настоящем параграфе приводится общее описание гидролотка и аппарата и методика для измерения профилей свободной поверхности.

Методика экспериментов по третьей серии испытаний изложена в § 14.

Гидродинамический лоток имеет рабочий участок с длиной 3 м, шириной 1 м и высотой 0,8 м. В бортах рабочего участка установлены прозрачные окна, через которые велись наблюдения за процессом прорыва воздуха и фотокиносъемка. Жидкость в рабочий участок поступает через конфузор, снабженный конейкомбом. Для сглаживания свободной поверхности потока в рабочей части установлены накрывающие листы, которые могут с помощью винтов подни-

ваться и опускаться.

Подробные описания конструкции этой установки и некоторые результаты её испытаний можно найти в работах [6,7,18]

Для исследований деформаций свободной поверхности при обтекании цилиндра использовался координатник (фиг. 1-6).

Координатник устанавливался над свободной поверхностью потока. Измерение профиля свободной поверхности производилось путем измерения координат отдельных точек свободной поверхности.

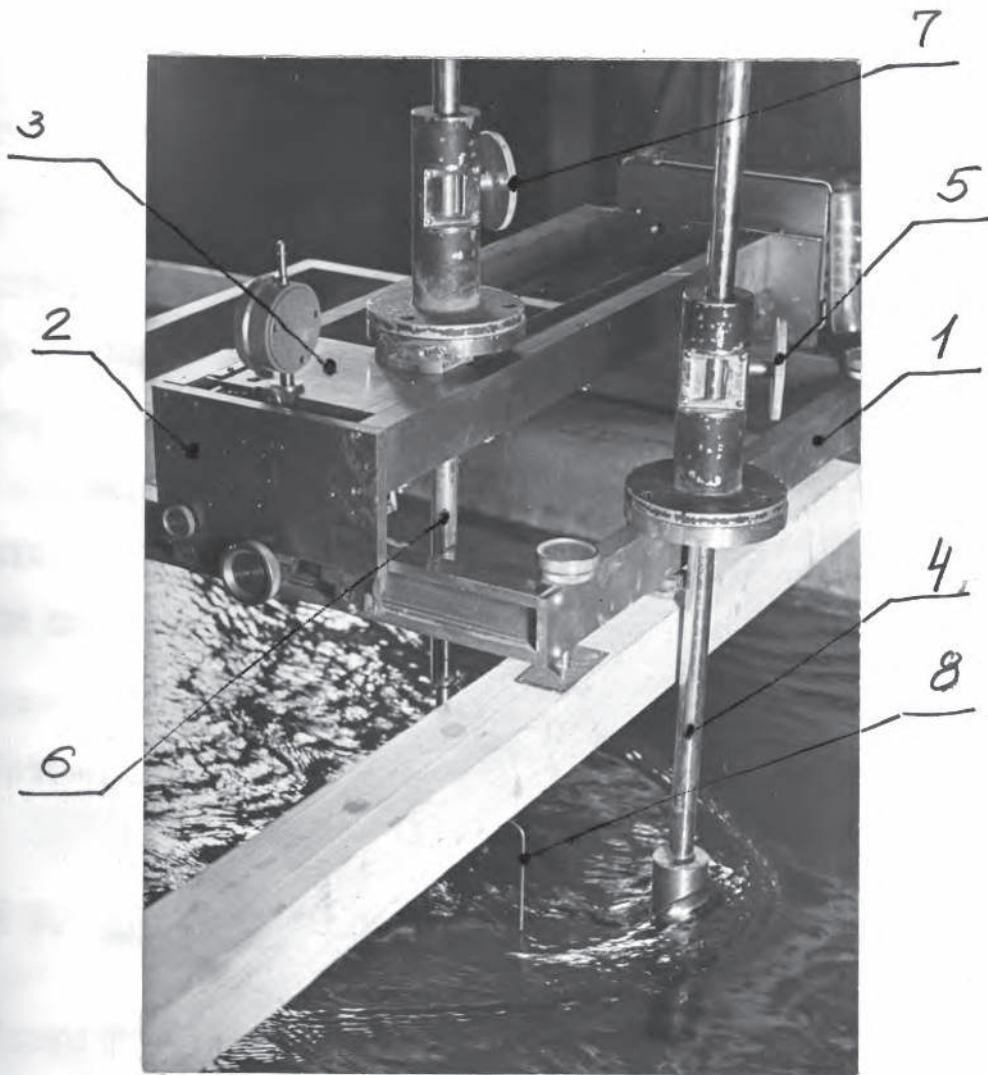
Координаты точек определялись с помощью щупа 8. Перемещение щупа в горизонтальной плоскости осуществлялось кареткой продольных перемещений 2 и кареткой поперечных перемещений 3.

Каретка продольных перемещений двигалась по неподвижной раме 1 с помощью реечной передачи. Движение каретки поперечных перемещений по каретке 2 осуществлялось винтовой передачей. Величина перемещений кареток измерялась с точностью до 0,5 мм.

Вертикальное перемещение щупа производилось совместно со штангой 6, в которой он был закреплен. Штанга приводилась в движение от маховика 5 через реечную передачу. Величина перемещений измерялась по нониусу с точностью до 0,1 мм.

Исследуемая стойка крепилась к штанге 4, которая в свою очередь с помощью реечной передачи перемещалась относительно неподвижной рамы координатника в вертикальном направлении.

Измерение профиля свободной поверхности при обтекании цилиндра осуществлялось в таком порядке: в гидростатике задавались необходимая скорость и уровень свободной поверхности. С помощью накрывающих листов добивались отсутствия на свободной поверхности волн и возмущений. Контроль за положением уровня свободной



Фиг. 1-6.

Фотография координатника для измерения профиля свободной поверхности за стеной.

- 1 - неподвижная рама;
- 2 - каретка продольных перемещений;
- 3 - каретка поперечных перемещений;
- 4 - штанга для крепления модели;
- 5 - ручной привод перемещения штанги с моделью;
- 6 - штанга для крепления щупа;
- 7 - ручной привод вертикального перемещения штанги со щупом;
- 8 - щуп.

поверхности в течение эксперимента осуществлялся стационарным щупом, расположенным перед районом измерений.

Подвижный измерительный щуп 8 приводился в такое положение, когда он касался свободной поверхности. В этом положении по конусу на штанге 6 снимался отсчет, который в дальнейшем являлся нулевым отсчетом. После этого в поток вводилась исследуемая стойка и проводилось последовательное измерение координат точек свободной поверхности.

Измерение скорости потока проводилось с помощью штатной трубки Пито-Прандтля и наклонного водяного манометра.

§ 3. Описание кавитационной трубы.

Опыты по изучению кавитационного обтекания круговых цилиндров проводились в кавитационной трубе^{х/}, схема которой приведена на фиг. I-7.

Кавитационная труба состоит из следующих основных частей: резервуара I, с присоединенным к нему конфузуром 2, рабочего участка 3, диффузора 4, трубопроводов и осевого насоса.

Циркуляция воды в кавитационной трубе осуществляется одноступенчатым четырехлопастным пропеллерным насосом. Из резервуара I вода поступает в патрубок, заканчивающийся конфузуром 2 диаметром выходного сечения 200 мм, в котором поток поднимается. Степень поджатия потока по площади $K=25$. Поджатый поток направляется в рабочий участок 3. После обтекания, установленного в рабо-

х/ Эти опыты были одними из первых после введения в строй действующих кавитационной трубы кафедры теории корабля. Пусковыми работами и тарировочными испытаниями установок руководил инженер Лапин В.А.

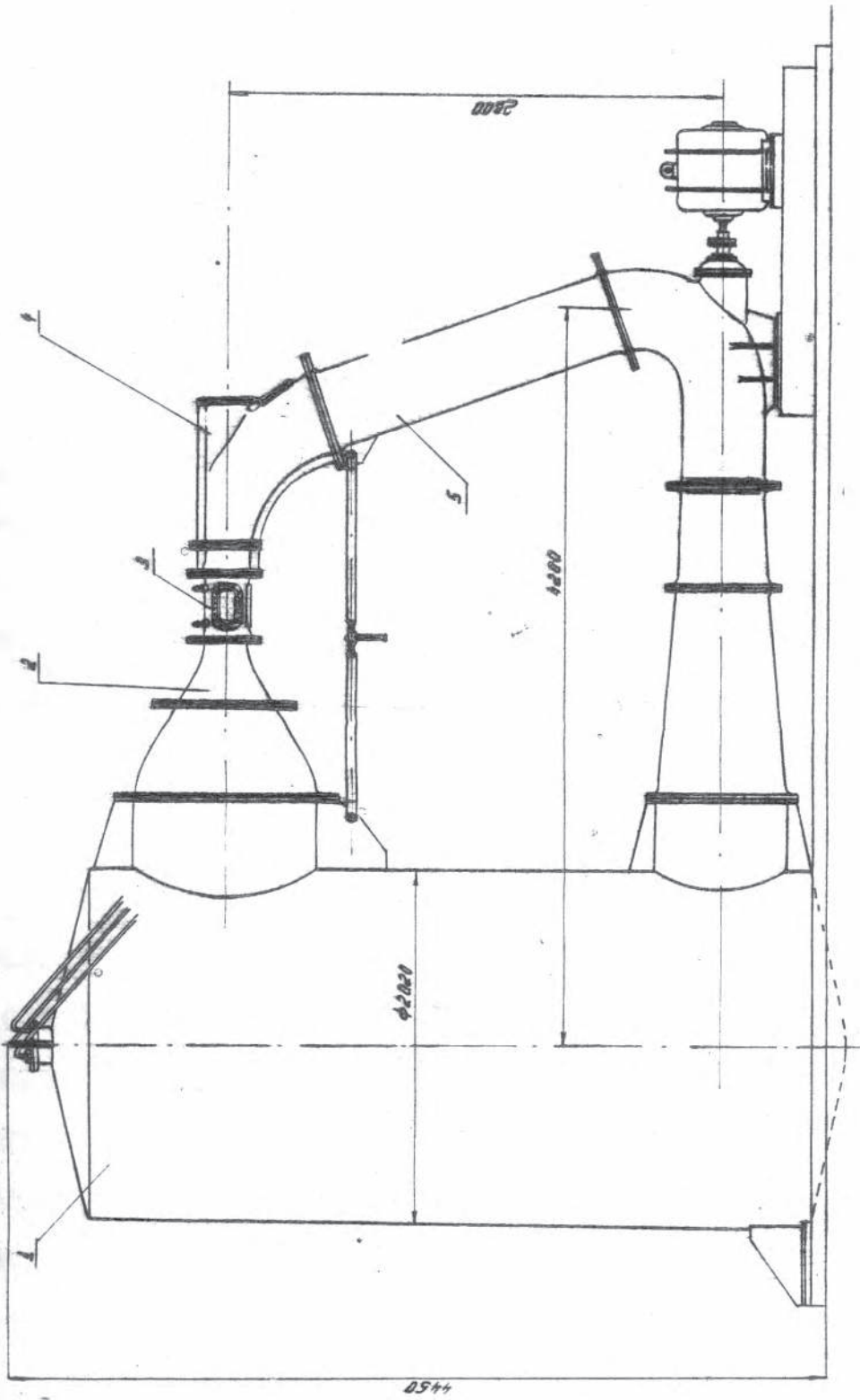
чем участке испытуемого тела, поток попадает в направляющий диффузор 4, с углом конусности 8° , где расширяется. Из нижней части диффузора трубопровод подводит воду к насосу, расположенному на 2,8 метра ниже рабочего участка с приводом от электродвигателя постоянного тока. Вал насоса соединен с электродвигателем через упругую втулочно-пальцевую муфту. Число оборотов электродвигателя плавно регулируется с помощью реостата. Диаметр рабочего колеса пропеллерного насоса - 400 мм.

Подаваемая насосом вода поступает в вертикальный резервуар I, где происходит очистка воды от пузырьков газа.

В колпаку, находящемся на верхней части резервуара, подведены трубопроводы, ведущие к вакуум-насосу и компрессору, с помощью которых можно менять давление в кавитационной трубе.

Рабочий участок закрытого типа представляет собой литой цилиндр с внутренним диаметром 200 мм и длиной 390 мм. Корпус его имеет четыре окна: верхнее размерами 105x178 мм, два боковых и нижнее с размерами 90x242 мм. Верхнее окно закрывается металлической крышкой, служащей для крепления испытываемых тел и датчиков измерительных приборов. Боковое и нижнее окна, служащие для наблюдения, освещения и фотографирования закрыты оргстеклом. Внутренние поверхности^U металлической крышки и прозрачных окон проточены по диаметру рабочего участка. Наружная поверхность прозрачных окон плоская.

Максимальная скорость потока в рабочем участке II м/сек
Скорость потока в рабочем участке во время экспериментов измеряется по перепаду давления с помощью водяного шестиметрового вертикального дифференциального манометра.



Фиг. 1-7.
Схем вакуумной печи.

Трубки манометров подключались к штуцерам, сделанным в широкой части конфузора и в рабочем участке.

Тарировка дифференциального манометра проходила путем измерения скорости в рабочем участке с помощью трубки Пито-Прандтля, установленной так, что отверстие для измерения динамического напора располагалось на оси рабочего участка. Трубка Пито-Прандтля подключалась к другому шестиметровому водяному дифманометру. Чертеж рабочей части трубки Пито-Прандтля, схема подключения дифманометров и тарировочная кривая приведены на фиг.1-8.

Тарировочная кривая построена по значениям скоростного напора в рабочем участке, измеренных по перепаду давлений в конфузоре (ось абсцисс) и трубкой Пито-Прандтля (ось ординат). График подтверждает, что показание дифманометра, подключенного к конфузору равно скоростному напору в рабочем участке.

С помощью трубки Пито-Прандтля, перемещаемой вдоль вертикального диаметра рабочего участка, была проведена проверка равномерности поля скоростей в рабочем участке. Она показала, что в пределах точности, обеспечиваемой принятым методом измерения, неравномерность отсутствовала. На фиг.1-9 в качестве образца приводится эпюра скоростей в рабочем участке при $v = 5$ м/сек. Здесь не помещена фотография шелковинок, расположенных в потоке. Форма линий течения, визуализированных шелковишками, свидетельствует о том, что в рабочем потоке практически отсутствует закрутка потока (нет окружных составляющих скорости).

Давление в набегающем потоке определялось с помощью U-образного ртутного наклонного пьезометра, подключенного к штуцеру на рабочем участке.

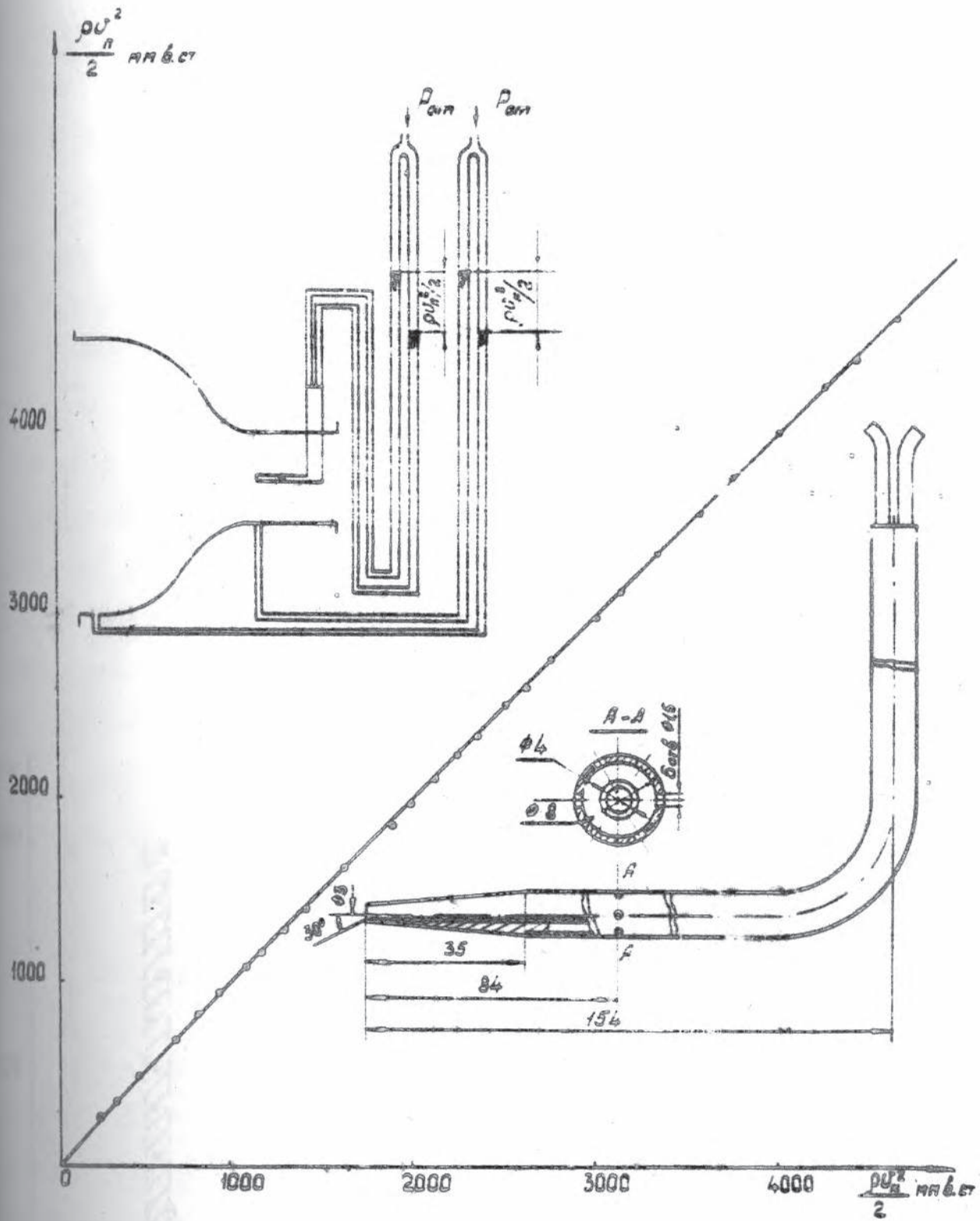
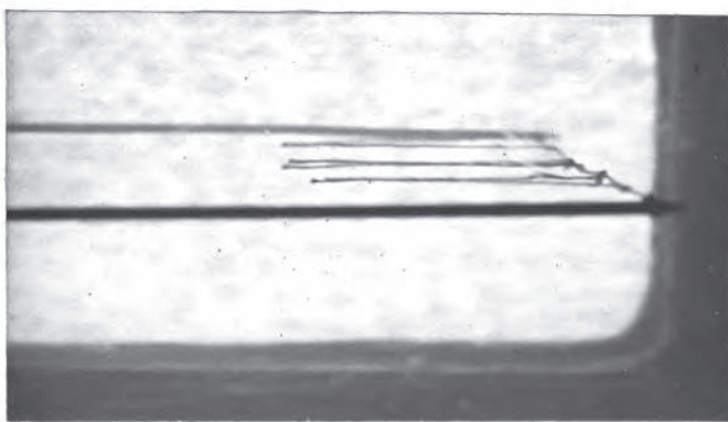
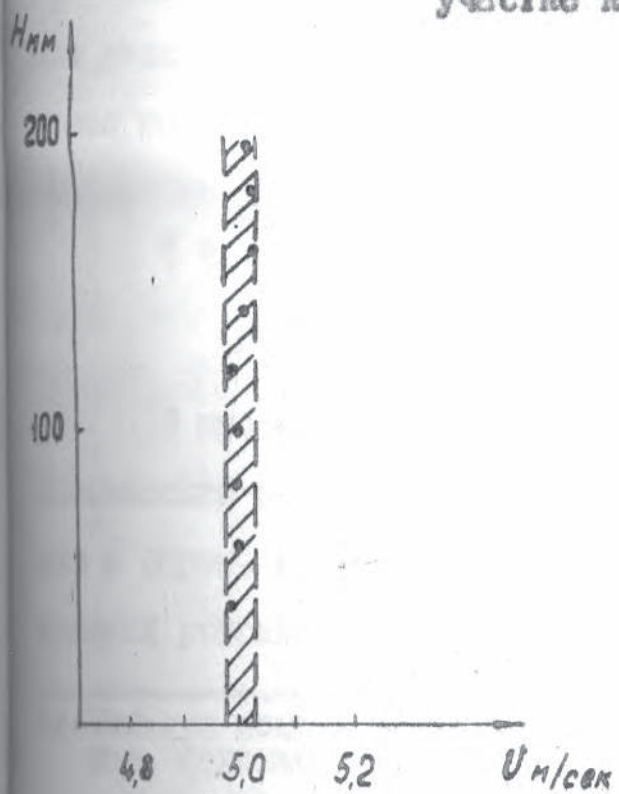


рис. I-8.



Визуализация линий тока в рабочем участке кавитационной трубы.



Для исследования кавитации при обтекании цилиндра использовалась модель диаметром 12 мм, которая консольно закреплялась в верхней металлической крышке. Удлинение цилиндра изменялось путем его перемещения в установочном отверстии в крышке.

Порядок проведения эксперимента был следующий. После установки модели и удаления воздуха из подводных трубок дифманометра в кавтрубе, с помощью вакуум-насоса, создавалось разрежение. Затем выключался насос и очень медленно увеличивалась скорость потока. В момент наступления исследуемого режима одновременно снимались показания дифманометра для определения скорости потока и U-образного ртутного пьезометра для определения давления в набегающем потоке.

Наступление исследуемого режима определялось визуально. О признаках его наступления будет сказано в § 8. При подсчете числа кавитации, соответствующего исследуемому режиму бралось значение давления в набегающем потоке для уровня, на котором располагался торец цилиндра.

§ 4. Проведение фото-и киносъемок процесса прорыва воздуха.

В проведенном исследовании было уделено внимание фото-и киносъемкам всех стадий прорыва воздуха к стволкам различных размеров и форм. Съёмки проводились на всех используемых экспериментальных установках. X/

X/ Большую помощь в проведении кино и фотосъемок оказал автору зав. фотолaborаторией инженер Андрианкин А.А.

Известно, что при проведении фотографирования гидродинамических процессов, протекающих с образованием в жидкости газовых полостей, возникает ряд дополнительных трудностей [23].

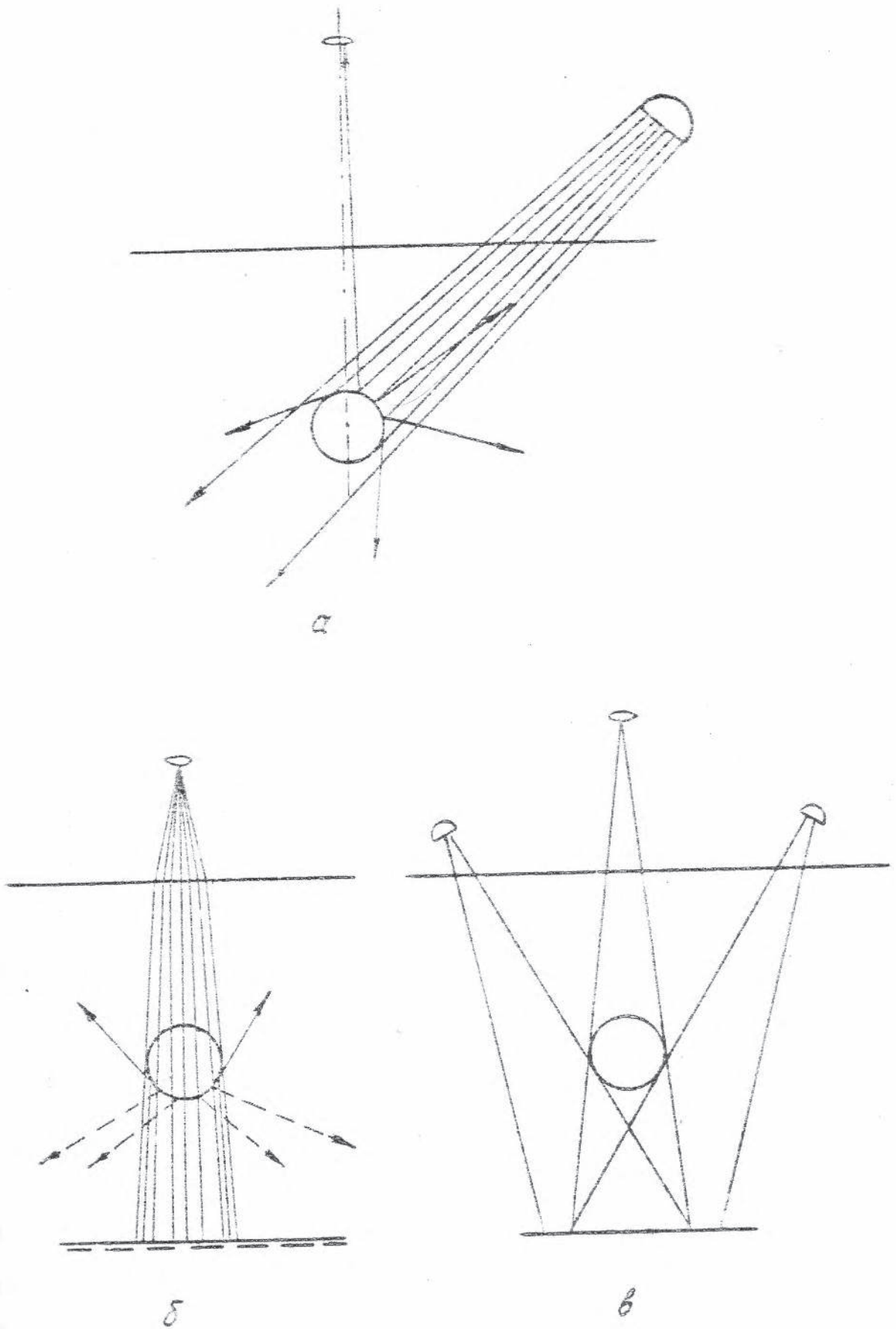
При выборе съёмочных схем для исследования таких течений прежде всего приходится учитывать такую особенность, как получение четких границ раздела газ-жидкость (границы пузырьков, наперв). Обычный принцип построения фотографического изображения за счет наличия достаточных коэффициентов отражения в данном случае даст плохие результаты.

Для примера рассмотрим ход лучей при съёмке сферического пузырька воздуха, находящегося в воде. Если съёмку производить в отраженном свете (фиг. I-10a), то на фотоплёнке отразится только небольшой участок сферы, отражающий лучи от источника света в направлении объекта. Отраженные от остальной части сферы лучи в объектив не попадают и четкого изображения пузырька не получится.

Если расположить источник света за пузырьком, то есть применить схему съёмки в проходящем свете (фиг. I-10б), то лучи света, встречая на своем пути воздушный пузырёк, на границе газ-вода претерпевают значительные изменения. Луч, идущий перпендикулярно поверхности пузырька, проходит пузырек не преломляясь.

Часть лучей, достигнув угла полного внутреннего отражения, в объектив не попадает. Изображение пузырька будет иметь переменный тон и совершенно четкие границы. Очевидно, что на фотографии тон изображения в центре пузырька будет почти такой же, как и окружающий пузырёк жидкости.

Аналогичный результат можно получить, проводя фотографирование на фоне ярко освещённого экрана (фиг. I-10в). Во избежание



СНГ. I-10.

Схемы освещения при съёмках газовых полостей в жидкости.

бликов, в этом случае необходимо освещать только экран, не затрагивая наветри.

Нами использовалась как первая, так и вторая схема съемок в проходящем свете.

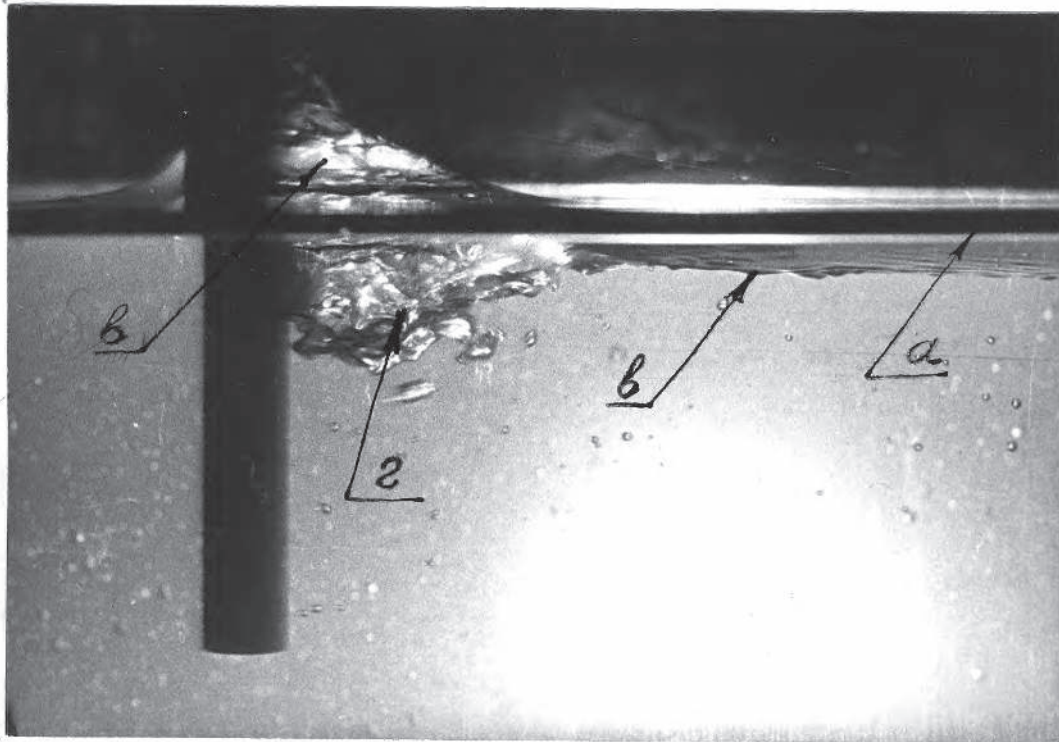
При фотографировании процессов прорыва воздуха и телам, пересекающим свободную поверхность, появляются дополнительные трудности, связанные с необходимостью фиксировать профиль свободной поверхности.

На фиг. I-II приведена фотография одной из стадий прорыва воздуха, сделанная в ротативной установке. На ней отчетливо видны отдельные элементы, из которых складывается общая картина прорыва. Горизонтальная черная полоса (указана стрелкой "а"), проходящая через весь снимок - это мениск, образуемый невозмущенной свободной поверхностью на прозрачной стенке фотобокса. Над линией свободной поверхности видно изображение волновой системы (стрелка "б"), сопровождающей обтекание цилиндра.

Эта волновая система образует на свободной поверхности за цилиндром впадину (стрелка "в"). И, наконец, стрелкой "г" указана воздушная полость, образуемая в результате прорыва воздуха.

Снимки, полученные по описанной методике, наиболее представление дают о картине обтекания погруженной части стонки. Та - кие снимки мы в дальнейшем будем называть подводными. Подводные снимки с аналогичной схемой освещения, были также получены в гидрлотке и в свободной струе.

Выбранная схема освещения не позволяет судить о том, как прищипает воздушная наветри к телу цилиндра. Для выявления этой



Фиг. I-II.

Фотографии частичной стадии прорыва воздуха к
круговому цилиндру $\varnothing 12$ мм.

На фотографии видны отдельные элементы:

- а/ мениск на поверхности стекла фотобокса;
- б/ подъем жидкости ;
- в/ впадина за моделью;
- г/ воздушная полость.

детали необходимо дополнительное освещение сверху (фиг. I-20).

Помимо подводных снимков были также сделаны фотографии свободной поверхности в районе обтекания стоек.

Проведение киносъёмки, в том числе и скоростной, было основано на получении изображений с помощью тех же схем освещения, что и при фотографировании.

Описанная методика проведения кино- и фотосъёмки на различных установках реализовывалась с помощью различной аппаратуры.

В ротативной установке была предусмотрена возможность проведения фотокиносъёмки одновременно подводной и надводной части движущегося стержня. Для этих целей имелся бокс I1 (фиг. I-2) в размерах в плане 0,5 x 0,5 м. Расстояние от передней стенки бокса до проходящего стержня 10 см. В боксе закрепляется кино- и фотокамера. Бокс устанавливается так, чтобы плоскость свободной поверхности пересекала объектив по его горизонтальному диаметру. При этом в кадр попадает и подводная, и надводная часть стержня, а свободная поверхность проектируется в прямую линию.

Для получения четкой линии границы каверн съёмка проводилась в проходящем свете, для чего в видности напротив фотобокса на расстоянии 40-50 см от траектории движения модели установлен белый экран I2. Он сбоку освещается импульсным источником света, расположенным под свободной поверхностью, продолжительность вспышки которого $1,5 \cdot 10^{-6}$ сек.

Для синхронизации светового импульса с моментом прохождения стержня перед объективом в цепь управления источника света включен нормально разомкнутый контакт I7, который выключается в

соответствующий момент рычагом, установленном на коромысле. Съёмка производится в тёмном помещении при открытой линзе.

В гидростатке и кавитационной трубе, у которых рабочие участки имеют прозрачные боковые стенки, организовать съёмку в проходящем свете значительно проще. Для этих целей использовалось стандартное осветительное оборудование (постоянного или импульсного действия), которое устанавливалось с одной стороны рабочего участка. С другой стороны размещались фото- и кинокамеры. Также организовывалось освещение при съёмках в свободно падающей струе.

Для составления внешней картины процесса прорыва воздуха использовались не только материалы кино- и фотосъёмки, но и результаты визуальных наблюдений. В гидростатке и кавитационной трубе наблюдения за характером обтекания стоек при прорыве проводились непосредственно через прозрачные стенки рабочих участков. В ротативной установке для этих целей был установлен перископ 13 (фиг. I-2), который позволял вести наблюдения за обтеканием подводной и надводной части движущегося стержня. Перископ представляет собой наклонное под углом 45° зеркало, помещённое в водонепроницаемый ящик с прозрачной стенкой. Перископ позволяет наблюдать движущуюся модель в секторе $\sim 75^{\circ}$.

§ 5. Физическая картина процесса прорыва воздуха и круговым цилиндром.

В настоящем параграфе на основании материалов наблюдений кино- и фотосъёмкой приводится описание физической картины прорыва воздуха и круговым цилиндром большого диаметра. Под цилиндрами

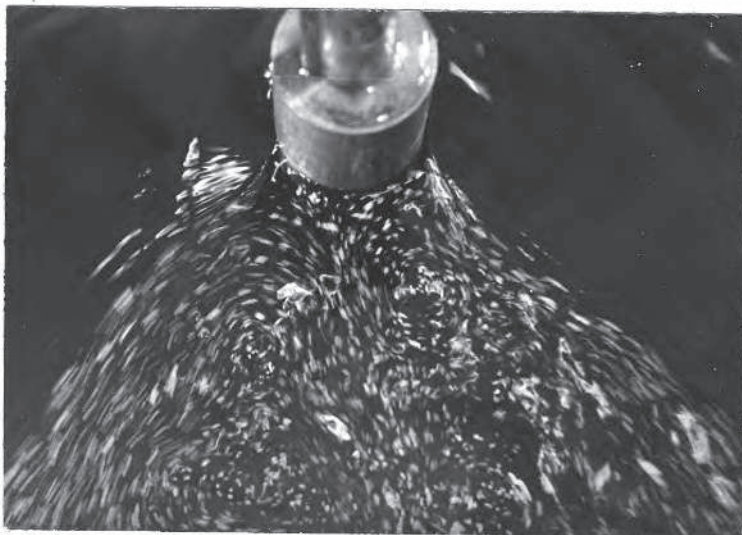
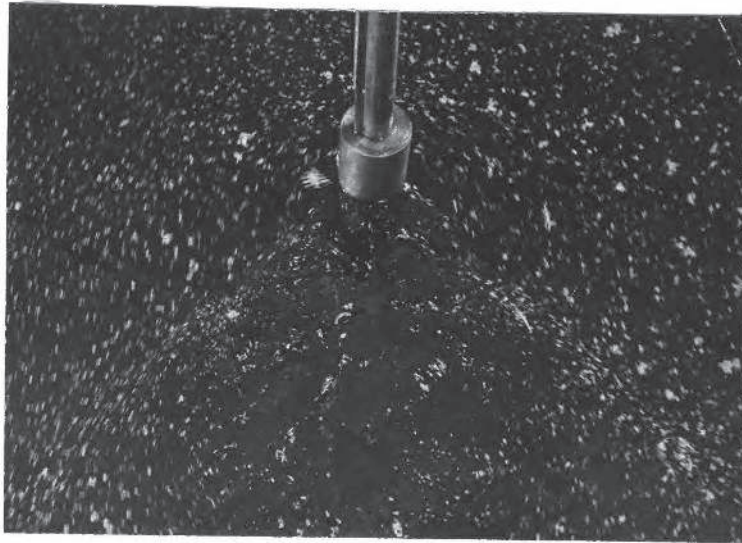
большого диаметра в данном случае мы подразумеваем также цилиндры, диаметры которых обуславливают только постепенный прорыв. Существование только постепенного прорыва устойчиво наблюдается при буксировке цилиндров с диаметрами не менее 5 мм. Следует отметить, что для цилиндров с тонкими диаметрами влияние вязкости и капиллярности является малозначительным.

Внешняя картина прорыва и более тонким цилиндрами будет рассмотрена во второй главе.

Описание физической картины процесса прорыва воздуха мы начнём с рассмотрения волновой системы, возникающей на свободной поверхности. При движении цилиндра с очень малой скоростью в жидкости за ним образуется след с хорошо видными на свободной поверхности ⁴ пиками (фиг. I-12). Заметной деформации свободной поверхности не происходит. Лишь при дальнейшем росте скорости перед цилиндром появляется подъём жидкости, а за его кромкой происходит её опускание и начинает формироваться волновая система, схема которой приведена на фиг. I-13. Эта волновая система состоит из переднего подковобразного гребня 1, впадины 2 за цилиндром и заднего поперечного гребня 3, с которым смыкается впадина.

Передний гребень вблизи цилиндра имеет крутые склоны, как со стороны впадины, так и со стороны набегающего потока. С удалением от цилиндра высота гребня и крутизна его склонов уменьшается.

Впадина в плане разделена на две симметричные половины поперечной линией 4, проходящей по её диаметру. Линия начинается у задней образующей цилиндра и постепенно расширяясь, переходит в задний поперечный гребень. Поверхность переднего гребня и впадины



Фиг. I-12

Надводная фотография свободной поверхности при обтекании цилиндра с небольшой скоростью

$$d = 35 \text{ мм}; \quad \text{Fr} = 5; \quad v = 0,66 \text{ м/сек.}$$

Для визуализации линии тона свободная поверхность посыпалась древесными опилками. На верхнем снимке изображена общая картина обтекания цилиндра; внизу - состояние свободной поверхности в следе за цилиндром.

Съемка проводилась неподвижным фотоаппаратом.

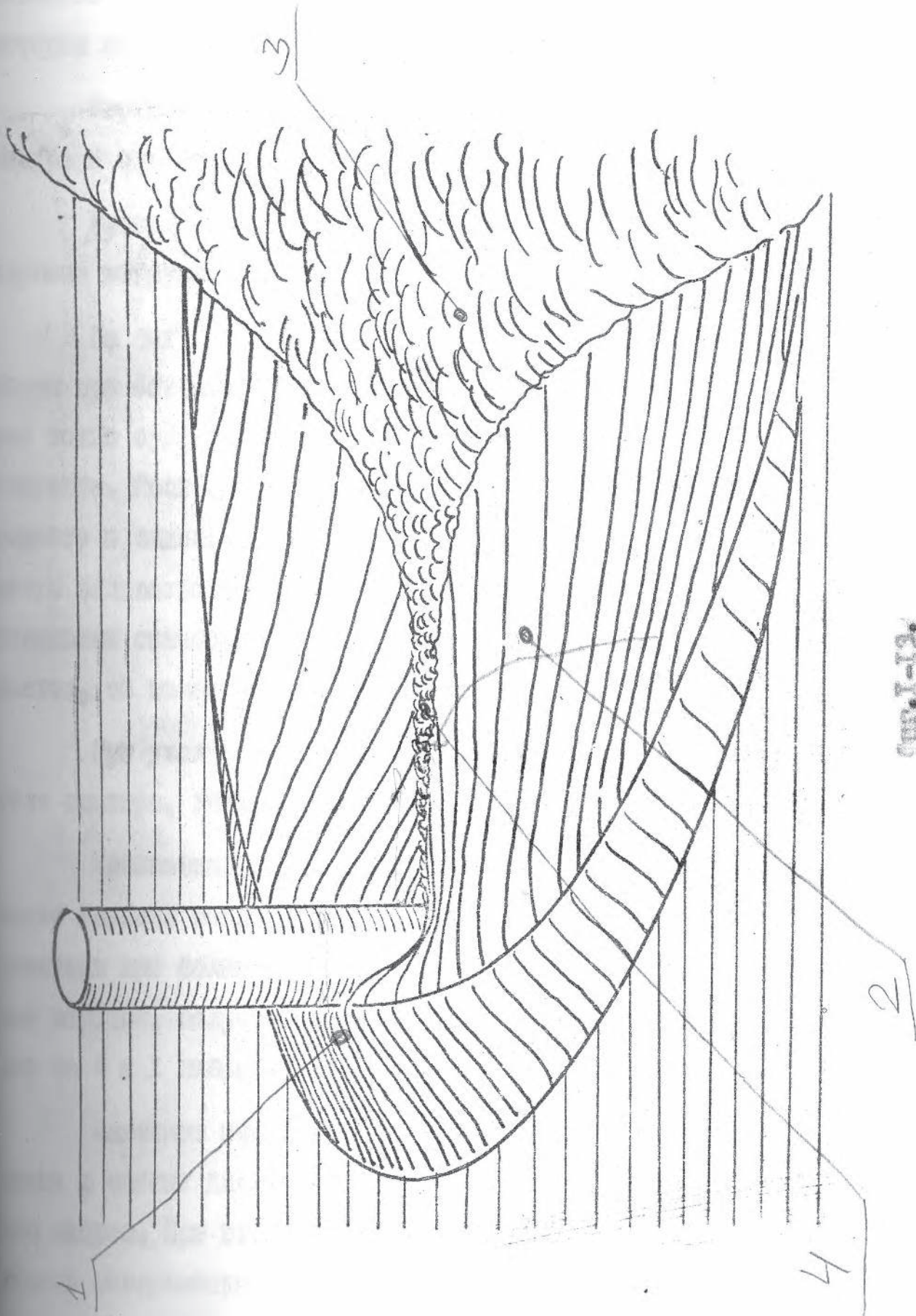


Fig. 1-13

довольно гладкая, в отличие от водяной грады и заднего гребня, которые имеют сильно возмущённую, бурлящую поверхность.

Картина волнообразования зависит от числа Фруда, диаметра цилиндра и относительной глубины его погружения.

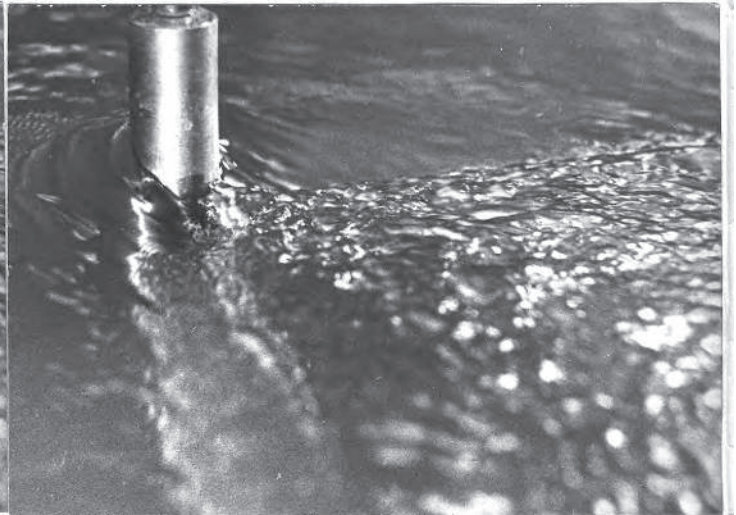
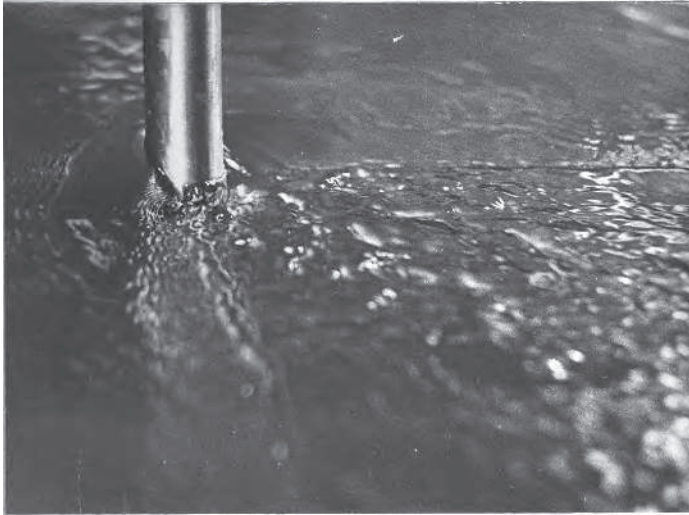
Рассмотрим, как влияет на волновую картину число Фруда и глубина погружения.

На фиг. I-14 приводится серия фотографий свободной поверхности при обтекании цилиндра при различных числах Фруда, по которым можно судить о характере изменений, происходящих с ростом скорости. Рост скорости приводит к постепенному вырождению переднего и заднего гребней. Образующийся перед цилиндром подъём жидкости раздваивается и сходит со стенок цилиндра в виде двух вертикальных симметричных, вспененных струй. Впадина за цилиндром сужается, её поверхность, покрытая пеной, пульсирует.

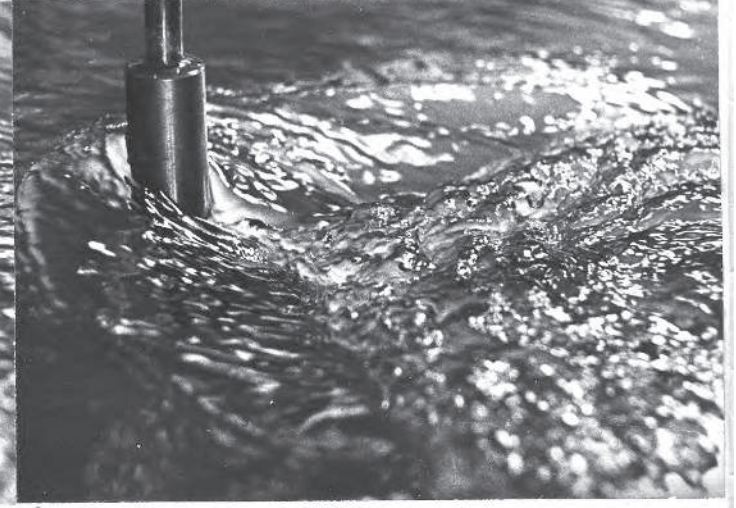
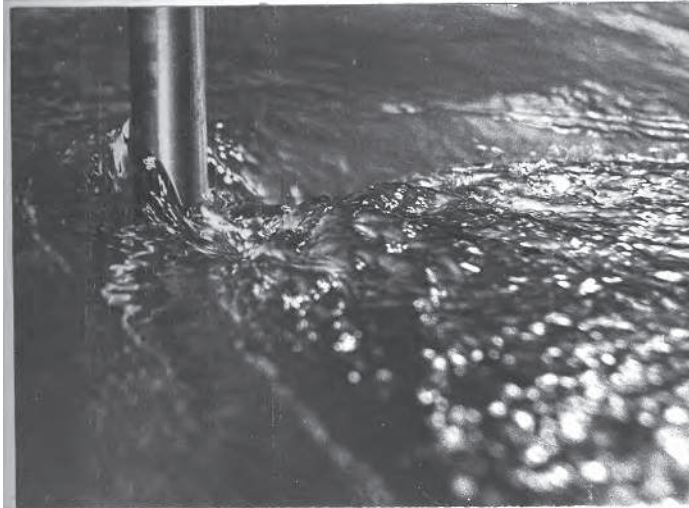
При увеличении скорости заметно явное уменьшение величины угла сектора, внутри которого происходит волнообразование.

Уменьшение глубины погружения цилиндров приводит к уменьшению глубины впадины и её протяжённости. Это делается наиболее заметным при больших скоростях. На фиг. I-14 сравниваются волновые картины, полученные при обтекании цилиндра, при погружении его на 4 и I калибр.

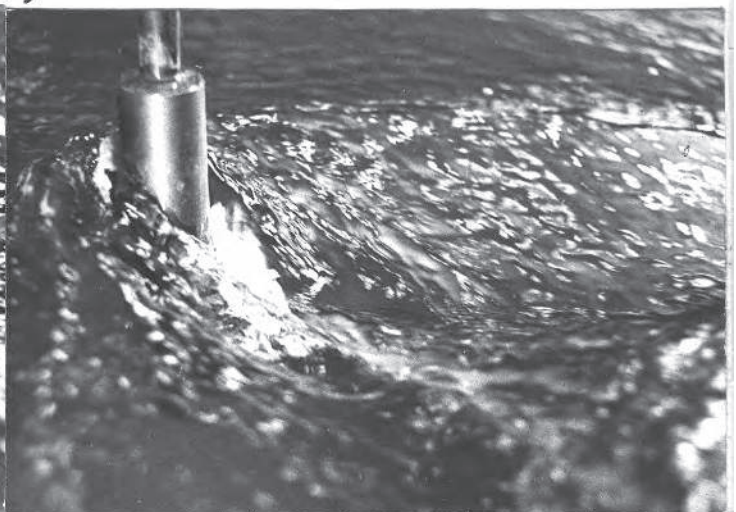
Заметное изменение состояния свободной поверхности происходит в момент достижения скорости, при которой начинается полный прорыв. При этом передний и задний гребни исчезают, а на свободной поверхности наблюдаются две симметричные вертикальные струи, сходящие с цилиндра, которые образуют боковые стенки воздушной полости. За цилиндром появляется буря (фиг. I-15).



a)



б)



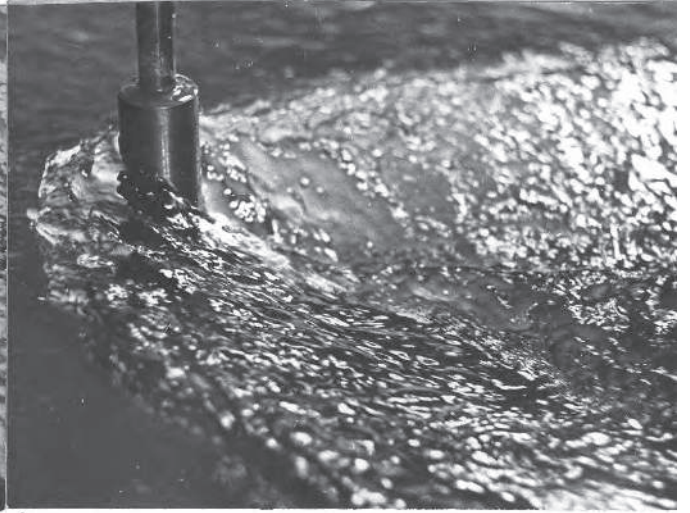
в)

Фиг. I-14.

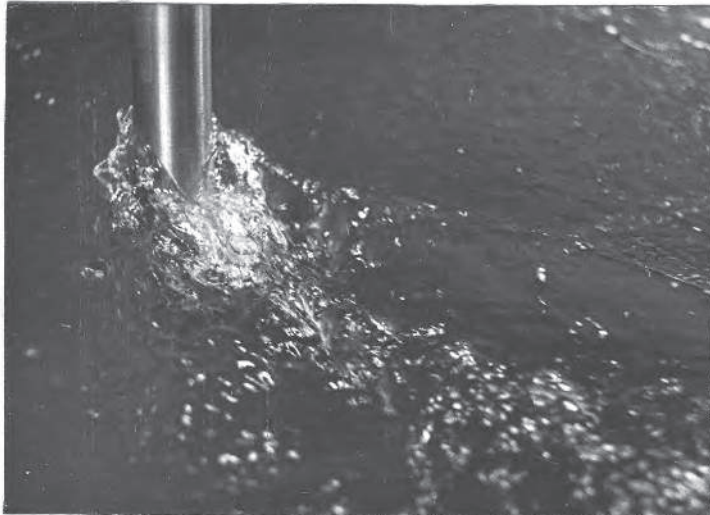
Серия фотографий свободной поверхности при обтекании
Левые снимки в каждой паре фотографий сделаны при $H = 1$

a/ $Fr_d = 1,01$:	б/ $Fr_d = 1,26$:
г/ $Fr_d = 1,83$:	д/ $Fr_d = 2,1$:

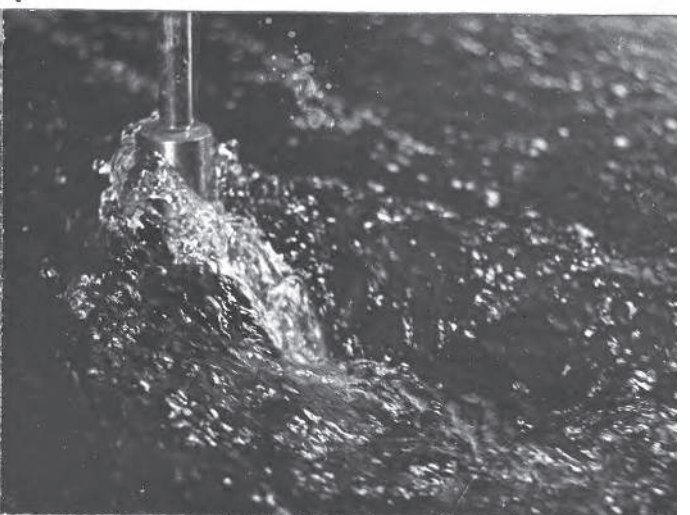
Снимки сделаны в гидрлотке.



e)



a)

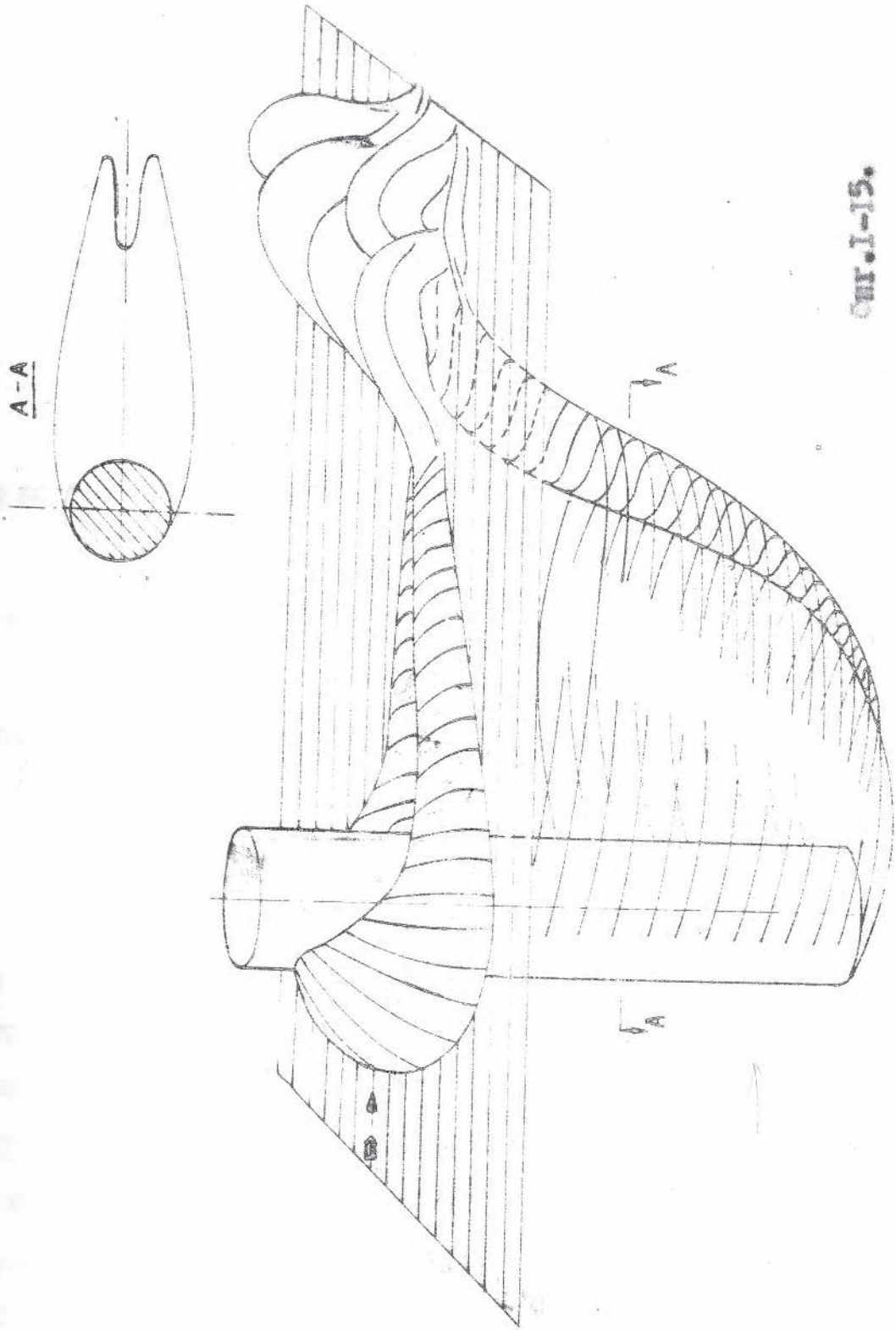


e)

цилиндра $d = 35$ мм при различных числах Фруда.
Левые - при $H = 1$, правые - при $H = 4$.

a) $Fr_d = 1,55$;

e) $Fr_d = 2,31$.



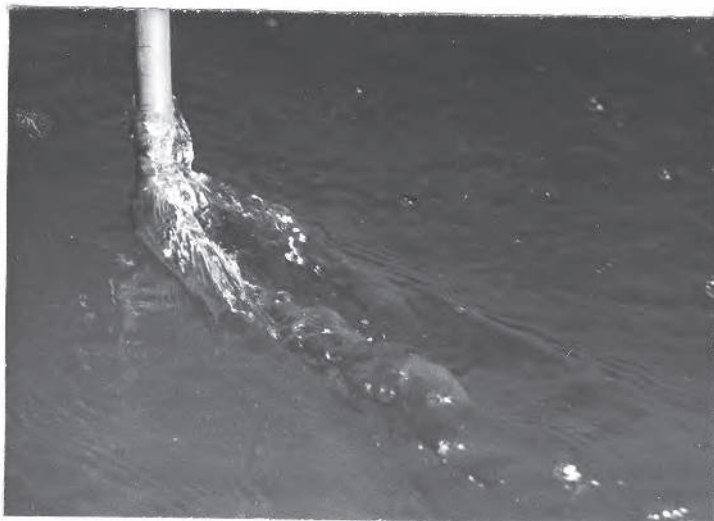
CH. I-15.

О влиянии глубины погружения цилиндра на характер деформации свободной поверхности при полном прорыве воздуха можно судить по серии фотографий на фиг. I-16. В этом случае уменьшение глубины погружения приводит к уменьшению размеров струй и буруна за цилиндром как по высоте, так и по протяженности.

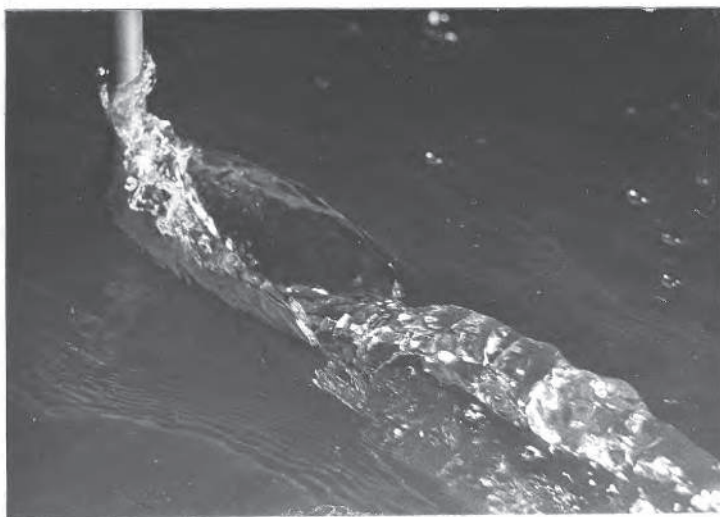
Уменьшение диаметра цилиндра приводит к сглаживанию волновой картины, уменьшению локальных возмущений на поверхности волны, исчезновению брызг и пены. Это видно из рассмотрения серии надводных фотографий, сделанных при обтекании цилиндров различных диаметров со скоростями, соответствующими начальной стадии прорыва (фиг. I-17).

Рассмотрев характер волновой картины, возникающей при обтекании цилиндра, перейдем к описанию механизма процесса прорыва воздуха. Последовательные стадии этого процесса иллюстрируются photographиями на фиг. I-18.

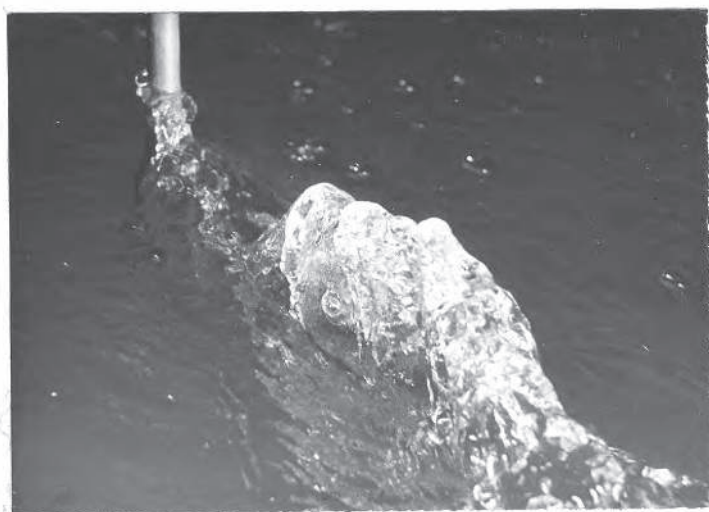
Прорыв воздуха под свободную поверхность начинается тогда, когда волновая система развита довольно сильно. Началом прорыва воздуха следует считать появление за кормовой частью цилиндра у его стенок локальных углублений в жидкости (фиг. I-18.2). У цилиндров больших диаметров углубления расположены с двух сторон от диаметральной плоскости и разделены водяной грядой, простирающейся по дну впадины. При уменьшении цилиндра гряда уменьшается и исчезает, а углубления перемещаются к задней критической точке и сливаются в одно (фиг. I-17). Углубления представляют собой как бы воздушные "мешочки", прилегающие к стенке цилиндра. Границы их пульсируют. Пространство внутри углубления соединяется атмосферой.



$\bar{H} = 1$



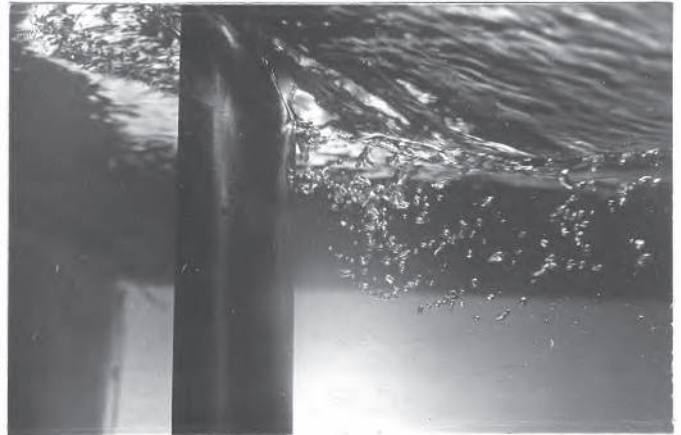
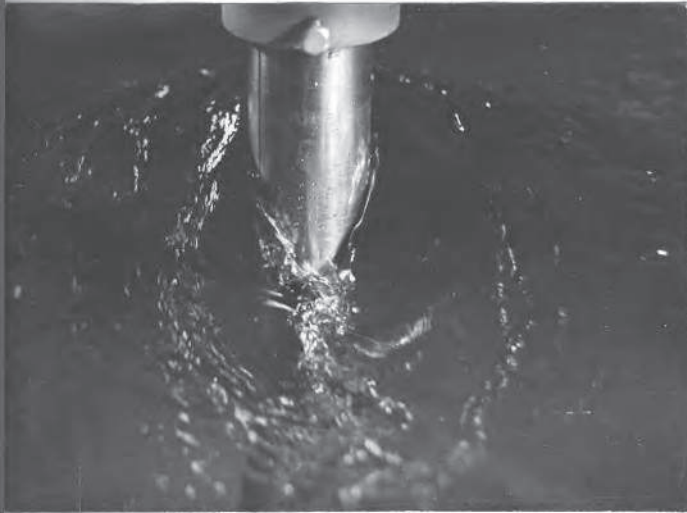
$\bar{H} = 3$



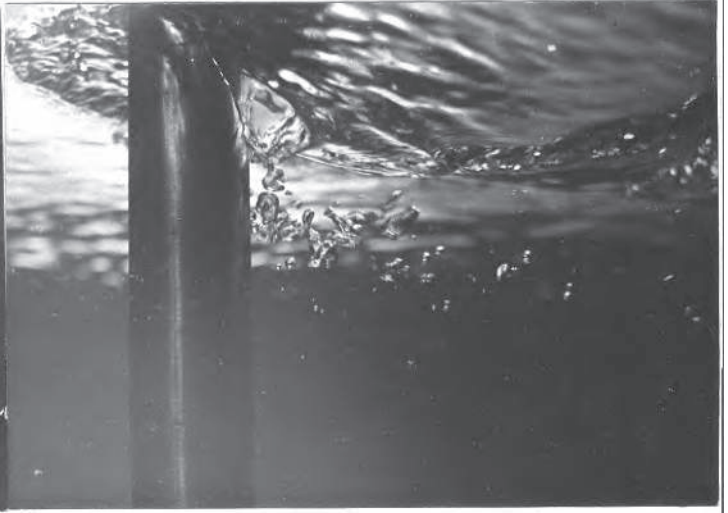
$\bar{H} = 5$

фиг. I-16.

Фотографии свободной поверхности при обтекании цилиндра в режиме полного прорыва при различных \bar{H}
 $d = 12$ мм, $Fr_d = 3,5$



$d = 56 \text{ mm}, Fr_d = 1,32$



$d = 35 \text{ mm}, Fr_d = 1,54$



$d = 20 \text{ mm}, Fr_d = 1,83$



$$d = 12 \text{ мм}, Fr_d = 1,84$$



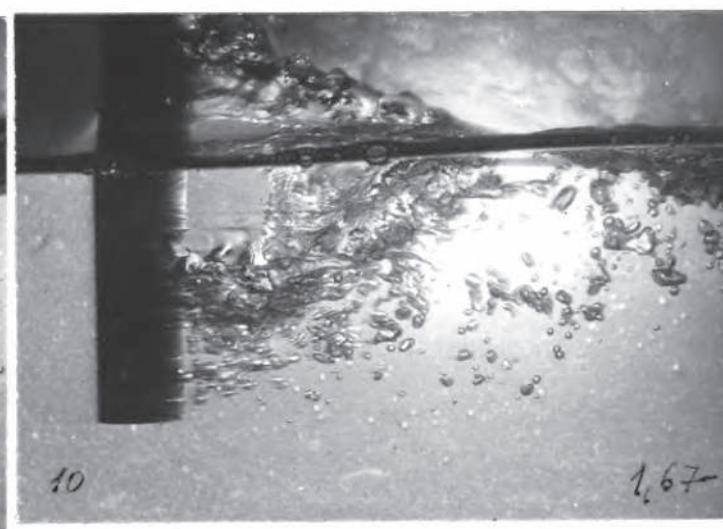
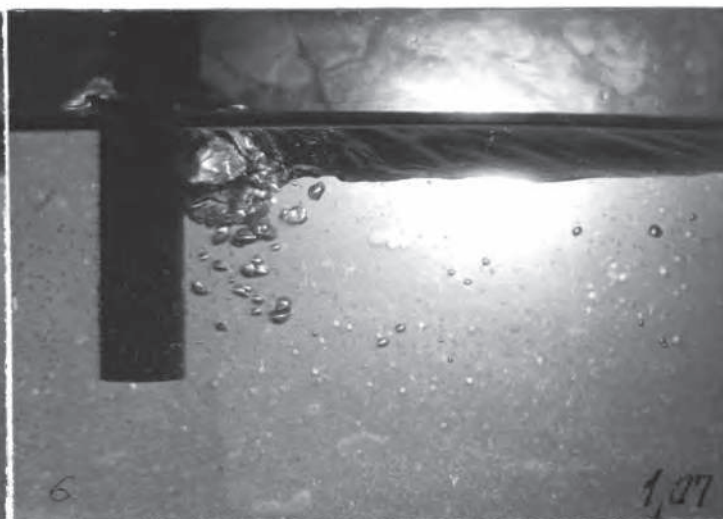
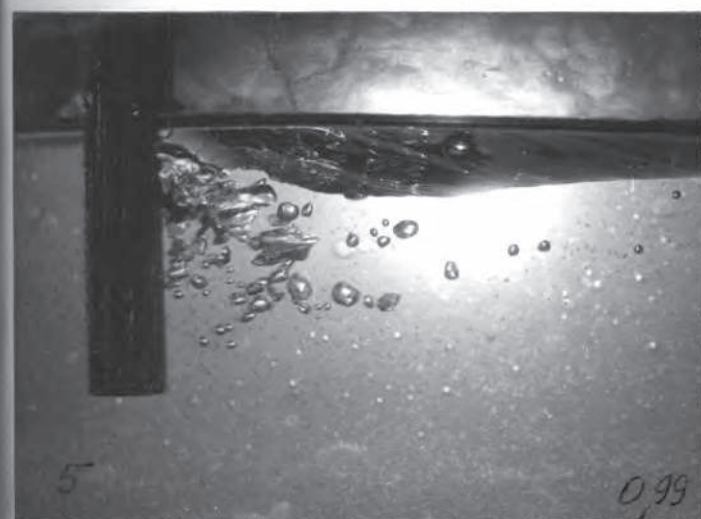
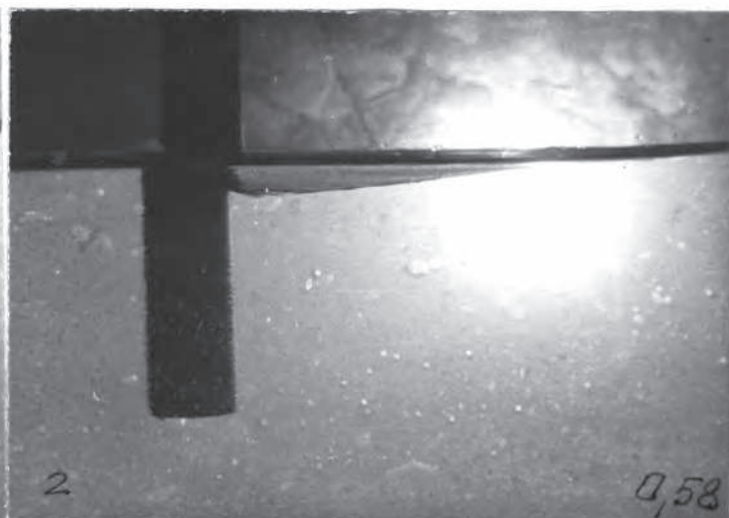
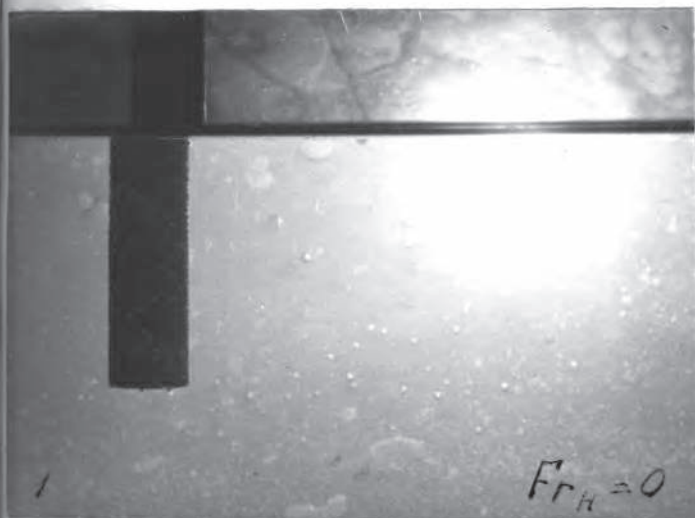
$$d = 6 \text{ мм}, Fr_d = 2,23$$

Фиг. I-17.

Характер свободной поверхности за цилиндрами различных диаметров на режиме начальной стадии прорыва.

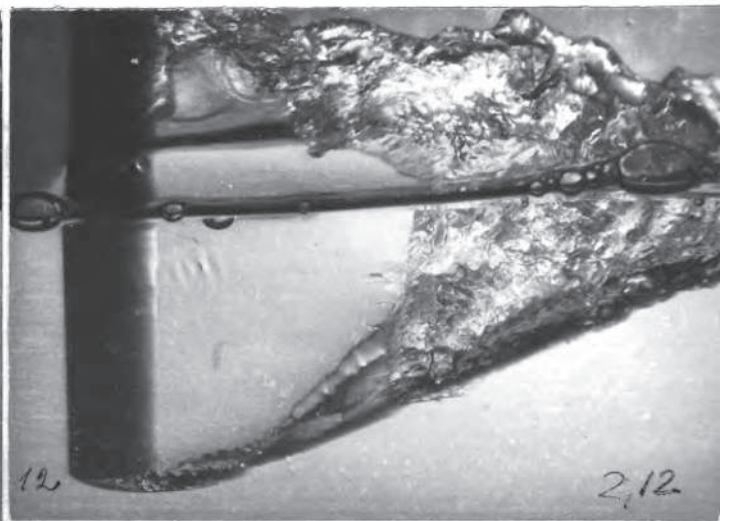
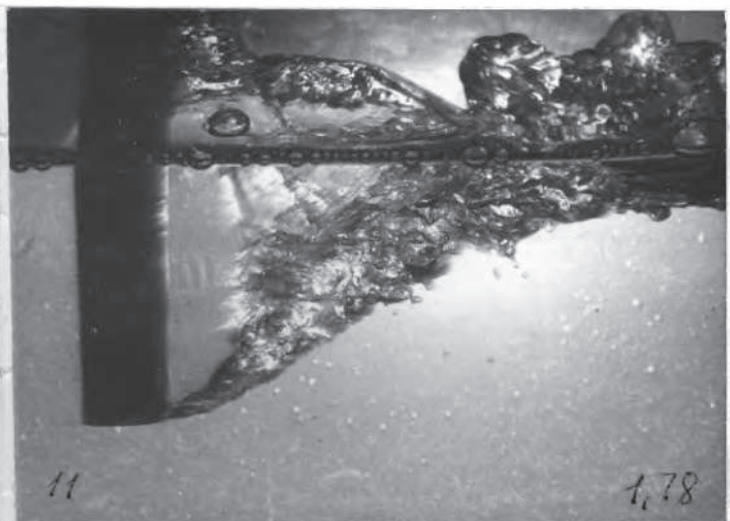
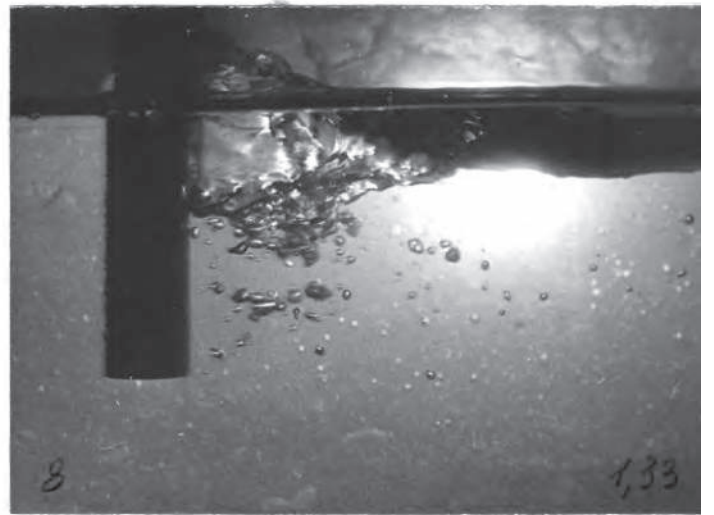
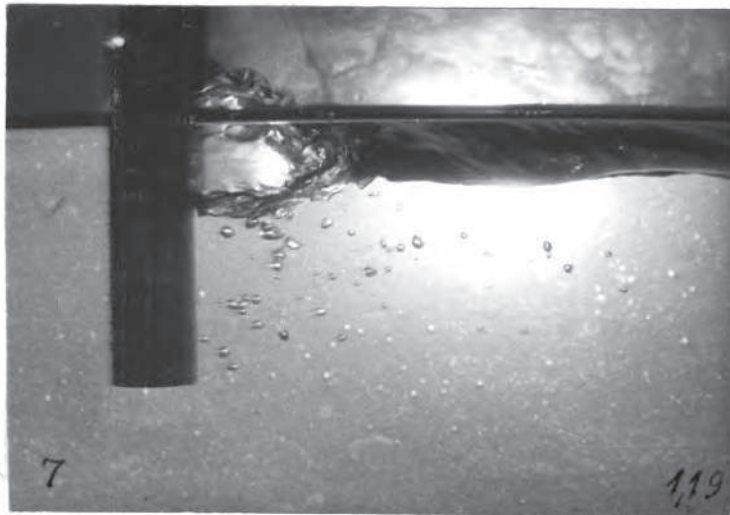
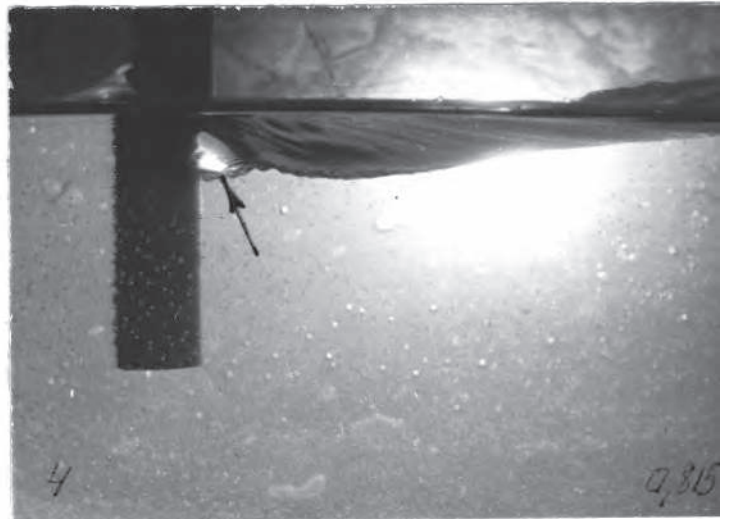
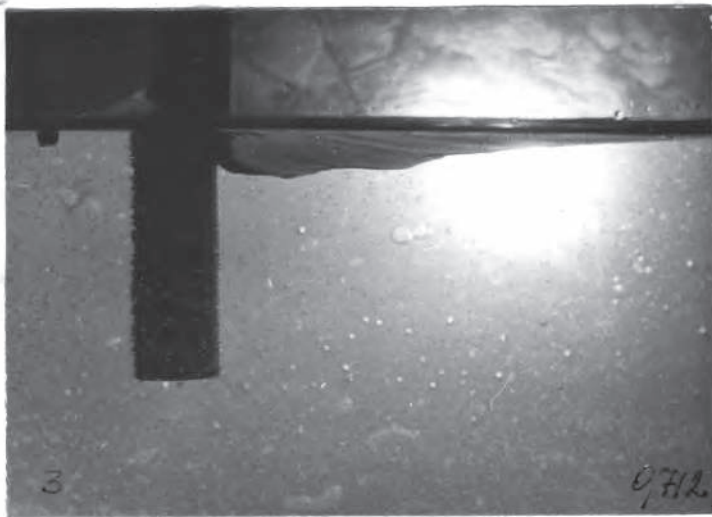
Слева - надводные снимки, справа - подводные.

Фотографирование проводилось в гидрлотке.



ИГ. I-14.

Последовательные стадии постепенного прорыва воздуха в
Слева на каждом снимке обозначен его порядковый номер.
На четвертом снимке стрелкой показано углубление, через
под свободную поверхность.



круговому цилиндру $d = 20$ мм. $\bar{H} = 3$
справа - значение $F_{гн}$
которое воздух начинает проникать

Описанные углубления являются теми "воротами", через которые воздух начинает проникать под свободную поверхность.

В начальной стадии прорыва это происходит в виде появления отдельных пузырьков воздуха, которые отрываются от воздушных углублений. Динамика процесса проникновения пузырьков воздуха в начальной стадии прорыва иллюстрируется на кинограмме скоростной кино съемки этого процесса (фиг. I-19).

С ростом скорости размеры углубления за цилиндром растут и одновременно увеличивается количество поступающего через них в жидкость атмосферного воздуха. Это приводит к образованию воздушной каверны, сообщавшейся с атмосферой (фиг. I-20).

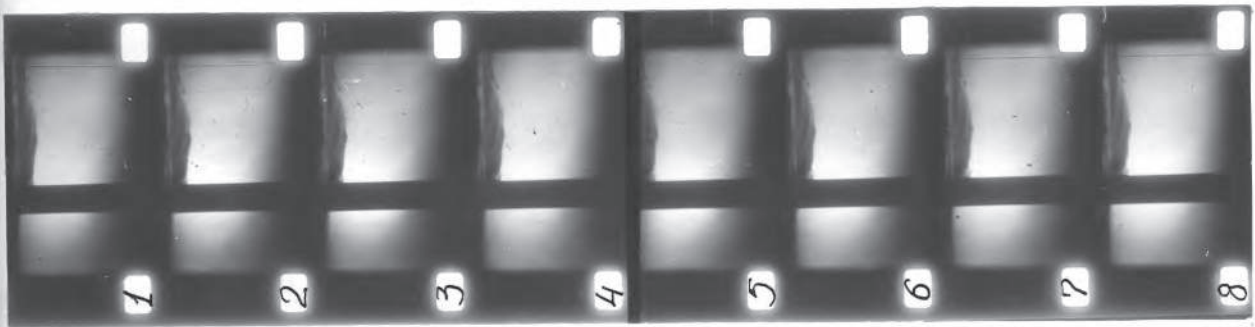
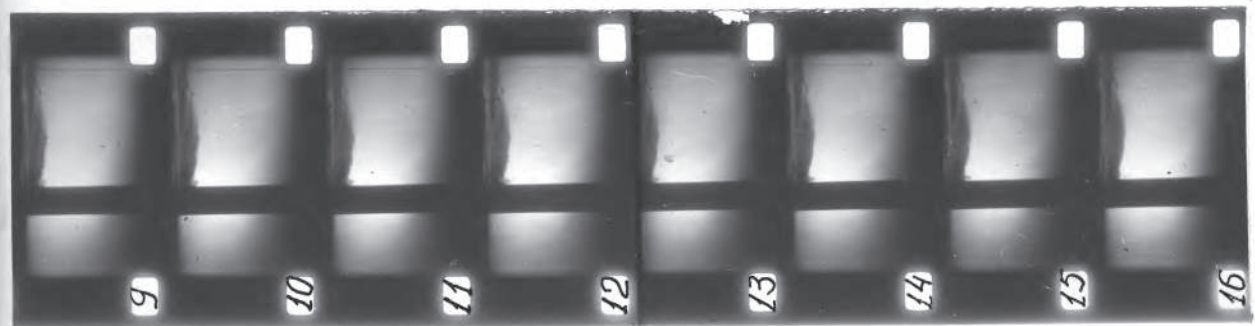
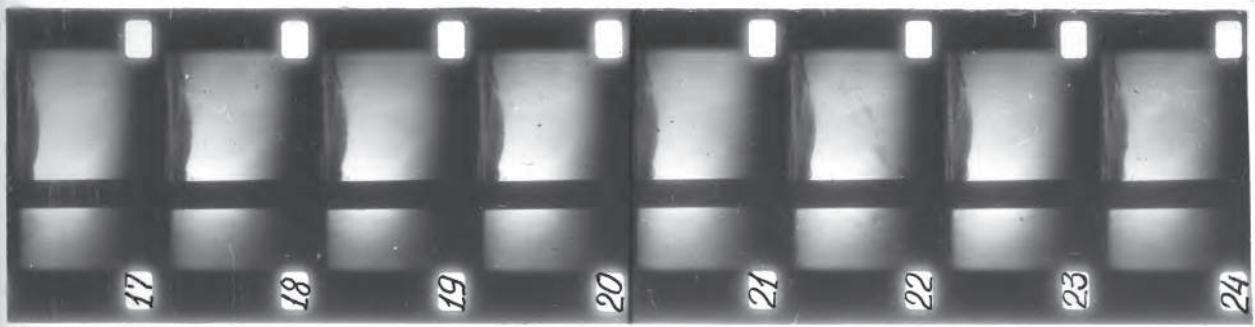
На подводном снимке видно, что каверна пересекается с цилиндром по его образующей. Размеры и границы каверны в этой стадии прорыва неустойчивы, они непрерывно пульсируют. От каверны отрываются большие порции воздуха, которые уносятся потоком. На (фиг. I-21) приводятся фотографии, сделанные с интервалом в несколько секунд при одной и той же скорости движения цилиндра, на которых запечатлены различные положения каверны при её пульсациях. Кинограмма скоростной кино съемки, описываемой стадии прорыва воздуха позволяет проследить за изменениями каверны во времени (фиг. I-22).

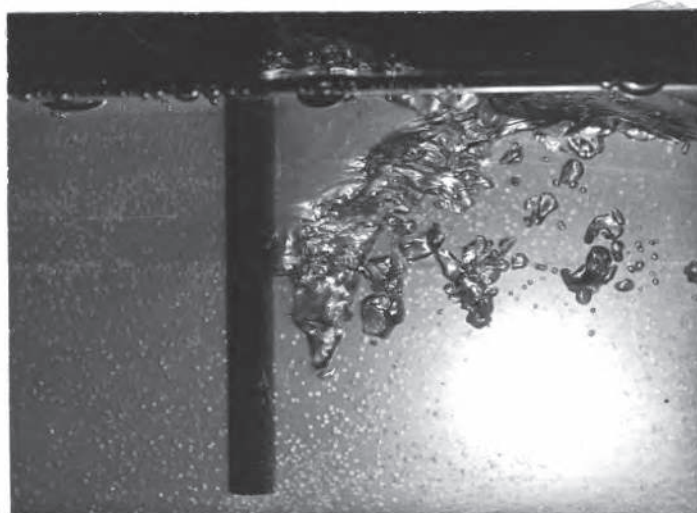
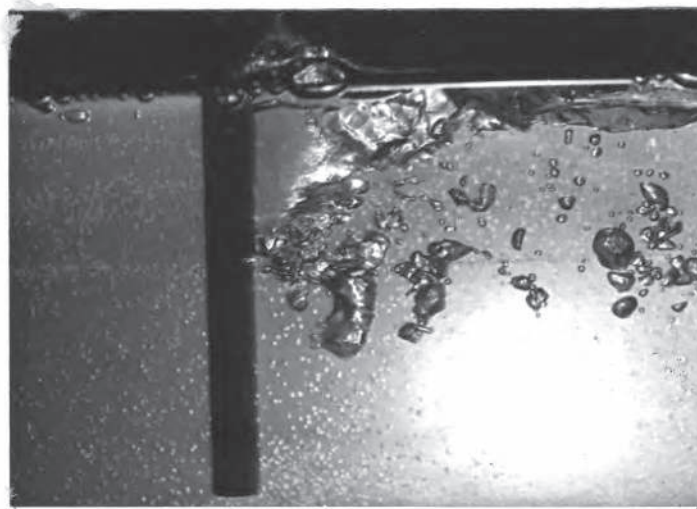
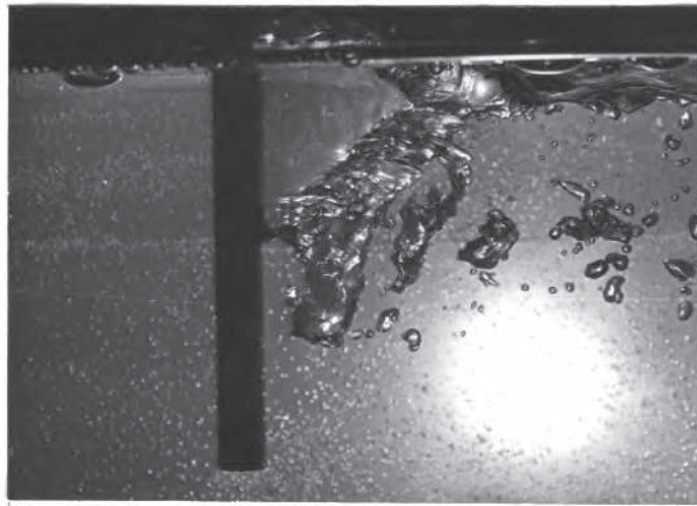
При дальнейшем росте скорости, каверна, увеличиваясь, распространяется вдоль цилиндра. Перед приближением нижнего края каверны к торцу, пространство между ним и каверной заполняется многочисленными пузырьками, образующими двухфазный поток (фиг. I-23б).

Фиг. 1-19.

нограмма процесса начальной стадии прорыва воздуха к цилиндру большого диаметра $d = 20$ мм, $H = 4,5$, $V = 0,9$ м/сек.
Скорость съёмки 1500 кадр/сек.

1-8 кадры видно зарождение воздушного углубления за цилиндром, от которого отделяется пузырь воздуха (кадры 9-15).
16 кадры пузырьк отделяется от углубления.





Фиг. 1-21.

Подводные фотографии частичного прорыва.

Съёмка производилась на одной и той же скорости с интервалом в несколько секунд. На снимках запечатлены различные положения каверны при её пульсациях.

$$d = 12 \text{ мм}; \quad H = 8; \quad Fr_d = 3,6$$

~~5~~



Фиг. I-22.

Кинограмма съёмки частичного прорыва к цилиндру
большого диаметра $d = 20$ мм, $H = 4,5$,
 $v = 1,45$ м/сек.
Скорость съёмки $1500 \frac{\text{кадр}}{\text{сек.}}$

Приблизившись к торцу цилиндра на определенное расстояние, каверна затем мгновенно достигает его конца, после чего наступает полный прорыв. Такой мгновенный скачок каверны, очевидно, связан с наличием концевых эффектов, вызванных обтеканием торца. В своей нижней части каверна, в момент достижения торца, заполнена пеной (фиг. I-23б) и освобождается от нее только после увеличения скорости, когда начинается струйное обтекание конца цилиндра (фиг. I-23а).

С началом струйного обтекания торца профиль каверны в задней части приобретает конфигурацию, схематически показанную на рис. I-15. Такая форма каверны объясняется явлениями в хвостовой части каверны. Симметричные струи, сходящие с боковой поверхности цилиндра, сталкиваясь между собой, образуют пенную область, которая является по существу возвратной струйкой.

В начальной стадии полного прорыва форма каверны остается неустойчивой. Задняя стенка каверны то удаляется от цилиндра, то приближается к нему, иногда закрывая каверну. На фотографиях (фиг. I-24) видны различные стадии этого процесса. Это явление наблюдали также авторы работы [35]. Повышение скорости или уменьшение глубины погружения устраняет эти пульсации: форма каверны становится стабильной. Дальнейший рост скорости приводит к увеличению длины каверны и делает её заднюю границу более пологой.

В приложении № 2 помещены результаты систематической фотосъемки процесса прорыва к цилиндрам большого диаметра.

Фиг. I-23.

- Цилиндр $d = 12$ мм, $H = 8$. а) Подводная фотография частичной стадии прорыва воздуха, сделанная при скорости движения стоек, предшествующей наступлению полного прорыва. Пространство за цилиндром в районе торца заполнено пузырьками воздуха. $Fr_H = 1,59$
- б) Подводная фотография полного прорыва, сделанная в момент достижения каверны торца цилиндра. Нижняя часть каверны заполнена пеной. $Fr_H = 1,72$
- в) Фотография каверны после начала струйного обтекания торца. Стенки каверны становятся прозрачными. $Fr_H = 1,8$

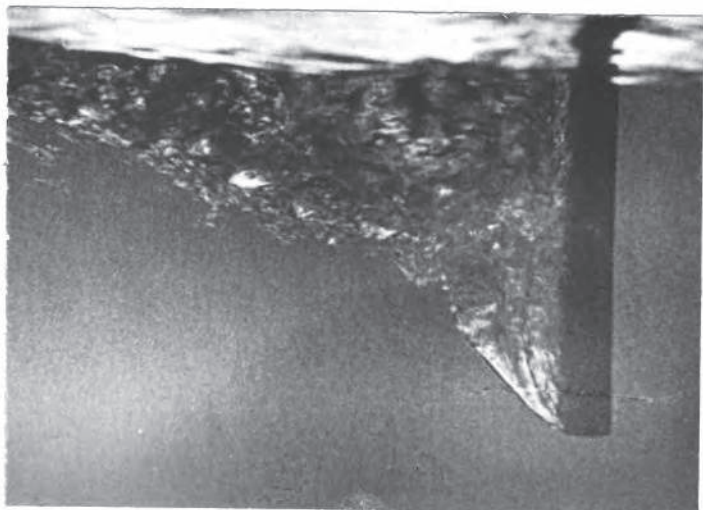
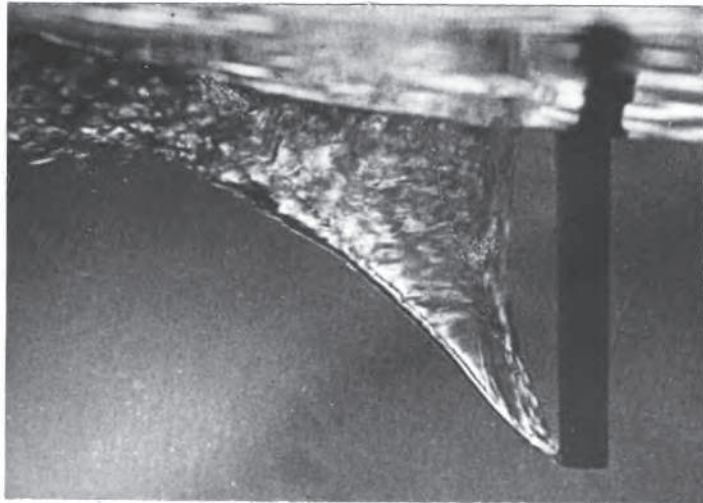
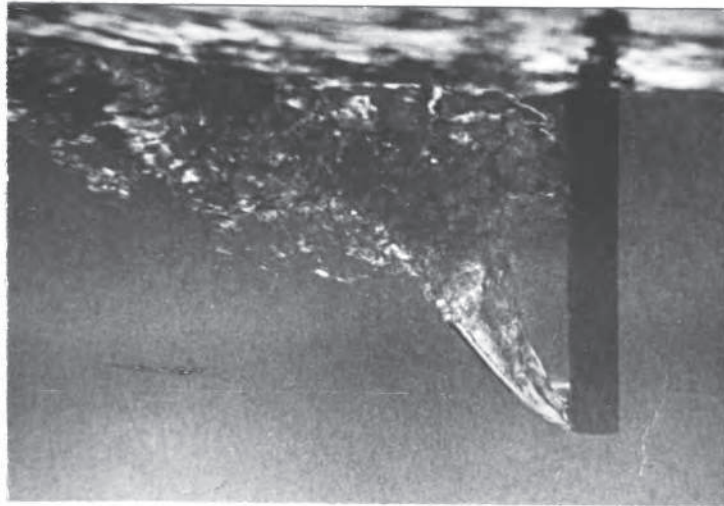


Рис. 1-24.

Фотографии воздушной каверны, сделанные на резкие наступления полного прорыва с интервалом в несколько секунд. На среднем снимке средняя часть каверны образована от пены; на заднем; на нижнем снимке каверна захлопнулась и пространство за цилиндром заполнилось пеной. Снимки сделаны в гидроло...

§ 6. Исследование полного прорыва воздуха к круговым цилиндрам.

Экспериментальные исследования прорыва воздуха к телам, пересекавшим свободную поверхность, были начаты с вертикальными круговыми цилиндрами.

Эксперименты с круговыми цилиндрами могут дать возможность не только установить общие физические закономерности явления прорыва. Результаты этих экспериментов могут также использоваться при определении прорыва к реальным элементам конструкций, имевших плохообтекаемую форму (наклонные валы, кронштейны, стойки, днища на закругленных углах станин и т.д.).

Использование круговых цилиндрических стержней значительно упростило технику проведения эксперимента по прорыву воздуха. Это, во-первых, связано с простотой изготовления самих цилиндров, во-вторых, такие модели не сложно ориентировать в потоке и закреплять в державке, что повышает точность измерений. Симметричное обтекание цилиндра облегчает наблюдение за внешней картиной прорыва воздуха и упрощает кино- и фотозъемку процесса. Цилиндры легко приспособить для проведения экспериментов на различных экспериментальных установках. Сравнительно высокая прочность и жесткость круговых цилиндров позволили проводить эксперименты в довольно широком диапазоне диаметров и глубин погружения. Диаметры цилиндров изменились от 0,18 мм до 106 мм, а глубина погружения от 0,5 до 100 калибров.

Немаловажное влияние на выбор кругового цилиндра в качестве модели при исследовании прорыва воздуха оказало то обстоятельство, что изучение прорыва воздуха к круговым цилиндрам уже прово-

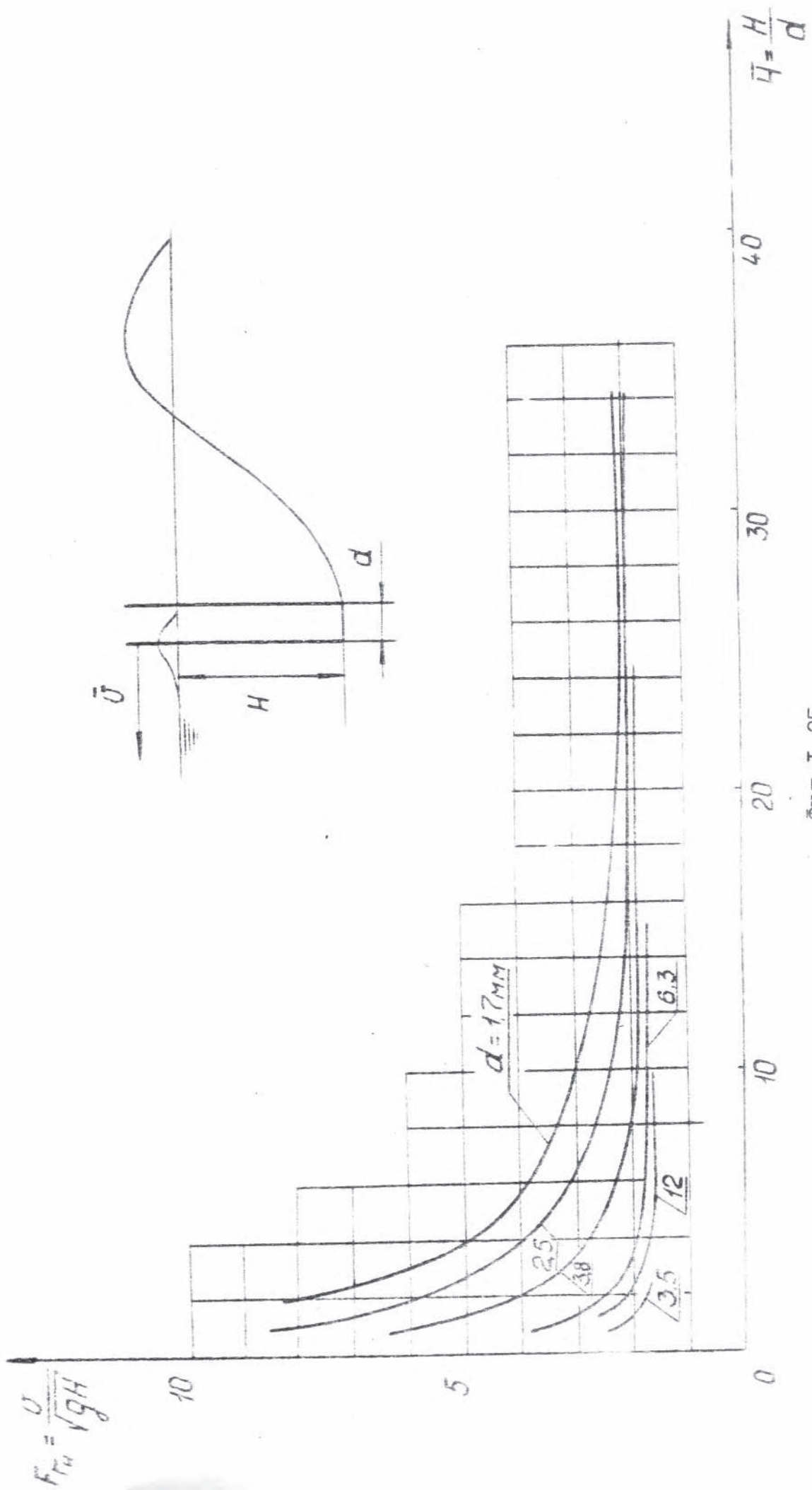
дилось другими авторами [31, 35, 36, 37]. Это позволило, во-первых, сравнивать полученные результаты, во-вторых, используя полученные ими данные, более обоснованно определить направления дальнейших исследований.

Основная серия экспериментов по исследованию полного прорыва воздуха к круговым цилиндрам проводилась на ротативной установке. В опытах использовались цилиндры с диаметрами 1,7; 2,5; 3,8; 6,3; 12; 35 мм. Полученные при экспериментах данные о значениях скорости, при которых наступает полный прорыв при различной глубине погружения цилиндра, представлены в виде графиков зависимостей критического числа Фруда, при котором происходит полный прорыв от относительного погружения цилиндра. Число Фруда образовывалось или по диаметру цилиндра $Fr_d = \frac{v}{\sqrt{gd}}$ или по длине его погружённой части $Fr_H = \frac{v}{\sqrt{gH}}$, а относительное погружение определялось как отношение длины погружённой части цилиндра к его диаметру,

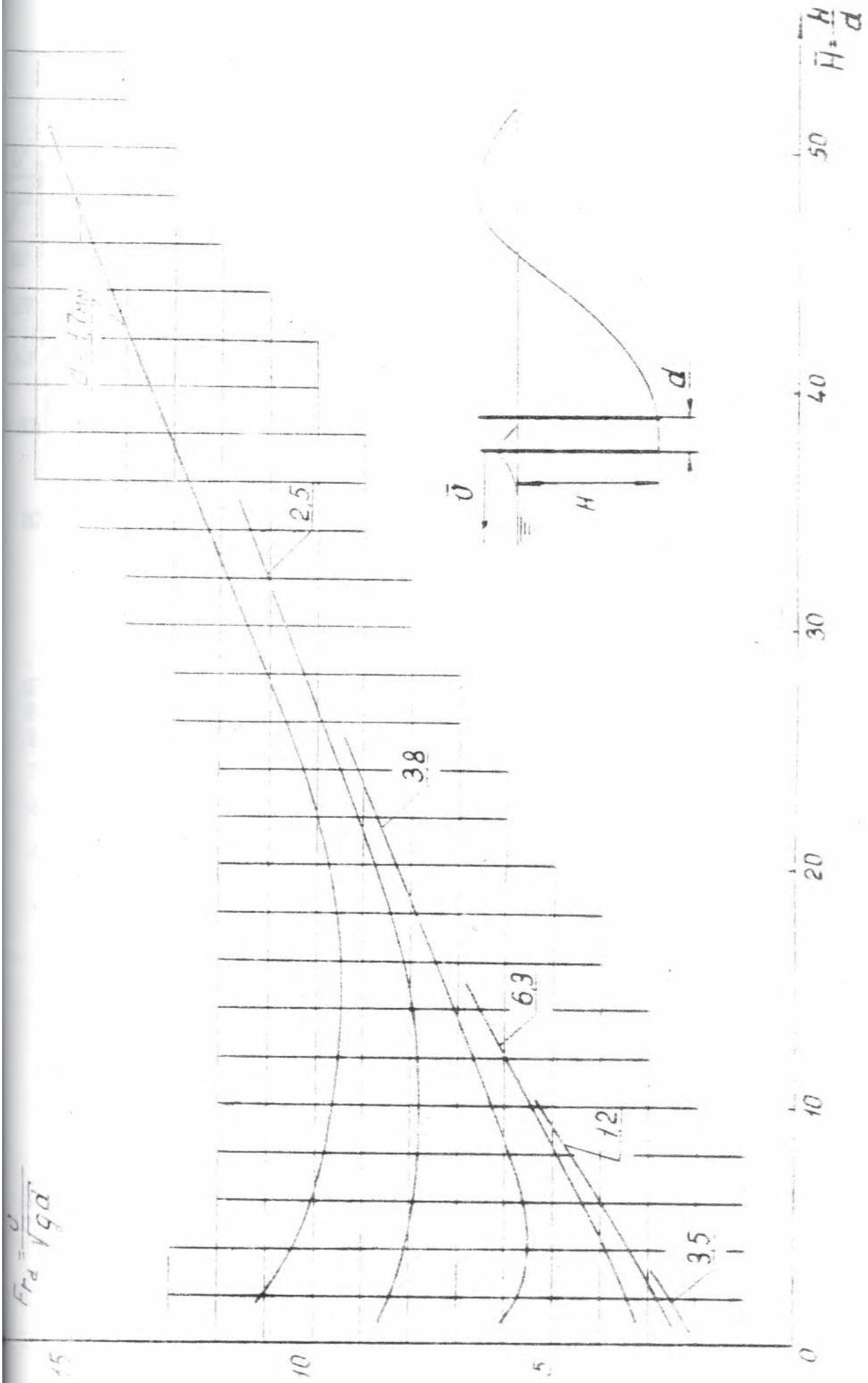
где v - скорость движения цилиндра;
 d - диаметр цилиндра;
 H - глубина его погружённой части;
 g - ускорение свободного падения.

Опыты проводились в диапазоне $\bar{H} = 0,5 + 55$ (в [37] максимальное значение \bar{H} достигало 25). Для обеспечения постоянной степени смачиваемости цилиндров, они перед буксировками тщательно протирались спиртом.

Сводные графики, на которых представлены результаты всей серии экспериментов, приведены на фиг. I-25 и фиг. I-26. Кривые на



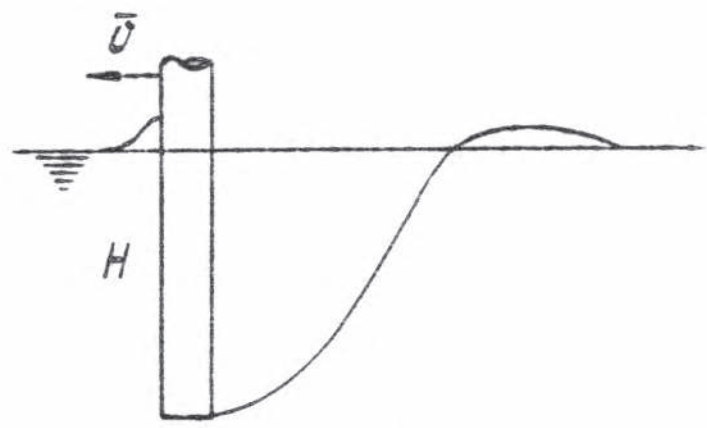
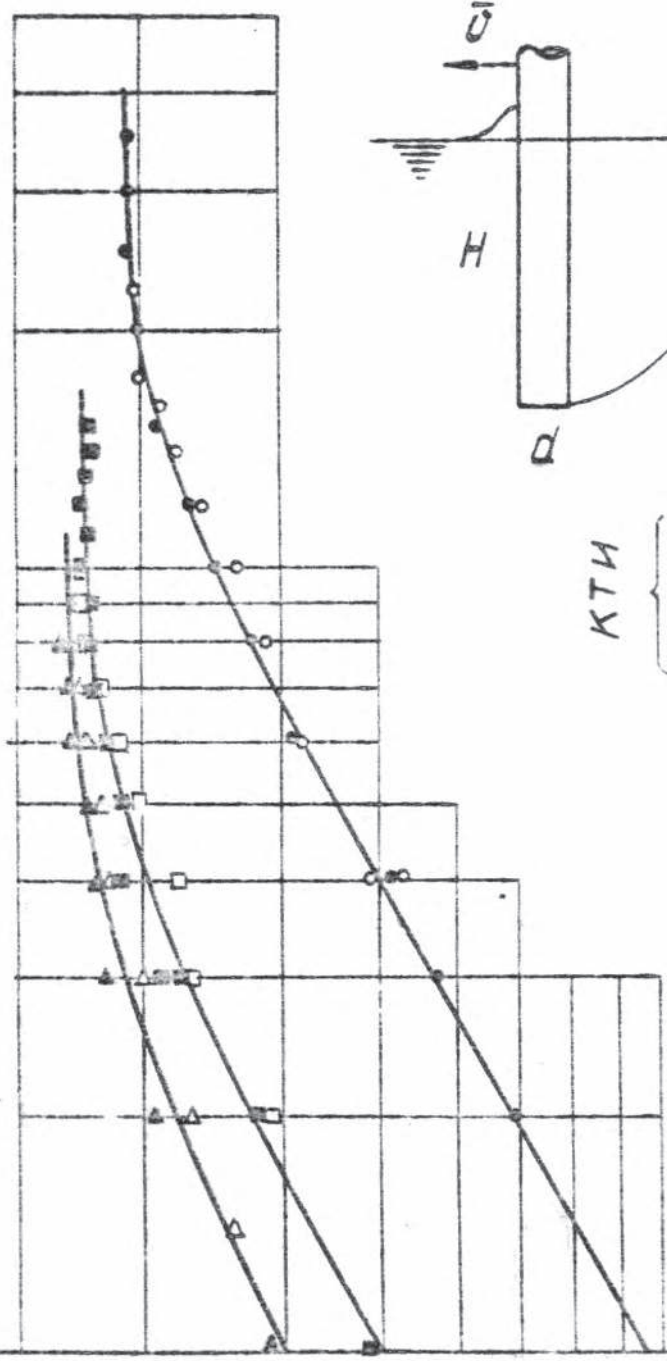
Фиг. I-25



CH. I-26.

$\frac{v}{\sqrt{gH}}$

60
50
40
30
20
10
9
8
7
6
5
4
3
2
1



	d, mm	D, mm
КТИ	● 2,5	○ 2,41
	■ 6,3	□ 6,35
	▲ 12,0	△ 12,7

Уэмзел

1 2 3 4 5 6 7 8 9 10

$\bar{H} = \frac{H}{d}$

См. I-27.

этих графиках проведены по экспериментальным точкам. Графики этих же зависимостей, построенные для каждого диаметра цилиндра, с нанесенными на них экспериментальными точками, помещены в приложении В 3.

Сопоставление полученных результатов с аналогичными данными Д. Уэтзела [37] показало хорошее совпадение, о чём свидетельствует график на фиг. I-27.

Проанализируем результаты экспериментов. На графиках I-25 и I-26 каждому из исследованных диаметров соответствует своя кривая. Влияние диаметра цилиндра на наступление прорыва воздуха особенно сильно проявляется при малых диаметрах. С увеличением диаметра расстояния между кривыми уменьшаются и они приближаются к какой-то общей линии. Другими словами, изменение диаметра цилиндра при постоянной глубине погружения оказывает заметное влияние на скорость, при которой наступает полный прорыв, причем это влияние усиливается с уменьшением диаметра.

Всё вышесказанное относится к цилиндрам с относительным погружением не больше 20.

Более подробно влияние диаметра на прорыв воздуха будет рассмотрено во второй главе.

Полученные графики позволяют также проанализировать влияние \bar{H} на полный прорыв. Рассмотрим график фиг. I-25. Его кривые состоят из двух участков: криволинейного, полного, опускающегося вниз и горизонтального. В диапазоне \bar{H} , соответствующем криволинейному участку, величина Fr_H , при которой происходит полный прорыв, зависит от \bar{H} . Этот диапазон включает в себя весь -

ше из исследованных значения \bar{H} . После перехода кривой на горизонтальный участок $F_{гн}$ от \bar{H} уже не зависит. Для каждого диаметра цилиндра точке перехода на горизонтальный участок кривой соответствует свое значение \bar{H} . Чем больше диаметр цилиндра, тем это значение \bar{H} меньше, то есть при увеличении диаметра цилиндра глубина погружения перестает влиять на $F_{гн}$ при меньших значениях \bar{H} .

Влияние \bar{H} проявляется ещё и в том, что по мере его увеличения кривые на графике сближаются. Горизонтальные участки всех кривых соответствуют очень близким по величине числам $F_{гн}$. Опыты с цилиндрами диаметром 1,7 и 2,5 мм, испытанными при \bar{H} , достигших 55, показали, что и для цилиндров малого диаметра можно получить горизонтальные участки, приближающиеся к общей для всех прямой.

Таким образом следует, что для цилиндра любого диаметра существует такое значение \bar{H} , после достижения которого наступление полного прорыва будет происходить при одних и тех же значениях $F_{гн}$, незначительно отличающегося от среднего для всех диаметров значения.

Аналогичный вывод на основании графика (фиг. 1-26) можно сделать и для числа $F_{гд}$. Объяснение этого факта будет дано ниже.

Полученные результаты могут быть прокомментированы с позиции представлений, разработанных в [31,32]. Если рассмотреть условия, при которых воздушная полость начинает образовываться у свободной поверхности, то они характеризуются существованием в районе миделя стойки и за ней области разряжения. В месте наиболь-

его разрежения его величина определяется коэффициентом давления

$$\bar{p}_{min} = f(\bar{H}, Fr_d, Re) \quad , \quad (2)$$

где $Re = \frac{v \cdot d}{\nu}$ - число Рейнольдса;

ν - кинематический коэффициент вязкости.

Наличие разрежений вызывает опускание уровня и начало образования воздушной полости за цилиндром в районе свободной поверхности.

Однако на свободной поверхности действуют также силы другой природы - капиллярные, которые могут оказывать существенное влияние на образование воздушной полости. Капиллярные силы появляются в результате того, что на стенках цилиндра образуется мениск. Если стенки смачиваемые, то силы поверхностного натяжения, направленные к центру кривизны, препятствуют образованию полости.

Итак, силы, стремящиеся образовать полость, будут пропорциональны величине $\bar{p}_{min} \frac{\rho v^2}{2}$, где ρ - плотность жидкости, а силы, препятствующие этому - величине $\sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$, где: σ - коэффициент поверхностного натяжения на границе вода-воздух, R_1 и R_2 - радиусы кривизны, деформированной поверхности жидкости в местах ее соприкосновения с телом.

Если ввести допущения о том, что радиусы кривизны пропорциональны диаметру цилиндра и зависят от сил вязкости, которые управляют скоростями в пограничном слое, то есть $R_1 = f_1(Re) d$ и $R_2 = f_2(Re) d$, то условие равновесия между силами, воздействующими на образование полости, можно записать в виде

$$\bar{p}_{min} \frac{\rho v^2}{2} = Const \frac{\sigma}{d} \quad (3)$$

Или, учтя, что константа в соответствии с допущениями является функцией Re , режим начала образования каверны для смачиваемого цилиндра можно записать в виде соотношения

$$\frac{\rho v^2 d}{\sigma} \geq \frac{c(Re)}{\bar{p}_{min}(\bar{H}, Fr_d, Re)} \quad (4)$$

Для больших погружений и чисел Fr_d можно считать, что \bar{p}_{min} зависит только от Re , и тогда правую часть в (4) можно заменить одной функцией

$$\frac{c(Re)}{\bar{p}_{min}(\bar{H}, Fr_d, Re)} = c_1(Re) \quad (5)$$

Учитывая (5), выражение (4) можно преобразовать к виду

$$Fr'_H \geq \sqrt{c_1(Re) \frac{\sigma}{\gamma d^2 H}} \quad (6)$$

$$Fr'_d \geq \sqrt{c_1(Re) \frac{\sigma}{\gamma d^2}} \quad (7)$$

Полученные соотношения показывают, при каких значениях числа Фруда капиллярные силы уже не в состоянии противостоять действиям гидродинамическим силам, вызывающим разрывание. За цилиндром образуется воздушная полость, проникающая на глубину, соответствующую величине разрывания. В результате действия факторов, увеличивающих разрывание за цилиндром, воздушная полость достигает его конца и наступает полный прорыв. Каковы же условия существования полости, достигшей конца стойки?

Рассмотрим сначала наиболее простой случай цилиндров большого диаметра, в отношении которых можно ожидать, что роль вязкости

и поверхностного натяжения будет пренебрежимо мала.

Режим течения, который имеет место при полном прорыве, соответствует режимам струйного, кавитационного течения и существенно связан с пространственным характером обтекания конца цилиндра.

Поскольку обтекание цилиндра струйное, следует считать, что режим движения практически не зависит от числа Рейнольдса. Если пренебречь тем, что по высоте цилиндра числа кавитации различны и заменить видную поверхность твердой стенкой, то можно сопоставить рассматриваемое явление с кавитационным обтеканием конца цилиндра длиной $\frac{2H}{d}$ при числе кавитации

$$\alpha_c = \frac{P_0 - P_k}{\frac{\rho v_0^2}{2}} = \frac{(P_0 + \gamma H) - P_0}{\frac{\rho v^2}{2}} = \frac{2\gamma H}{\frac{\rho v^2}{2}} = \frac{2}{Fr_H^2} \quad (8)$$

где P_0 - атмосферное давление ;

P_k - давление в кавитации ;

$\gamma = \rho g$ - удельный вес.

Критическое значение $Re_{кр}$ и соответствующее значение Fr_H будет относиться к режиму перехода с начальной стадии кавитации к отрывной.

Если теперь рассмотреть цилиндр малого диаметра, то необходимо еще учесть силы поверхностного натяжения на стенках кавитации, действие которых эквивалентно повышению внешнего давления. Если считать, что радиус кривизны имеет порядок радиуса цилиндра, то оголение всей стойки будет проходить при

$$Re_{кр} > \frac{P_0 + \gamma H - \frac{2\sigma}{R} - P_0}{\frac{\rho v^2}{2}} = \frac{2}{Fr_H^2} + \frac{8\sigma}{\rho v^2 d} \quad (9)$$

Отсюда можно получить выражение для значений F_{rH} и F_{rd} , при которых образовывавшаяся за цилиндром впадина достигает его нижней точки

$$F_{rH}'' \geq \sqrt{\frac{2 + \frac{8\sigma}{\rho d^2} \frac{1}{H}}{\partial \epsilon_{кр}}} \quad (10)$$

и

$$F_{rd}'' \geq \sqrt{\frac{2H + \frac{8\sigma}{\rho d^2}}{\partial \epsilon_{кр}}} \quad (11)$$

Расчеты, сделанные по формулам (6), (7) и (9), (10), хорошо согласуются с экспериментом.

Для того, чтобы каверна могла достигнуть конца цилиндра прежде должны быть выполнены условия её зарождения (6), (7) и наоборот, если условия её зарождения выполнены, то для того, чтобы она достигла конца цилиндра, должны быть выполнены соответствующие условия на конце (9), (10). Значит, если $F_r' > F_r''$, то необходимые условия на свободной поверхности возникнут лишь после того, как такие условия уже будут существовать на конце цилиндра. Другими словами, в толще жидкости за цилиндром уже могла бы существовать воздушная полость, простиравшаяся до его конца, однако свободная поверхность мешает воздуху проникнуть в зону разряжения. Наступление полного прорыва при такой ситуации определяется соотношениями (6) или (7).

Как показывают расчеты, эти режимы имеют место при меньших значениях глубины погружения, когда сильно проявляется влияние диаметра цилиндра и H . Влияние диаметра связано, прежде всего, с действием капиллярных сил на свободной поверхности. С уменьшением диаметра роль капиллярных сил возрастает, с увеличением диаметра - уменьшается.

Влияние H объясняется тем, что при увеличении погружения данного цилиндра капиллярные силы на свободной поверхности не изме-

ются, в то время как разряжение увеличивается, так как большие струения требуют более высоких скоростей. Увеличивающееся разряжение быстрее преодолевает противодействие свободной поверхности и вызовет прорыв воздуха. С увеличением \bar{H} прорыв все в большей степени определяется разряжением за цилиндром и все в меньшей - капиллярными силами на свободной поверхности. У цилиндров большого диаметра, где капиллярные силы относительно невелики, влияние \bar{H} должно сказываться раньше (при меньших \bar{H}), а у тонких стержней, где капиллярные силы играют значительную роль - позднее. Сделанные выводы полностью соответствуют экспериментальным данным.

Если $F_r' < F_r''$, то наступление условий зарождения каверны на свободной поверхности произойдет тогда, когда на конце цилиндра соответствующие условия еще не будут созданы, и, следовательно, каверна не сможет достигнуть конца цилиндра; пока там необходимые условия не появятся. Появление их в этом случае определяется соотношениями (9) или (10). Такие режимы наступают при больших значениях \bar{H} . Влияние диаметра цилиндра почти не проявляется. Объяснение тому можно найти, рассмотрев формулы (9) и (10). На таких режимах влияние диаметра осуществляется только через действие капиллярных сил, которые в данном случае проявляются на стенках каверны. Их роль, в зависимости от диаметра, учитывается в формуле (9) членом $\frac{8\sigma}{r d^2 \bar{H}}$, а в формуле (10) членом $\frac{8\sigma}{r d^2}$. При больших \bar{H} роль этих членов мала и они не оказывают заметного влияния на критические значения F_r'' .

Физически это можно объяснить тем, что при увеличении \bar{H} возрастает гидростатическое давление у нижнего конца стержня, а, значит, соответственно должны возрастать значения разряжений, способствующие существованию каверны.

Поскольку с увеличением глубины капиллярные силы, действующие на стенках каверны и стремящиеся её захлопнуть, не изменяются, а разрежения растут, то наступление прерыва воздуха всё в большей степени начинает зависеть от значений разрежений и все в меньшей степени от величины капиллярных сил.

При определённых значениях \bar{H} влияние капиллярных сил становится незаметным. Эти режимы соответствуют переходу на горизонтальные участки кривых на фиг. I-25.

§ 7. Исследование деформации свободной поверхности при обтекании круговых цилиндров, пересечённых свободную поверхность.

Для изучения условий, существующих на свободной поверхности, был исследован характер волнообразования сопровождающего обтекание полупогруженного кругового цилиндра.

Качественная картина деформации свободной поверхности при таком течении описана в § 6.

В настоящем параграфе приводятся результаты непосредственных инструментальных измерений профилей свободной поверхности, проведённых по методике, изложенной в § 2.

Измерения проводились в районе перед цилиндром, где образуется передний гребень I (фиг. I-13) и за цилиндром, где существует пологая впадина 2.

Для оценки влияния переднего гребня на процесс прорыва воздуха сравнивалось обтекание цилиндра, происходящее как с существованием гребня, так и при его устранении. Для устранения переднего гребня свободная поверхность перед цилиндром накрывалась

тонким металлическим листом, охватывающим переднюю часть цилиндра. Схема расположения пластины показана на фиг. I-28.

Поскольку пластина охватывает лишь переднюю часть цилиндра, то она не мешает проникновению воздуха под свободную поверхность, происходящему за кормой цилиндра. Наличие пластины не должно изменить величину гидростатического давления перед цилиндром. При отсутствии пластины избыточное гидростатическое давление уравновешивается высотой столба жидкости в передней подковобразном гребне, а при её применении это давление уравновешивается её реакцией. Таким образом использование пластины не изменяет характера обтекания цилиндра потоком, а меняет лишь граничные условия на свободной поверхности перед цилиндром.

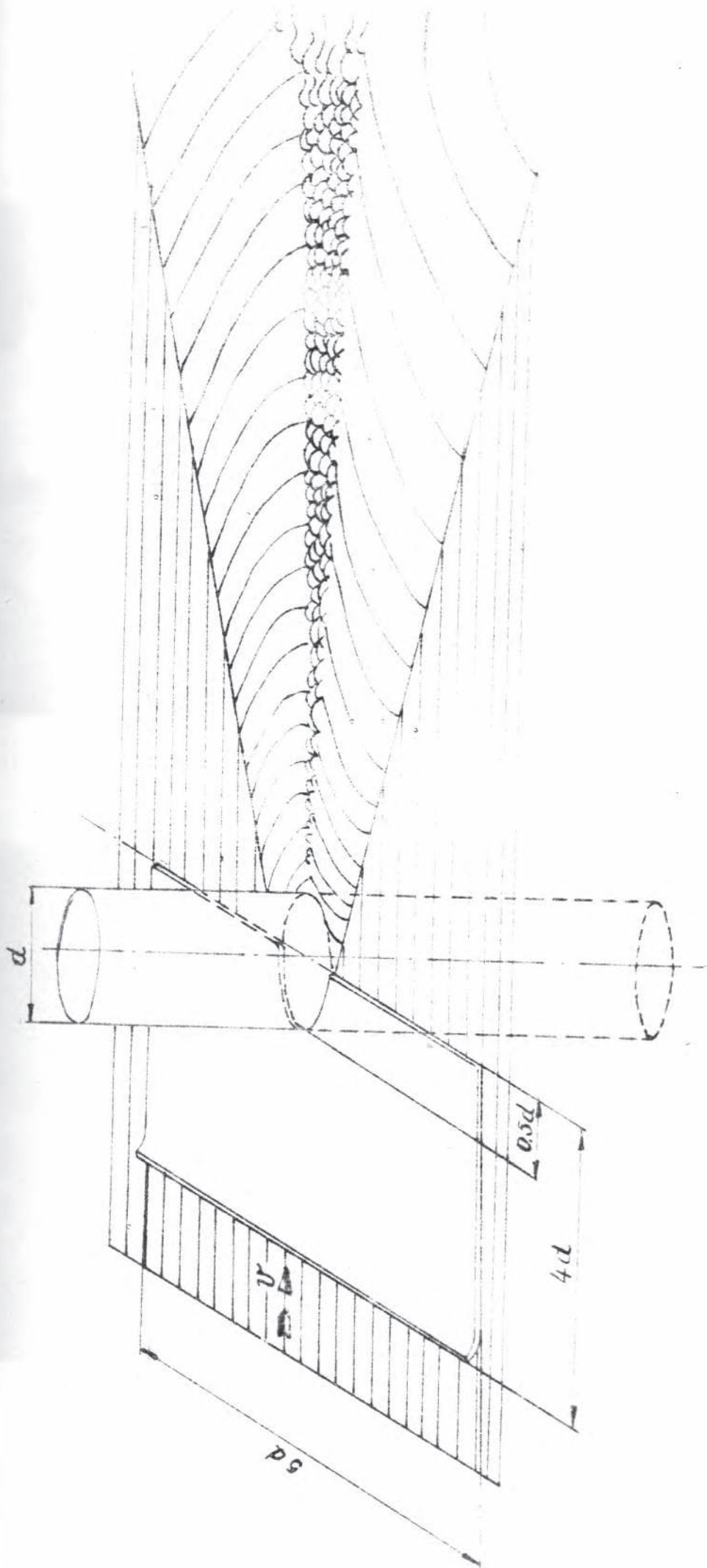
Анализ фотографий и наблюдений за процессом прорыва на разных его стадиях, происходящих при установке пластины и без неё, показали, что устранение переднего гребня не вызывает заметных изменений в ходе процесса прорыва. Для примера приводятся фотографии на фиг. I-29.

Отсюда следует вывод, что в первом приближении замена одних граничных условий на свободной поверхности перед цилиндром ($P = \text{const}$) другими ($v_n = 0$) правомерно.

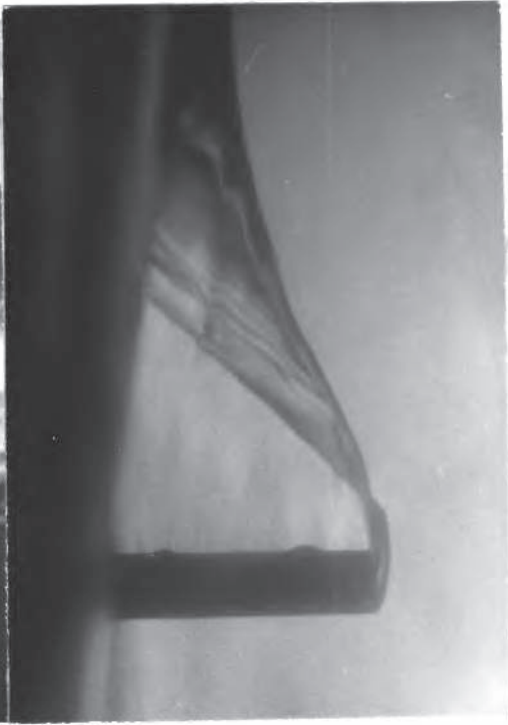
В районе кормовой части цилиндра происходит опускание уровня жидкости.

Для оценки величины опускания уровня были проведены замеры профилей сечений свободной поверхности в этом районе.

Опыты проводились с цилиндрами достаточно большого диаметра - 20, 35, 56 мм. Основные результаты были получены в опытах с цилиндром $d = 56$ мм.



CH. I. 28.



Фиг. I-29.

В ходе экспериментов изменялись диаметры цилиндров, глубина их погружения и скорость потока. Неизменным во всех опытах оставался режим обтекания, который соответствовал начальной стадии прорыва.

Наступление этого режима определялось визуально по таким признакам: волновая впадина достигает наибольшей глубины, в кормовой части цилиндра образуются углубления, прилегающие к стенкам цилиндра, от них изредка отрываются единичные пузырьки воздуха.

Результаты экспериментов представлены в виде сечений профиля свободной поверхности диаметральной плоскостью и плоскостями, перпендикулярными направлению потока.

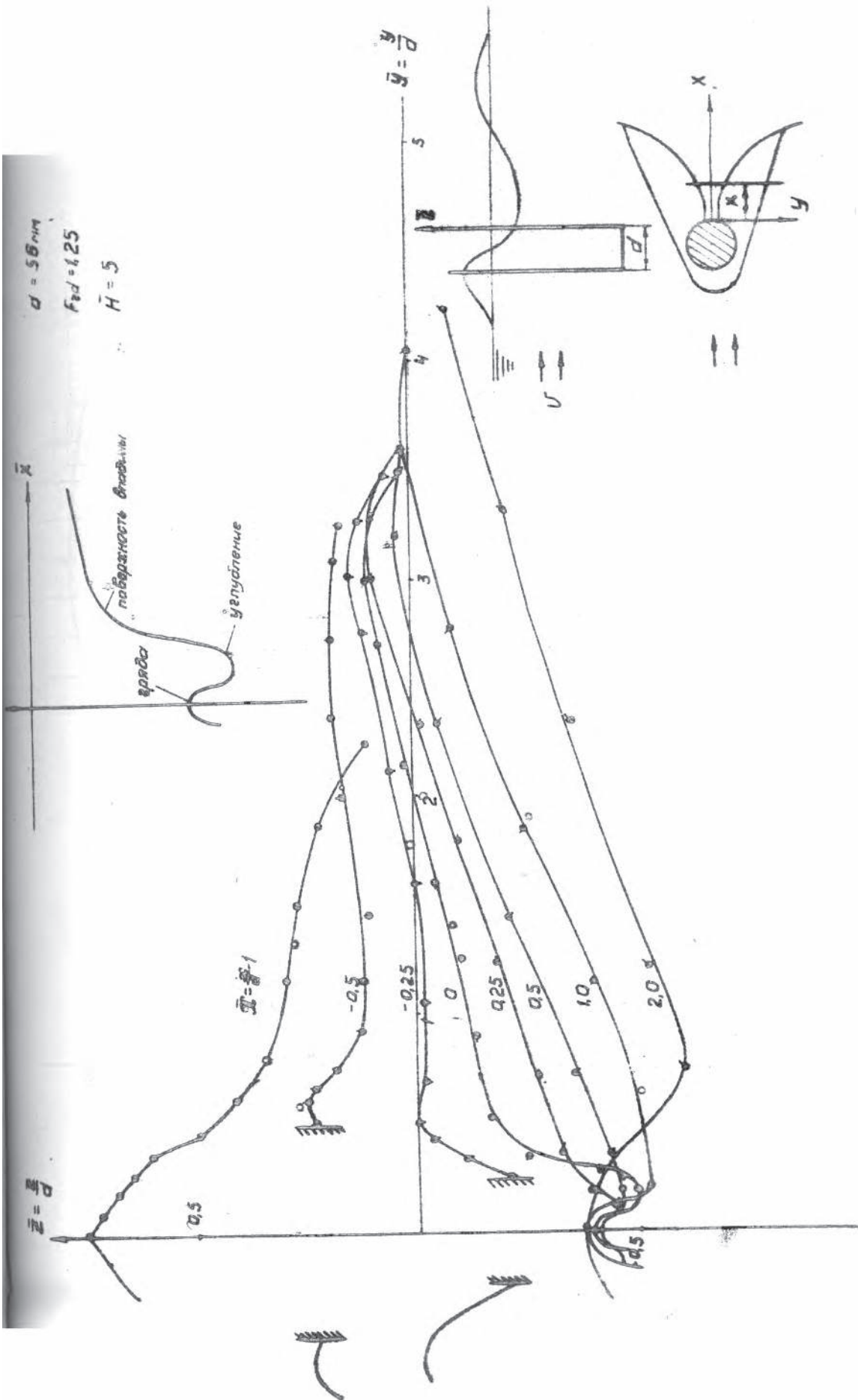
На (фиг. I-30) приводятся сечения поверхности впадины плоскостями, параллельными плоскости мишеля.

Из рассмотрения кривых видно, что в области, прилегающей к кормовой части цилиндра опускание уровня впадины происходит на глубину, не превышающую $0,4d$. Этот результат был получен для глубоко погруженного цилиндра ($\bar{H} = 5$).

В § 5 на основании анализа серии фотографий, приведенных на (фиг. I-14), сделан вывод о том, что при уменьшении глубины погружения цилиндра опускание уровня впадины за ним, по сравнению с обтеканием глубоко погруженного цилиндра, значительно уменьшается.

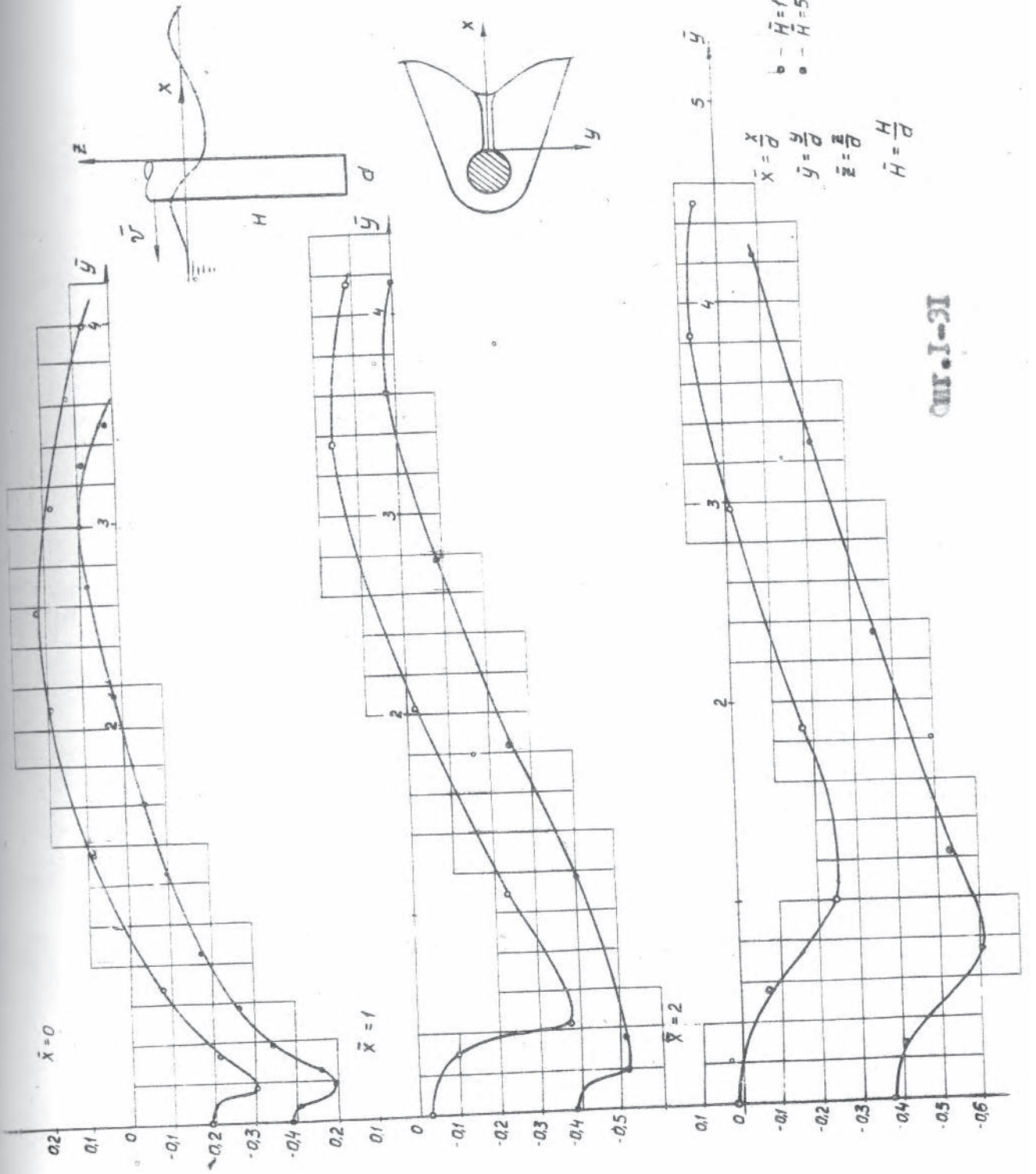
Этот вывод был подтвержден результатами непосредственных измерений. Экспериментальные данные приводятся на (фиг. I-31), где сравниваются сечения профилей свободной поверхности, полученные при \bar{H} равном 5 и 1.

На (фиг. I-32) представлены сечения профилей впадины в диаметральной плоскости при обтекании цилиндров различных диаметров,

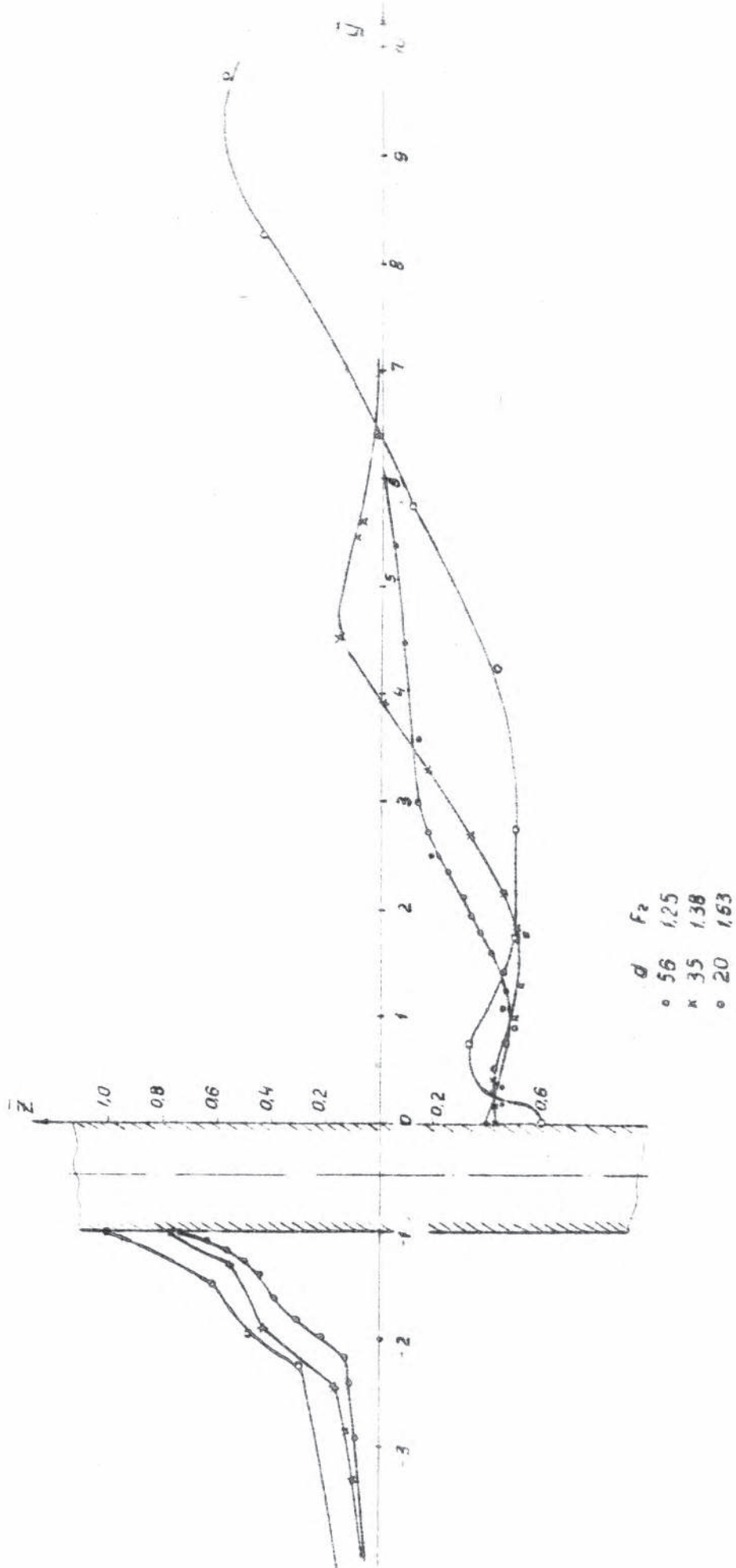


ОНТ. I-30.

1. 2. 3.



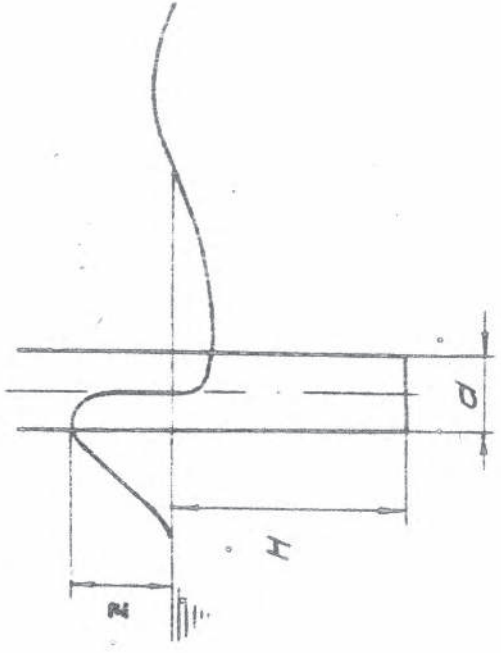
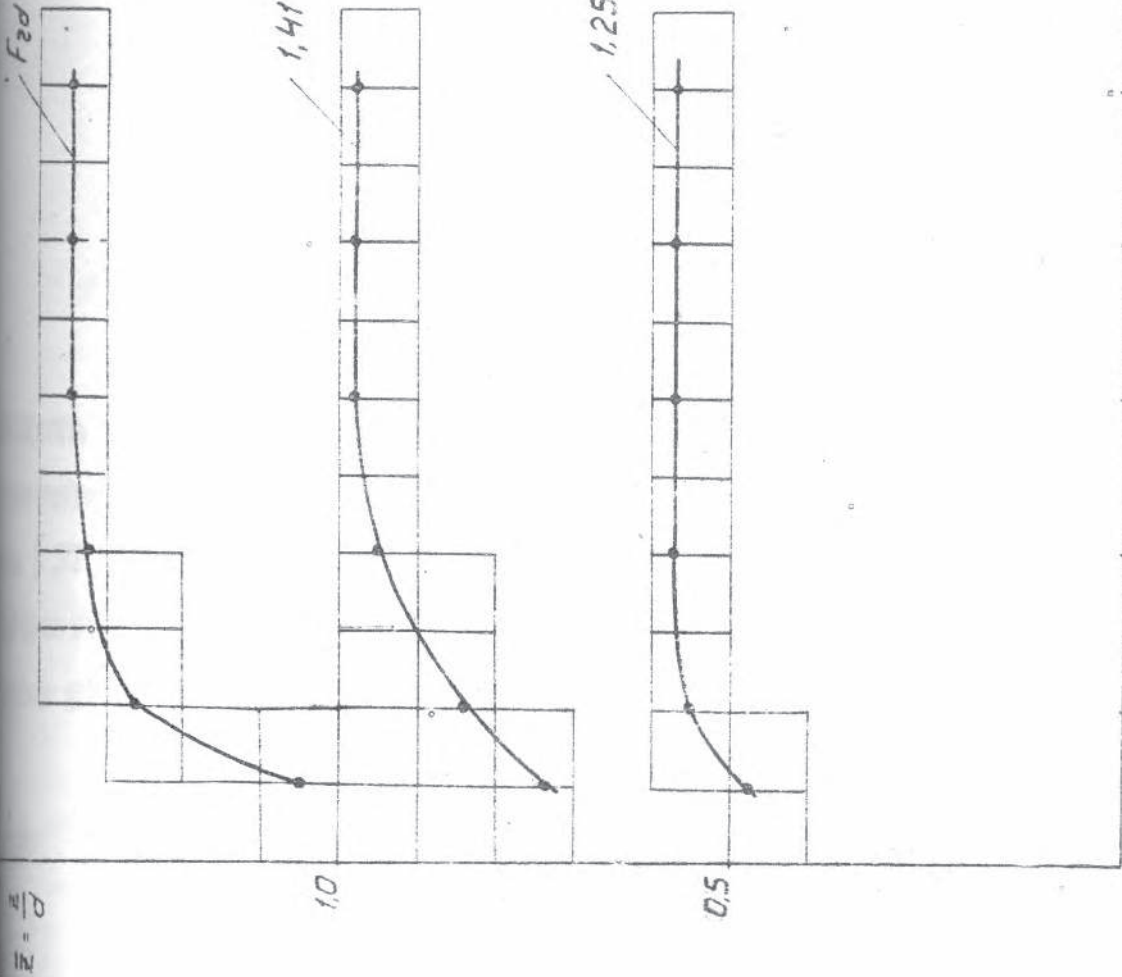
IC-1.11D



CHI. I-32.

$F_{2d} = 1.7$

$d = 56 \text{ mm}$



$\frac{P}{H} = H$

CH. I-33

погруженных на глубину $\bar{H} = 5$.

Эти материалы позволяют судить о влиянии диаметра цилиндра и числа Фруда на размеры каверны при резком течении, соответствующем начальной стадии прорыва. Из графика видно, что для всех диаметров глубина впадины за цилиндром близка к величине $0,4d$.

Наряду с этим увеличение числа Fr_d , не вызывая углубления впадины, приводит к изменению её формы.

Были также проведены эксперименты по измерению высоты подъема видности перед цилиндром. Полученные результаты представлены в виде зависимости высоты подъема видности от глубины погружения для различных чисел Fr_d (фиг. I-33).

Влияние \bar{H} на высоту подъема проявляется только при небольших значениях \bar{H} , причем с увеличением Fr_d это влияние усиливается.

§ 8. О связи кавитационного течения с явлением прорыва воздуха к концу кругового цилиндра, пересекающего свободную поверхность.

Как уже указывалось во введении, одной из попыток разработать методику расчета полного прорыва была попытка Инни, предпринятая им при обсуждении экспериментальных материалов Л. Уотзема [37]. Он считает, что необходимым условием для наступления полного прорыва является требование, чтобы абсолютное давление в зоне прорыва равнялось атмосферному, то есть

$$\rho g \bar{H} = -\bar{P}_{min} \rho \frac{U^2}{2} \quad (12)$$

где \bar{P}_{min} - минимальный коэффициент давления при плоском сплошном обтекании цилиндра.

И хотя он оговаривается, что выполнение приведенного соотношения является недостаточным, он проводит расчет наступления ледного прорыва по формуле

$$Fr_H = \frac{v}{\sqrt{gd}} = \sqrt{\frac{2}{\bar{P}_{min}}} \quad (13)$$

полученной из (12).

Иинни принимает значение \bar{P}_{min} равным - 0,8 и на этом основании получает, что для глубоко погруженных цилиндров прорыв наступает при $Fr_H = 1,58$, что приблизительно согласуется с экспериментальными данными Уэтзела для цилиндров большого диаметра.

Однако расчеты показали, что сделанные Иинни предположения являются неверными.

Для примера в табл. I приводятся значения критических чисел Fr_H , чисел Re и \bar{P}_{min} , взятые из эксперимента Уэтзела для цилиндров различных диаметров при $\bar{H} = 6$. Значения \bar{P}_{min} взяты из [24].

Из табл. I видно, что для цилиндров с большими диаметрами, у которых $Fr_H = 1,6 + 1,7$, коэффициент давления \bar{P}_{min} значительно отличается от -0,8 и лежит в пределах -(1,2 + 1,9).

Значение $\bar{P}_{min} = -1,0$, близкое к -0,8, имеет место у цилиндров малых диаметров, но у них Fr_H значительно больше, чем 1,58.

Таблица I

№	d мм	Fr_H	$v \frac{m}{сек}$	Re	\bar{P}_{min}
1.	38	1,6	2,42	$9 \cdot 10^4$	-1,9
2.	25,4	1,65	1,51	$3,8 \cdot 10^4$	-1,5
3.	12,7	1,7	1,49	$1,9 \cdot 10^4$	-1,2
4.	6,35	1,85	1,14	$6 \cdot 10^3$	-1,1
5.	3,14	2,5	1,09	$3,4 \cdot 10^3$	-1,0
6.	1,95	4	1,37	$2,7 \cdot 10^3$	-1,0
7.	0,78	6	1,67	$1,22 \cdot 10^3$	-1,0

Указанное несоответствие отмечалось Л.А.Эпштейном в [31,32] Причины его легко установить путем простых рассуждений.

Коэффициенты разрежения, соответствующие сплошному обтеканию цилиндра бесконечного удлинения, будут иметь место только при обтекании глубокопогруженных цилиндров на участках, достаточно удаленных от свободной поверхности и от нижнего торца цилиндра, на рениках, предшествующих началу прорыва.

В районе свободной поверхности на значение коэффициента разрежения будет оказывать влияние наличие свободной поверхности, которое должно уменьшать значение его модуля.

В районе торца модуль коэффициента разрежения должен несколько увеличиться за счет появления добавочных разрежений, вызванных обтеканием острых кромок торца.

Так как внутри воздушной каверны действует атмосферное давление, то при её появлении в толще жидкости, соприкасающейся с ней, происходит сглаживание давления. Выходит, что в той части объема жидкости, где в данный момент может появиться воздушная каверна, коэффициент разрежения не может соответствовать плоскому сплошному обтеканию. Такое положение сохраняется вплоть до того момента, когда воздушная каверна охватит всю погруженную часть цилиндра, т.е. до наступления полного прорыва.

В § 6, при обсуждении результатов экспериментов по исследованию полного прорыва был изложен другой подход к расчету полного прорыва, основанный на идентичности течений, происходящих при струйном обтекании торца цилиндра при прорыве воздуха и при капиллярности. При этом было получено выражение для числа Кавита - или Re , соответствующего обтеканию цилиндра на ренике полного прорыва к нему атмосферного воздуха.

$$\alpha_c = \frac{P_0 - P_k}{\frac{\rho v^2}{2}} = \frac{(P_0 + \gamma H) - P_0}{\frac{\rho v^2}{2}} = \frac{2}{Fr_H^2} \quad (14)$$

Ниже приводятся результаты экспериментальной проверки равенства значений критических чисел кавитации, соответствующих полному прорыву, вычисленных по формуле (5), и критических чисел кавитации, измеренных в опытах на кавитационной трубе.

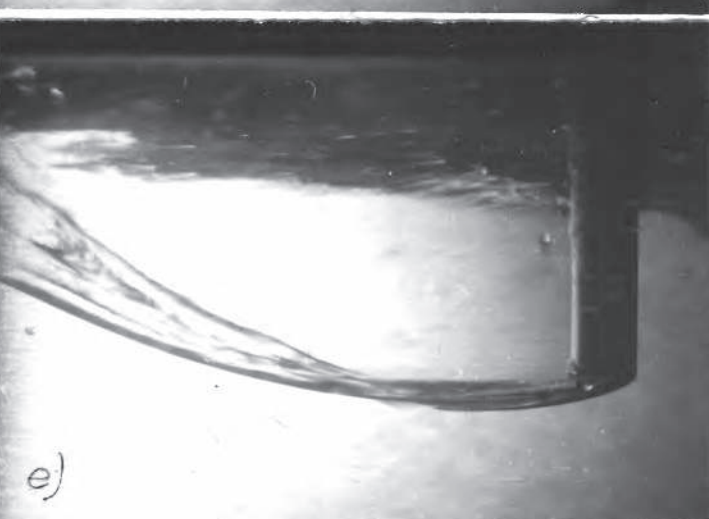
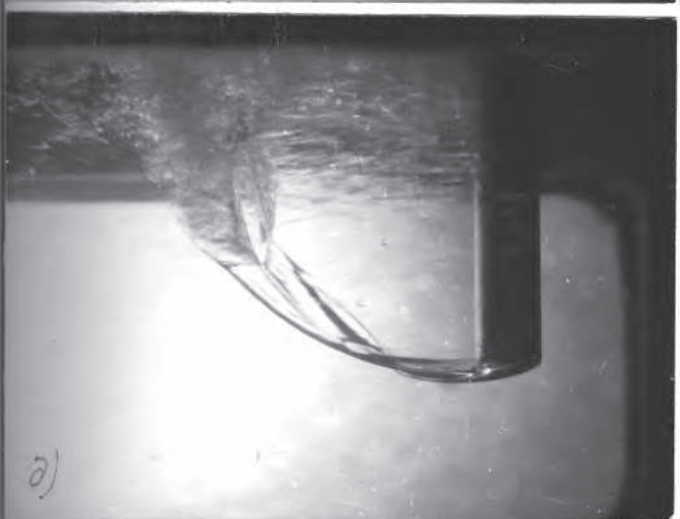
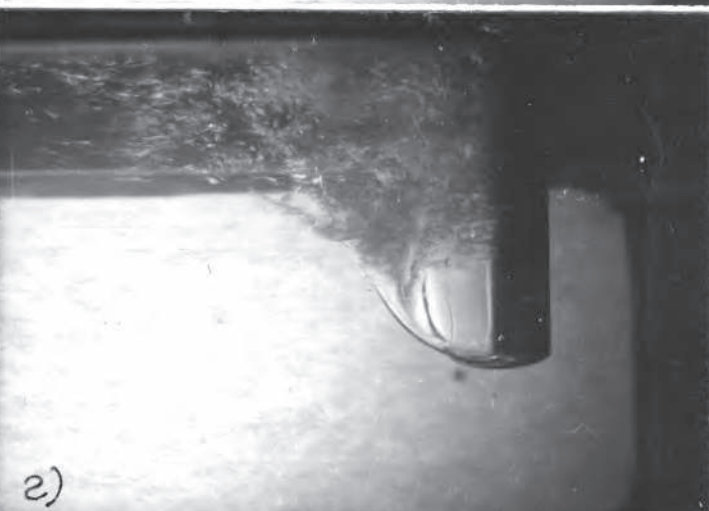
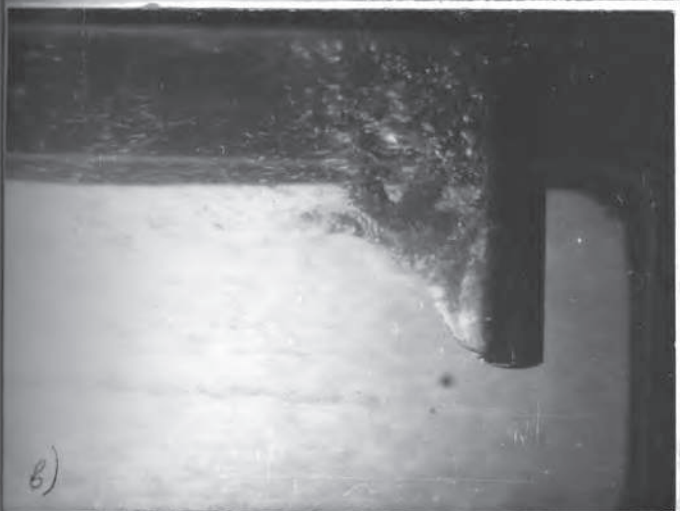
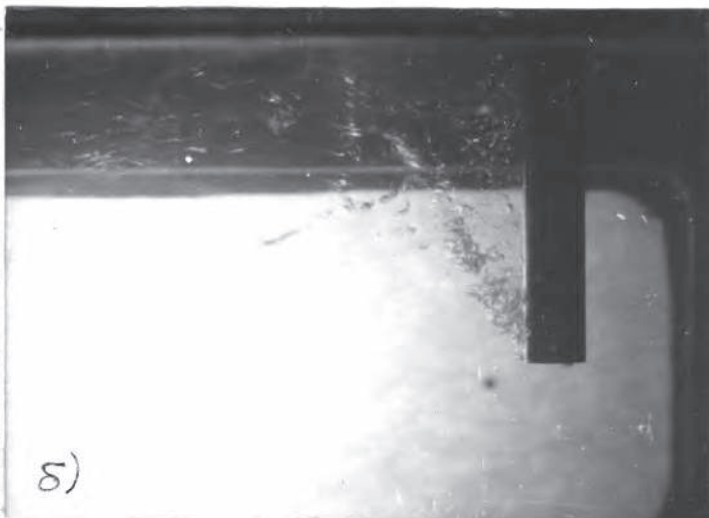
Для расчетов по формуле (5) использовались данные опытов, описанных в § 6.

Поскольку момент наступления режима струйного обтекания торца цилиндра при кавитации определялся визуально, здесь уместно рассмотреть внешнюю картину возникновения и развития каверны за цилиндром конечного удлинения при кавитации.

Последовательные стадии возникновения и развития кавитации при испытании цилиндра $\varnothing 12$ мм с удлинением $\bar{H} = 10$ представлены на фотографиях (фиг. I-34).

По мере уменьшения числа кавитации за цилиндром в разных местах по его размаху, кроме района торца, начинают появляться мелкие группы пузырьков, которые видны в течение нескольких мгновений, а затем сносятся потоком (фиг. I-34а).

При дальнейшем уменьшении числа кавитации количество групп пузырьков увеличивается и за цилиндром начинает формироваться туманная область в форме вытянутого наклонного "ягута", прилегающего к нижней части цилиндра (рис. I-34б). Корневая часть цилиндра в районе торца кавитации не подвержена. Наибольшую интенсивность в этой стадии кавитации имеет на стенке цилиндра в месте его касания со "ягутом". С удалением от цилиндра количество пузырьков в "яготе" уменьшается и в верхней части он распадается и сносится потоком.



Фиг. I-34
Последовательной стадии развития за
конечного удлинения. Цилиндр $\varnothing = 12$ мм.
 $\bar{H} = 10$

а/ $\lambda = 2,68$; б/ $-1,63$; в/ $-1,4$
г/ $-0,76$; д/ $-0,5$; е/ $-0,35$.

В зоне между "игутои" и цилиндром также существуют отдельные пузырьки, совершающие хаотическое движение.

Следующая, более развитая стадия кавитации, изображена на (фиг. I-34в. Она характеризуется образованием в нижней кормовой части цилиндра зоны, заполненной пеной и имеющей отчетливые границы. На торце цилиндра кавитация не наступает.

Прогрессирование этой стадии приводит к струйному обтеканию. При этом зона кавитации достигает торца цилиндра: нижняя часть каверны освобождается от пены, стенки каверны становятся прозрачными (фиг. I-34г). Пенная область продолжает существовать в верхней части каверны, откуда происходит унос газа потоком.

С дальнейшим уменьшением числа кавитации все больший объем каверны освобождается от пены, длина каверны увеличивается, её задняя стенка делается более пологой.

Сравнивая проведенное описание с описанием внешней картины зарождения и развития воздушной полости при прорыве воздуха, мы видим, что оба процесса протекают существенно по-разному. Однако оба они приводят к струйному обтеканию торца у цилиндра, причем характер струйного течения около торца, как показывают наблюдения и фотографии (фиг. I-36) в обоих случаях идентичен.

При проведении опытов определялись значения числа кавитации, соответствующие режиму перехода с начальной стадии к отрывной

$$\text{Re}_{кр} = \frac{P_0 - P_H}{\rho \frac{V^2}{2}} \quad (15)$$

где P_H - давление насыщенных паров.

Получения таких режимов добивались путем очень медленно-го уменьшения числа кавитации. Это достигалось, в основном, за

счет увеличения скорости потока.

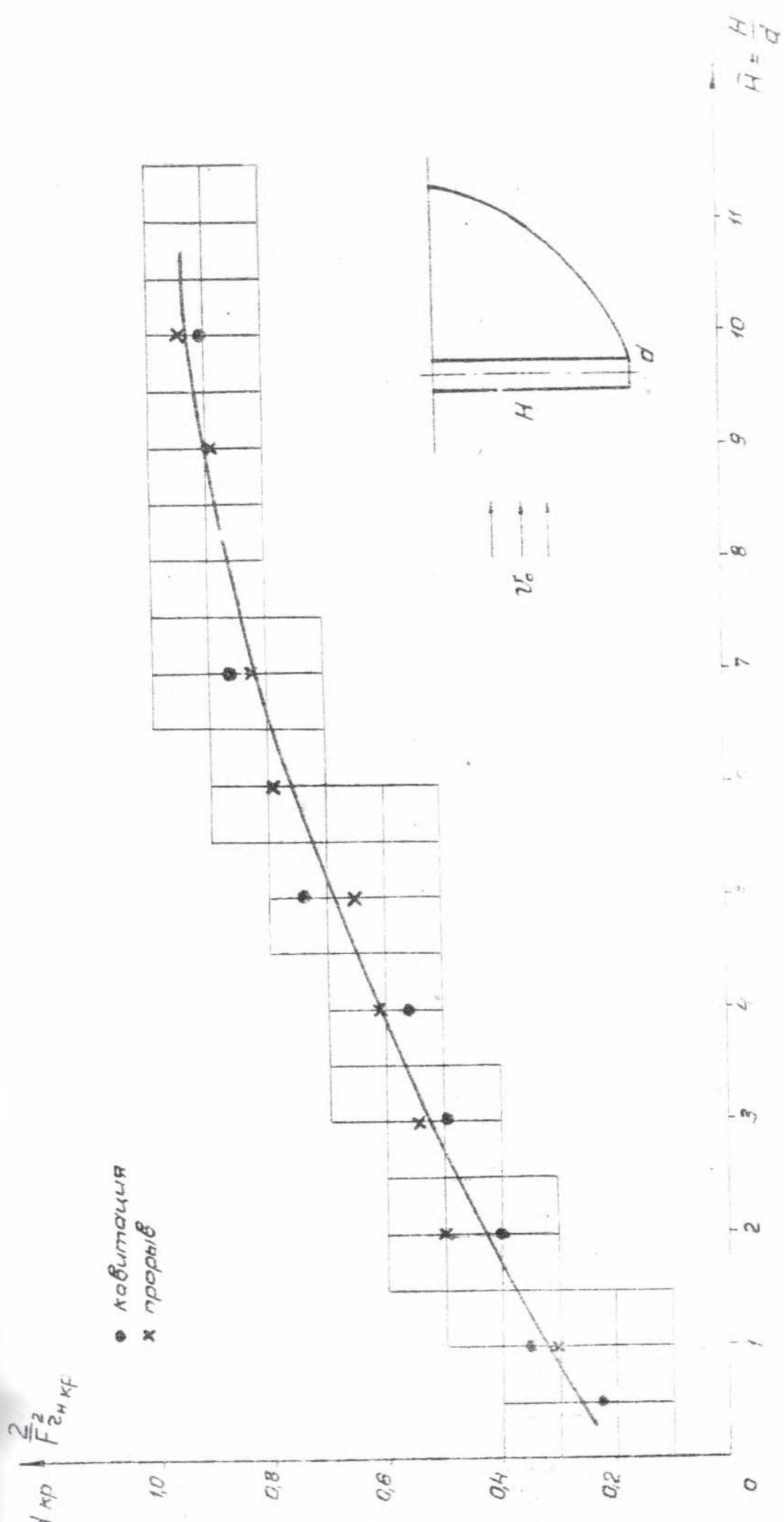
На фиг. I-35 приводится зависимость числа кавитации, полученного для режима полного прорыва воздуха, от глубины погружения цилиндра. На этой же графике нанесены результаты определения чисел кавитации по экспериментам в кавитационной трубе.

В пределах точности, обеспечиваемой принятой методикой, наблюдается хорошее совпадение значений чисел кавитации, полученных для прорыва воздуха и для кавитационного обтекания.

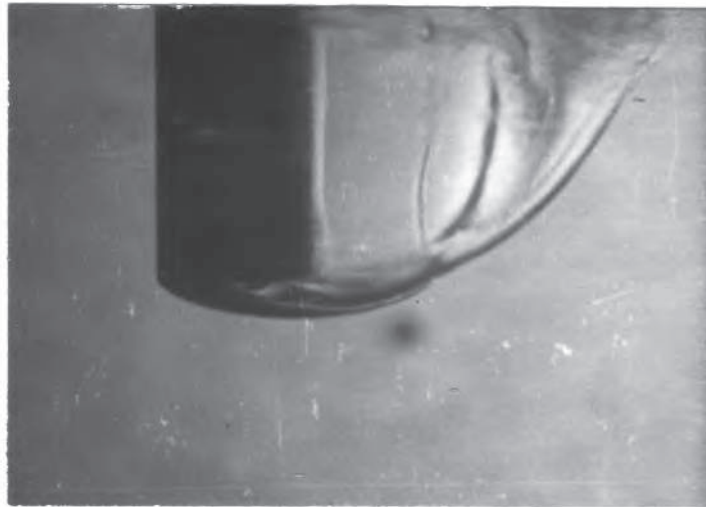
Следует отметить, что при строгом сравнении этих двух течений необходимо кроме равенства чисел кавитации потребовать выполнения равенства чисел Fr_d , что не было соблюдено в наших экспериментах. Однако, на выполнение этого условия мало повлияло на результаты, так как условия на свободной поверхности не играют заметной роли при струйном обтекании торца. К этому можно ещё добавить, что эксперименты в кавитационной трубе проходили при большем, чем в ротативной установке, значении числа Fr_d , однако эта разница в какой-то мере компенсировалась тем, что в кавитационной трубе свободная поверхность заменена твердой стенкой рабочего участка, что соответствует той схеме в оценке влияния свободной поверхности на поступление полного прорыва, которая была выявлена нами по результатам опытов в ротативной установке.

Несоответствие чисел Fr_d , не отражаясь на критическом режиме, при развитой стадии кавитации сказывается на форме границ каверны, что видно на фиг. I-36.

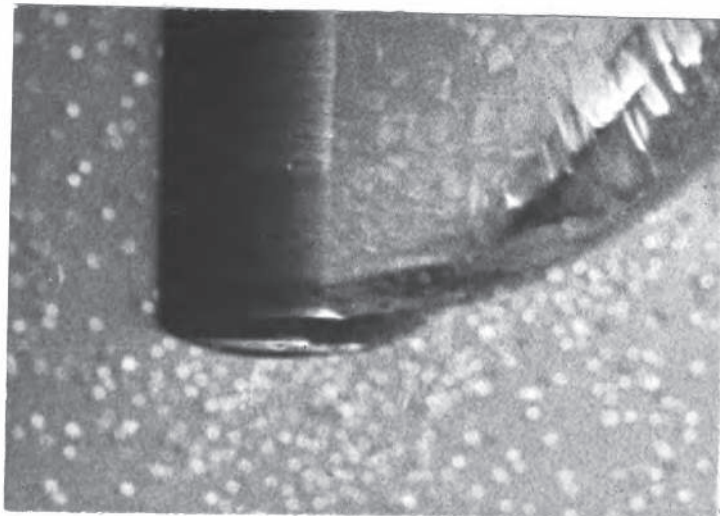
Проведённое исследование подтвердило правильность предположений о правомерности сопоставления явления прорыва воздуха к круговым цилиндрам, пересекающим свободную поверхность воды, с кавита-



СНГ. I-35.



$d = 12 \text{ мм}, \partial e = 0,76$



$d = 12 \text{ мм}, \partial e = 0,72$

Фиг. I-36.

Сравнение характера обтекания торца, при прорыве (внизу) и кавитации (вверху).

онным обтеканием конца цилиндра. Это даст возможность заметить эксперименты по определению прорыва воздуха к стойкам опытами в кавитационной трубе и по результатам этих опытов рассчитывать наступление полного прорыва.

Полученные результаты делают правомерным выполнение обратной задачи: определять значения чисел кавитации, при которых наступает струйное обтекание торца стойки, без использования кавитационной трубы, по результатам опытов по прорыву воздуха.

Г Л А В А 2

ИССЛЕДОВАНИЕ МАСШТАБНОГО ЭФФЕКТА ПРИ ПРОРЫВЕ ВОЗДУХА
И КРУГОВЫМ ЦИЛИНДРАМ ПЕРЕСЕКАЮЩИ СВОБОДНУЮ ПОВЕРХНОСТЬ.

§ 9. Анализ причин появления масштабного
эффекта при прорыве воздуха.

Настоящая глава посвящена изучению масштабного эффекта при моделировании прорыва воздуха и круговым цилиндрам. Как известно, вообще под масштабным эффектом понимают несоответствие результатов, полученных при экспериментах на моделях, с результатами натуральных испытаний из-за несоблюдения равенства одной или нескольких из безразмерных комбинаций параметров, характеризующих исследуемое явление. Масштабный эффект может проявляться также при испытании серии моделей различных размеров.

В исследуемом случае масштабный эффект проявляется в том, что проводя моделирование по критерию подобия Фруда, мы для геометрически подобных тел различных размеров получаем разные результаты. О существовании такого эффекта свидетельствуют результаты опытов с цилиндрами, описанные в § 7 и представленные на фиг. I-25, I-26. Можно отметить, что наиболее сильно масштабный эффект проявляется в области небольших погружений и малых диаметров цилиндров.

Для выяснения причин его появления проанализируем явление прорыва воздуха, опираясь на методы теории размерностей и подобия. Выпишем параметры, определяющие полный прорыв воздуха и круговым цилиндрам.

Режим полного прорыва зависит от линейных величин: диаметра d и глубины погружения H цилиндра, скорости его движения v ,

ускорения силы тяжести g , свойств жидкости-вязкости ν и плотности ρ и от коэффициентов поверхностного натяжения на границах сред σ_{21} , σ_{31} , σ_{32} .

Таким образом можно записать

$$F(d, H, \nu, \rho, g, \sigma_{21}, \sigma_{31}, \sigma_{32}) = 0. \quad (16)$$

В безразмерном виде выражение (16) примет вид:

$$F_1\left(\frac{H}{d}, \frac{\nu \cdot d}{\nu}, \frac{\nu}{\sqrt{g}d}, \frac{\sigma}{\rho \nu^2 d}\right) = 0 \quad (17)$$

или

$$F_2(\bar{H}, Re, We, Fr) = 0, \quad (18)$$

где

$$We = \frac{\sigma}{\rho \nu^2 d} - \text{число Вебера.}$$

Характер явления прорыва воздуха, связанный с движением тела, пересекающего свободную поверхность, и образованием воздушной полости даёт основание предположить, что главными силами, определяющими этот процесс, являются силы веса и силы инерции, по сравнению с которыми силы другой природы малы. Это справедливо для цилиндров большого диаметра, где влияние сил вязкости и поверхностного натяжения несущественно.

Для глубоко погружённой стойки наступление полного прорыва связано с преодолением гидростатического давления, а волновые процессы играют здесь незначительную роль, так как их действие ограничивается только областью жидкости, примыкающей к свободной поверхности.

При малых погружениях стойки, когда погружённая длина находится в непосредственной близости от свободной поверхности, определяющими могут стать волновые процессы, а гидростатические силы, перепад которых здесь невелик, должны играть меньшую роль.

Однако с уменьшением диаметра цилиндра положение изменяется. Поскольку силы тяжести являются объёмными силами, а силы вязкости и капиллярности - поверхностными, то первые убывают при уменьшении размеров модели пропорционально кубу линейных размеров, а вторые - пропорционально только квадрату линейных размеров, то есть, роль тяжести уменьшается, а роль вязкости и поверхностного натяжения возрастает.

Таким образом, для раскрытия механизма действия масштабного эффекта необходимо изучить влияние сил вязкости и поверхностного натяжения, или, переходя на язык теории подобия и размерностей, определить влияние на прорыв воздуха числа Re и числа We .

§ 10. Описание экспериментальных установок и методики проведения экспериментов с цилиндрами малых диаметров.

В опытах по исследованию масштабного эффекта, как правило, использовались цилиндры малых диаметров, у которых этот эффект проявлялся наиболее отчетливо. При экспериментах в ротативной установке нами применялась, в основном, методика, описанная в § 1. Незначительные её изменения были обусловлены наличием некоторых особенностей, сопровождающих прорыв воздуха и круговым цилиндром малых диаметров.

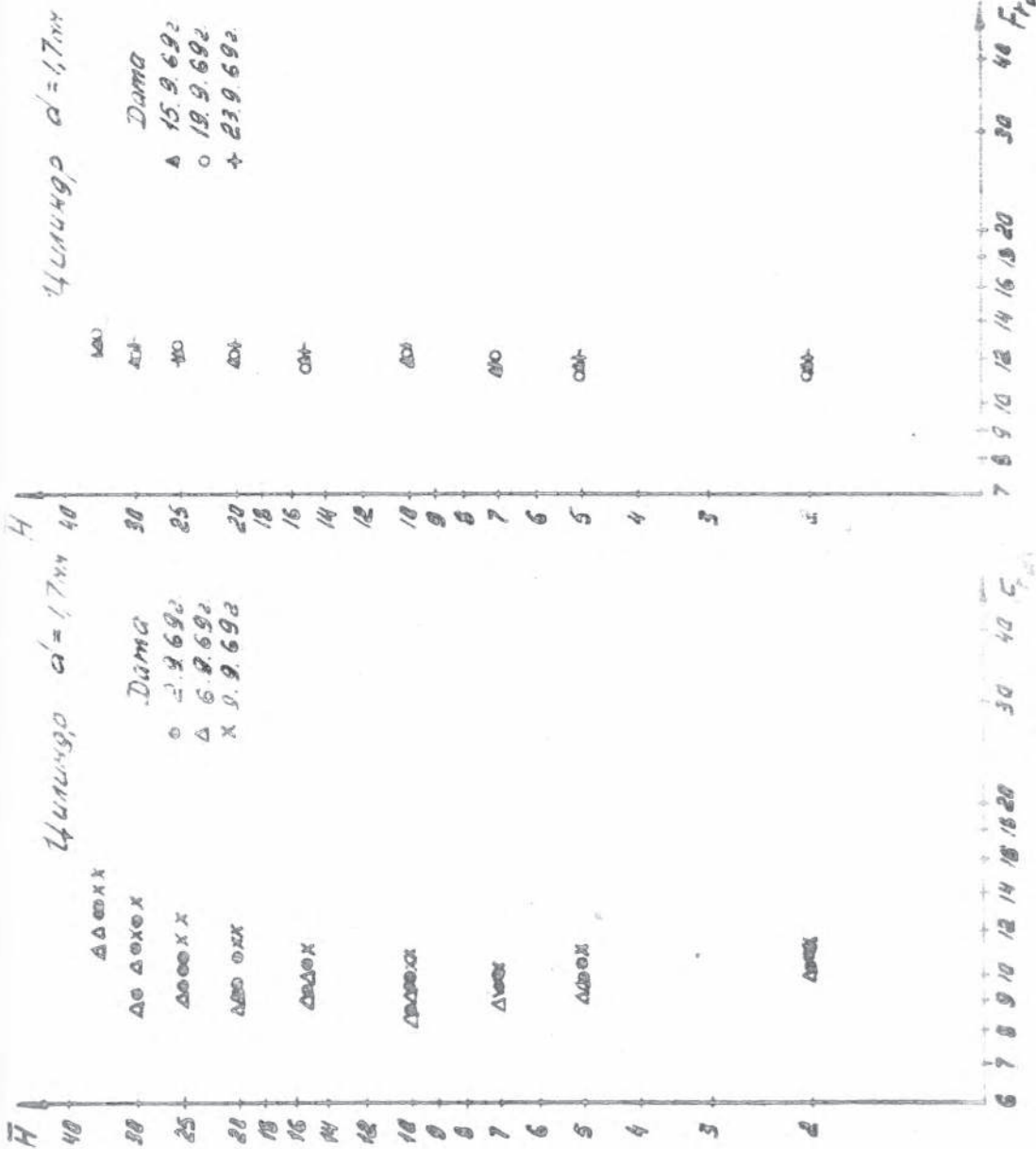
В частности, нельзя было использовать разработанную систему регистрации разрыва сплошности жидкости, так как в этом случае присутствие датчика, наклеенного на корпусную часть смачиваемого цилиндра, задерживало появление каверны. Это объясняется, по-видимому, тем, что тонкая проволока на теле цилиндра создаёт допол -

ительные капиллярные силы в районе свободной поверхности, которые поддерживают уровень. Следует заметить, что невозможность применения датчика при испытаниях таких цилиндров не вызвала особенных дополнительных трудностей, так как прорыв воздуха в этом случае происходит внезапно, сразу на всю глубину погружённого цилиндра, и этот процесс можно отчетливо фиксировать визуально. В этом случае в момент прорыва оператор отключал механизм протяжки диаграммной бумаги в самописце и положение вертикальной прямой на бумаге определяло значение скорости, при которой произошёл прорыв.

Предварительные исследования показали, что результаты, полученные в экспериментах с цилиндрами малых диаметров, проведённых в различное время, отличаются друг от друга. Было сделано предположение, что причиной несоответствия результатов является не постоянная смачиваемость стенок моделей и различная степень загрязнения свободной поверхности воды в резервуаре.

Для устранения этих причин, исследуемые цилиндры перед опытом тщательно обезжиривались спиртом-ректификатом, а затем промывались дистиллированной водой. Резервуар также перед экспериментом промывался проточной водой (без употребления моющих средств) и заливался свежей водой. Эти меры обеспечили хорошую повторяемость результатов.

Весьма эффективным способом борьбы с загрязнением свободной поверхности из-за осаждения пыли явилась систематическая замена части объема жидкости в резервуаре свежей водой. Сток жидкости осуществлялся через сливную трубу большого диаметра, помещённую в центре бассейна под уровнем свободной поверхности. Это обеспечивало унос грязной плёнки.



ДО СПЕЦИАЛЬНОЙ ПОДГОТОВКИ ПОСЛЕ СПЕЦИАЛЬНОЙ ПОДГОТОВКИ

Фиг. П-1

Об эффективности проведенных мероприятий свидетельствуют данные, приведенные на фиг. П-1. На этих графиках нанесены экспериментальные точки, полученные в различное время до того, как проводились указанные мероприятия, и после их проведения.

Для устранения влияния числа Фруда было решено провести опыт в потоке невесомой жидкости, которым служила свободно падающая струя воды, вытекающая из круглого насадка в атмосферу. Поскольку частицы жидкости, составляющие струю, находятся в состоянии невесомости ($g = 0$), то для тела, помещенного в эту струю, число $Fr = \frac{v}{\sqrt{gd}}$ всегда постоянно и равно бесконечности.

Для проведения экспериментов по исследованию прорыва воздуха в свободно падающей струе была спроектирована и изготовлена специальная установка (фиг. П-2).

Установка состоит (фиг. П-3) из напорного I и питающего 2 баков, соединенных между собой трубопроводом 3. Вода из питающего в напорный бак подается центробежным насосом 4. Расход жидкости, следовательно, и скорость истечения струи регулируется с помощью врана 5. Из напорного бака вода через конический насадок 6 вытекает в виде свободной струи в питающий бак. Профиль насадка обеспечивал получение прозрачной устойчивой струи. Диаметр выходного отверстия насадка 25 мм.

Для устранения пульсаций струи, вызванных работой насоса и перемещением жидкости в напорном баке под входным отверстием установлен отражательный щиток 7, а над ним дифференциатор 8.

Определение расходной скорости при истечении производится с помощью наклонного пьезометра 9, подключенного к выходному патрубку. Пьезометр был предварительно протарирован. Измерение

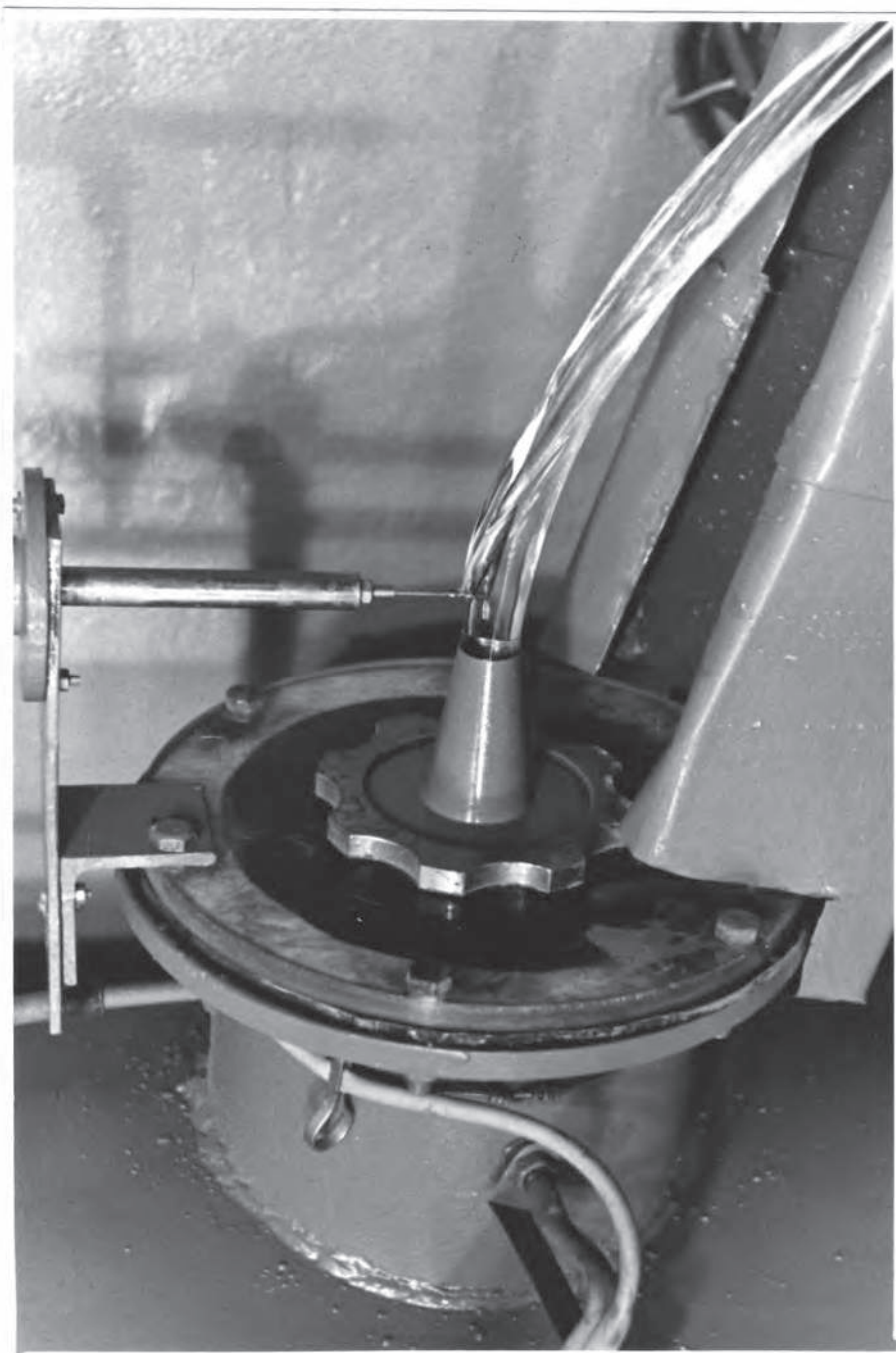
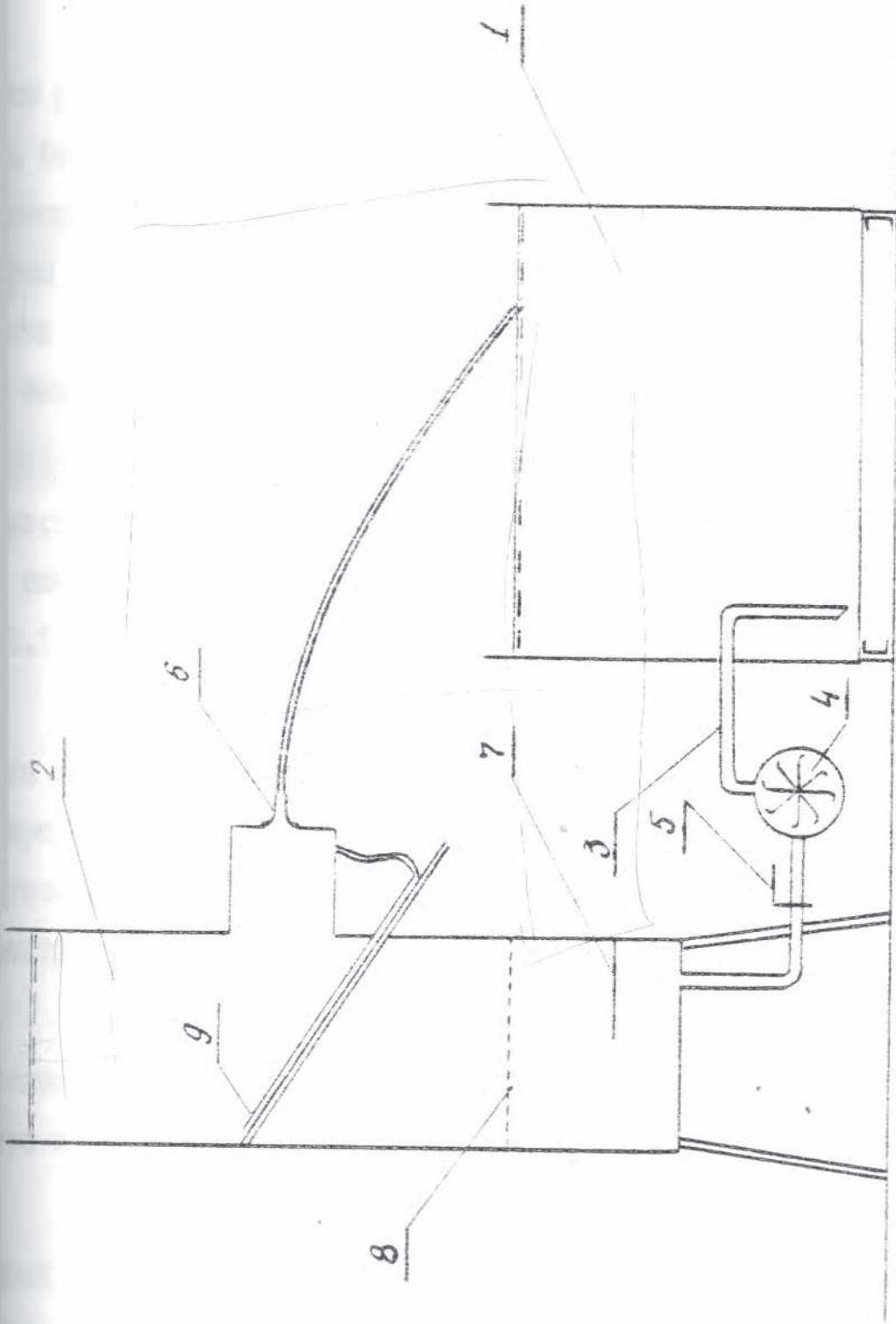


рис. 11-2.

Фототрафаретная часть экспериментальной установки для проведения опытов в переселенной среде.



сиг. П-3Э.

Принципиальная схема экспериментальной установки.

скорости истечения при тарировке производилось путем непосредственного измерения расхода объемным методом.

Тарировочная кривая представлена на фиг. II-4. Здесь же, для сравнения, приводится кривая, рассчитанная по формуле $v = \sqrt{2gy}$, где y - высота столба жидкости в напорном баке.

В качестве рабочего участка при экспериментах использовался отрезок струи за насадком длиной не более двух её диаметров. Перед началом экспериментов была проведена проверка профиля скоростей в поперечном сечении струи. Измерение местных скоростей проводилось миниатюрной трубкой Пито. Диаметр отверстия трубки 0,6 мм, толщина стенки - 0,1 мм. Носик изнутри разделен под конус и кромки заострены.

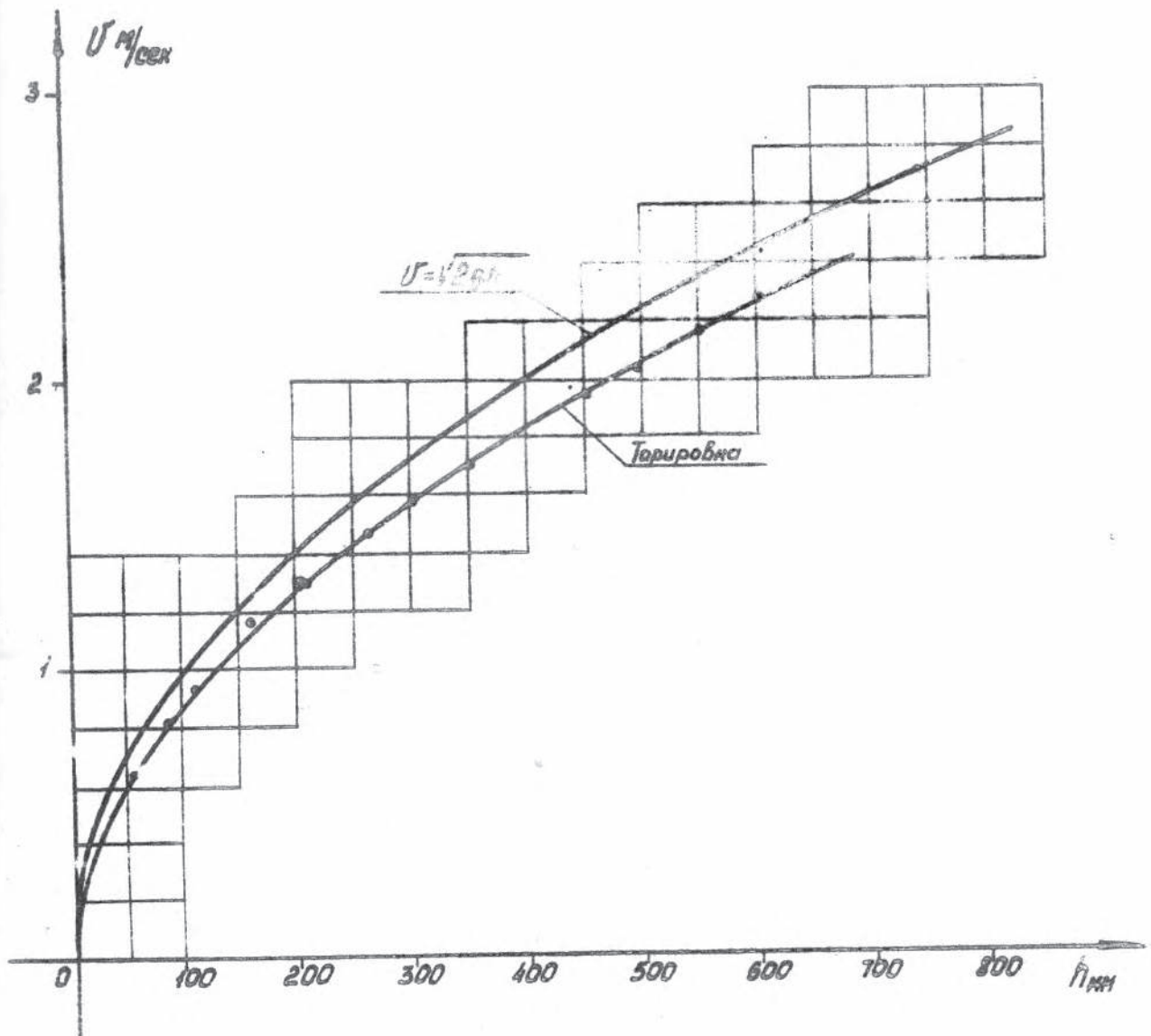
Трубка закреплялась в координатнике, который давал возможность перемещать её вдоль и поперек потока. Координатник снабжен микрометром, что обеспечивало поперечные перемещения с точностью до 0,1 мм.

Для измерения было выбрано 5 сечений, отстоящих друг от друга на 0,5 диаметра вдоль струи, начиная от конца насадка. Измерение местных скоростей проводилось в каждом из сечений по вертикальному и горизонтальному диаметрам в 11 точках на каждом диаметре.

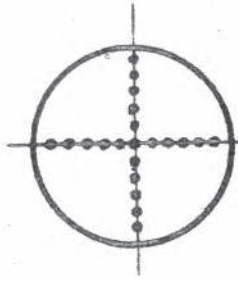
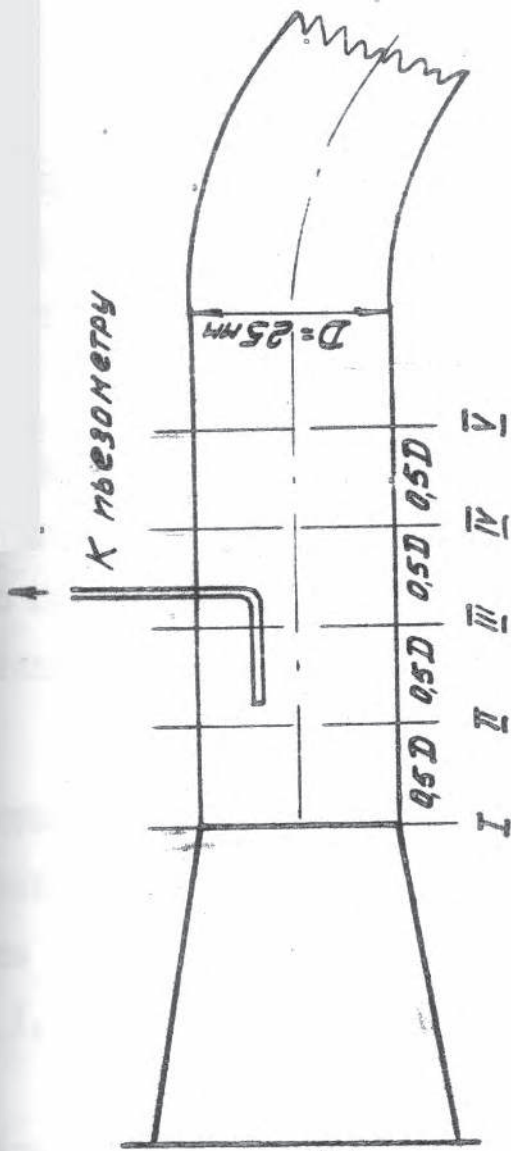
Для примера на фиг. II-5 проводится эпюра скоростей, измеренная в поперечном сечении струи на расстоянии одного диаметра от насадка.

Проведенные измерения показали, что струя во всех проверенных сечениях имеет равномерный профиль скоростей.

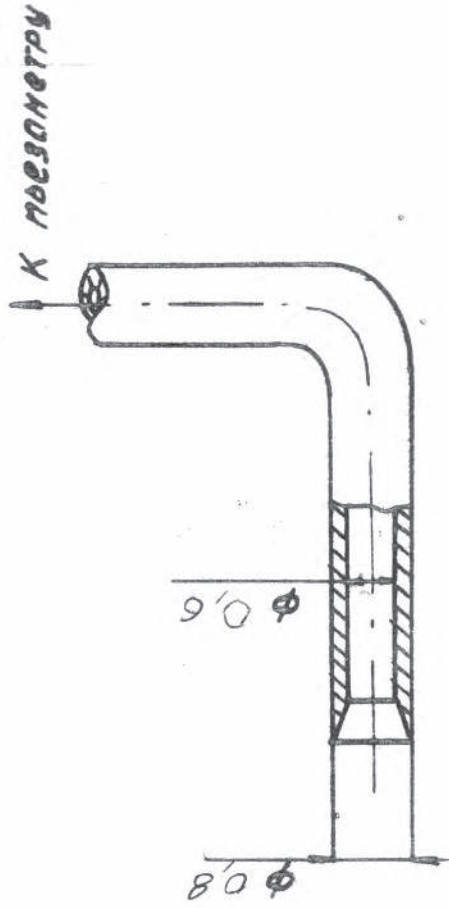
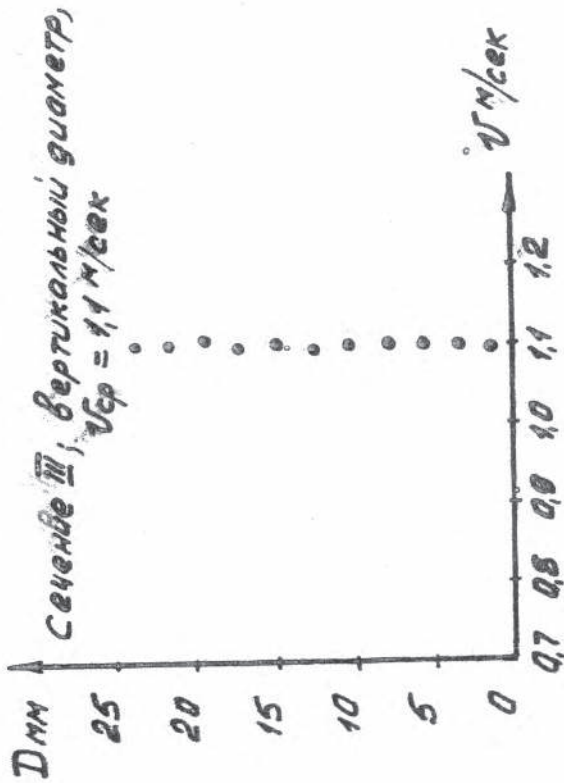
Описываемая установка обладает рядом достоинств. Она не дорогая и проста в изготовлении.



Фиг. II-4.



Расположение точек
замера местных скоростей.



Установка удобна в работе: неподвижные составные модели, обтекаемой формой, отсутствие твердых стенок делают место исследования легко доступным, что создает хорошую возможность для проведения наблюдений за процессом прорыва и производства фотокиносъемки.

§ II. Экспериментальное исследование на ротативной установке некоторых сторон прорыва воздуха, связанных с масштабным эффектом.

В описываемых экспериментах основное внимание было уделено проведению наблюдений за внешней картиной процесса прорыва воздуха к тонким цилиндрам, данные о которой в литературе практически отсутствуют.

При обтекании цилиндров малых диаметров (до 4 мм) характер явления прорыва заметно отличается от того, что наблюдался при движении цилиндров большого диаметра (см. § 5). ход всего процесса прорыва воздуха к тонким стержням в первую очередь зависит от степени смачиваемости стенок модели.

Как уже отмечалось раньше, поверхность цилиндров перед экспериментами обрабатывалась. Для улучшения смачиваемости стержни протирались спиртом, а для устранения смачиваемости они покрывались тонкой жировой пленкой. Такие опыты проводились с цилиндрами 1,7; 2,5; 3,8 мм.

Как говорилось в § 5 с уменьшением диаметра цилиндра интенсивность волновой системы на свободной поверхности уменьшается. При движении цилиндров с диаметров меньше 4 мм вообще не удается различить те элементы волновой системы, которые приводятся

на (фиг. I-14).

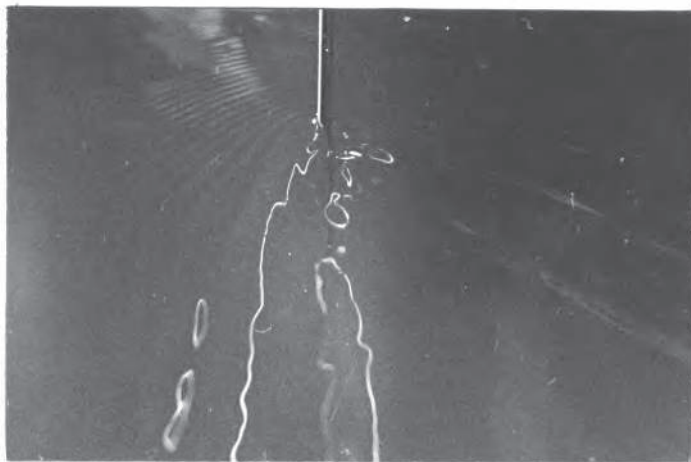
Обтекание цилиндров малых диаметров сопровождается появлением капиллярных волн, которые распространяются перед моделью (фиг. П-6а).

При несмачиваемом цилиндре свободная поверхность за ним уже на малых скоростях представляет собой довольно крутое углубление с гладкими прозрачными стенками (фиг. П-6б).

Последовательные стадии роста воздушной полости при прорыве воздуха к несмачиваемому цилиндру приводятся на (фиг. П-7). Размеры углубления, образуемого за цилиндром, увеличиваются с ростом скорости. При достижении некоторой скорости, когда каверна охватывает еще часть стержня, обтекание начинает сопровождаться характерным для кавитации шестатым звуком и одновременно в диаметральной плоскости каверны появляется небольшой бурн. Звук исчезает, когда каверна достигает конца цилиндра или когда над каверной появляются водяные своды. При буксировке моделей со сравнительно небольшими погружениями (до 15 калибров) каверна увеличивается в строгом соответствии с ростом скорости, пока не достигнет нижнего конца цилиндра.

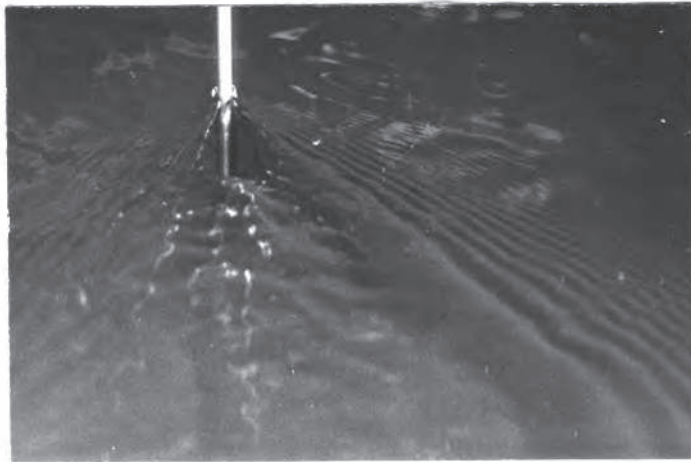
Отличительной особенностью при обтекании глубоко погруженными цилиндрами является специфическая форма воздушной каверны, образуемой при полном прорыве воздуха (фиг. П-8).

Каверна состоит из двух зон: верхней и нижней. Верхняя зона ограничена наклонно идущей линией раздела воды и воздуха, нижняя зона вытянута вдоль цилиндра так, что её граница параллельно его образующей. С ростом скорости при полном прорыве, деление на зоны исчезает и каверна принимает форму, характерную для небольших погружений.



$$v = 0,7 \frac{m}{сек}$$

a)



$$v = 1,1 \frac{m}{сек}$$

б)



$$v = 1,4 \frac{m}{сек}$$

в)

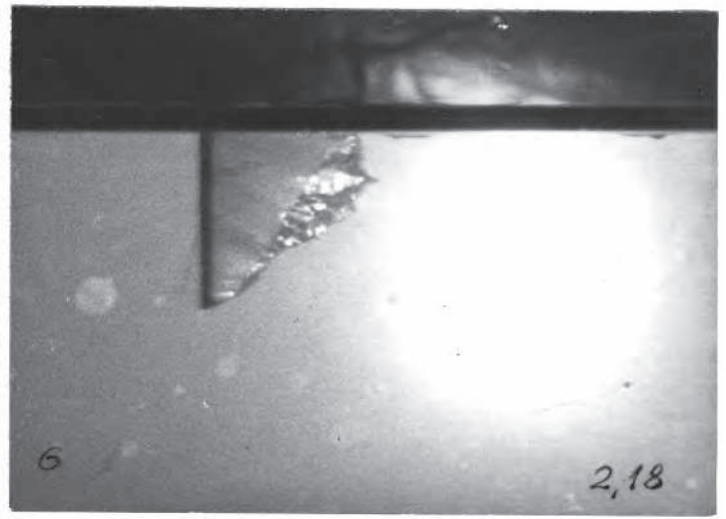
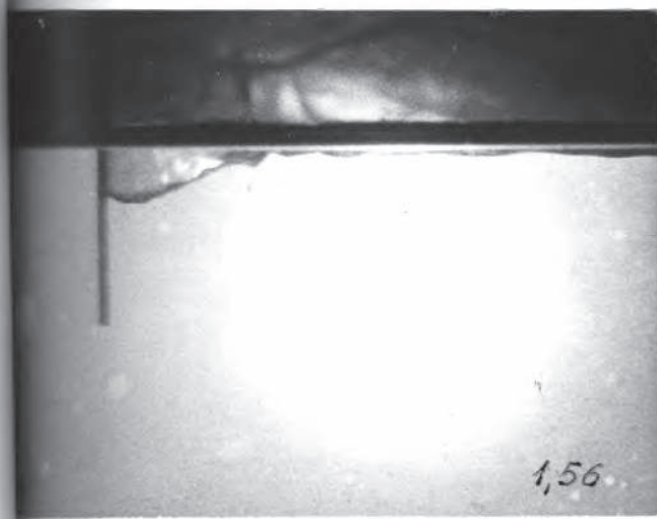
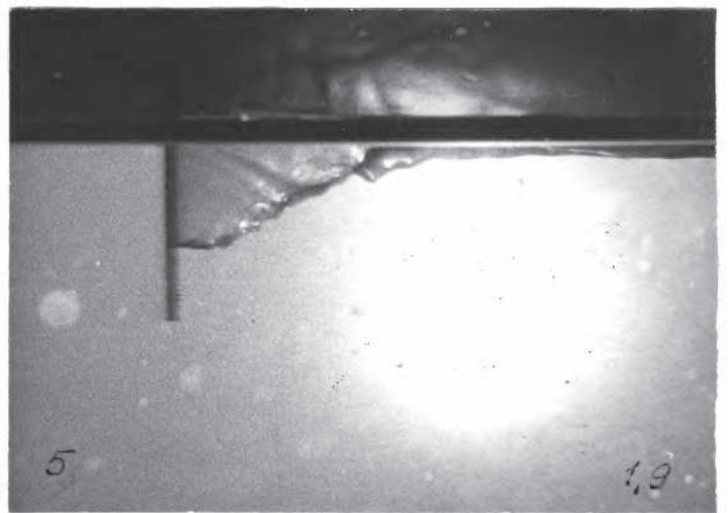
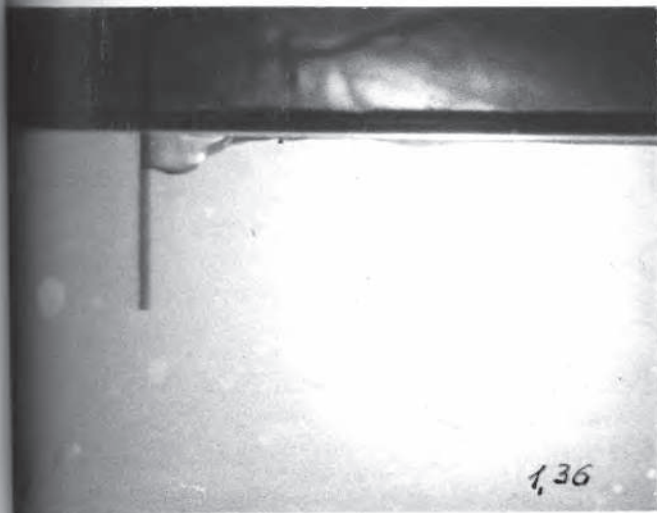
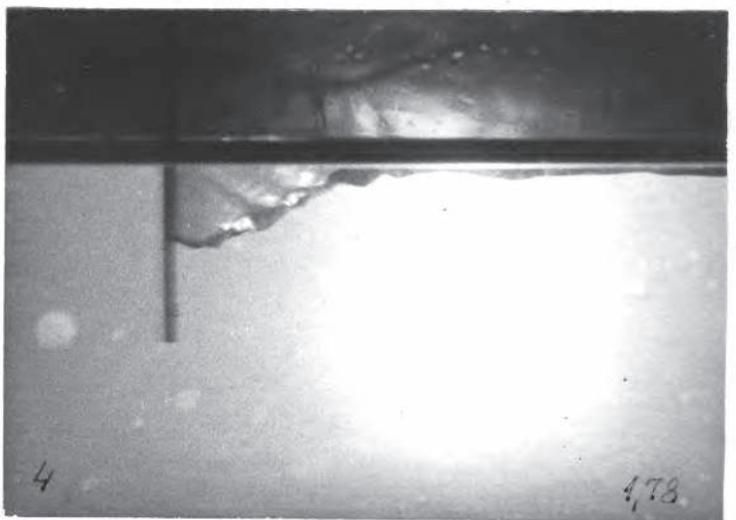
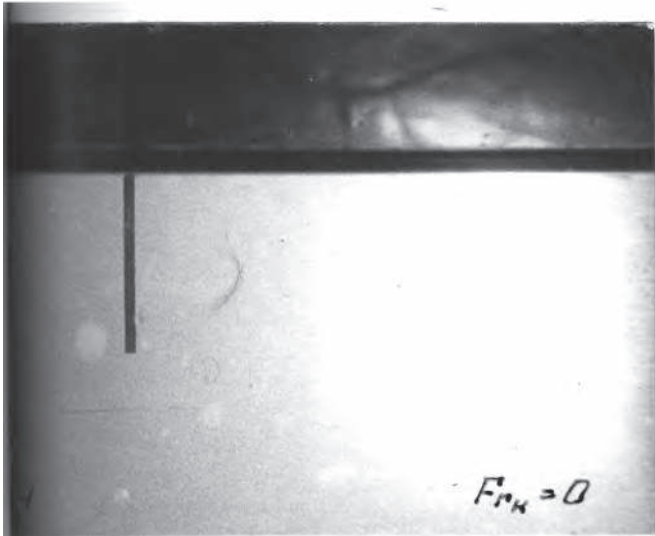
шт. В-6

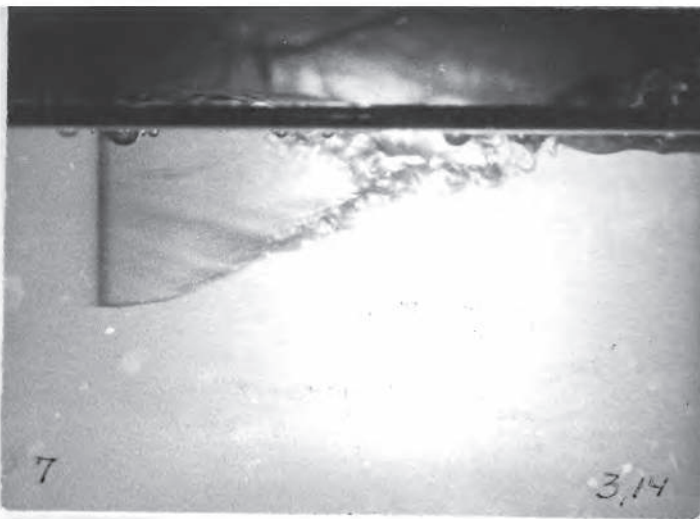
Характер деформации свободной поверхности при обтекании тонкого несмачиваемого цилиндра.
 $d = 1,7 \text{ мм}, \quad H = 30.$

На верхней и средней слишках перед цилиндром видны капиллярные волны. Оголение задней стороны стержня начинается уже при малых скоростях. С увеличением скорости угол сектора, в котором происходят возмущения, уменьшается. Снимки сделаны в гидрлотке.

Скорость

✓
✓





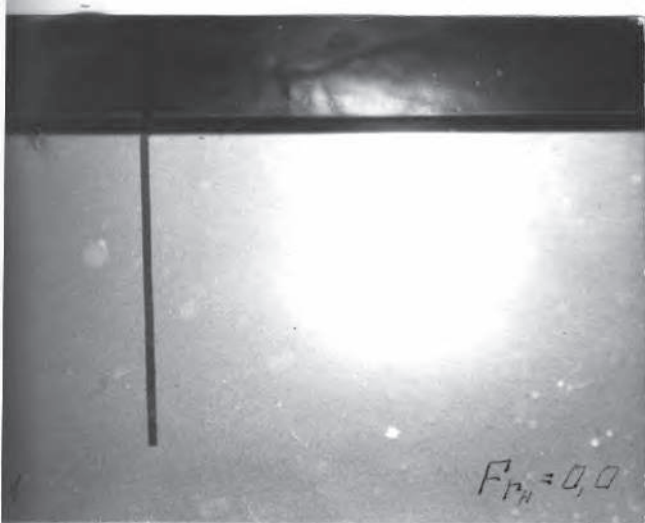
Фиг. П-7.

Последовательные стадии прорыва воздуха к несмазанному тонкому цилиндру. $d = 1,7$ мм, $\bar{H} = 15$.

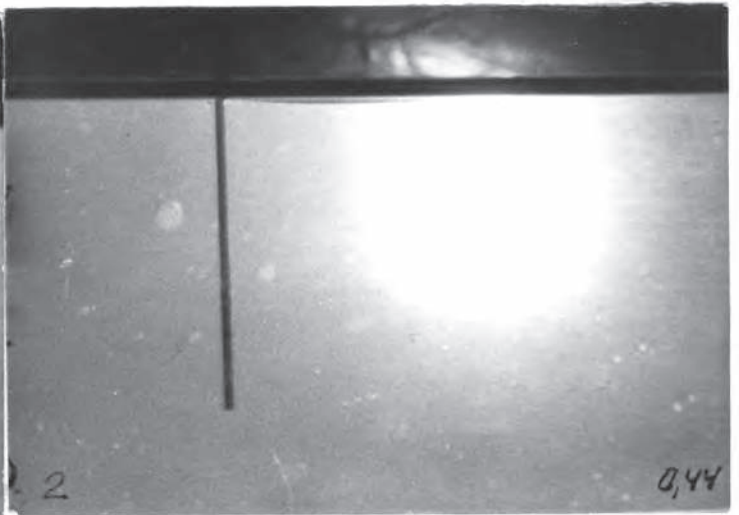
Слева на снимках указан их порядковый номер, справа - значение чисел Fr_H .

Увеличение размеров каверны происходит в соответствии с ростом скорости.

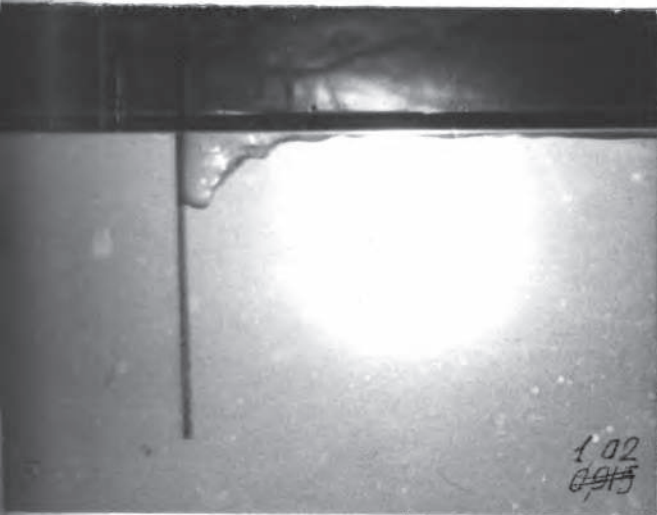
Снимки сделаны в ротативной установке.



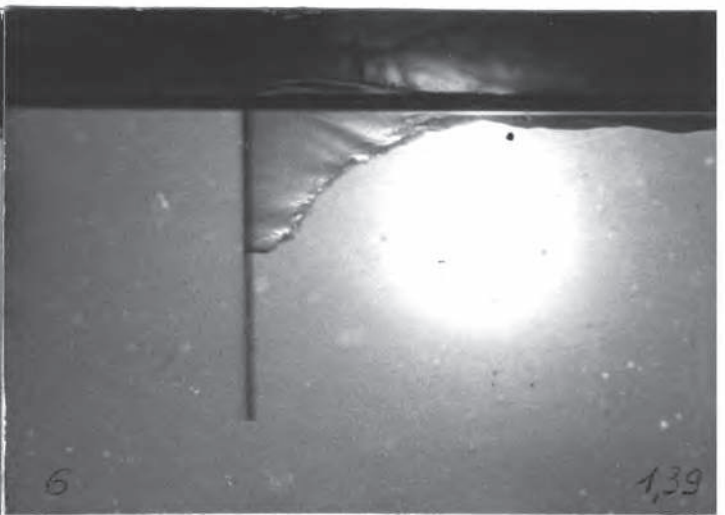
1



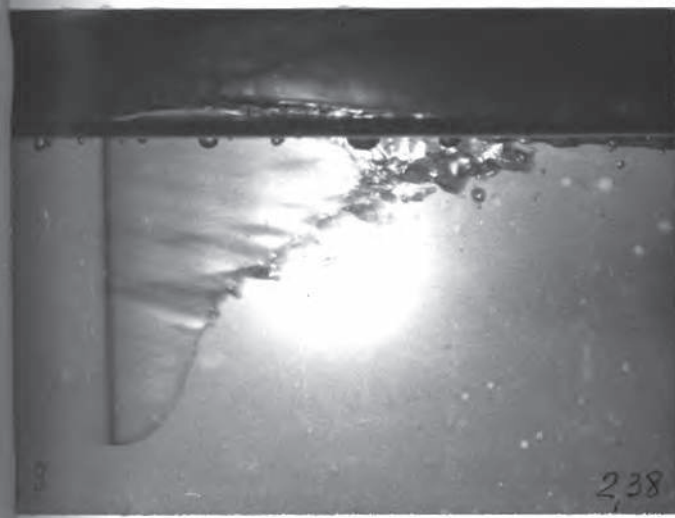
2



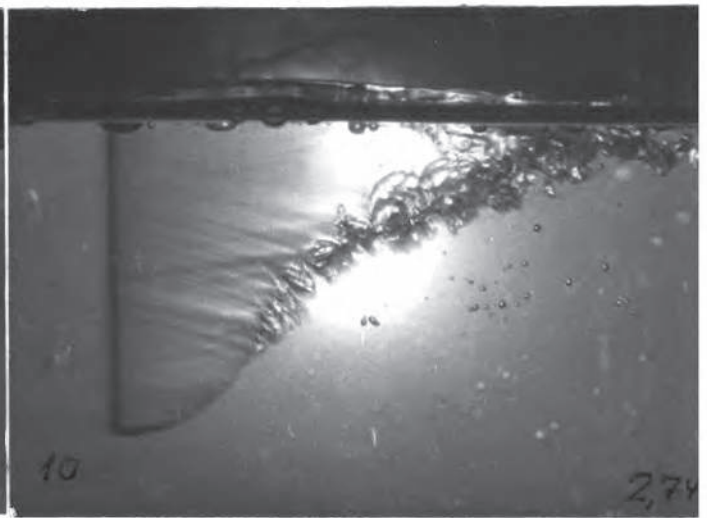
5



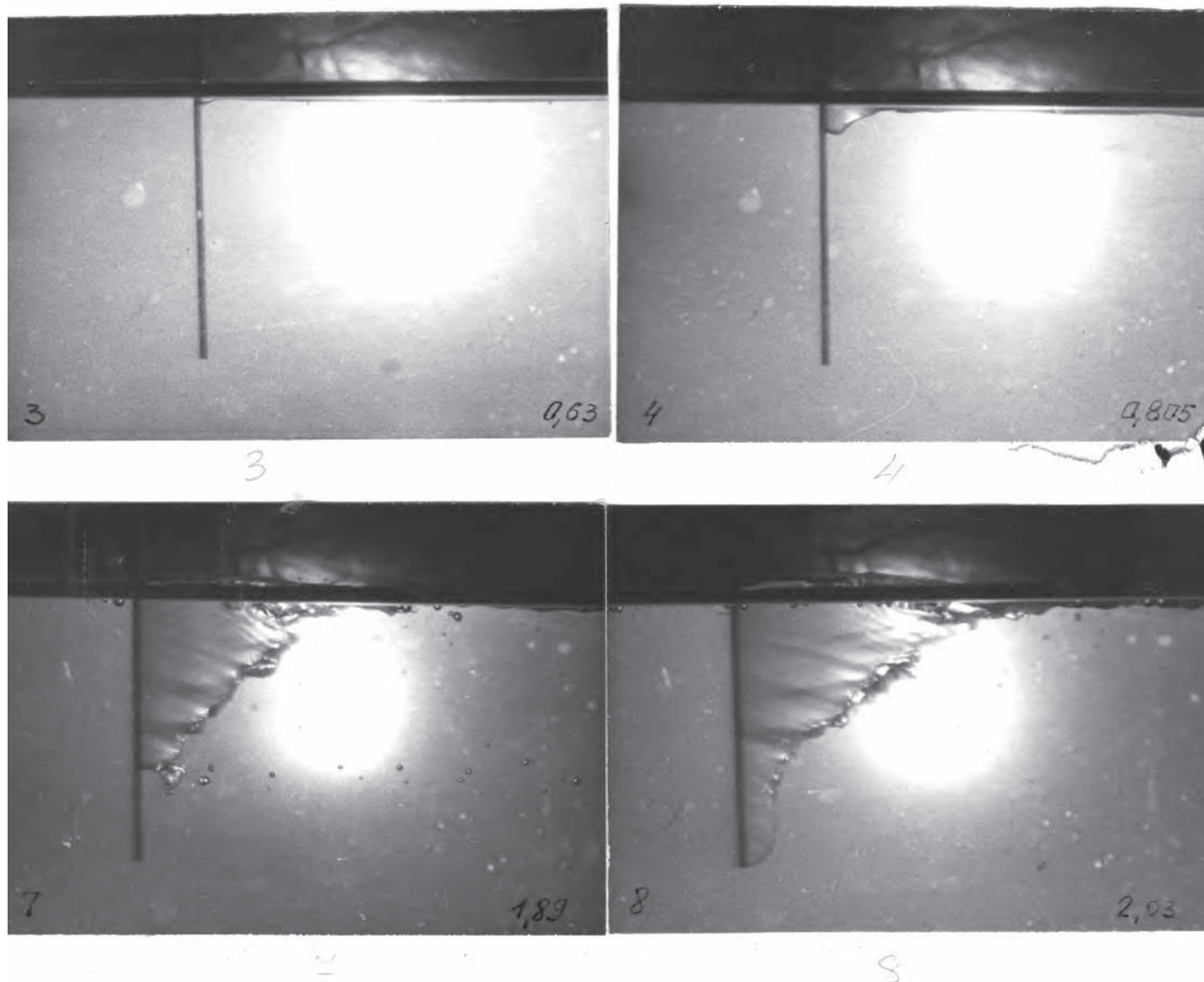
6



8



10



Фиг. П-8.

Последовательные стадии прорыва воздуха к несмазываемому тонкому цилиндру большого удлинения. $d = 1,7$ мм; $H = 35$. Слева на снимках указан их порядковый номер, справа - значение числа Fr_H . Размеры каверны увеличиваются в соответствии с ростом скорости. Приблизившись к торцу (снимок 7) каверна скачкообразно достигает конца цилиндра (снимок 8). В этой стадии каверна имеет специфическую форму: в районе торца её задняя граница параллельна образующей цилиндра. Дальнейшее увеличение скорости приводит к увеличению протяженности каверны, делая её заднюю границу более пологой. Снимки сделаны в ротативной установке.

После достижения каверной нижнего конца цилиндра, внешности от глубины погружения цилиндра, как и при обтекании цилиндров больших диаметров, начинается струйное обтекание торца с появлением на свободной поверхности за каверной буруна.

Если стенки модели сделать смачиваемыми, то при скоростях предшествующих прорыву, который в этом случае протекает штормово, кормовая часть цилиндра не оголяется.

Изначально под свободную поверхность за цилиндром прорываются отдельные пузырьки, которые иногда соединяются между собой и образуют маленькие, не связанные с атмосферой, полости (фиг. II-9).

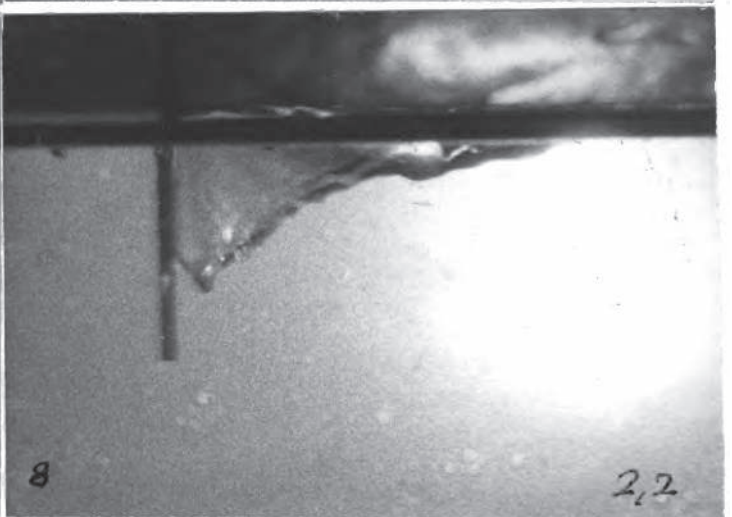
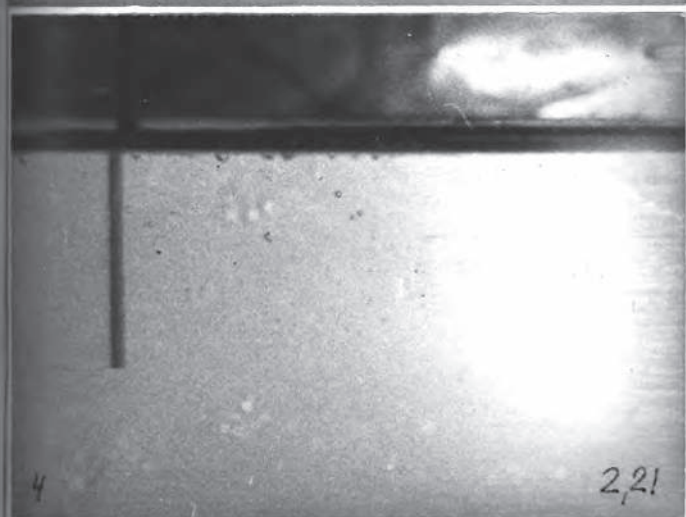
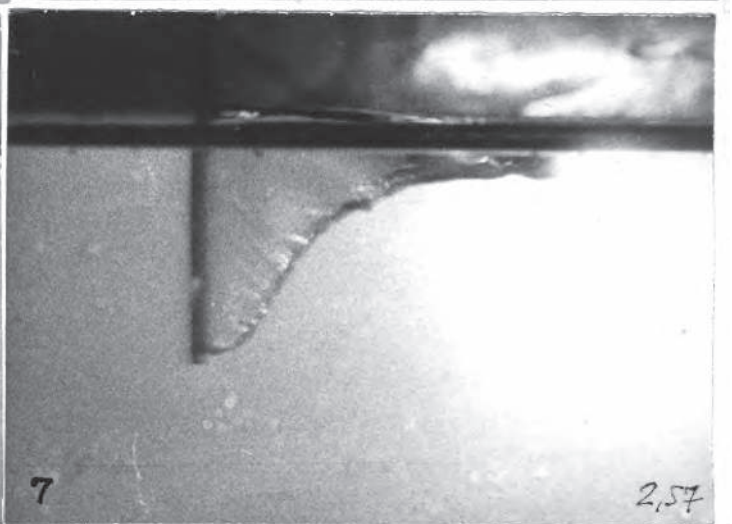
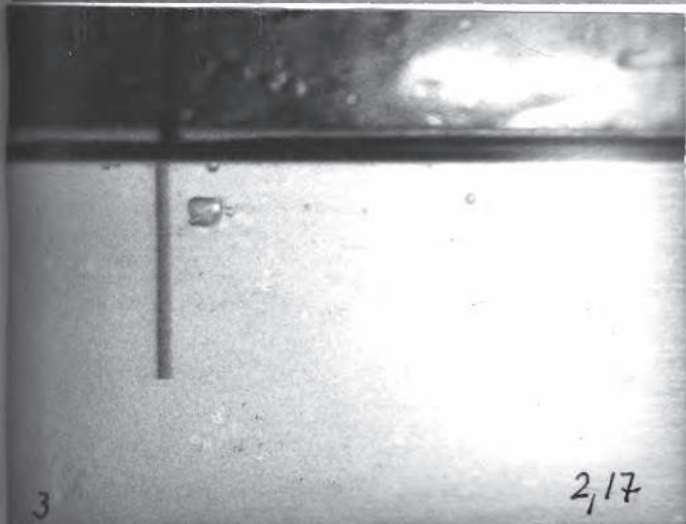
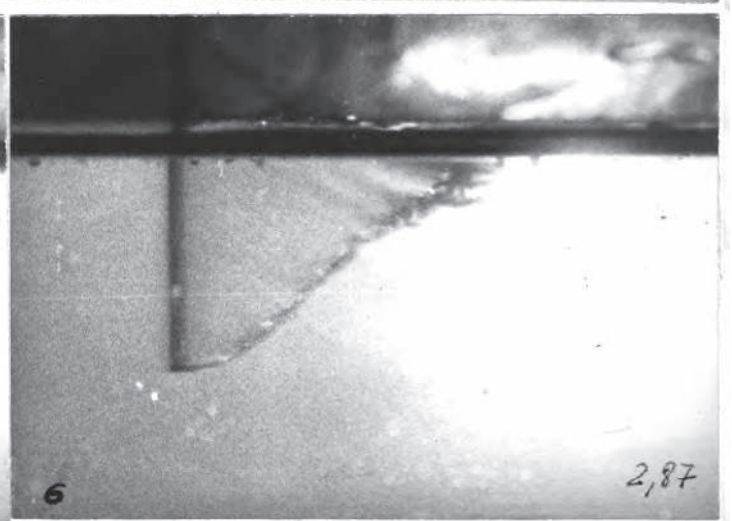
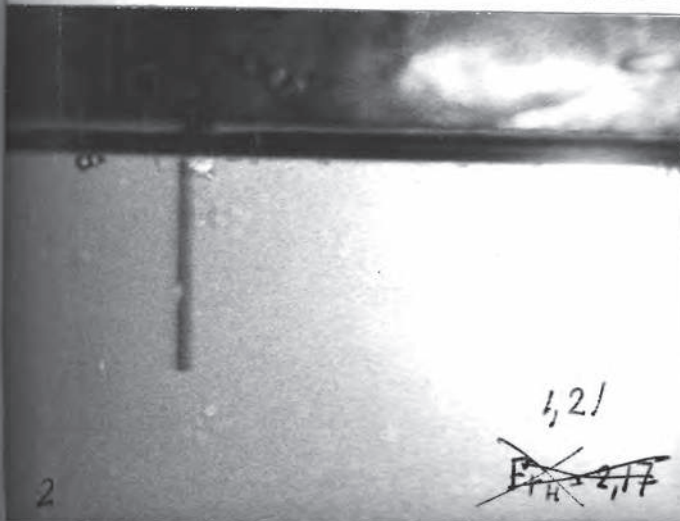
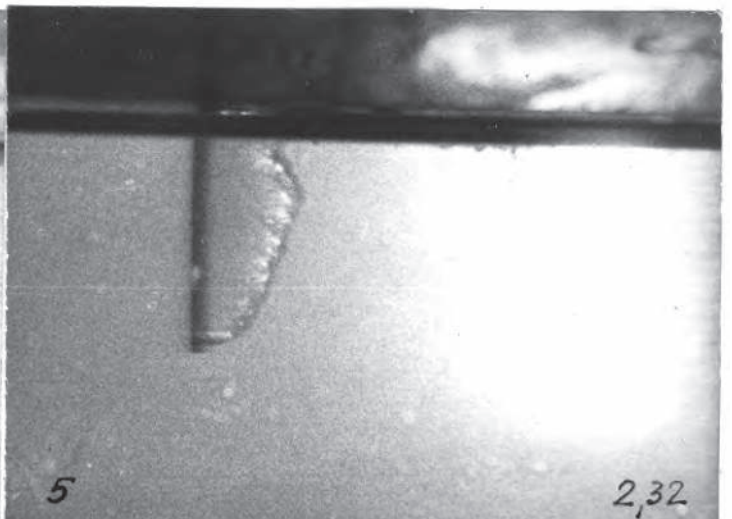
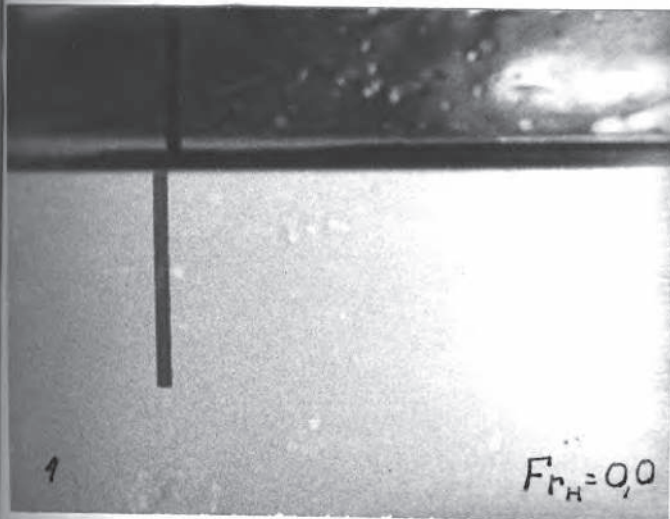
С увеличением скорости прорыв пузырьков прекращается, а воздушная полость отрывается от цилиндра и исчезает.

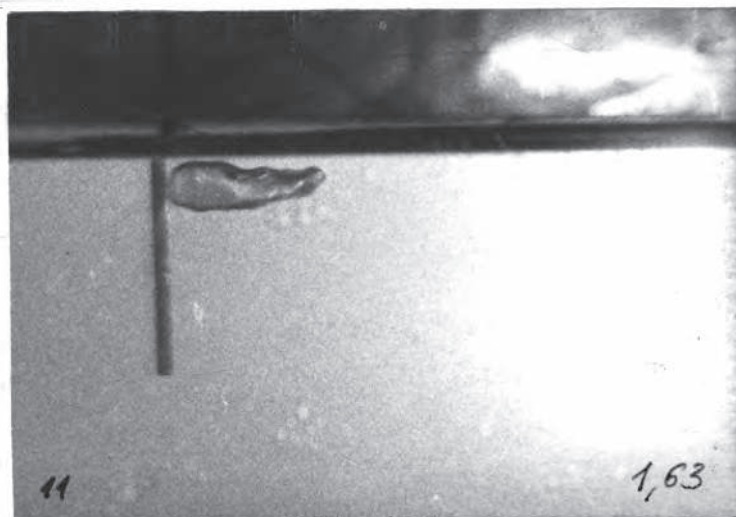
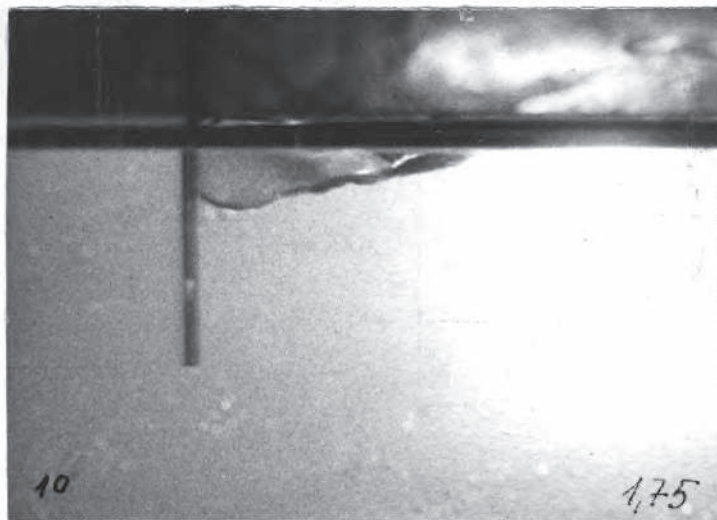
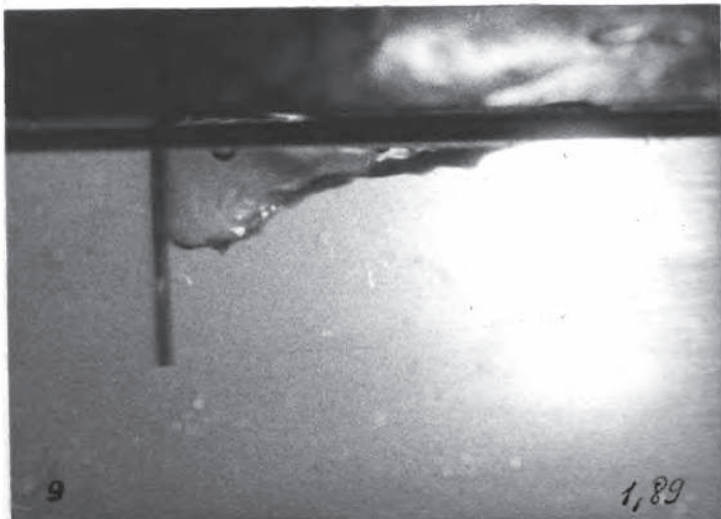
Некоторое время после этого происходит сплошное обтекание цилиндра.

После достижения моделью определенных значений скорости, кормовая часть цилиндра внезапно оголяется. Если цилиндр имеет погружение до $\bar{H} = 20 + 25$, то оголение происходит сразу на всю глубину стержня.

При больших погружениях ($\bar{H} > 20 + 25$) процессе полного прорыва воздуха состоит из двух стадий (фиг. II-9а): первой, скачкообразной, когда внезапно образуемая каверна охватывает только часть длины цилиндра. Граница каверны при этом имеет волнистые очертания. От её нижней части непрерывно отрываются отдельные пузырьки воздуха.

На второй стадии развития процесса дальнейший рост каверны при наращивании скорости протекает постепенно, как и в случае смачиваемых цилиндров.





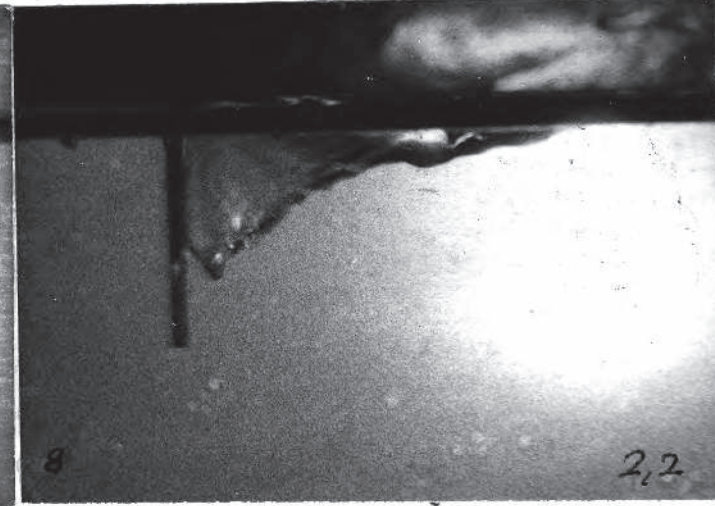
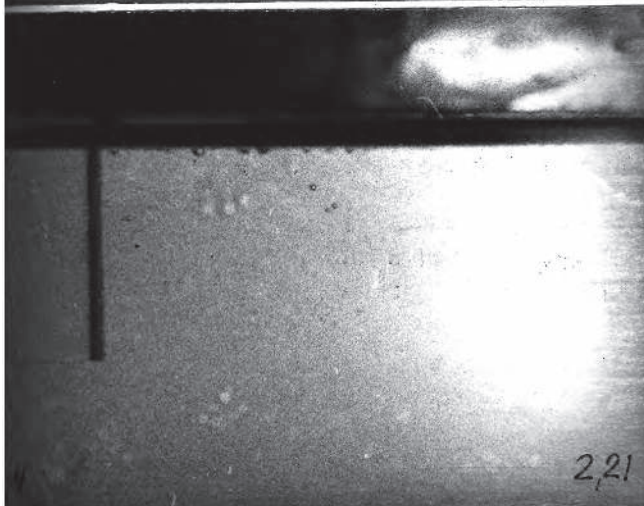
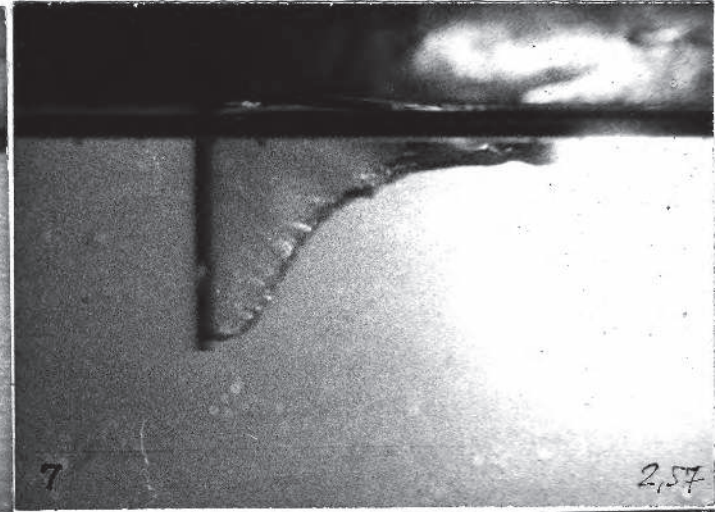
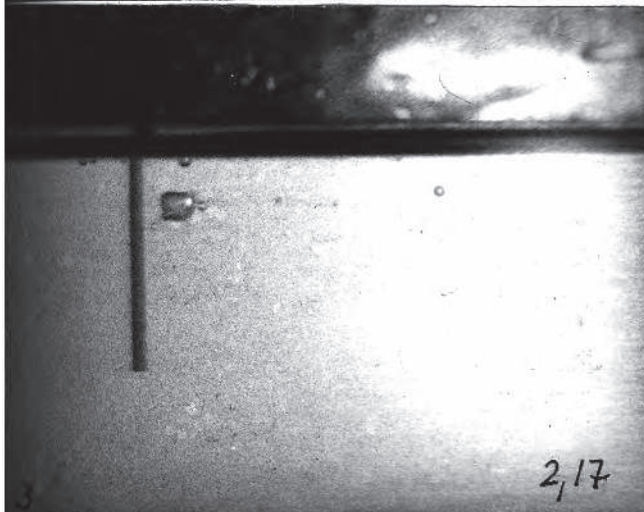
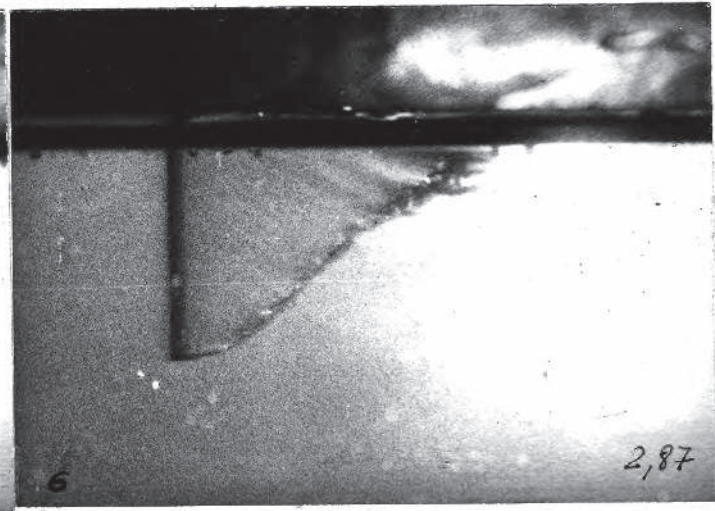
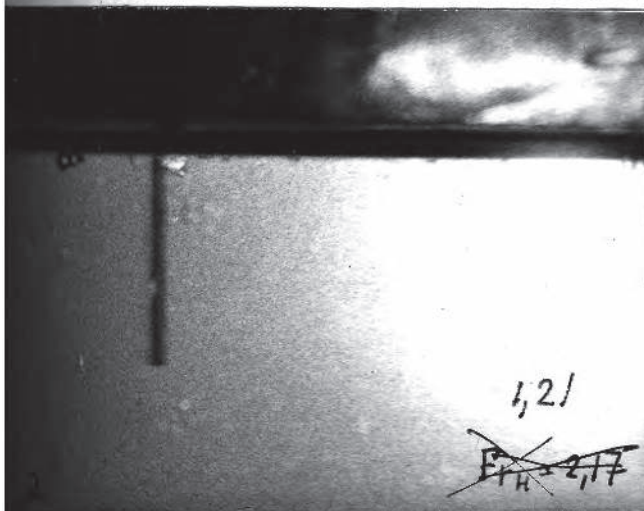
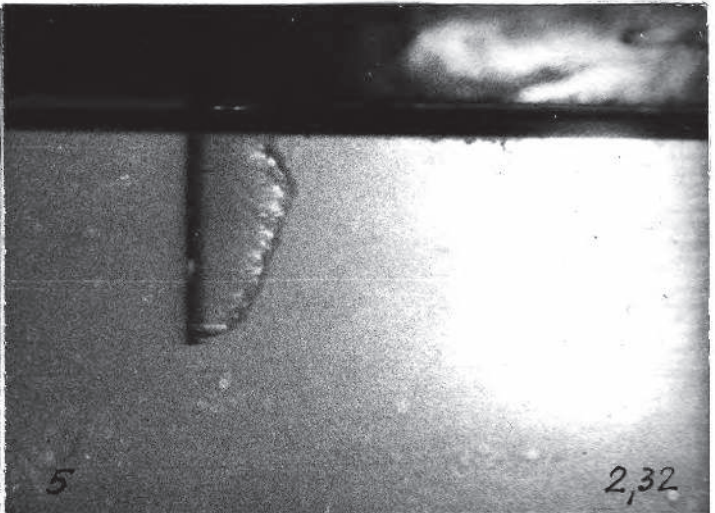
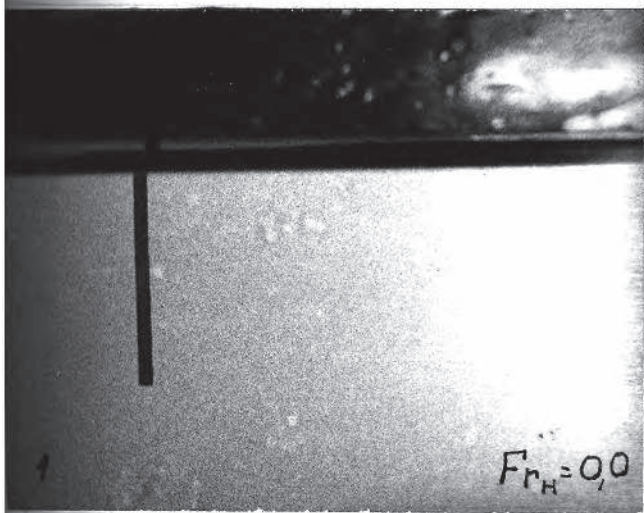
Последовательные стадии прорыва воздуха к смачиваемому тонкому цилиндру. $d = 1,7$ мм, $H = 15$. Слева на снимках указан их порядковый номер, справа - значения числа Fr_H

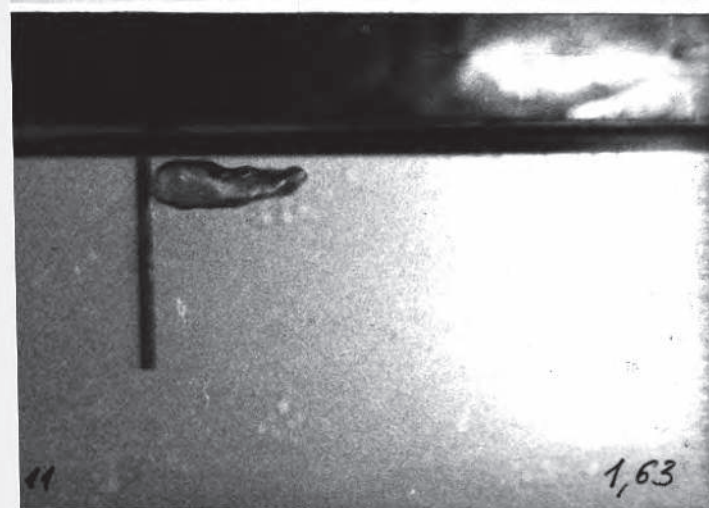
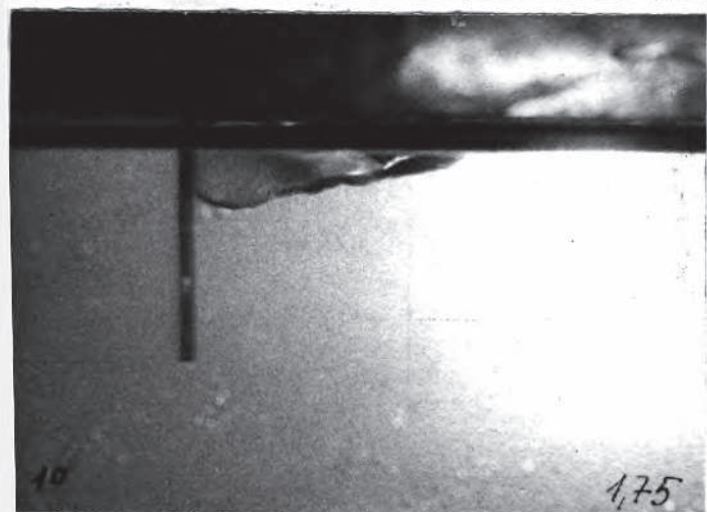
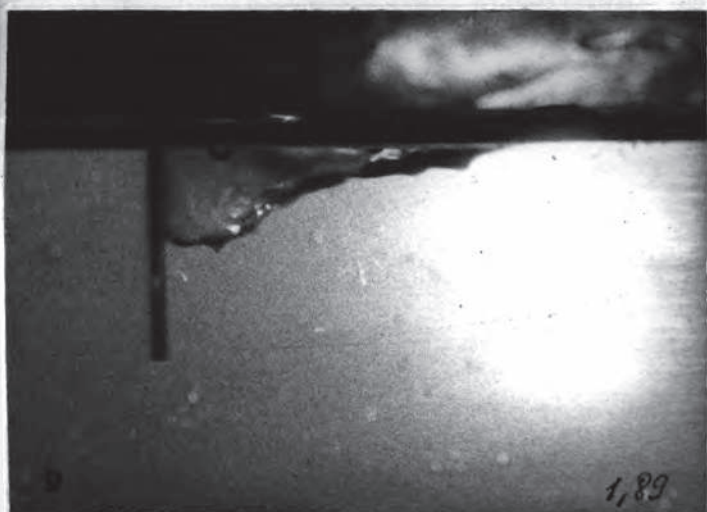
На скоростях, предшествующих полному прорыву, воздушная каверна за цилиндром не образуется (снимки 1-4).

Прорывающиеся иногда пузырьки воздуха (снимок 3) сносятся потоком. Прорыв наступает мгновенно (снимок 5).

Фиг. П-9.

С увеличением скорости каверна увеличивает свои размеры в длину (снимок 6). При последующем уменьшении скорости размеры каверны уменьшаются в соответствии с уменьшением скорости (снимки 7-11). Значение скорости, при которой каверна исчезает, значительно меньше того значения, при котором она возникает (явление гистерезиса). Снимки сделаны в ротативной установке.





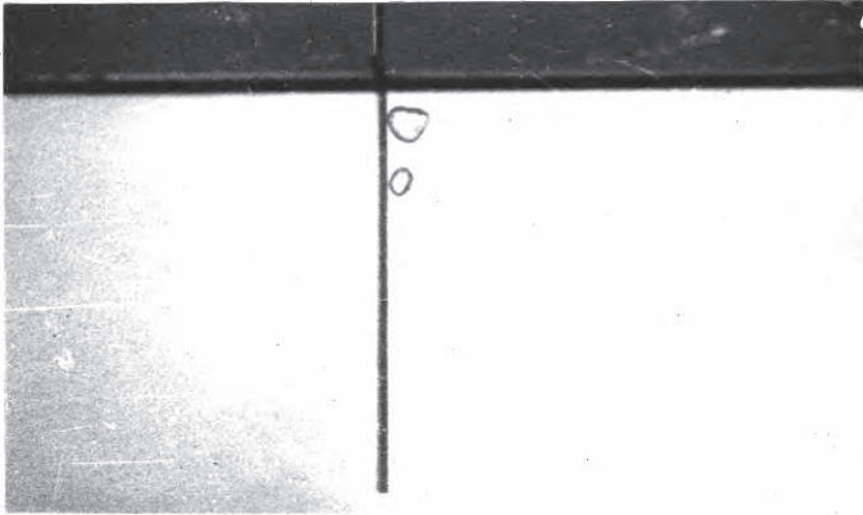
Последовательные стадии прорыва воздуха к смачиваемому тонкому цилиндру. $d = 1,7$ мм, $H = 15$. Слева на снимках указан их порядковый номер, справа - значе-ние числа Fr_H

На скоростях, предшествующих полному прорыву, воздушная каверна за цилиндром не образуется (снимки 1-4).

Прорывающиеся иногда пузырьки воздуха (снимок 3) сносятся потоком. Прорыв наступает мгновенно (снимок 5).

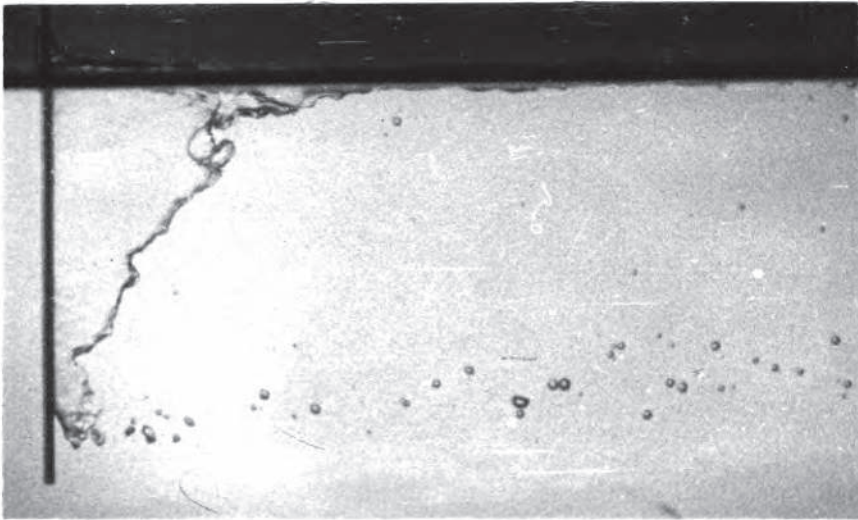
Фиг. П-9.

С увеличением скорости каверна увеличивает свои размеры в длину (снимок 6). При последующем уменьшении скорости размеры каверны уменьшаются в соответствии с уменьшением скорости (снимки 7-11). Значение скорости, при которой каверна исчезает, значительно меньше того значения, при котором она возникает (явление гистерезиса). Снимки сделаны в ротативной установке.



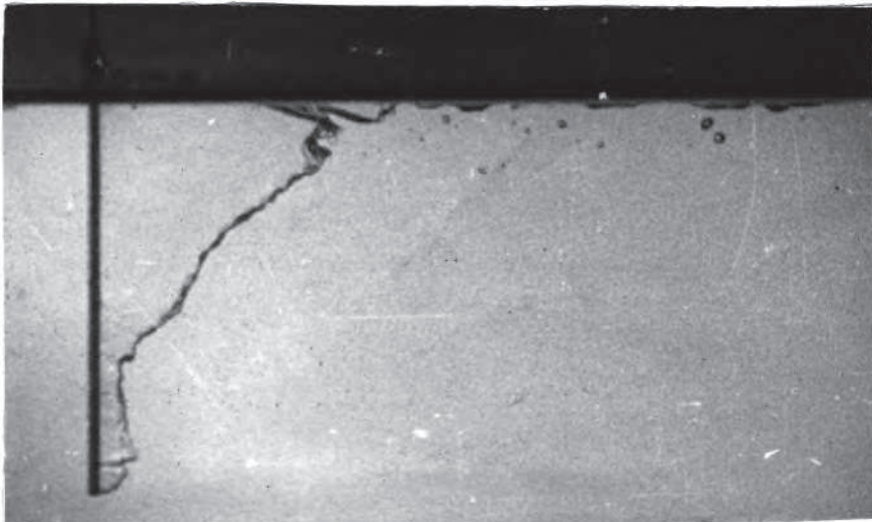
Nº 1

$F_{r_H} = 0,955$



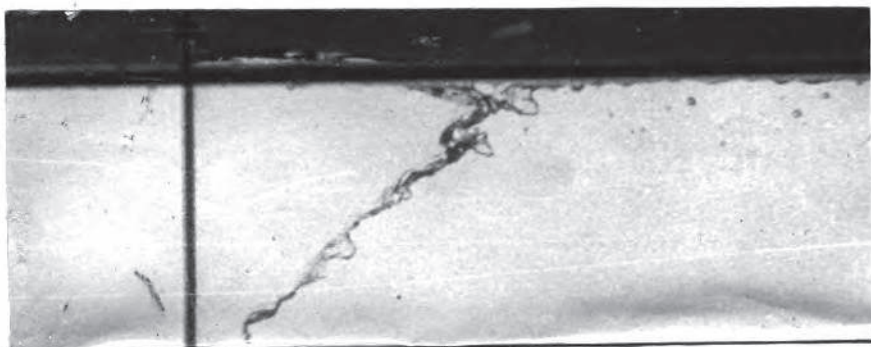
2

2,0

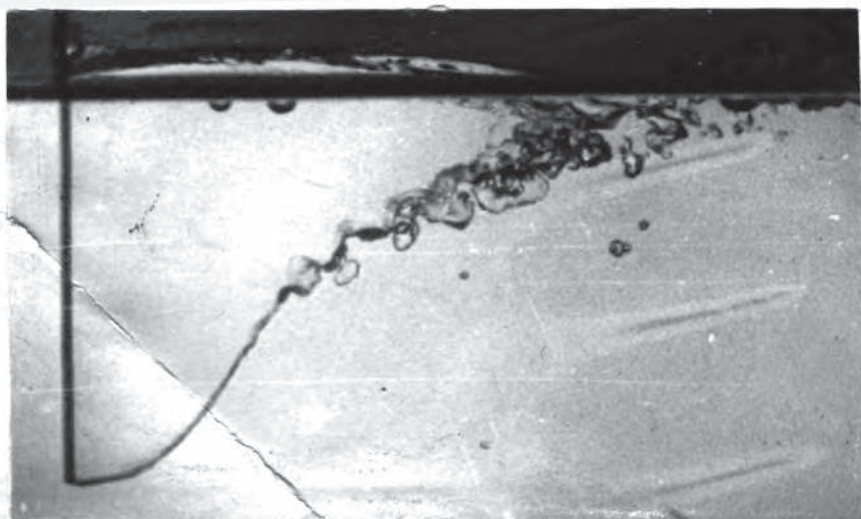


3

2,1



4



Фиг. П-9а.

Последовательные стадии прорыва воздуха к тонкому смятвемому цилиндру большого удлинения. $d = 1,7$ см, $H = 35$.
Около снимков указан их порядковый номер (вверху) и значе-
ние числа Fr_H (внизу).
При наступлении полного прорыва задняя граница каверны, в
нижней части, параллельна образующей цилиндра.

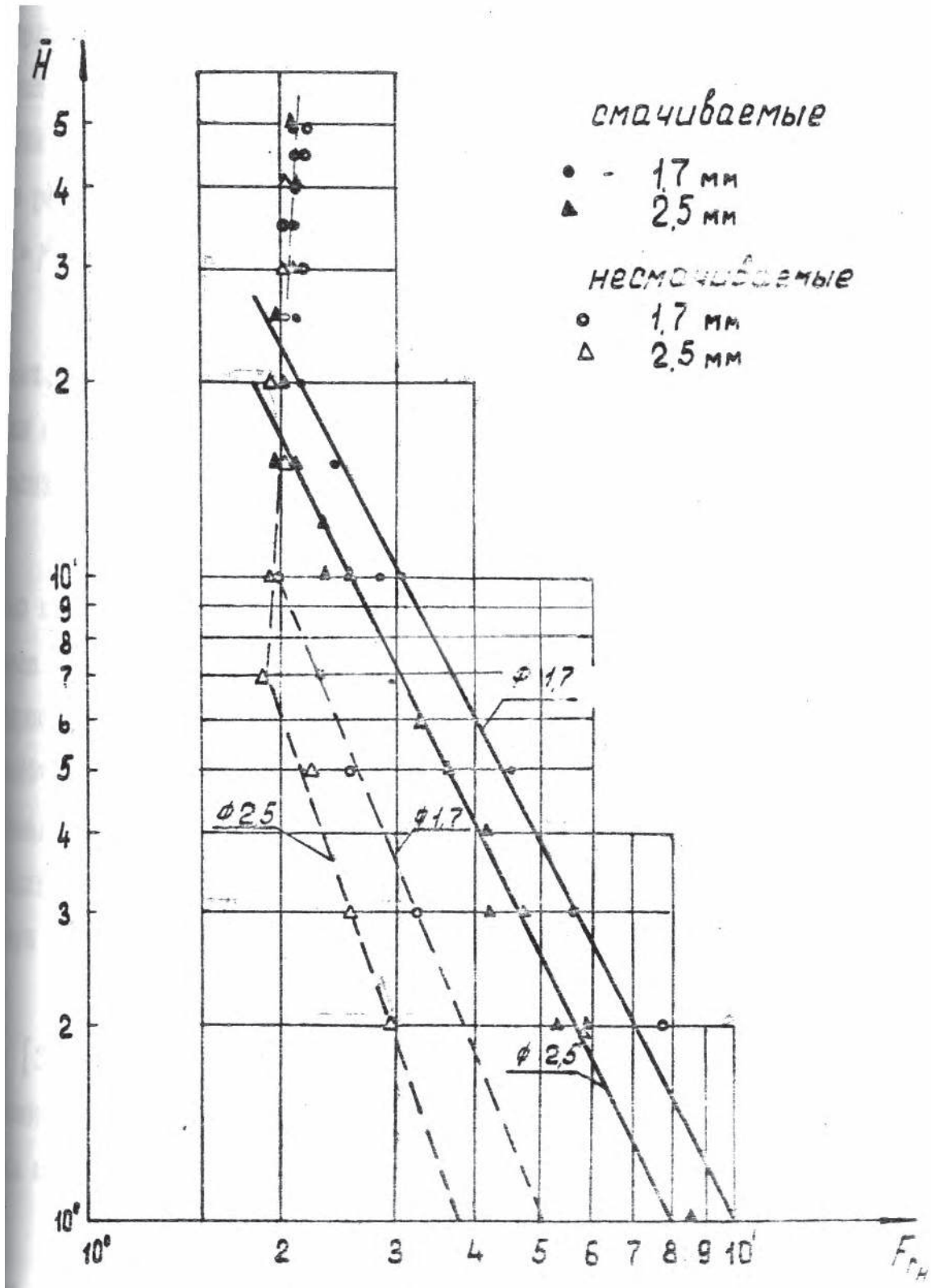
При проведении экспериментов с тонкими смачиваемыми стержнями был замечен гистерезис. Он состоял в том, что скорость, при которой воздушная полость возникала, была значительно больше той скорости, при которой камера исчезала при замедлении движения. Это же явление также наблюдалось и описано в [37].

Результаты фотографирования последовательных стадий прорыва воздуха к тонким цилиндрам помещены в приложении Г 4.

Изменение степени смачиваемости модели приводит не только к изменению внешней картины процесса прорыва, но и влияет на количественные параметры этого процесса. На фиг. П-10 приводятся графики зависимости $\bar{H} = f(Fr)$, построенные по опытам со смачиваемыми и несмачиваемыми цилиндрами. График показывает, что у данного цилиндра с несмачиваемыми стенками прорыв воздуха наступает при числах Fr значительно меньших, чем у смачиваемого. Другими словами, применение несмачиваемых моделей приближает значения чисел Fr , при которых происходит полный прорыв, к результатам опытов с цилиндрами больших диаметров, то есть у несмачиваемых цилиндров малого диаметра масштабный эффект проявляется слабее. Причиной этого является изменение характера действия капиллярных сил при изменении смачиваемости в районе контакта свободной поверхности жидкости со стенками модели.

Исследованием влияния смачиваемости, коэффициента поверхностного натяжения и вязкости на прорыв воздуха занимался также Лотзел [37]. Им был получен ценный фактический материал, однако принятая методика анализа результатов является спорной. Вот они суть дела.

Влияние поверхностного натяжения в [37] было исследовано



путем регулирования поверхностного натяжения воды для сохранения постоянного отношения числа Фруда к числу Вебера для двух стержней разных диаметров. При этом Д. Уэтзел исходит из того, что если причина масштабного эффекта состоит в действии сил поверхностного натяжения, то, сохранив для двух цилиндров с разными диаметрами постоянное отношение чисел Fr и We , мы для этих двух диаметров должны избавиться от масштабного эффекта, если результаты экспериментов представлять в виде зависимостей $\bar{H} = f(Fr)$.

Если же результаты для двух разных диаметров не совпадают, значит масштабный эффект обусловлен действием не только сил поверхностного натяжения. С такой точкой зрения нельзя согласиться.

Как известно из теории размерностей и подобия, масштабный эффект будет отсутствовать тогда, когда будет обеспечено во всех испытаниях соответственное равенство всех безразмерных критериев подобия, определяющих изучаемое явление. Если следовать рабочей гипотезе Д. Уэтзела о том, что масштабный эффект зависит только от сил поверхностного натяжения, то для её проверки необходимо добиваться равенства соответственно чисел Fr и We для двух разных диаметров цилиндров, а не постоянства их отношения.

При исследовании влияния вязкости на масштабный эффект в [37] также используют аналогичный приём, добиваясь для двух разных цилиндров постоянного отношения числа Fr к числу ~~We~~ ^{Re} путём изменения вязкости жидкости за счёт её подогрева.

Вместе с тем приведённые в этой работе экспериментальные данные позволяют составить представление о характере влияния

сил поверхностного натяжения и вязкости на масштабный эффект. По фиг. II-II приводятся взятые из [37] графики, показывающие влияние на прорыв воздуха уменьшения поверхностного натяжения жидкости. Из графиков видно, что при уменьшении коэффициента поверхностного натяжения жидкости прорыв воздуха происходит несколько раньше, то есть масштабный эффект проявляется слабее.

Результаты экспериментов по исследованию влияния вязкости из работы [37] приводятся на фиг. II-12. Как видно из графика, уменьшение вязкости приводит к снижению значения критического числа Fr , а значит и к ослаблению масштабного эффекта.

Следует иметь в виду, что опыты по исследованию влияния вязкости были поставлены не совсем корректно. Известно, что при нагревании жидкости меняются не только её вязкость, но и коэффициент поверхностного натяжения. Д. Уэтзел изменение коэффициента поверхностного натяжения не учитывал, считая, что он для всех значений температур остается постоянным.

Все экспериментальные данные, приведенные в нашем распоряжении подтверждают то, что на появление масштабного эффекта при прорыве воздуха оказывают влияние вязкости жидкости и поверхностное натяжение.

Обсудим более подробно механизмы действия этих сил. Как уже говорилось в § 7, силы поверхностного натяжения возникают на свободной поверхности, в результате образования мениска на стенке модели и на стенках образующейся при прорыве воздушной каверны. На фиг. II-13 схематически изображены формы мениска и образующейся воздушной каверны за цилиндром при смачиваемых и несмачиваемых стенках цилиндра.

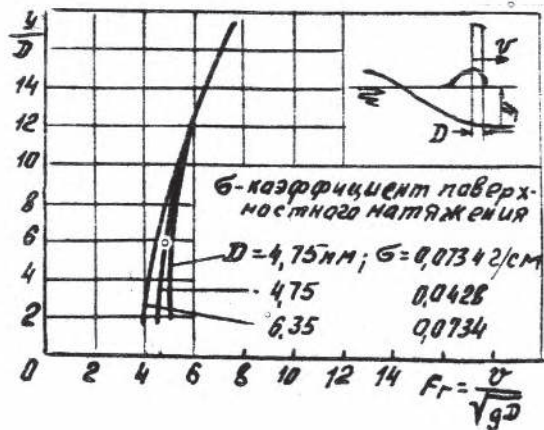
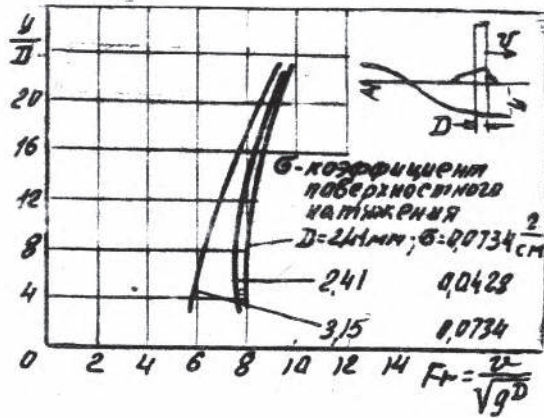


рис. П-11.

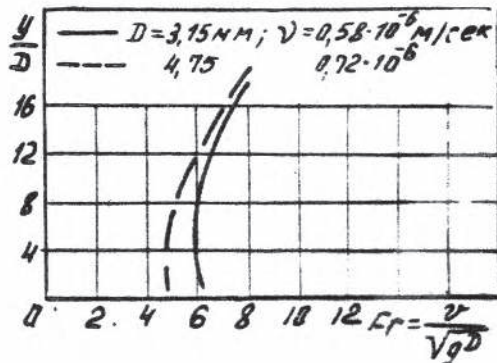
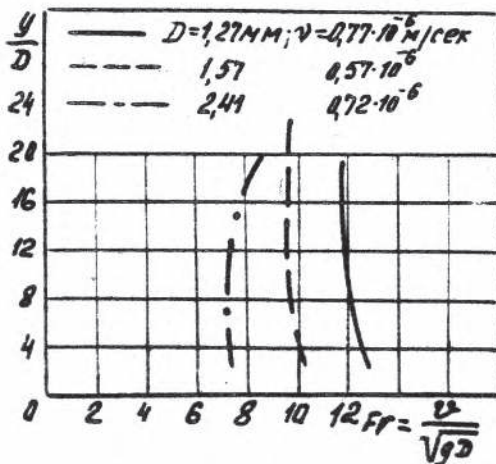
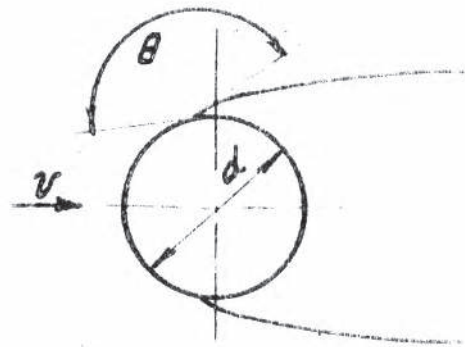
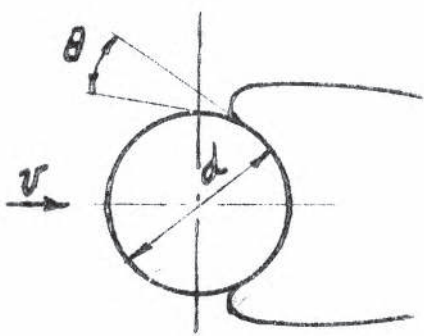
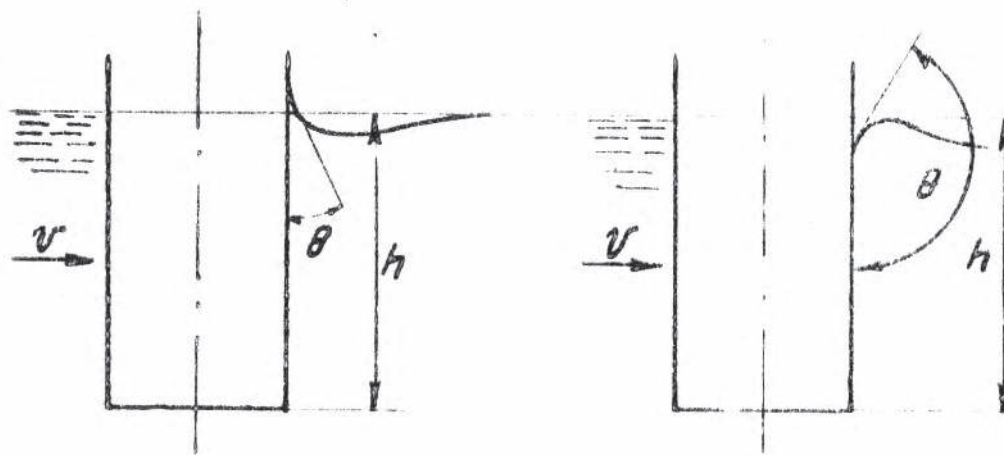


рис. П-12.



а. Стенка смачивается

в. Стенка не смачивается

У цилиндра со смачиваемыми стенками мениск направлен вогнутостью вверх, в сторону атмосферы, поэтому капиллярные силы препятствуют опусканию уровня жидкости, а у несмачиваемых моделей мениск направлен вогнутостью вниз, в толщу жидкости, и поэтому капиллярные силы не препятствуют оголению стоек.

Степень смачиваемости определяет также форму границ каверны в месте её пересечения со стенками модели. При несмачиваемых стенках модели кривизна границ каверны мала и поэтому заметные капиллярные силы появиться не могут.

У смачиваемых стенок граница каверны имеет большую кривизну, и это способствует появлению капиллярных сил, способствующих захопыванию каверны.

Однако форма границ, а значит и радиусы кривизны начавшейся каверны зависят не только от степени смачиваемости стенок модели, но ещё и от сил вязкости, которые управляют скоростями в пограничном слое.

Можно указать качественно, каков характер этой зависимости. Чем больше градиент скорости в пограничном слое, тем меньше радиусы кривизны контура свободной границы, которая у самой стенки, где скорости близки к нулю, должна образовывать со стенкой угол $\theta < \frac{\pi}{2}$.

Так как с ростом числа Re градиент скорости по нормали растёт, то и значения капиллярных сил должны возрастать.

§ 12. Результаты экспериментального исследования прорыва воздуха к круговым цилиндрам малого диаметра, пересекающим свободную поверхность невесомой жидкости.

Для изучения влияния Re и We на прорыв воздуха экспери-

необходимо было организовать таким образом, чтобы процесс прорыва воздуха зависел только от этих параметров, то есть в соответствии с ранее полученным выражением

$$F(\bar{H}, Fr, We, Re) = 0,$$

проводить опыты при постоянных значениях \bar{H} и Fr . Таким же образом это можно достигнуть на имеющемся экспериментальном оборудовании?

Обеспечить постоянное значение \bar{H} в опытах просто.

Для получения постоянных значений Fr при изменяющихся значениях Re и We можно использовать жидкости с различными физическими свойствами.

Однако этот метод, который принципиально позволяет проводить моделирование при любых комбинациях безразмерных критериев, в данном случае оказывается неприемлемым, из-за потребности большого количества (до 15 тонн) дорогостоящих дефицитных веществ.

Но даже если бы и была возможность организовать проведение таких опытов, то и тогда диапазон их результатов был бы ограничен, так как физические свойства реально доступных жидкостей являются, как правило, или в небольших пределах, или только в одну сторону: вязкость, практически, можно только увеличивать (по сравнению с водой), поверхностное натяжение можно только уменьшать, причём не больше, чем в 3 раза, диапазон изменения плотности также не велик. А это значит, что, установив какое-то постоянное значение Fr , мы в опытах с какой-нибудь из жидкостей уже не получим критические значения We и Re , то есть не

получить режимы перехода от сплошного обтекания к полному прерыву.

Возникает вопрос: нельзя ли получать различные значения We и Re , сохраняя при этом постоянное значение числа Fr за счет соответствующих изменений v и d (в видности с фиксированными (численными константами)? Каким образом при этом должны меняться v и d ?

Запишем выражение для чисел We , Re и Fr :

$$We = \frac{\sigma}{\rho v^2 d}; \quad Re = \frac{vd}{\nu}; \quad Fr = \frac{v}{\sqrt{gd}};$$

При $Fr = Const$ значение диаметра цилиндра должно быть:

$$d = \frac{v^2}{g Fr^2} = c_1 v^2, \quad (19)$$

где $c_1 = \frac{1}{g Fr^2} = Const$

При проведении опыта мы должны при постоянном значении Fr выбрать какое-либо значение $Re = Const$ и получать для него ряд значений We , пока не достигнем его критического значения, соответствующего началу полного прорыва. ✓

Из условия сохранения постоянства числа Re диаметр будет равен

$$d = \frac{Re \cdot \nu}{v} = \frac{c_2}{v}, \quad (20)$$

где $c_2 = Re \nu = Const$

✓ Эксперимент можно ещё организовать и так, чтобы число We сохранялось постоянным, а менялось число Re .

Значение скорости, при котором обеспечивается постоянство значения $Fr \propto Re$, может быть найдено из (19) и (20)

$$c_1 v^2 = \frac{c_2}{v}$$

Студен

$$v = \sqrt[3]{\frac{c_2}{c_1}} \quad (21)$$

Подставляем (21) в уравнение (19) и получаем

$$d = c_1 \left(\frac{c_2}{c_1} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (22)$$

Представим число We в виде:

$$We = \frac{\sigma}{\rho v^2 d} = \frac{\sigma d v^2}{\rho v^2 d^2 v^2} = \frac{\sigma d}{\rho Re^2 v^2} \quad (23)$$

В таком виде число We , при $Re = Const$ зависит от d . Однако в соответствии с (22) d также есть $Const$. Отсюда следует, что нельзя, сохраняя постоянное значение число Fr , получать различные значения We и Re за счёт соответствующего изменения v и d .

Причина этого заключается в том, что мы, желая получить различные значения чисел We и Re , одновременно требуем сохранения постоянного значения числа Fr , тем самым связывая однозначным соответствием значения v и d , которые при проведении моделирования по критериям We и Re зависят друг от друга по другому закону.

Решение проблемы основано на том, что существует такое постоянное значение числа Fr , которое не меняется при любых соотношениях между v и d . Это число Струда, равное бесконечности.

Одним из способов получения такого числа Фруда является проведение опытов в свободно падающей струе.

Благоприятным обстоятельством, для применения данного способа, оказалось то, что влияние сил вязкости и поверхностного натяжения усиливается с уменьшением размеров модели, и изучить действие Re и We надо на тонких стержнях, что позволяет проводить опыты в струе сравнительно небольшого диаметра.

Диаметр струи был выбран с таким расчётом, чтобы избежать влияния границ и обеспечить возможность получения достаточно больших значений \bar{H} . Стержни погружались в струю на глубину, обеспечивавшую их погружение не меньше, чем 15 + 20 калибров, и с таким расчётом, чтобы от нижнего торца стержня до нижней границы каверны оставался просвет, величиной не менее 3 + 5 калибров для устранения влияния нижней границы струи на обтекание торца.

То, что в опытах погружение цилиндра \bar{H} было достаточно большим, обусловило отсутствие влияния \bar{H} на прорыв воздуха. Это объясняется следующим; вообще влияние глубины погружения на прорыв воздуха связано с влиянием свободной поверхности и с существованием гидростатических сил, действующих на погружаемую часть стержня.

Влияние свободной поверхности будет заметным только при небольших погружениях, а гидростатических сил в свободно падающей струе вообще нет.

Эксперименты в струе проводились с цилиндрами диаметром 0,18 ; 0,35 ; 0,49 ; 0,88 ; 1,36 мм. Перед опытами цилиндры тщательно

обсуживались.

Начнём изложение результатов экспериментов с описания типичной картины обтекания цилиндра струей.

Вам наблюдались два режима; режим струйного обтекания (фиг. П-14а) и режим сплошного обтекания (фиг. П-14б).

Режим струйного обтекания, как правило, возникал уже при незначительных скоростях течения и затем, с увеличением скорости, никаких изменений в характере обтекания не происходило. Для наших исследований этот режим не представляет непосредственного интереса, но, поскольку такие режимы наблюдались, то в отношении их можно высказать некоторые соображения.

Наиболее просто режим струйного течения можно было получить при обтекании цилиндра, насквозь пересекающего струю и расщепляющего её на две симметричные части, поэтому для простоты мы рассмотрим в данном случае именно эту схему.

Заклочим объём жидкости в районе цилиндра в контрольную поверхность, проходящую так, как это показано на фиг. П-15 пунктирной линией.

Применим к выделенному объёму жидкости теорему об изменении количества движения.

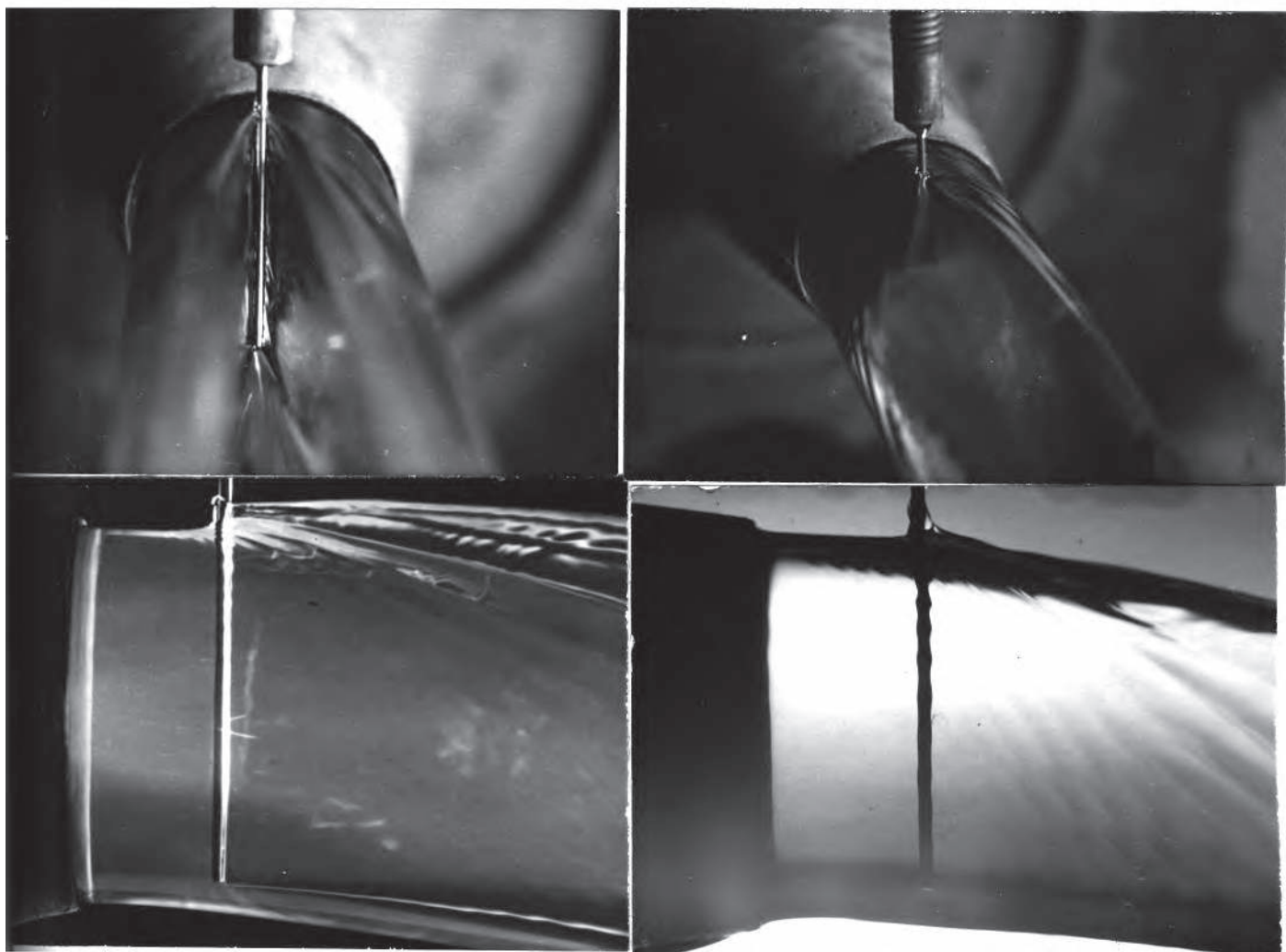
$$K - K \cos \beta = X \quad (24)$$

$K = m v = \rho \omega v S = \rho \omega v^2 S$ - количество движения;

$X = C_x \frac{\rho v^2}{2} S$ - сила сопротивления цилиндра;

β - угла отклонения оторвавшихся струй;

m - масса жидкости выделенного объёма;



а)

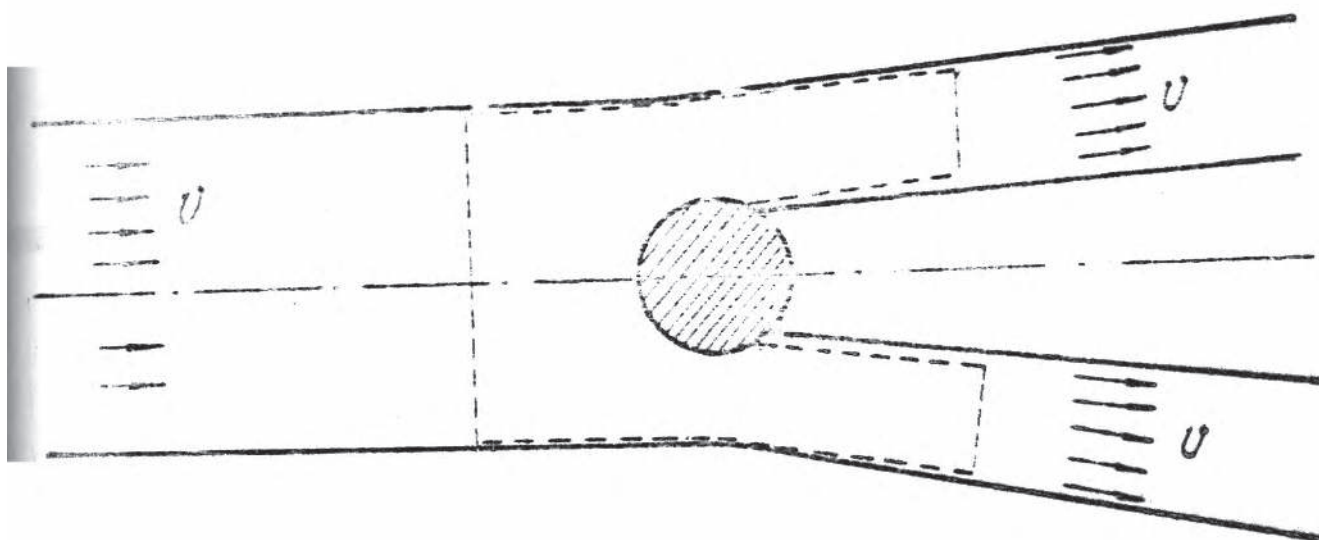
б)

Фиг. П-14

Фотографии процесса обтекания цилиндра свободно падающей струей. $d = 0,88$ см; $v = 0,75 \frac{\text{м}}{\text{сек.}}$

Слева - отрывное обтекание цилиндра.

Справа - сплошное обтекание.



СНГ. II-15.

S - площадь идеального сечения сличного цилиндра;

ω - площадь поперечного сечения плавной поверхности струи.

тогда:
$$X = K(1 - \cos\beta) \quad (25)$$

Представив $\cos\beta$ в виде степенного ряда и отбросив третий и последующие члены ряда, получим:

$$X = \frac{K\beta^2}{2} \quad (26)$$

или, записывая X и K в явном виде,

$$C_x \frac{\rho v^2}{2} S = \frac{\rho v^2 \omega \beta^2}{2}, \quad (27)$$

выразим β как

$$\beta = \sqrt{C_x \frac{S}{\omega}} \quad (28)$$

Заменив $\frac{S}{\omega}$ через $\bar{D} = \frac{d}{D}$, где

D - диаметр струи,

получим

$$\beta = 2 \sqrt{\frac{C_x}{\pi \bar{D}}} \quad (29)$$

Из формулы (29) следует, что угол отклонения оторвавшихся струй зависит от относительного диаметра \bar{D} и коэффициента сопротивления цилиндра.

Как уже отмечалось, режим струйного обтекания при исследовании прорыва воздуха не использовался и изложенные выше замечания высказаны попутно.

Эксперименты по прорыву воздуха проводились при существовании режима сплошного обтекания.

Резким сплошного обтекания проще всего было получить, устранив искусственно, при малых скоростях течения, разделение струй за цилиндром. Это легко сделать, введя на непродолжительное время в поток за цилиндром какое-либо тело (стержень, пластинку) и резко убрав его оттуда. Сплошное обтекание сохраняется и при увеличении скорости течения.

Иногда сплошное обтекание без видимых причин мгновенно сменяется струйным. Струйное течение опять можно искусственно перевести в сплошное, применив вышеупомянутый приём.

Самопроизвольный переход от струйного к сплошному обтеканию не наблюдался ни разу. Сплошной характер обтекания наблюдается в некотором диапазоне скоростей. С увеличением диаметра цилиндра верхний предел этого диапазона уменьшается.

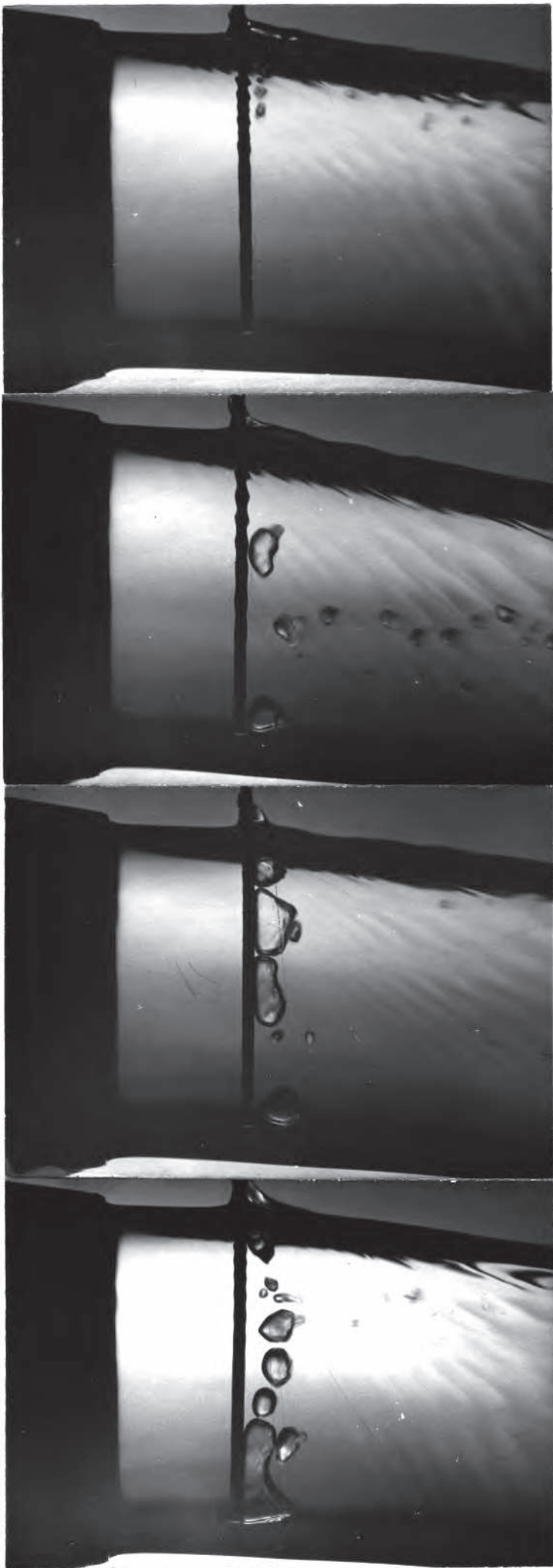
При достижении скоростью истечения струй некоторого значения, к цилиндру начинают прорываться отдельные пузырьки воздуха, часть которых сносится потоком (фиг. П-16 и П-16а)

С увеличением скорости число прорывающихся пузырьков увеличивается, они соединяются между собой, образуя воздушные полости, прилипающие к части погруженной длины цилиндра (фиг. П-17).

Внаконец, при дальнейшем увеличении значения скорости из прорывающихся порций воздуха формируется устойчивая воздушная каверна, охватывающая всю погружённую длину цилиндра (фиг. П-18).

Образование такой каверны соответствует наступлению стадии полного прорыва воздуха.

При проведении опытов нами фиксировались значения скоростей обтекания цилиндров, при которых появлялись такие каверны.



Последовательные
стадии прорыва
воздуха на режиме
прорыва отдельных
пузырьков при об-
текании стержня
свободно падающей
струей.

$d = 0,8$ мм
 $D = 25$ мм.

Фиг. Н-16.

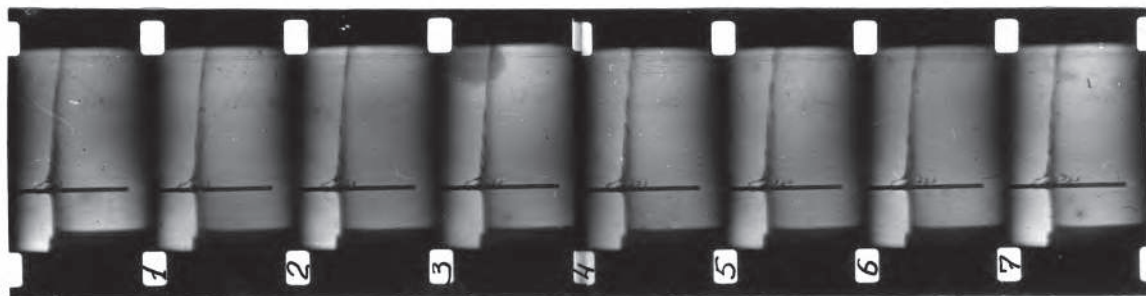
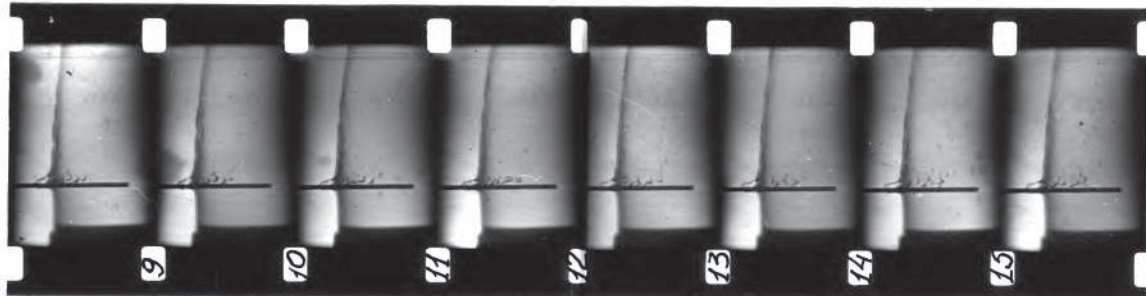
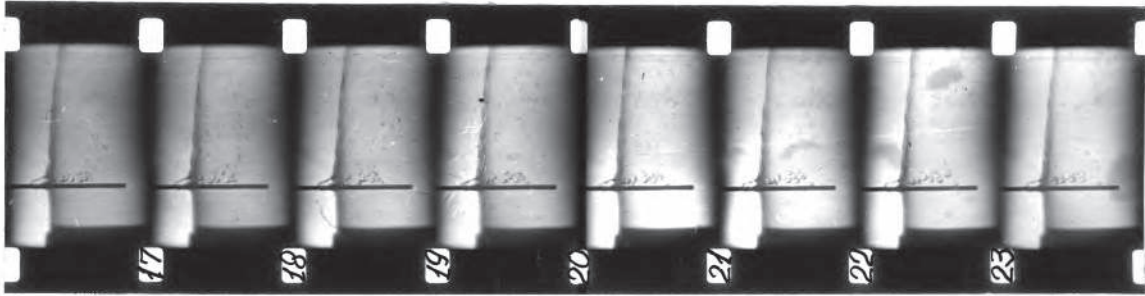
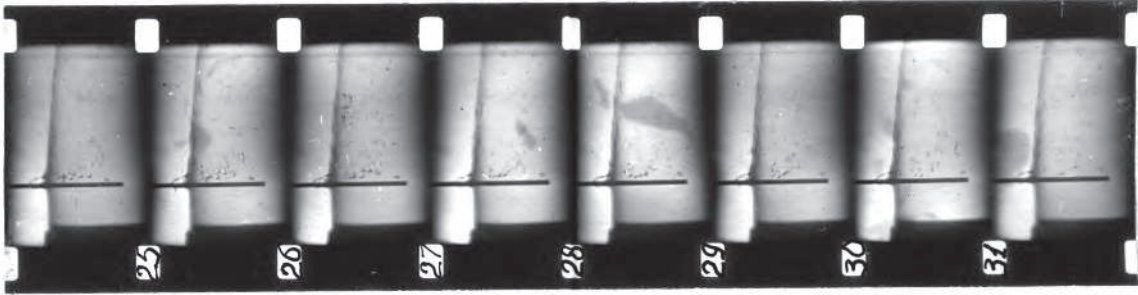
Фиг. П-16 а

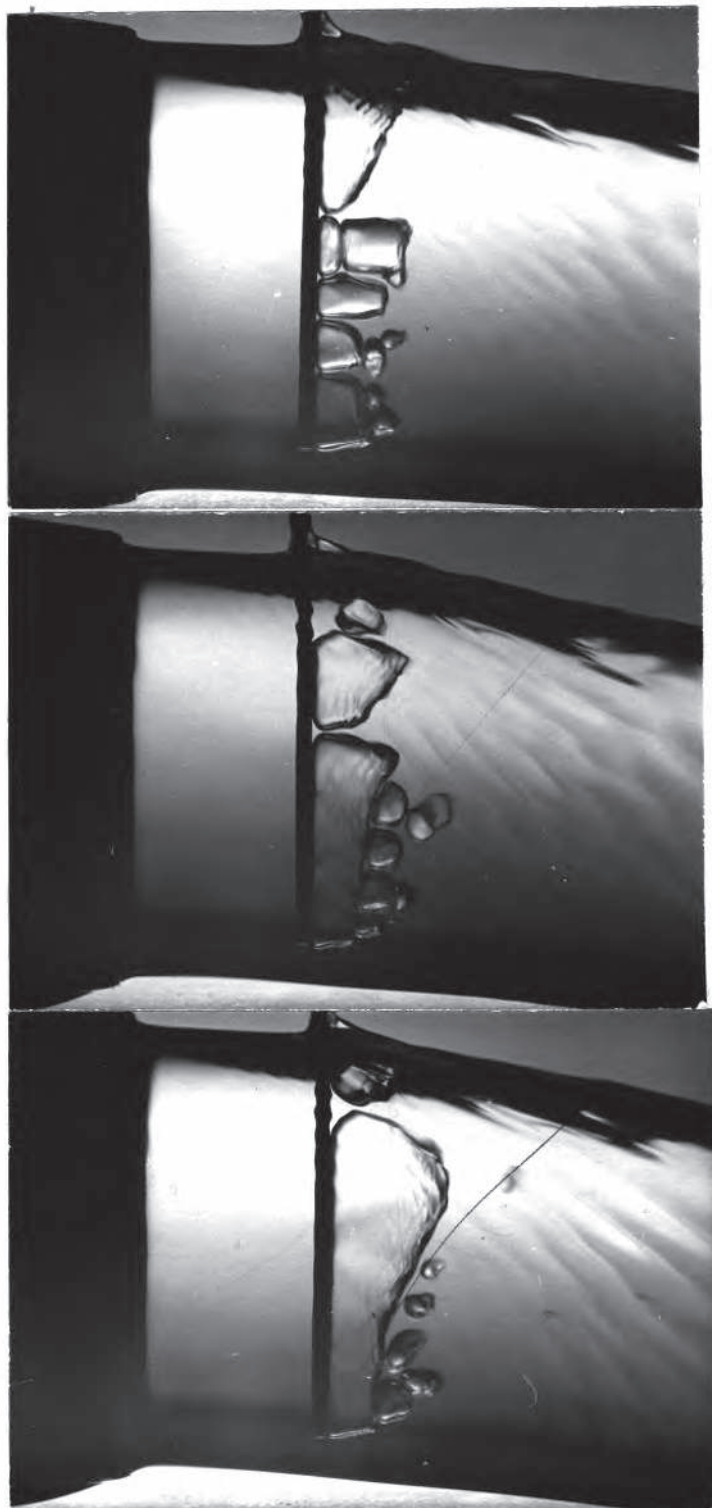
Кинограмма процесса про-
никновения пузырьков воз-
духа под свободную поверх-
ность.

$d = 0,8$ мм, $v = 1,2$ м/сек.

Снимки сделаны в свободно
падающей струе.

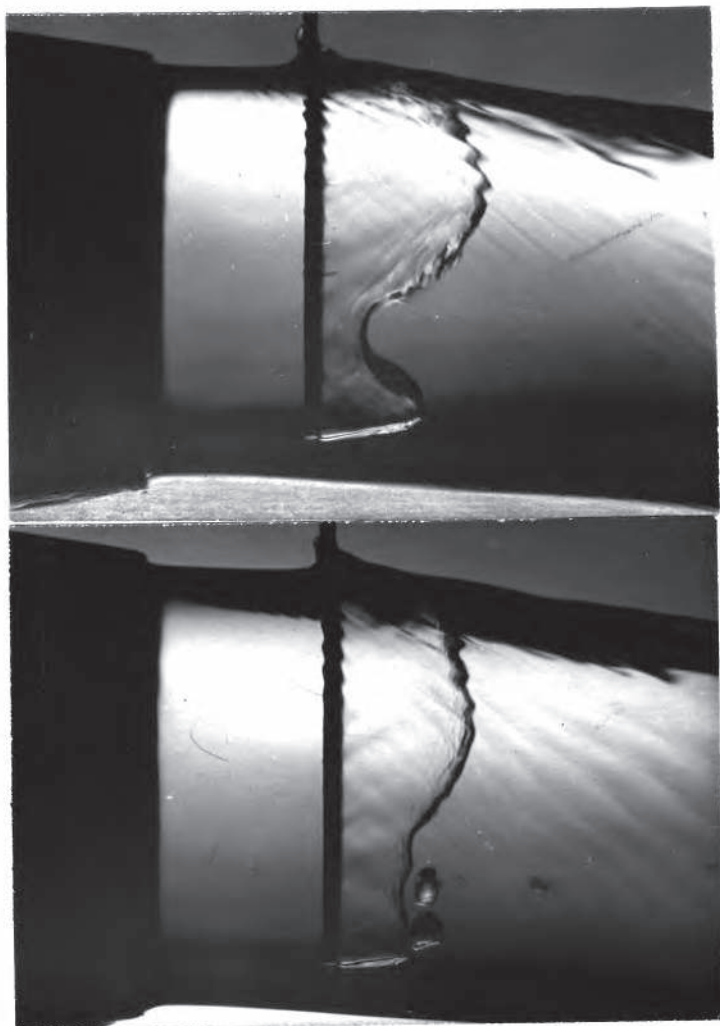
$\varnothing = 25$ мм, частота съёмки
- 1400 $\frac{\text{кадр}}{\text{сек.}}$





Фиг. 11-17.

Последовательные стадии прорыва воздуха на решете (формирования воздушной шаверы) при обтекании стержня свободно падающей струей $d = 0,8$ мм, $D = 25$ мм.



Фиг. П-18.

Фотографии резина полного прорыва
при обтекании стержня свободно
падающей струей.

$d = 0,8$ мм, $D = 25$ мм, $v = 1,78$ м/сек.

Результаты эксперимента представлены на (фиг. П-19) в виде графика зависимости $We = f(Re)$.

§ 13. Метод расчёта полного прорыва воздуха к цилиндру малого диаметра.

Используя экспериментальные материалы, полученные в опытах со стержнями в невесомой жидкости, можно разработать метод расчёта полного прорыва воздуха к тонким цилиндрам.

Для стержней достаточно малого диаметра при $Fr = const$ и больших значениях \bar{H} процесс обтекания будет подчиняться зависимости $We = f(Re)$ или

$$We = \frac{\sigma d}{\rho v^2 Re^2} \quad (30)$$

При движении в заданной среде (в фиксированных значениях ρ, σ) каждому значению диаметра цилиндра будет соответствовать своё уравнение (30), которое позволяет определить зависимость между We и Re формально в любом диапазоне их значений.

Однако нас интересуют лишь критические значения $We_{кр}$ и $Re_{кр}$, при которых наступает полный прорыв воздуха.

Эти значения были определены нами экспериментально в § 12 для пяти диаметров цилиндров и представлены в виде графика экспериментальной зависимости $We_{кр} = f(Re_{кр})$

Эта зависимость с помощью ЭВМ "Мир-1" была аппроксимирована аналитическим выражением

$$We_{кр} = \frac{9,6}{Re_{кр}^{0,82}} \quad (31)$$

Выражения (30) и (31) образуют систему уравнений

$$\begin{aligned} We_{кр} &= \frac{\sigma \cdot d}{\rho v^2 Re_{кр}^2} \\ We_{кр} &= \frac{9,6}{Re_{кр}^{0,82}} \end{aligned} \quad (32)$$

которую можно представить в общем виде как:

$$\begin{aligned} W &= \frac{Ad}{R^m} \\ W &= \frac{B}{R^n} \end{aligned} \quad (33)$$

Приравниваем правые части уравнения

$$\frac{Ad}{R^m} = \frac{B}{R^n} \quad (34)$$

переписываем полученное выражение

$$\frac{R^m}{R^n} = \frac{Ad}{B} = Cd \quad (35)$$

Отсюда получаем:

$$R^{(m-n)} = Cd \quad (36)$$

$$R = \sqrt[m-n]{Cd} = (Cd)^{\frac{1}{m-n}} \quad (37)$$

Таким образом, в соответствии с (37) значение $Re_{кр}$ по (32) может быть вычислено по формуле:

$$Re_{кр} = \left(d \frac{\sigma}{9,6 \rho v^2} \right)^{\frac{1}{0,82}} \quad (38)$$

затем найдено значение $We_{кр}$.

Предложенный метод может быть наглядно проиллюстрирован графически. На фиг. П-20 в координатах We и Re строится кривая зависимости (31).

Эта кривая является границей двух областей. В области, лежащей выше нее, все точки координатной плоскости соответствуют значениям We и Re , при сплошном обтекании, а точки, лежащие в области ниже кривой - значениям We и Re , при которых существует волный прорыв.

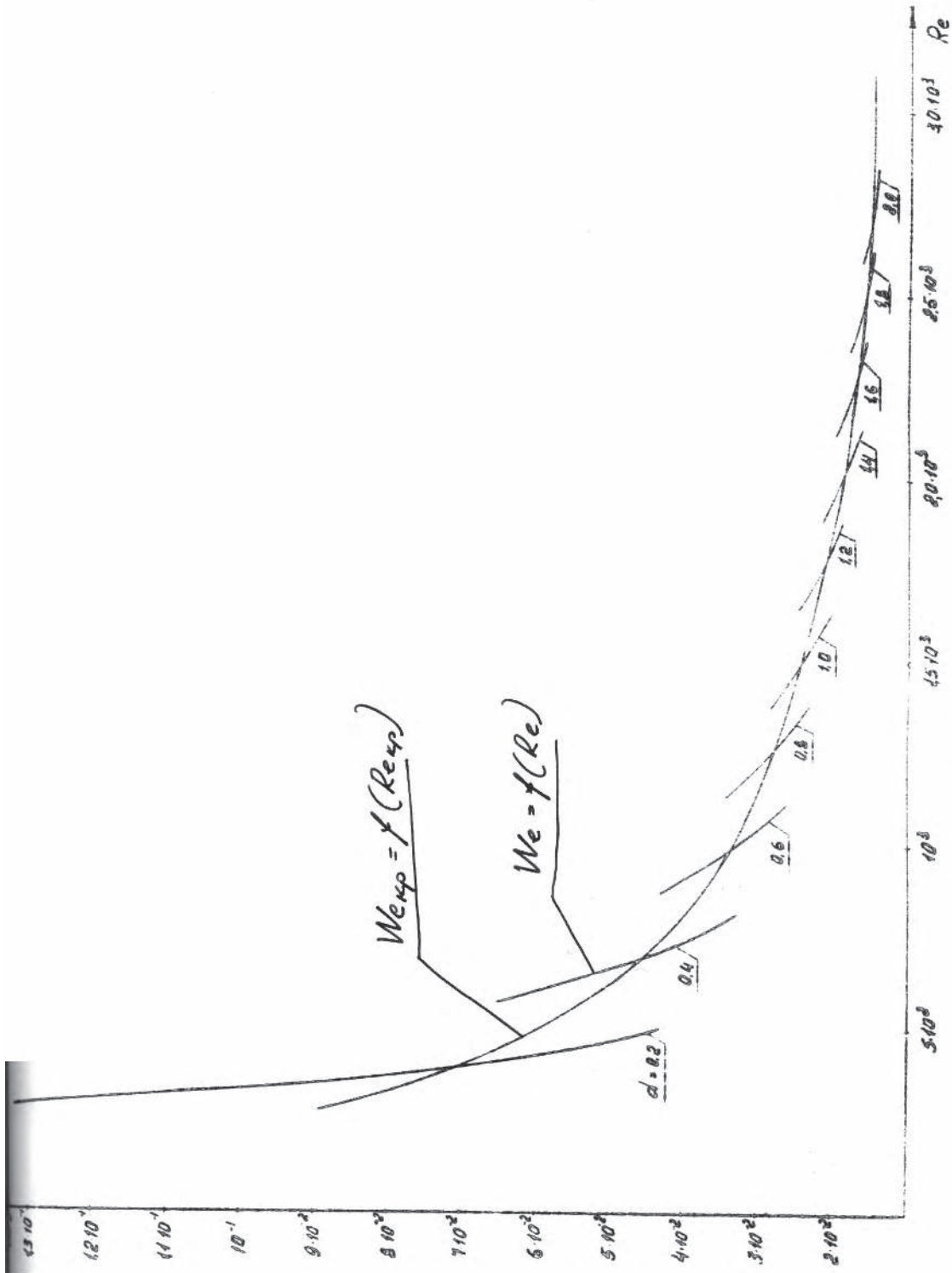
Кривая зависимости (31) является универсальной для цилиндров с любыми диаметрами (в определенном диапазоне).

Для определения значений $We_{кр}$ и $Re_{кр}$ на этой же границе наносятся кривые зависимости (30), полученные для различных диаметров цилиндров. Точки пересечения этих кривых с универсальной кривой будут соответствовать критическим значениям чисел We и Re для цилиндра данного диаметра, обтекаемого данной жидкостью.

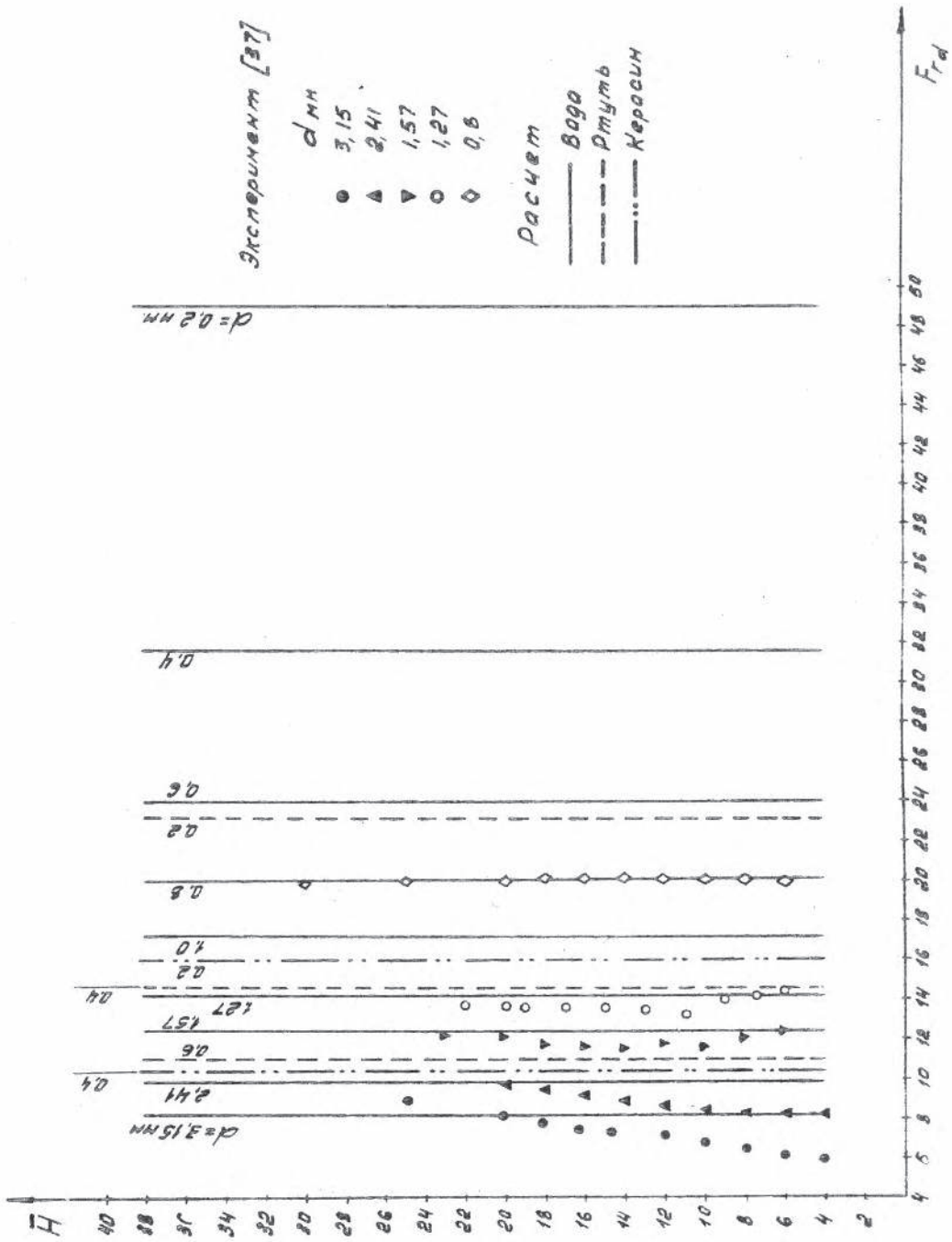
Изложенный метод расчета основывается на экспериментальных результатах, полученных при обтекании цилиндров с числом Фруда, стремящимся к бесконечности.

По-видимому существуют и конечные, достаточно большие значения чисел Фруда, для которых этот метод является верным.

Для оценки величины минимального значения Fr , при котором можно пользоваться данным методом, мы сравнили результаты расчета с данными опытов Д. Уэтзела в ротативной установке. Результаты сравнения приведены на фиг. П-21. Прежде всего следует отметить, что экспериментальные данные качественно подтверждают правильные наши предположения о том, что для тонких цилиндров прорыв должен происходить при $Fr = Const$ и при больших погружениях \bar{H} не зависеть.



ИЛР, ИЛ-20



Фиг. 11-21.

Проведенное сравнение показало также хорошее количественное совпадение расчётных и экспериментальных данных при числах $Fr > 10$. Это значение Fr можно считать граничным для области применения предложенного метода.

С помощью этого метода можно рассчитать значения $Fr_{кр}$ при обтекании цилиндров любой жидкостью.

Для примера на графике (фиг. П-21) нанесены также прямые, рассчитанные для случая обтекания, цилиндров керосином и ртутью.

Результаты наших расчетов удобно представить по методу, предложенному в [32]

Перепишем выражение (18) в виде:

$$F(\bar{H}, Fr, K, \Pi) \quad (39)$$

$$K = \sqrt[3]{\left(\frac{Fr}{Re}\right)^2} = \sqrt[3]{\frac{v^2}{gd^2}} \quad (40)$$

$$\Pi = \sqrt{Fr^2 We} = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho g d^2}} \quad (41)$$

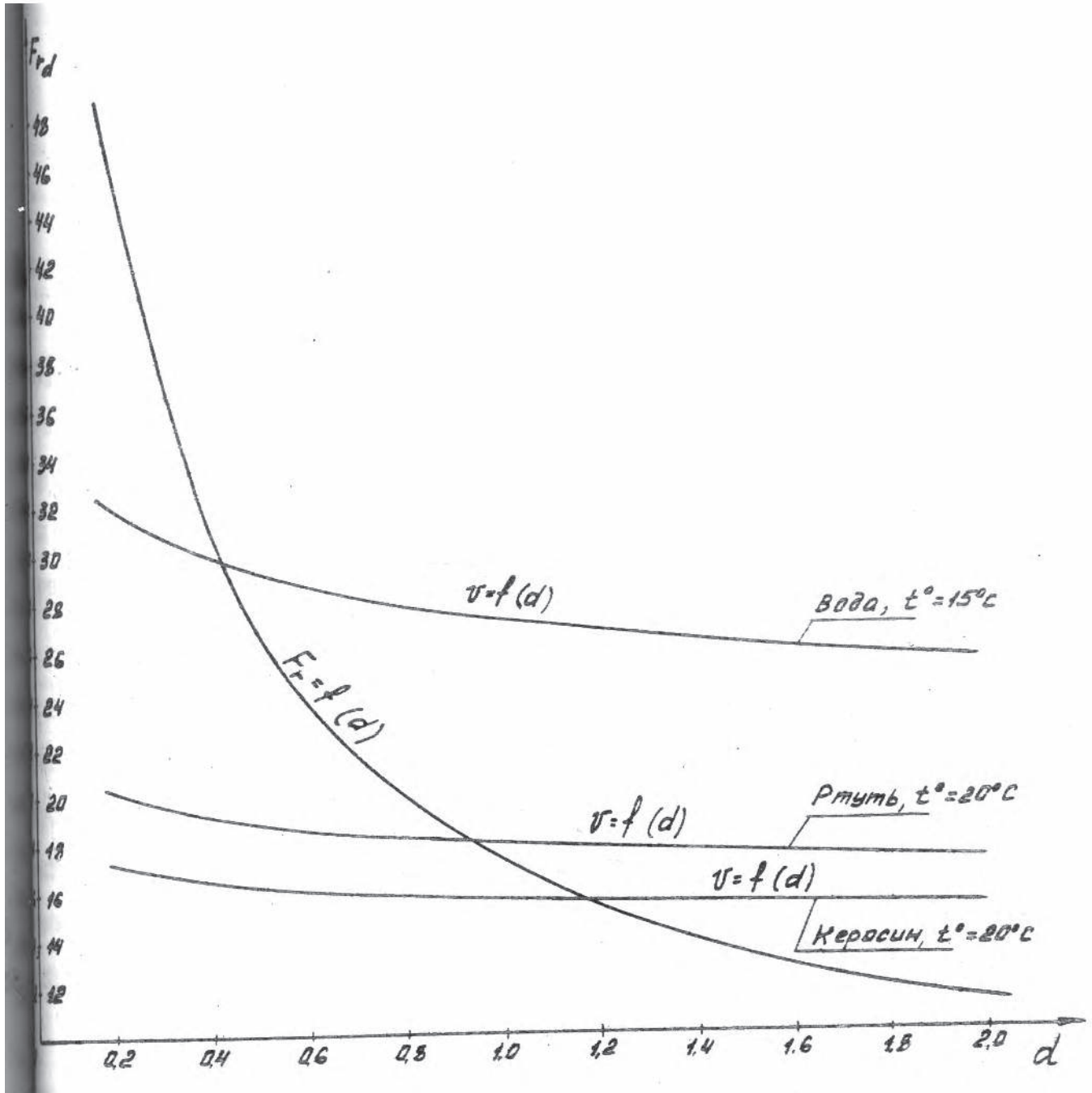
При постоянных ρ, ν, σ и g влияние параметров K и Π может быть заменено влиянием только одного диаметра, т.е. вместо (39) можно написать:

$$F(\bar{H}, Fr, d) = 0 \quad (42)$$

при больших \bar{H}

$$Fr = f(d) \quad (43)$$

расчетная кривая этой зависимости для воды приведена на (фиг. П-22).



$\Phi_{ур. II-22}$

Г Л А В А III

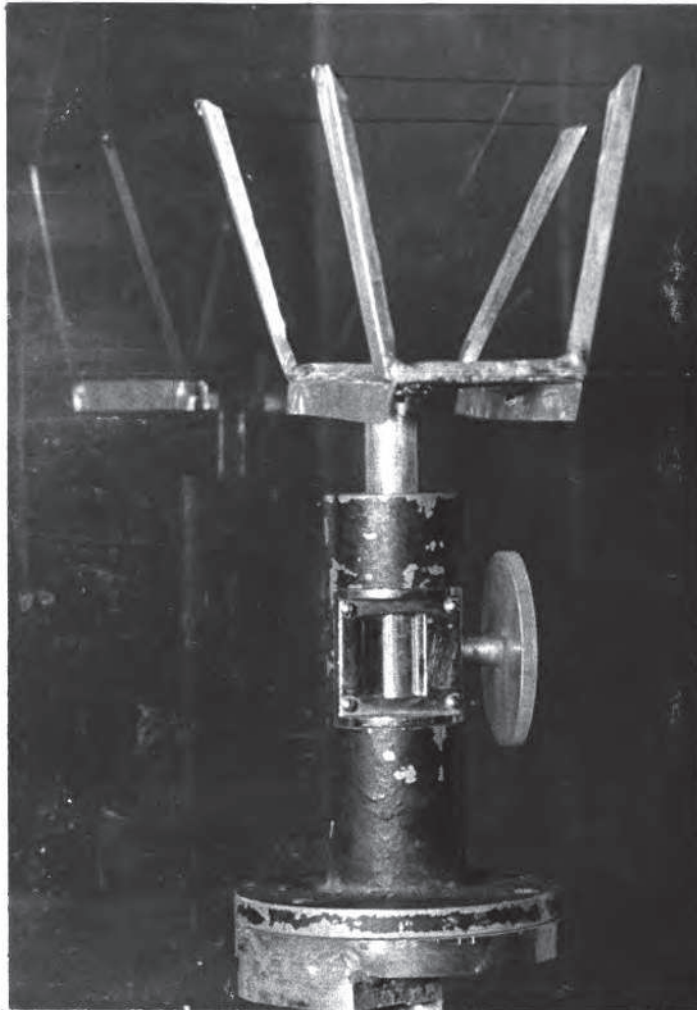
ИССЛЕДОВАНИЕ ЧАСТИЧНОГО ПРОРЫВА ВОЗДУХА П КРУГОВЫМИ
ИЛИНДРАМИ.

§ 14. Методика проведения экспериментов по исследо-
ванию частичного прорыва.

Эксперименты по исследованию частичного прорыва возду-
ха проводились в гидрлотке, общее описание которого приведено
в § 2. В качестве моделей использовались круговые цилиндры диа-
метром 2, 6, 12 и 32 мм. Глубина погружения цилиндров для раз-
ных диаметров изменялась в пределах от 0,5 до 100 калибров.
Для устранения эффекта смачиваемости, особенно заметного при ма-
лых размерах модели, цилиндр диаметром 2 мм покрывался тонкой
пропановой плёнкой.

Цилиндры крепились в державке, которая могла перемещать-
ся в вертикальном направлении с помощью реечной передачи.
Высота перемещения измерялась по нониусу с ценой деления 0,1мм.
Глубина погружения цилиндра определялась как разность отсчетов,
полученных при двух положениях цилиндра - нулевом и рабочем. При ну-
левом положении цилиндр устанавливался таким образом, чтобы его
нижний торец касался свободной поверхности потока.

Для измерения глубины воздушной каверны, образуемой за-
стойной при прорыве воздуха, использовалось визирное устройство
(рис. 11-1). Оно представляет собой две параллельные горизонталь-
ные тонкие нити, натянутые на скобы на расстоянии 200 мм друг от
друга. Скобы закреплены на штанге, которая может перемещаться по



Фиг. В-1

Измерное устройство для измерения глубины воздушной каверны.

вертикали. Величина перемещения штанги измеряется по нониусу с точностью до 0,1 мм. Замер глубины воздушной каверны осуществлялся через прозрачные боковые стенки рабочего участка гидротка путем фиксирования визиров положений нижней границы каверны и нижнего торца цилиндра.

Так как границы воздушной каверны пульсируют, то за точку отсчета выбиралось то среднее положение, вокруг которого происходит пульсация. Измерив таким образом расстояние от нижнего торца цилиндра до нижней границы воздушной каверны и, зная глубину погружения стойки, определяли глубину воздушной каверны.

Одновременно со снятием отсчета по визирному устройству при фиксировании положения нижней границы каверны снимались показания с прибора измеряющего скорость потока.

Для измерения величины скорости набегающего потока была проведена предварительная тарировка.

Она заключалась в следующем: в потоке в диаметральной плоскости гидротка на месте установки исследуемых цилиндров, помещалась подвижная трубка Пито (II), которая могла перемещаться в вертикальном направлении.

В другой точке рабочего участка на расстоянии 300 мм от II в поперечном направлении и на глубине 300 мм располагалась трубка Пито-Праудтля (IPII), закрепленная неподвижно.

При всех значениях скоростей, при которых проводились тарировка и эксперименты, уровень жидкости в рабочем участке поддерживался постоянным за счёт подлива или слива воды. Положение уровня фиксировалось неподвижной иглой-щупом, касающейся свободной поверхности и установленной в начале рабочего участка.

Подвижная III использовалась для определения при тарировании скорости в различных точках потока, лежащих на вертикали, соответствующей положению исследуемого цилиндра. Одновременно с отсчетом показаний по III снимались показания с IIII.

Измерения проводились с помощью наклонного водяного дифференциального манометра, подключённого к IIII и наклонного водяного пьезометра, подключенного к III.

За нуль отсчета на пьезометре принимался фиксированный уровень свободной поверхности, определённый при покоящейся жидкости.

Обозначим показание пьезометра, равное по величине скоростному напору набегавшего потока в данной точке через h_i показание дифманометра IIII обозначим через h_k .

Для каждой точки, в которой проводилось измерение, величины скоростного напора h_i и показание h_k можно связать соотношением

$$h_i = c_i h_k \quad (44)$$

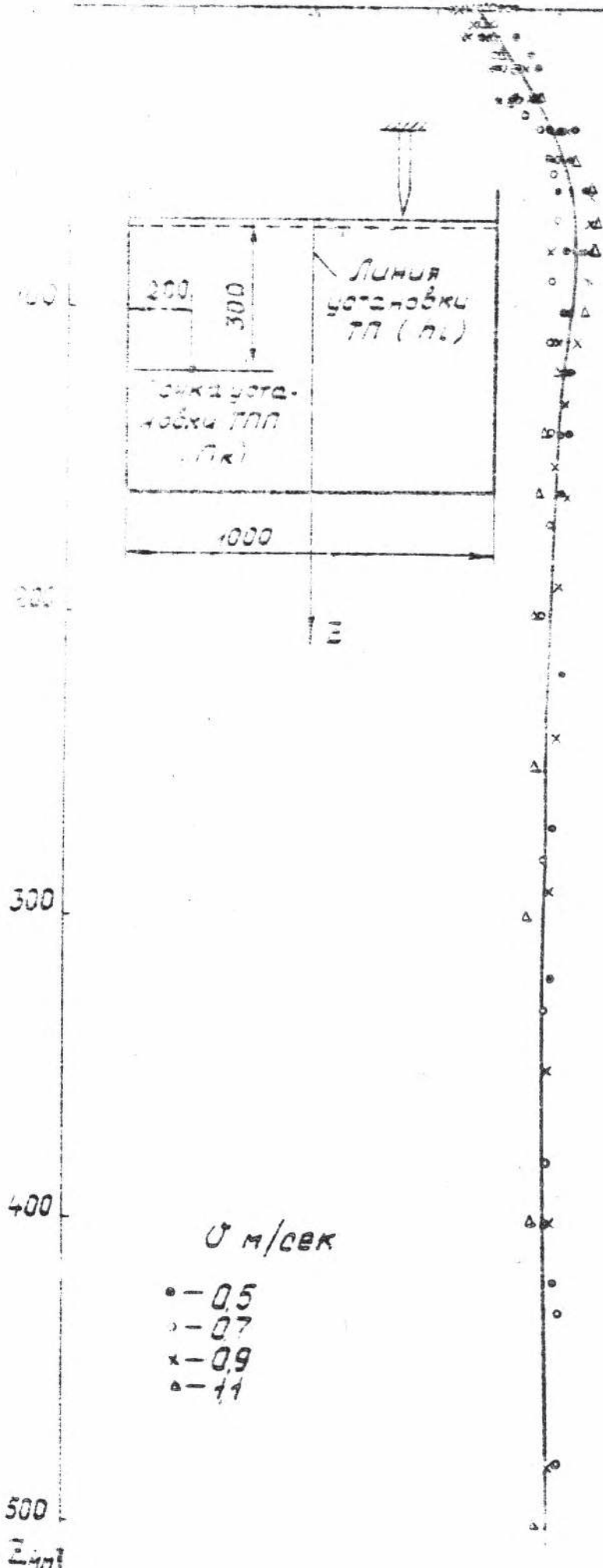
c_i - переходной коэффициент для данной точки потока.

Величина c_i была найдена во время тарировки для ряда точек на различных скоростях. Результаты тарировки представлены на графике (фиг. II-2). Они показали, что в используемой при исследованиях районе поток по вертикали не равномерен.

В районе свободной поверхности он несколько подторможен (меньше чем на 3%), а на глубине от 40 до 200 мм ускорен (меньше, чем на 2% от скорости на глубине 300 мм).

01 02 03 04 05 06 07 08 09 10

$$C = \frac{P}{\rho \cdot v^2}$$



При проведении экспериментов скорость потока определялась на глубине, соответствующей положению нижней границы каверны.

Пересчет показаний III на значение скорости проводился по формуле

$$v_i = \sqrt{\frac{2c_i h_k g}{\dots}} \quad (45)$$

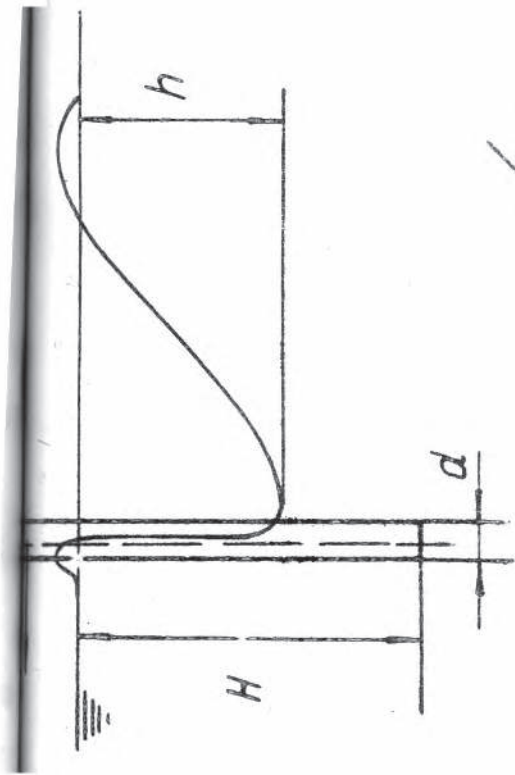
Спытыв по исследованию частичного прорыва сводился к экспериментальному определению глубины воздушной каверны в зависимости от диаметра цилиндра, глубины его погружения и числа Фруда.

§ 15. Результаты экспериментов по исследованию частичного прорыва воздуха.

Основные экспериментальные данные были получены в опытах с цилиндрами диаметром 2 мм при глубине погружения \bar{H} от 10 до 100 калибров; 6 мм - $\bar{H} = 8 + 50$ и 32 мм $\bar{H} = 1 + 17$.

Эксперимент был организован так, что для каждого диаметра цилиндра при постоянных значениях числа Фруда измерялась глубина каверны h в зависимости от глубины погружения цилиндра H .

Результаты экспериментов представлены на фиг. II-3 в виде графиков зависимостей относительной глубины воздушной каверны $\bar{h} = \frac{h}{d}$ от относительной глубины погружения цилиндра \bar{H} при различных постоянных числах Fr_d . На этих же графиках нанесены точки и проведены пунктиром линии, соответствующие полному



$\phi 2 \text{ mm}$

F_{rd}

— 10,9

— 9,2

— 7,1

○

△

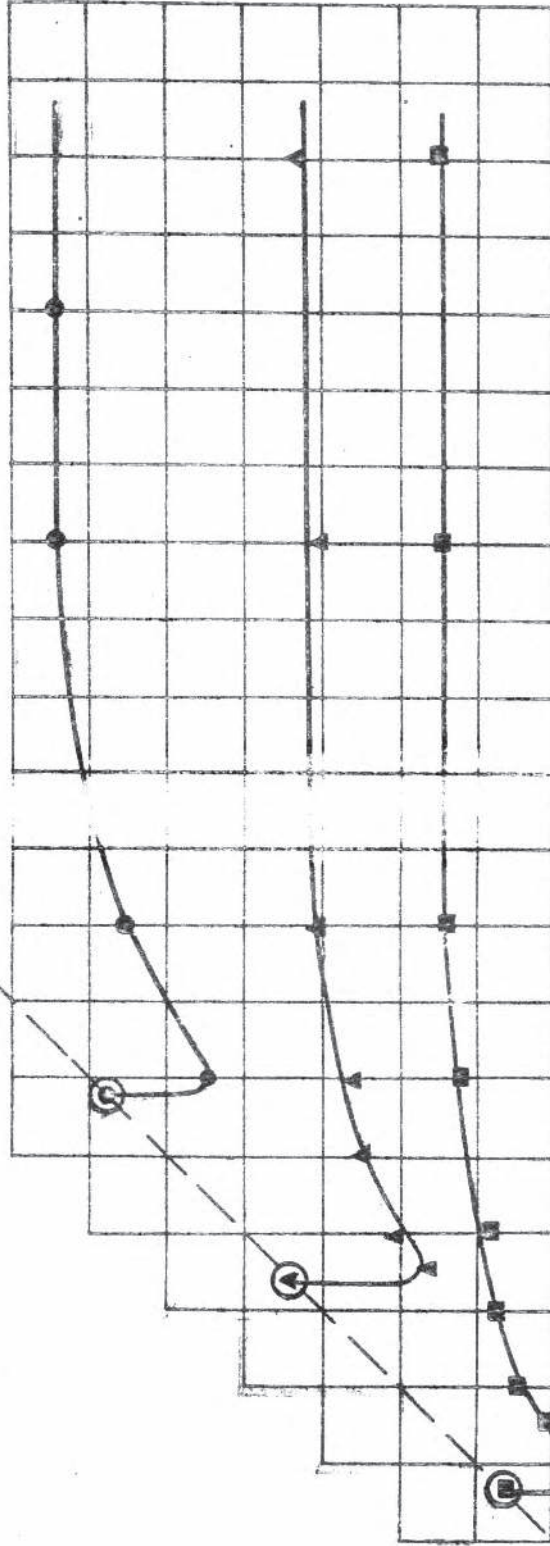
■

$\bar{h} = \frac{h}{d}$

50

25

0



100

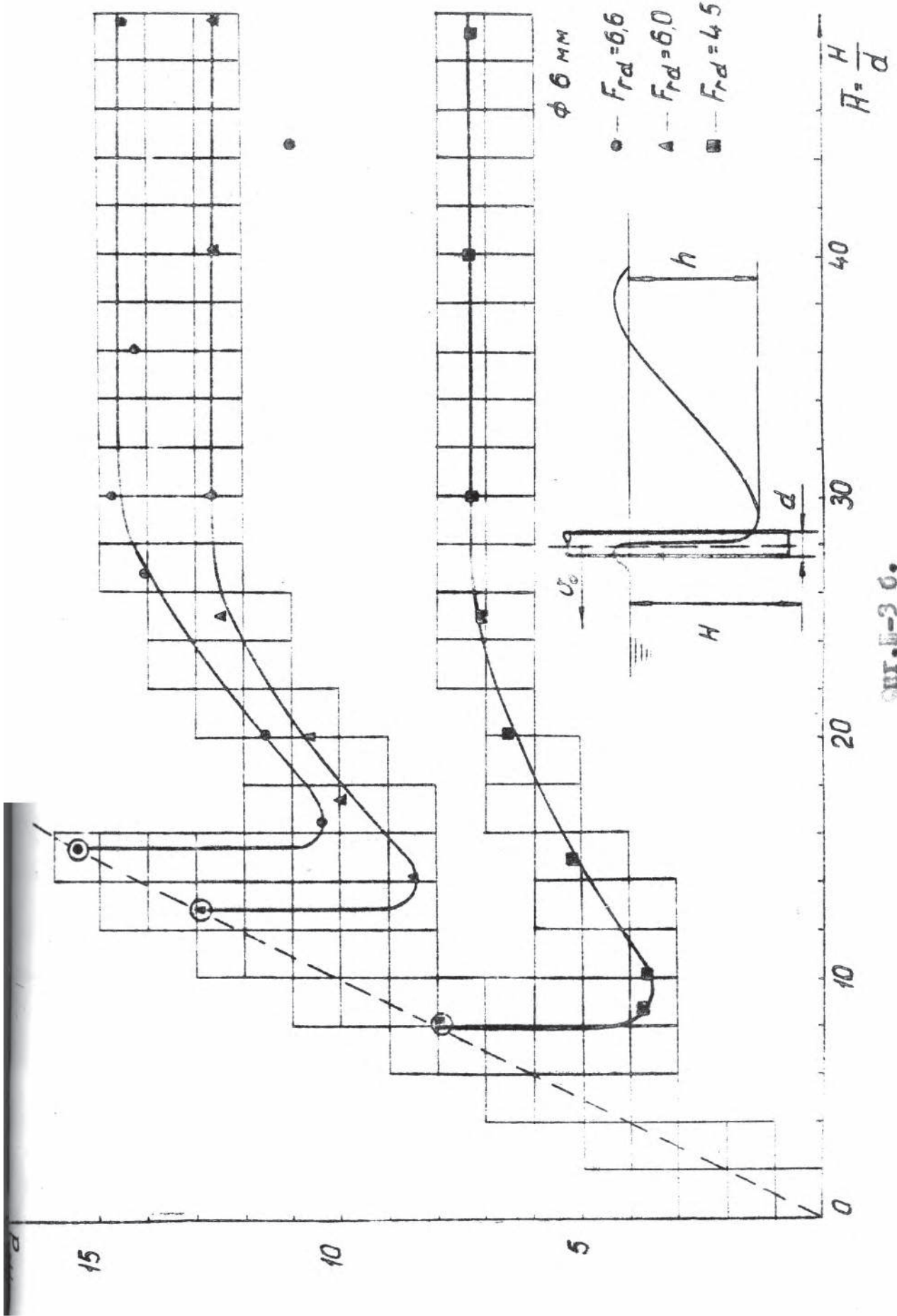
75

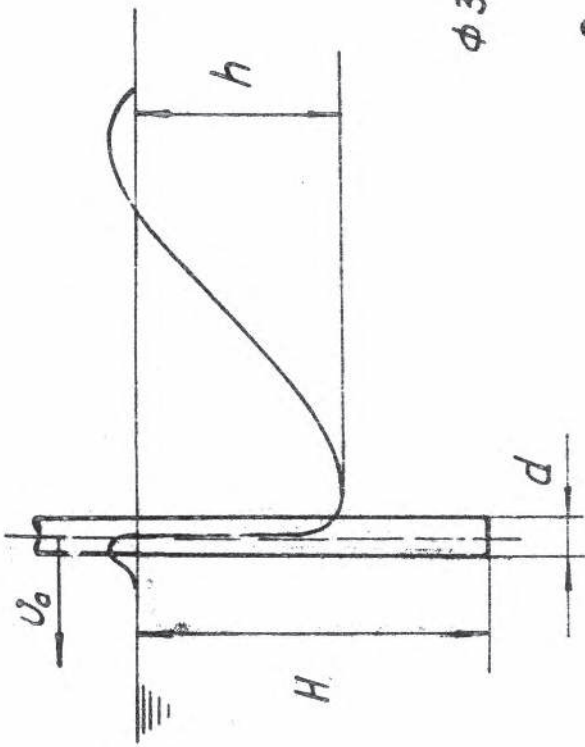
50

25

Ир. 1-30.

$\bar{H} = \frac{H}{d}$





$\phi 32 \text{ mm}$

- $Fr_d = 2,34$
- ▲ $Fr_d = 2,18$

$\bar{h} = \frac{h}{d}$

5

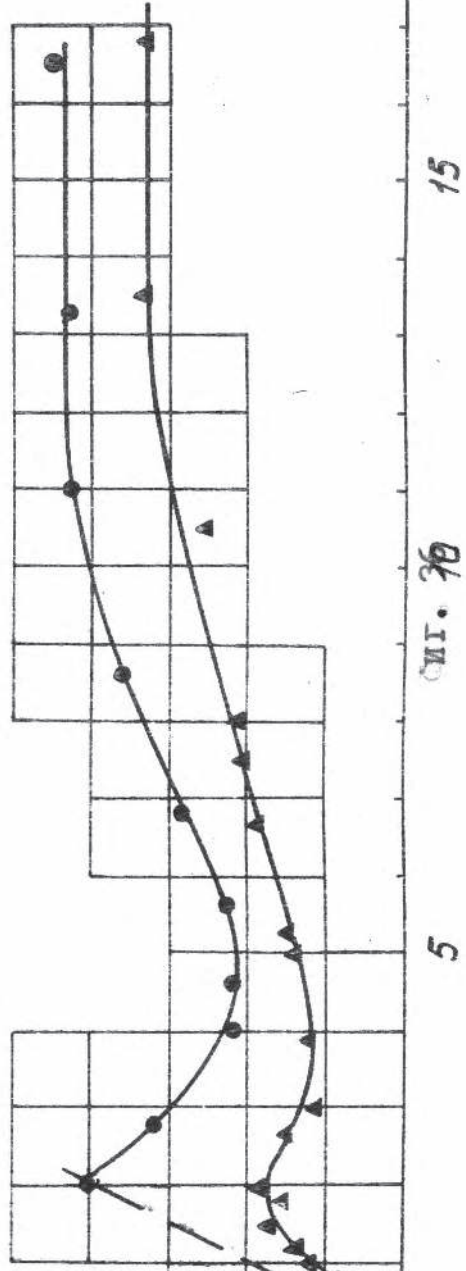
4

3

2

1

0



СИЛ. 70

$\phi 41-4138$

$\bar{H} = \frac{H}{d}$

20

15

5

прорыву. Экспериментальные точки, полученные при полном прорыве сведены крупном.

Из рассмотрения графиков видно, что глубина каверны зависит от числа Fr_d и глубины погружения цилиндра \bar{H} . Влияние \bar{H} на глубину каверны наблюдается лишь в некотором диапазоне значений \bar{H} . В этом диапазоне монотонное изменение h при некоторых значениях \bar{H} прекращается и каверна сразу достигает конца цилиндра. Этому процессу на графике соответствуют вертикальные участки кривых. Значения \bar{H} меньше тех, которые входят в этот диапазон, обусловленный величиной числа Fr_d , обеспечивают существование полного прорыва. При значениях \bar{H} больших, входящих в этот диапазон \bar{H} не влияет на глубину каверны h , о чём свидетельствуют горизонтальные участки кривых на графиках.

Характер полученных кривых, по-видимому, связан с влиянием торца. Причиной существования такого влияния является возникновение местных эффектов, сопровождаемых обтеканием торца.

При обтекании достаточно глубоко погруженного цилиндра в районе торца линии тока обтекают цилиндр снизу, образуя в этом районе пространственный вихрь обтекания.

За торцом цилиндра в районе его торца течение направлено вдоль образующей вверх.

Схема линий тока, лежащих в ДП цилиндра, приводится на рис. 1-4а.

Факт существования такого течения был подтвержден путём наблюдения за поведением мелководных нитей, введенных в поток в районе торца.

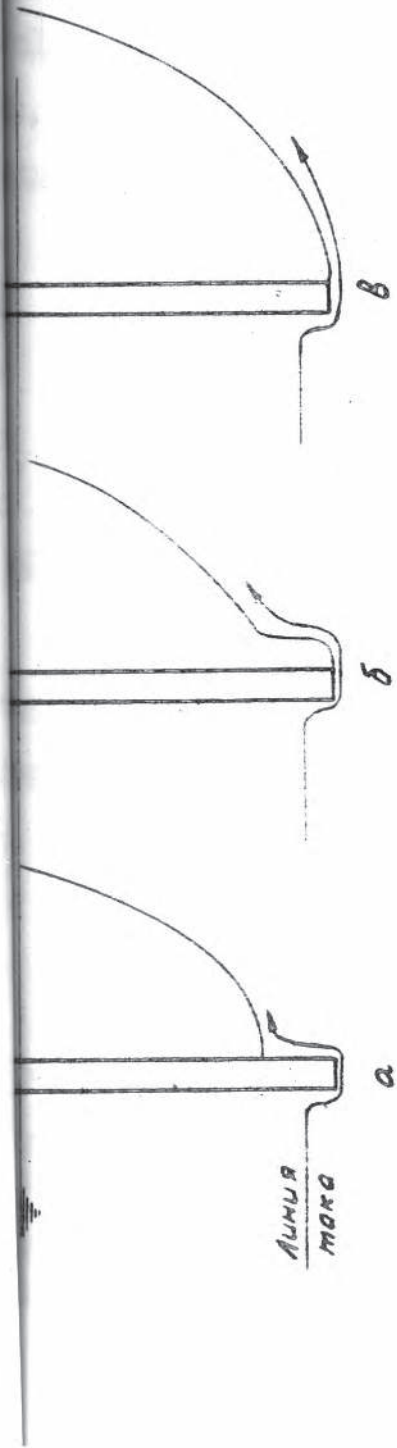
На фиг. III-5 приводятся фотографии, сделанные во время наших наблюдений. Для визуализации грани течения был поставлен опыт с введением в поток подкрашенной жидкости. Подкрашенная жидкость подавалась в поток через отверстие в торце цилиндра.

Каков же характер воздействия вертикального течения за цилиндром в районе торца на ход процесса прорыва воздуха? Объяснение этого явления проще начать со случая, когда воздушная полость уже достигла конца цилиндра. При этом вертикальное течение обтекает тело, образованное цилиндром с присоединенной к нему воздушной полостью (фиг. III-4 б). Характер взаимодействия течения с каверной определяется скоростью обтекания. При увеличении скорости воздушная каверна увеличивается и отклоняет в вертикальное течение. Вертикальное течение, в свою очередь, тоже под действием центробежных и инерционных сил, возрастающих с ростом скорости, отклоняется от вертикали. При этом воздействие течения на каверну ослабевает (фиг. III-4в).

С уменьшением же скорости это воздействие усиливается, так как воздушная каверна уменьшается и вертикальное течение приближается к цилиндру (фиг. III-4 б). В пределе этот процесс приведет к тому, что каверна в районе торца закроется (фиг. III-4 а)). При этом воздушная полость, охватывающая часть погруженной длины цилиндра, имеет горизонтальную или наклонную границу (фиг. III-4 а)).

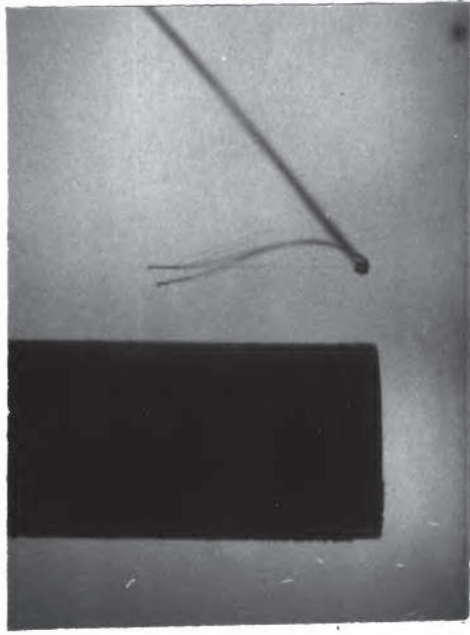
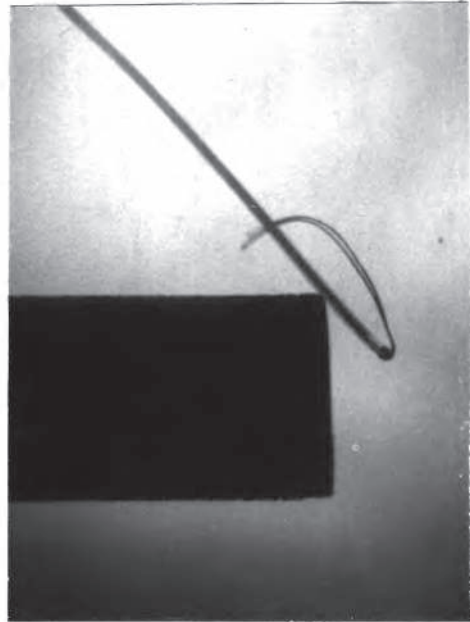
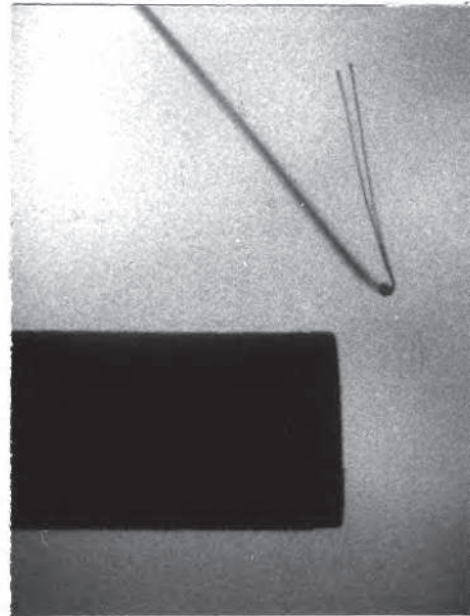
В этой стадии вертикальное течение препятствует распространению каверны до конца цилиндра.

При увеличении скорости усиливаются факторы, способствующие наступлению полного прорыва: каверна стремится увеличить



Фиг. III-4

Зона локального течения за торцом цилиндра.



Фиг. III-5

Шелковые нити показывают направление течения в различных областях пространства у торца цилиндра

той размер, а вертикальное течение начинает отклоняться. При определённом значении скорости действие этих факторов приводит к тому, что каверна достигает конца цилиндра, преодолев противодействие течения.

При обтекании цилиндров с малыми \bar{H} , соответствующими небольшим значениям Fr_d , указанного взаимодействия вертикального течения с каверной не происходит или протекает менее отчетливо, чем свидетельствуют кривые на графике фиг. В-3в. Объясняется это, по-видимому, тем, что при приближении торца к свободной поверхности меняется общий характер обтекания цилиндра.

§ 16. Метод расчета частичного прорыва воздуха и круговым цилиндром.

Проведенные экспериментальные исследования позволили разработать метод расчета частичного прорыва воздуха.

Воздушная каверна достигает глубины h тогда, когда давление в жидкости за цилиндром на этой глубине станет равным атмосферному. Это условие можно записать в виде:

$$\gamma h = -\bar{p}_k \frac{\rho v^2}{2}, \quad (46)$$

где \bar{p}_k - коэффициент давления в кормовой части цилиндра, на задней границе каверны, т.е. коэффициент давления при струйном обтекании.

Величина \bar{p}_k зависит от относительной глубины погружения цилиндра \bar{H} , относительной глубины каверны \bar{h} и числа Fr_d

$$\bar{p}_k = f(\bar{H}, \bar{h}, Fr_d) \quad (47)$$

Так как мы рассматриваемый случай струйного обтекания, то от числа Re коэффициент \bar{P}_K зависеть не будет.

Если рассматривать область больших \bar{H} и \bar{h} , то можно пренебречь и влиянием F_{rd} .

Таким образом

$$\bar{P}_K = f_1(\bar{H}, \bar{h}) \quad (48)$$

Влияние \bar{H} на величину \bar{P}_K будет проявляться через влияние, оказываемое на обтекание цилиндра наличием торца. В таком случае величина \bar{P}_K в данной точке будет зависеть от безразмерного расстояния её до торца.

$$\bar{P}_K = F(\bar{H} - \bar{h}) \quad (49)$$

Если учесть действие капиллярных сил, то теперь уравнение (6) можно представить в виде

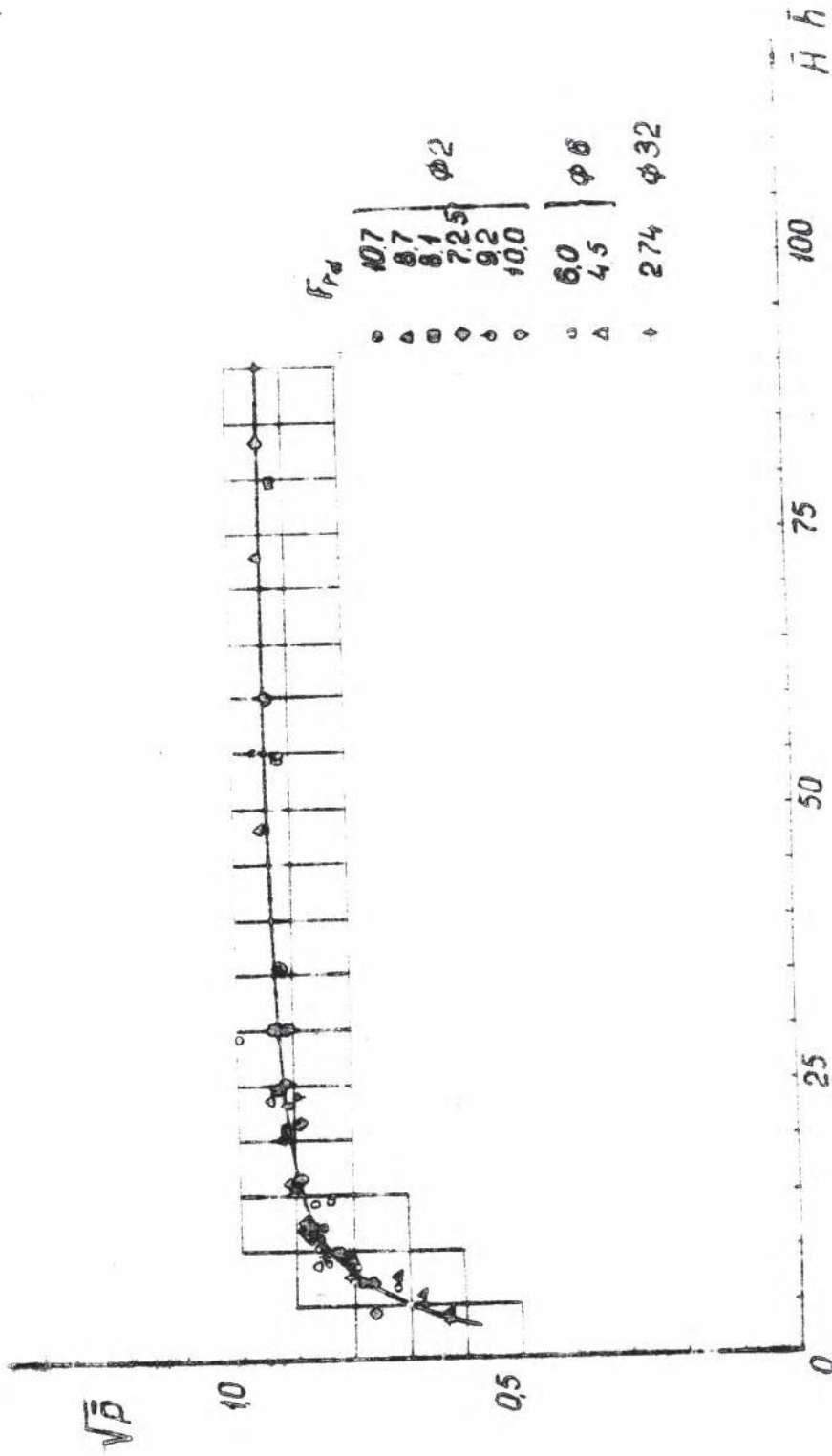
$$\gamma \bar{h} + \frac{2\sigma}{R} = -\bar{P}_K (\bar{H} - \bar{h}) \frac{\rho v^2}{2} \quad (50)$$

Отсюда, после элементарных преобразований

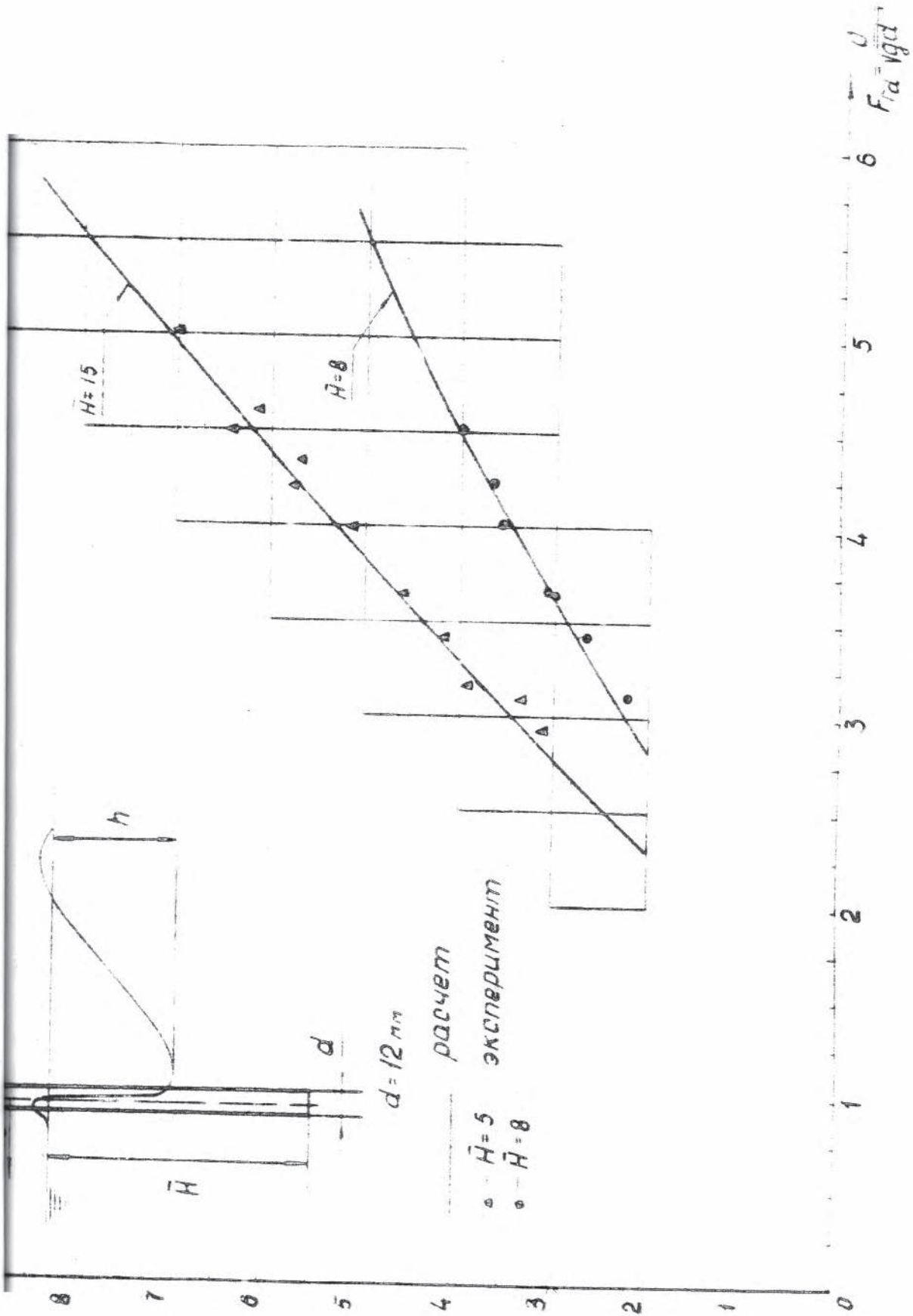
$$F_{rd} = \frac{\sqrt{2\bar{h} + \frac{8\sigma}{\gamma d}}}{\sqrt{\bar{P}_K}} \quad (51)$$

Используя опытные данные, приведённые в предыдущем параграфе, можно по формуле (51), по известным из эксперимента значениям \bar{h} и F_{rd} найти зависимость $\sqrt{\bar{P}_K} = F_1(\bar{H} - \bar{h})$

Результаты такой обработки приведены на фиг. В-6, которая утверждает, что величина \bar{P}_K зависит, в основном, от расстояния торца и почти не зависит от числа F_{rd} .



ИИ. И-6.



См. стр. 6-7.

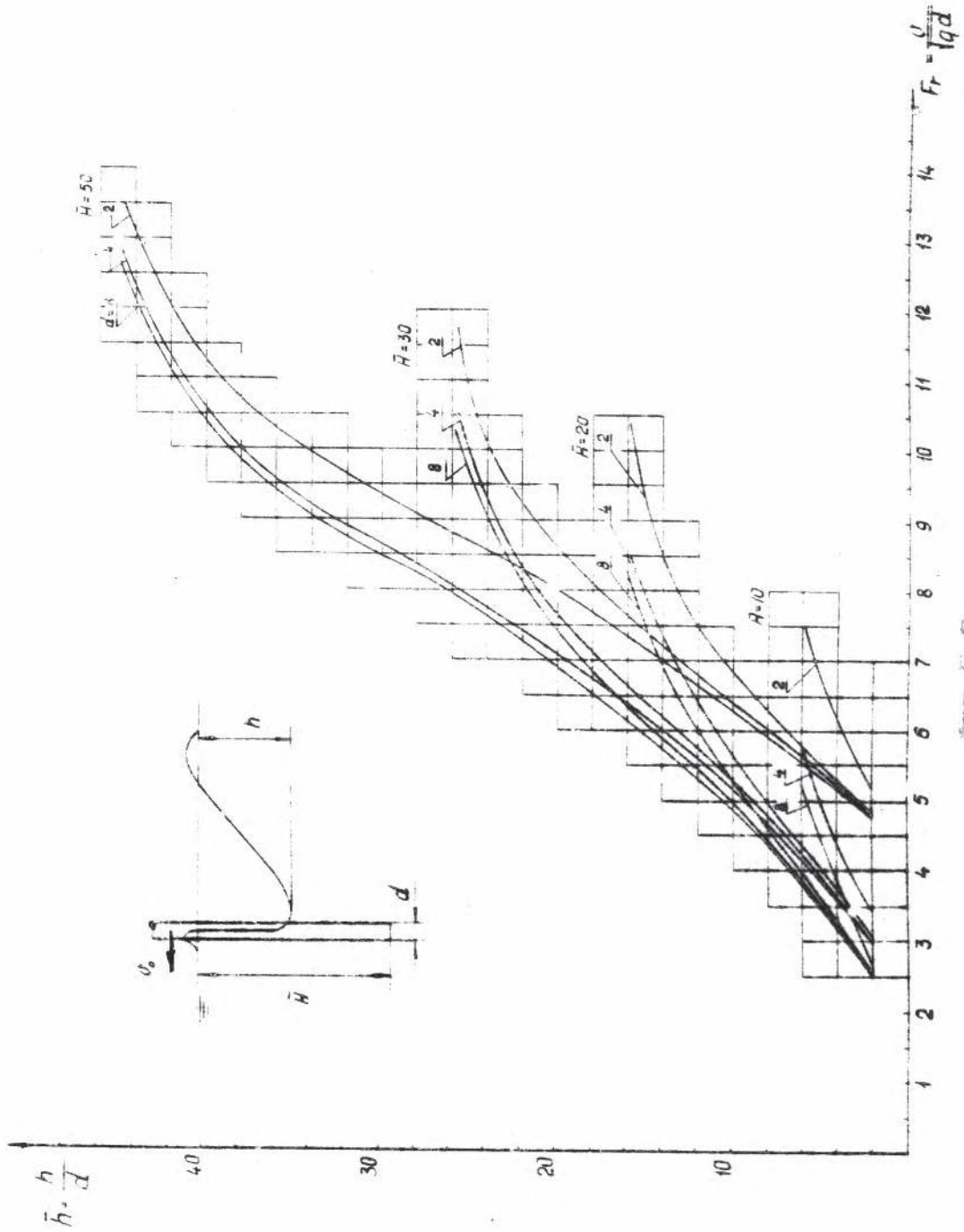


Fig. 1-8.

Рассматривая полученный график, как универсальный для цилиндров всех диаметров, можно по формуле (51) рассчитать зависимость глубины воздушной каверны \bar{h} от числа Fr_d для любого диаметра и глубины погружения.

Для проверки метода расчета были проведены контрольные эксперименты с цилиндром диаметром 12 мм.

Цилиндр такого размера в основной серии опытов не использовался. Опыты проводились по той же методике, что и опыты основной серии. Эксперимент был организован так, что при постоянных значениях погружений цилиндра \bar{H} измерялась глубина каверны в зависимости от изменения числа Fr_d .

Опыты проводились при двух значениях \bar{H} - 8 и 15.

Результаты сравнения, приведенные на графике фиг. 5-7 показывают удовлетворительное согласование расчетных и опытных данных, что свидетельствует о правильности выведенных формул.

На графике фиг. 5-8 приведены кривые, построенные по результатам расчетов, сделанных для цилиндров с диаметрами 2, 4, 6, 8 мм с относительным погружением 10, 30 и 50.

Проводить расчёт для цилиндров большого диаметра нет смысла, так как результаты расчетов для всех цилиндров большого диаметра практически совпадают.

Г Л А В А IV.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОРЫВА ВОЗДУХА К ВЕРТИКАЛЬНЫМ ТОЧНЫМ
ПЛАСТИНАМ И ПРОФИЛИРОВАННЫМ СТОЙКАМ, ПЕРЕСЕКАЮЩИМ
СВОБОДНУЮ ПОВЕРХНОСТЬ.

§ 17. Методика экспериментов с плоскими пластинами
и профилированными стойками.

Рассмотренные в предыдущих главах вопросы прорыва воздуха к вертикальным круговым цилиндрам, пересекающим свободную поверхность, позволили установить основные физические закономерности, определяющие механизм этого процесса.

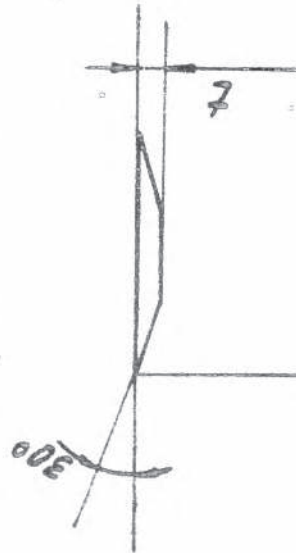
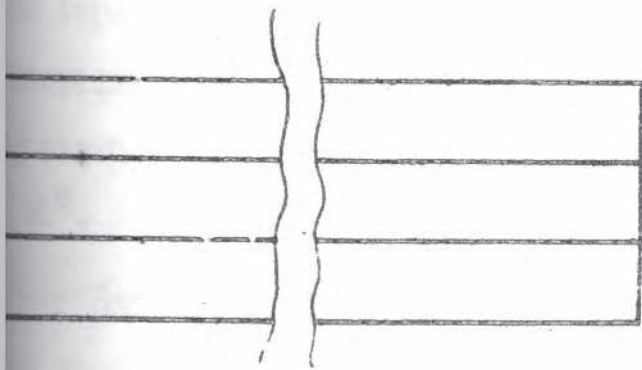
Теперь, опираясь на полученные представления, можно перейти к изучению прорыва воздуха к стойкам с другими профилями поперечного сечения.

В настоящей главе приводятся материалы исследования прорыва воздуха к плоским пластинам и профилированным стойкам.

Исследование было начато с экспериментов по определению прорыва воздуха к плоским пластинам. В литературе упоминаний о подобных работах нет.

Основная серия опытов с пластинами проводилась в ротативной установке, описанной в § I. В качестве моделей использовалась серия из пяти стальных, несимметрически подобных пластин. Форма и размеры этих пластин приведены на фиг. IV-1.

Достоинством пластин в данном случае является простота их изготовления, что позволяет использовать модели малых размеров, выточенные с высокой точностью.



δ	ϵ
2,0	0,1
4,0	0,2
8,0	0,4
16,0	0,8
32,0	1,2

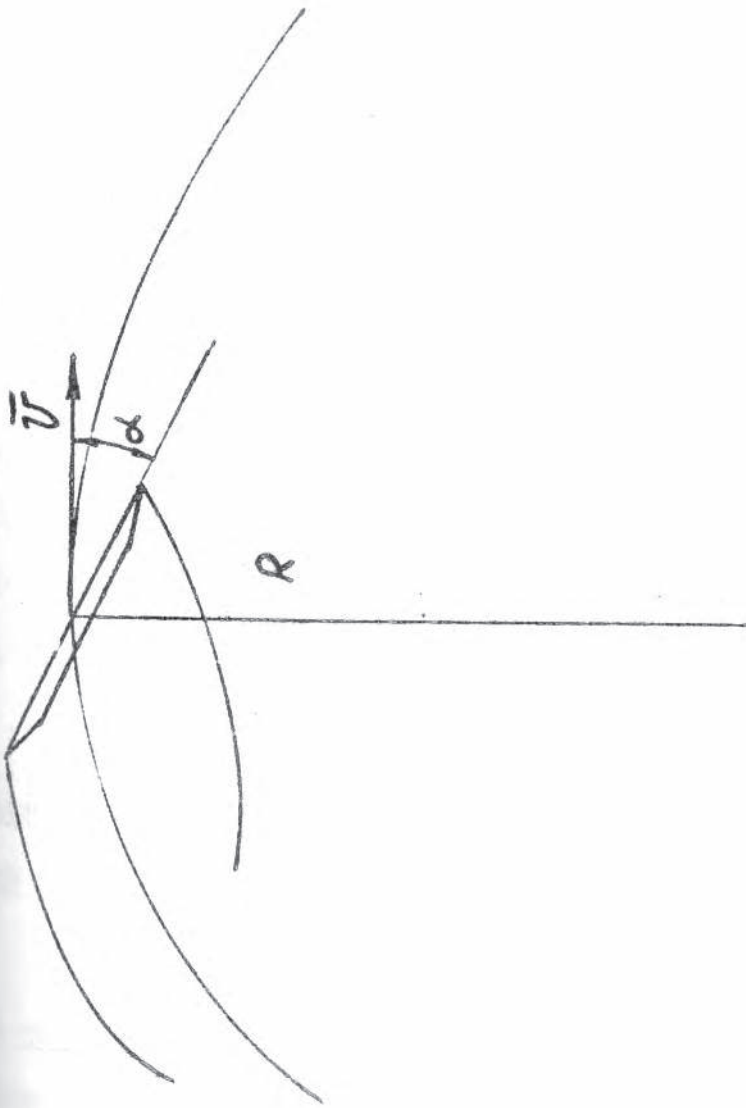


Схема движения пластины.

Чертеж пластины.

Фиг. IV-1.

Наличие передней и задней острых кромок снимает вопрос о влиянии положения точек отрыва (при достаточно больших углах атаки).

Трудности в опытах с пластинами возникают из-за их низкой прочности на изгиб, что ограничивает возможность эксперимента при больших скоростях и больших заглублениях.

Частично этот недостаток устраняется за счет изготовления пластин малых размеров из высокоуглеводородистых сталей.

В экспериментах по исследованию прорыва воздуха к профилированной стойке не использовалась стойка с профилем NACA-0021 и хордой $b = 50$ мм.

При испытании пластин и профилированной стойки, так же как и при испытании цилиндров, определялась зависимость глубины погружения, при которой происходит полный прорыв воздуха, от числа Фруда. В опытах с пластинами безразмерная глубина погружения $\bar{H} = \frac{H}{b}$ менялась в пределах от 0,5 до 7. В опытах с профилированной стойкой $\bar{H} = 0,5 + 3$.

Кроме того в описываемых опытах обследовалось влияние угла атаки модели. За установочный угол атаки α принимался угол между хордой профиля и касательной к траектории движения точки середины хорды модели. Передняя кромка модели всегда была направлена во вне круговой траектории.

Угол атаки в экспериментах менялся в пределах от $10^\circ + 15^\circ$ до 90° .

Замена прямолинейного движения модели движением по круговой траектории приводит к тому, что разные участки модели

доль её ширины будут иметь различные значения линейной скорости как по величине, так и по направлению. Соответственно и истинные углы атаки для каждого участка пластины будут иметь свои значения.

При буксировке моделей на радиусе 1300 мм и максимальной их ширине 50 мм с $\alpha = 90^\circ$ отличие значений скорости на кромках от номинального значения составит $\pm 2\%$. При уменьшении α или B это отличие будет уменьшаться.

При тех же значениях радиуса движения модели 1300 мм и её ширины $B = 50$ мм истинные углы атаки на кромках модели будут отличаться от установочного угла атаки на величину не более 1%.

Методика проведения экспериментов с пластинами и профилированной стойкой в ротативной установке была такой же, как и в предыдущих опытах с цилиндрами (§ I). Момент начала реннма полного прорыва регистрировался визуально, с помощью перископа 13 (фиг. I-2).

При исследовании прорыва воздуха к пластинам и профилированным стойкам было уделено внимание изучению внешней картины этого процесса.

Наблюдения за процессом прорыва проводились во время опытов на ротативной установке и в гидрлотке.

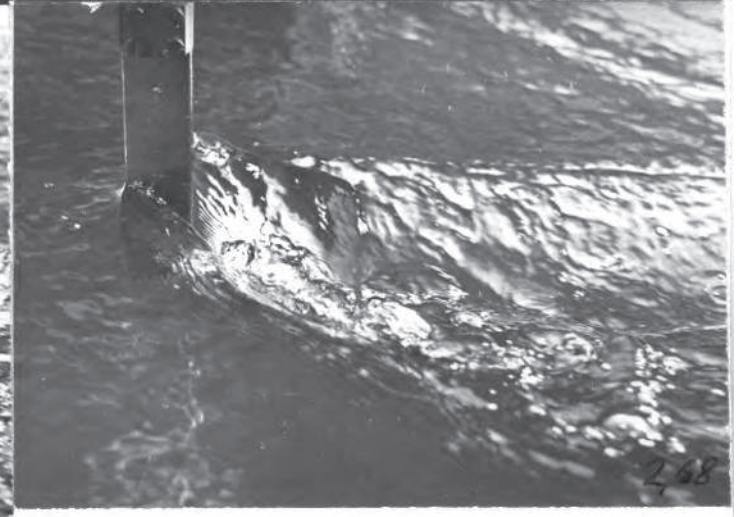
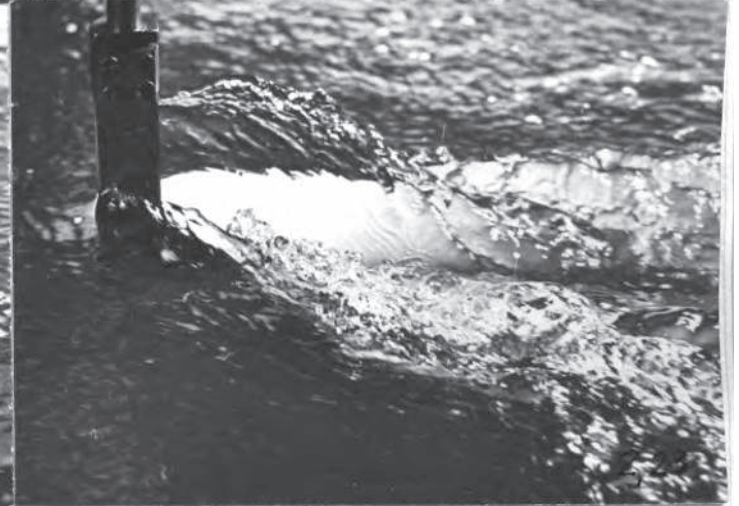
Опыты с пластинами и профилированной стойкой в гидрлотке целиком были посвящены изучению внешней картины прорыва воздуха. В гидрлотке проводилось фотографирование процесса прорыва. Были получены подводные снимки различных стадий прорыва и снимки свободной поверхности. Из-за несимметричности течения в ряде случаев проводилось фотографирование одного и того же реннма из двух точек:

с нагнетающей стороны пластины и с засасывающей. По этой же причине для фотографирования использовалась прозрачная пластина, что давало возможность видеть явления, происходящие с обеих сторон сто́йки.

§ 18. Физическая картина процесса прорыва воздуха к вертикальным пластинкам, пересекающим свободную поверхность.

Процесс прорыва воздуха к плоским пластинкам, пересекающим свободную поверхность, при различных режимах движения выглядят по-разному. Основным параметром, определяющим характер развития процесса, является величина установочного угла атаки, под которым буксируется пластина. Внешняя картина обтекания зависит также от ширины и глубины погружения пластины, скорости буксирования и степени смачиваемости её поверхности.

Первоначально опишем, как происходит деформация свободной поверхности при движении пластины. На фиг. IV-2 приводятся серия фотографий свободной поверхности при обтекании пластины $b = 32$ мм с углом атаки 30° . Фотографирование проводилось как со стороны нагнетания, так и со стороны засасывания при различных скоростях движения набегающего потока. Из рассмотрения фотографий видно, что внешний вид волновой системы, возникающей при обтекании пластины под таким углом атаки и характер её изменения с увеличением скорости в основном аналогичен тому, что мы наблюдали у круговых цилиндров (фиг. I-14). Некоторое отличие в



Фиг. IV-2.

Характер деформации свободной поверхности при обтекании пластины $B = 32$ мм, $H = 5$; $\alpha = 30^\circ$.
Слева - вид с нагнетающей стороны; справа - с засасывающей стороны.
На снимках обозначены значения числа Fr_0 .

характере деформации свободной поверхности при обтекании цилиндра и пластины начинает проявляться только при больших скоростях и связано с несимметричностью потока около пластины.

Влияние угла атаки на характер деформации свободной поверхности даёт представление серия фотографий на фиг. IV-3, выполненная с пластиной $\beta = 32$ мм.

По визуальным наблюдениям можно выделить три диагона угла атаки, при которых процесс прорыва протекает различным образом. Тип прорыва зависит от величины угла атаки.

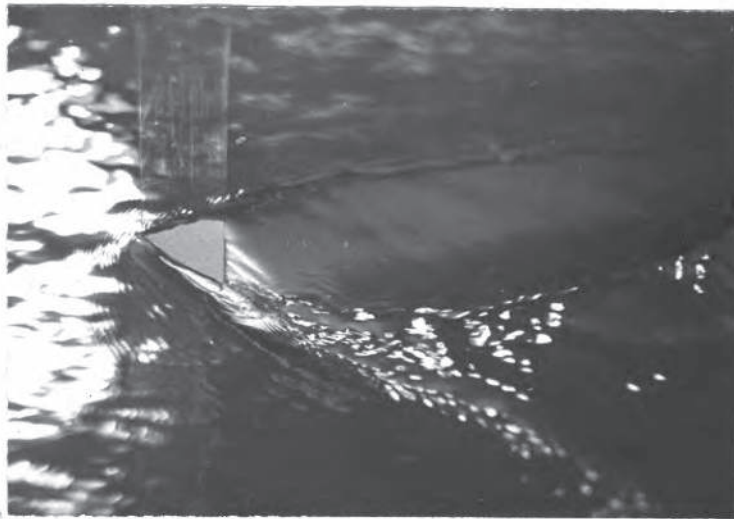
Первый тип - мгновенный прорыв воздуха происходит при небольших углах атаки. С уменьшением ширины пластины величина предельного угла, при котором происходит внезапный прорыв воздуха, увеличивается.

Обтекание пластины при скоростях, предшествующих прорыву, при таких углах атаки происходит без появления в жидкости воздушных полостей. Заметного опускания уровня свободной поверхности за пластиной не происходит. На пластине со стороны нагнетания образуется струя, сходящая с неё в виде тонкой вертикальной стенки.

Прорыв воздуха происходит путём мгновенного оголения засасывающей стороны пластины. Образовавшаяся воздушная полость охватывает всю погружённую длину столба. Форма каверны представлена на подводном снимке фиг. IV-4. Кроме основной воздушной каверны, соединённой с атмосферой, за стенкой появляются воздушные полости, расположенные в концевом вихре, сходящем с нижнего торца пластины.



$\alpha = 15^\circ$



$\alpha = 40^\circ$

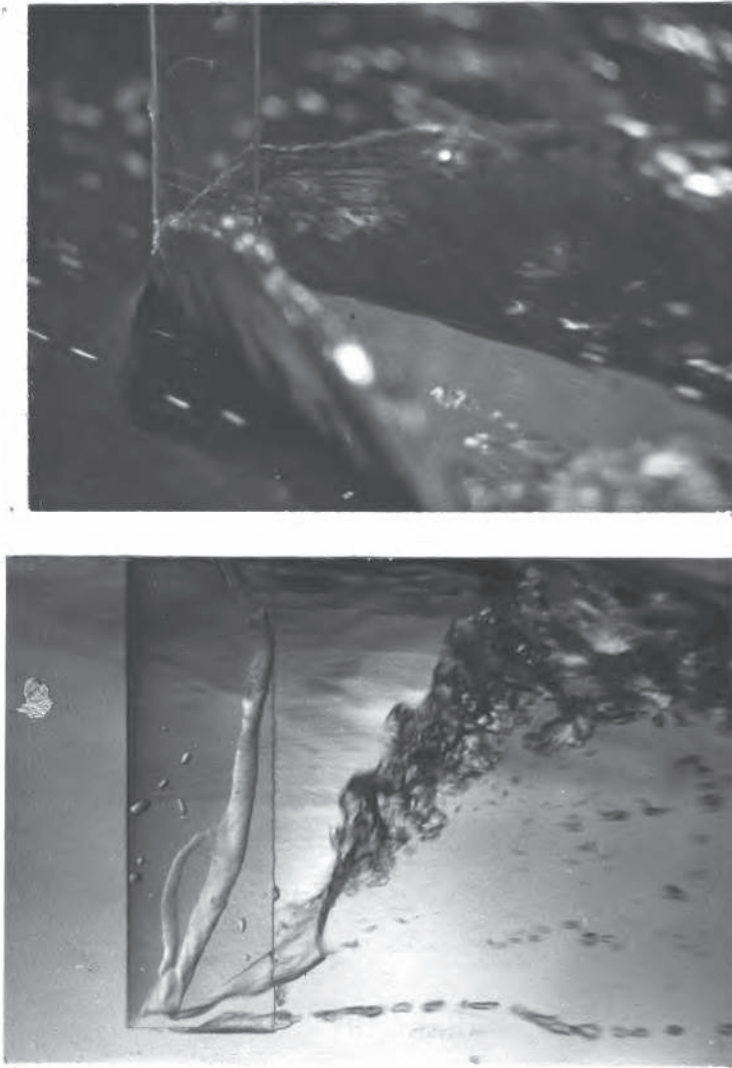


$\alpha = 90^\circ$

Фиг. IV-3.

Фотографии, иллюстрирующие влияние угла атаки на характер деформации свободной поверхности при обтекании пластины.

$b = 32$ мм. $\bar{H} = 4$. $Fr_d = 1,4$



Фиг. 1У-4.

Внешняя картина обтекания плоской пластины
на режиме полного прорыва воздуха.

$b = 32$ мм; $H = 4$; $\alpha = 25^\circ$, $U = 1,9 \frac{\text{м}}{\text{сек.}}$

Верхний снимок - фотография свободной поверх-
ности со стороны засасывания.

Нижний снимок - подводная фотография возду-
шной каверны.

С нижнего торца пластины сходит концевой
вихрь, заполненный порциями воздуха.

В указанном диапазоне углов атаки наблюдается большой разброс значений скорости, при которой происходит прорыв воздуха, особенно при меньших значениях α . Это связано, по-видимому, с тем, что при таких углах атаки капиллярные силы, возникающие при смачивании пластины, значительно задерживают прорыв, аналогично тому, как это происходит при обтекании круговых цилиндров малого диаметра со смачиваемыми стенками. Это приводит к тому, что при малых α условиях для прорыва воздуха наступают только при больших скоростях буксировки (4 + 6 м/сек), сопровождаемой интенсивным волнообразованием.

При таких больших скоростях буксировки волногасители в ротативной установке не успевают успокоить возмущения на свободной поверхности. Пластина движется по взволнованной поверхности, которая разрушает действие капиллярных сил. Случайность этого процесса обуславливает разброс значений скорости, при которой происходит прорыв воздуха.

Влиянием капиллярных сил объясняется также значительный гистерезис, сопутствующий процессу внезапного прорыва.

Более отчетливо гистерезис проявляется при меньших углах атаки.

С увеличением α гистерезис уменьшается.

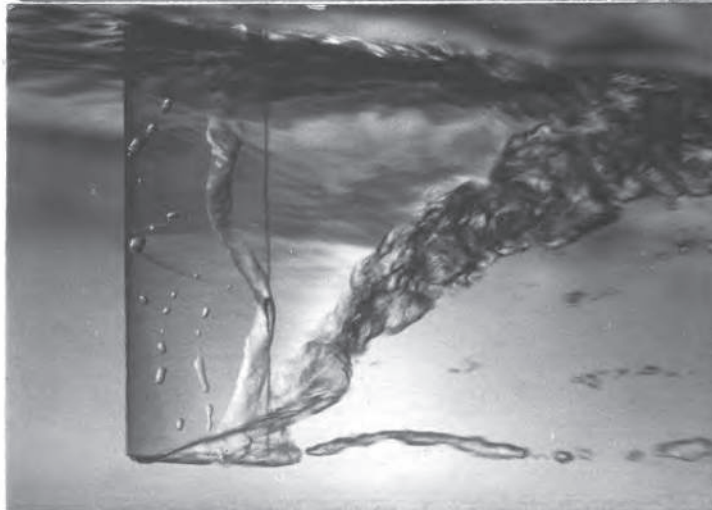
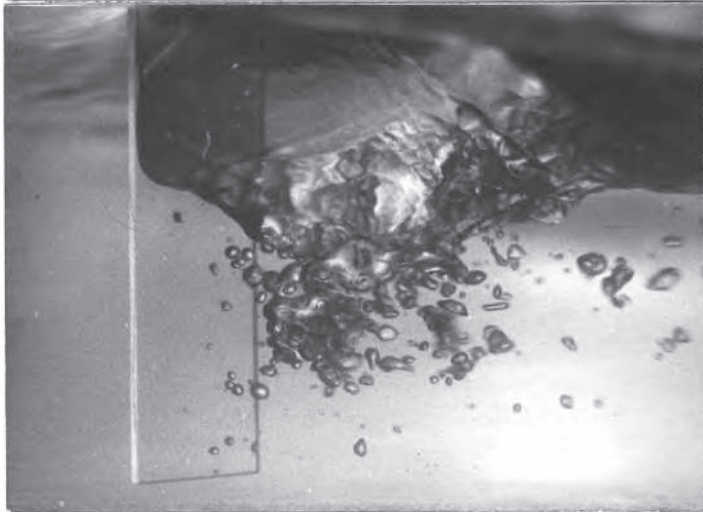
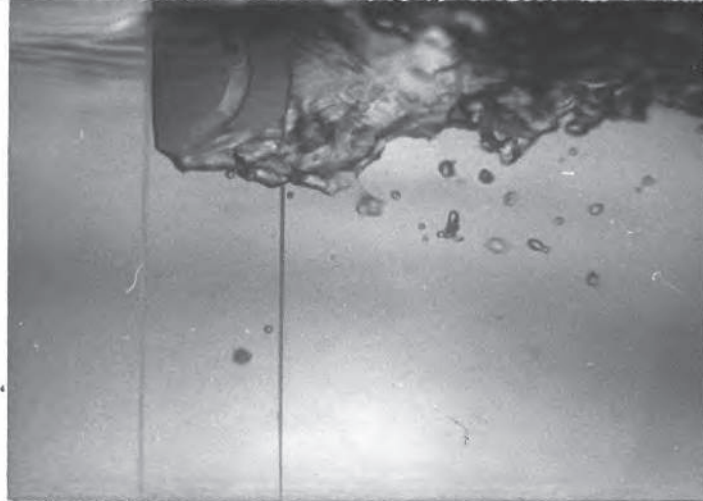
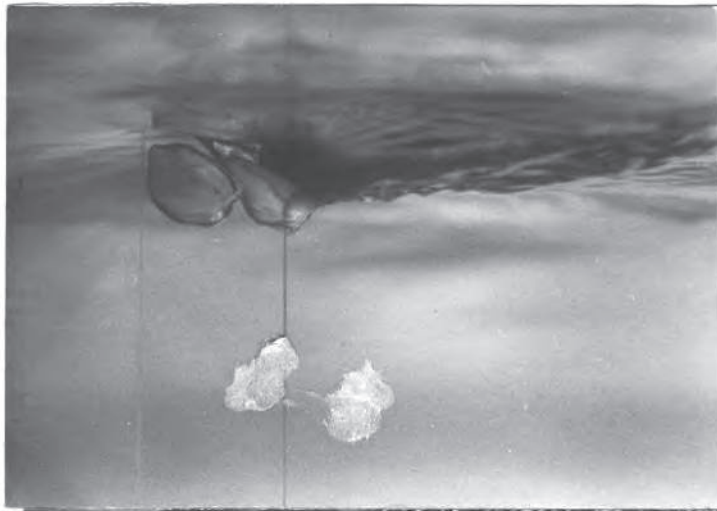
Уменьшение ширины пластины вносило изменение в характер процесса внезапного прорыва воздуха. Все вышеописанные явления, сопровождавшие процесс внезапного прорыва при буксировке малых пластин, протекали более сглаженно.

При изменении глубины погружения пластины характер её обтекания качественно не изменялся.

При движении пластинки с углом атаки, находящийся в интервале, обеспечивающем первый тип прорыва, характер процесса сильно зависит от степени смачиваемости стенок пластинки. Описанная выше картина прорыва относится к случаю смачиваемой пластинки. Если пластинка несмачиваема, то прорыв воздуха протекает постепенно, аналогично тому, как это наблюдается у тонких несмачиваемых цилиндров. За пластиной образуется крутое углубление с гладкими стенками, которое увеличивается в ростом скорости, пока не охватит всю стойку до её нижнего торца.

Второй тип прорыва воздуха протекает в виде постепенного насыщения пространства за пластинкой прорвавшимся через свободную поверхность пузырьками воздуха, количество которых растет с увеличением скорости. Часть из них свосится потоком, оставшиеся пузырьки соединяются друг с другом, образуя сначала маленькие каверны, которые на вид сбоку форму равнобедренных треугольников или трапеций. Эти каверны прирываются к передней кромке пластинки. Они не стационарны; могут менять свои размеры и месторасположение по высоте пластинки, взамен оторвавшихся каверн образуются новые. Дальнейший рост скорости приводит к их слиянию в образование одной воздушной полости, соединенной с атмосферой. При определенных значениях скорости каверна достигает нижнего конца пластинки, после чего начинается струйное обтекание, которое сопровождается появлением на свободной поверхности за каверной буруна (рис. IV-5).

Описанная картина постепенного прорыва воздуха наблюдается в сравнительно небольшом диапазоне углов атаки. Для пластинки шириной 16 мм постепенный прорыв происходит при $\alpha = 25^\circ + 50^\circ$.

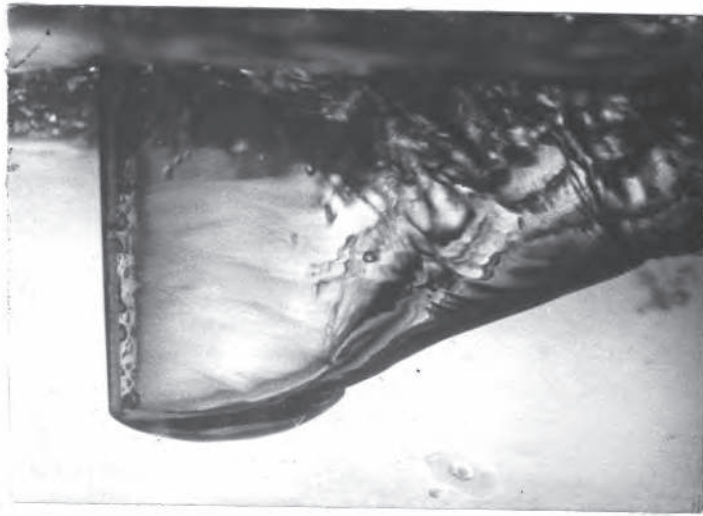


Последовательные стадии постепенного прорыва воздуха к пластине.

$$\frac{b}{H} = 32 \text{ мм}$$

$$H = 4$$

$$\alpha = 30^\circ$$



Фиг. 1У-6.

Внешняя картина обтекания пластины на
режине полного прорыва воздуха.

$b\# = 32$ мм, $H = 4$, $\alpha = 90^\circ$, $v = 2,5$ м/сек.

Верхний снимок - фотография свободной
поверхности. На переднем плане виден
бурун, образуемый на свободной поверх-
ности за каверной.

Нижний снимок - подводная фотография
воздушной каверны.

Внутри этого диапазона изменение α почти не влияет на значение скорости, при котором происходит полный прорыв, однако при больших значениях α процесс слияния первичных маленьких каверн и образование большой воздушной полости, соединённой с атмосферой, происходит быстрее.

Характер образования и роста каверны при этом типе прорыва аналогичен подобному процессу при обтекании круговых цилиндров большого диаметра.

Третий тип прорыва воздуха протекает при больших значениях α . Этот вид обтекания строго нельзя назвать прорывом, ибо процесс оголения задней стороны пластины проходит в виде постепенного опускания уровня жидкости в зоне разрежения.

При буксировке пластины с большим углом атаки с её боковых кромок сходят струи, служащие отвесными боковыми стенками для образующейся впадины. При достижении впадиной нижнего конца пластины начинается процесс струйного его обтекания (фиг. IV-6). С верхней кромки пластины сходит струя, образуя круто поднимающуюся вверх заднюю стенку впадины. Эта струя образует на свободной поверхности за впадиной бурю. При $\alpha < 90^\circ$ форма впадины и буруны несимметричны.

Такой вид обтекания пластины наблюдается в большом диапазоне углов атаки (для пластины шириной 16 мм $\alpha = 50^\circ + 90^\circ$).

§ 19. Результаты экспериментов по исследованию прорыва воздуха к плоским пластинам.

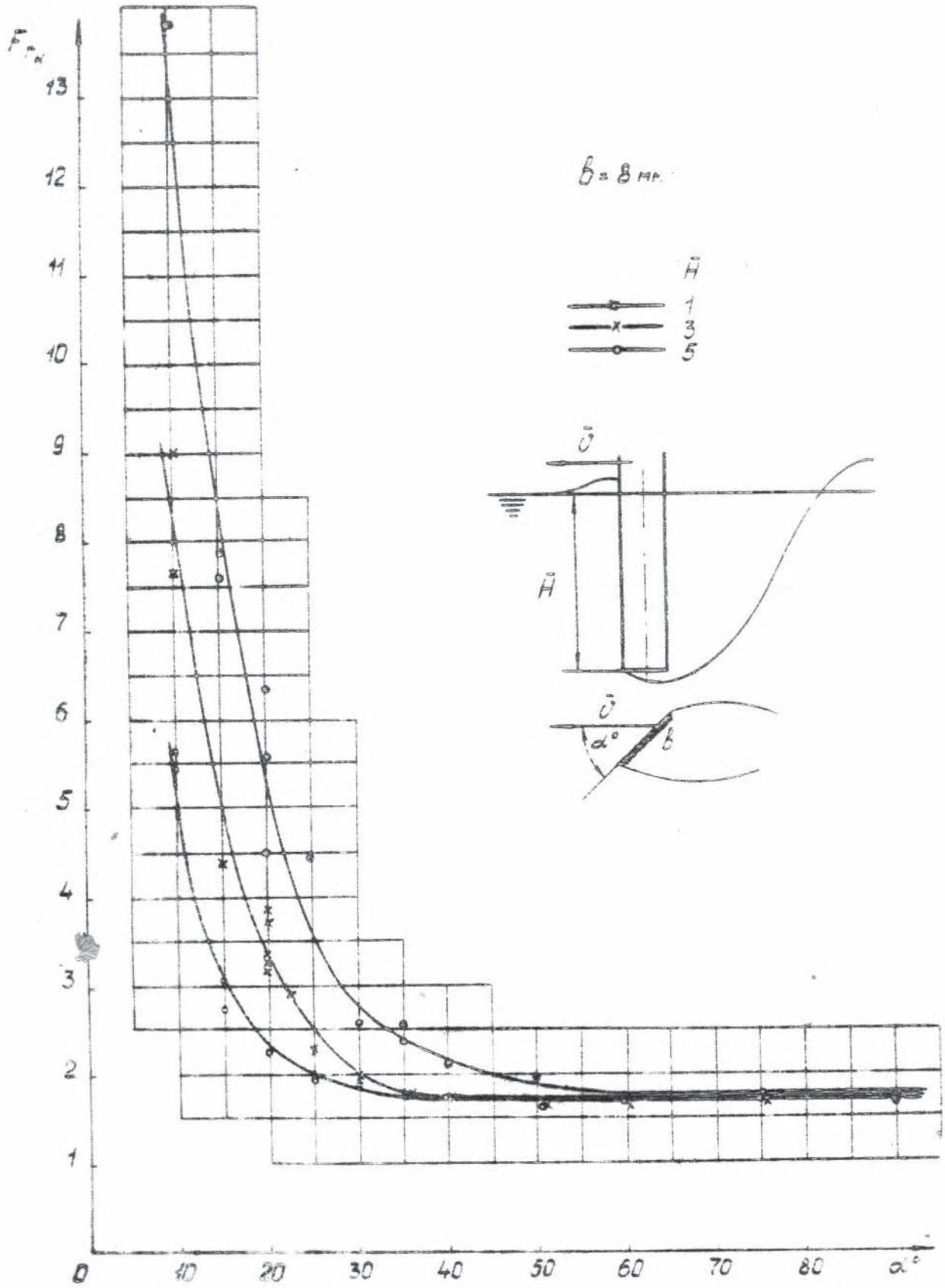
Испытания серии пластин, проведенные по методике, описанной в § 18, позволили установить некоторые закономерности, характеризующие прорыв воздуха к пластинам.

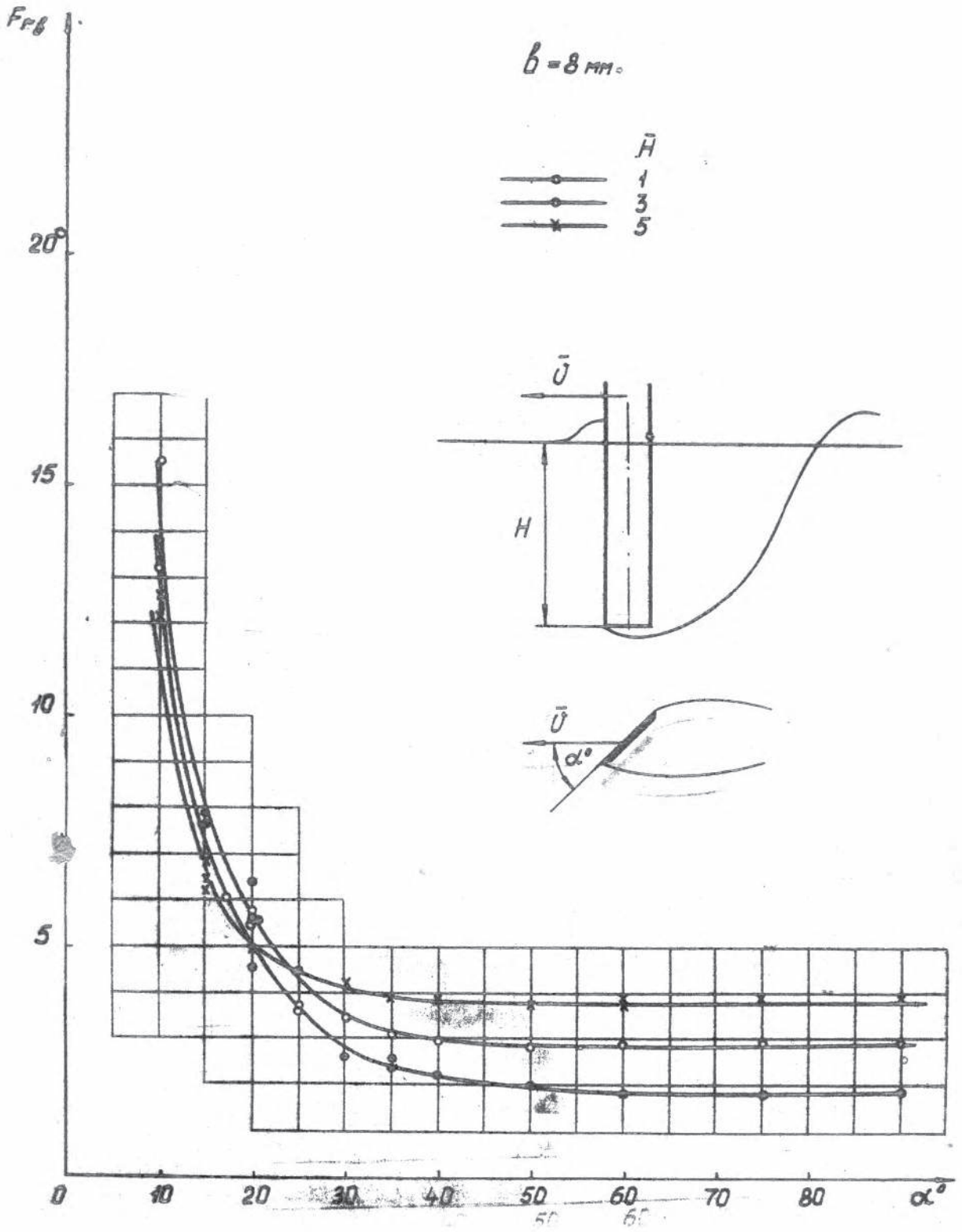
Результаты этих испытаний представлены в виде графиков зависимости чисел Фруда, при которых наступает полный прорыв, от угла атаки (при $\beta = const$). Графики построены по числам Фруда, вычисленным как по ширине пластины, β , так и по глубине её погружения H . Образцы полученных графиков приводятся на фиг. IV-7 и IV-8. Вся серия графиков помещена в приложении Л 5.

Эксперименты показали, что значение числа Фруда, при котором наступает прорыв, определяется шириной пластины, глубиной её погружения и углом атаки.

Влияние ширины пластины и глубины её погружения особенно проявляется при больших углах атаки (от $30^\circ + 40^\circ$ до 90°). В этом случае наступление прорыва воздуха от величины α не зависит.

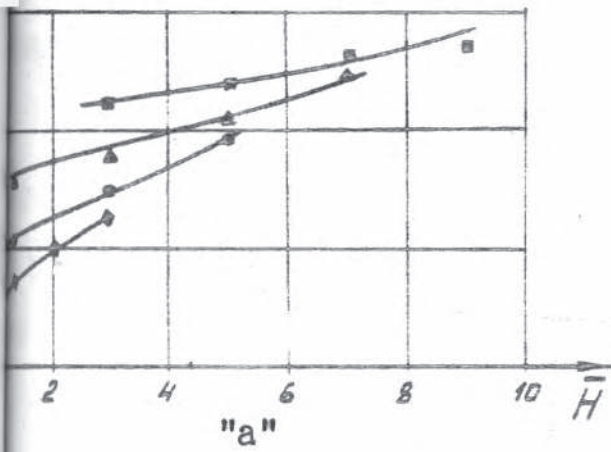
Уменьшение ширины пластины обуславливает увеличение числа Fr_β , при котором происходит прорыв, а уменьшение относительной глубины погружения приводит к уменьшению Fr_β . Это наглядно демонстрируется на графике фиг. IV-9а, на котором представлены результаты опытов с пластинами различной ширины, буксируемых с углом атаки 90° . График свидетельствует о наличии масштабного эффекта.



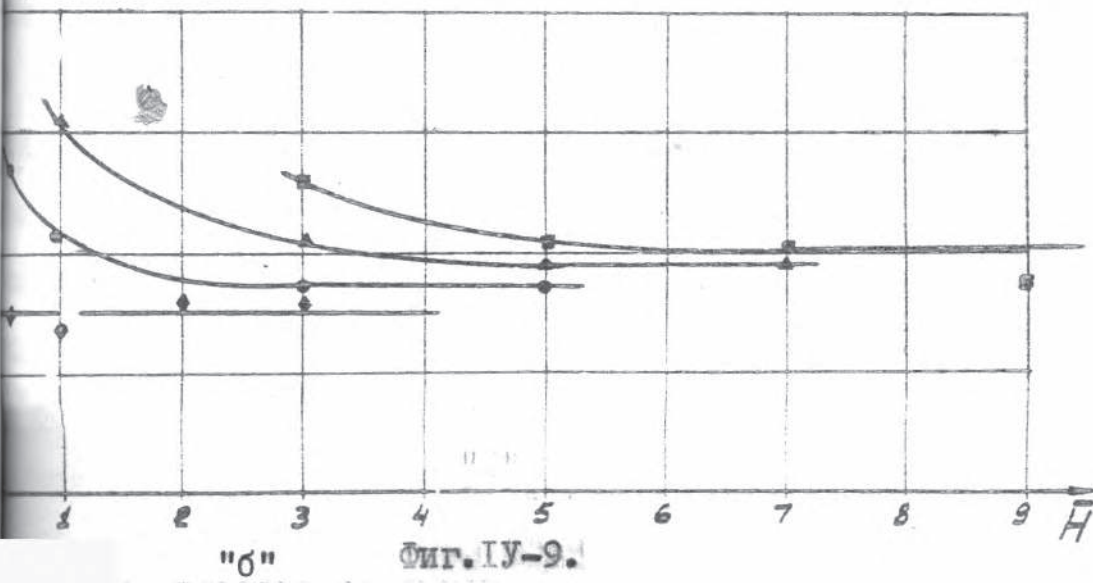


CHT. IV-8.

Пластина $\alpha = 90^\circ$



- B мм.
- ◆ - 32
 - - 8
 - ▲ - 4
 - - 2



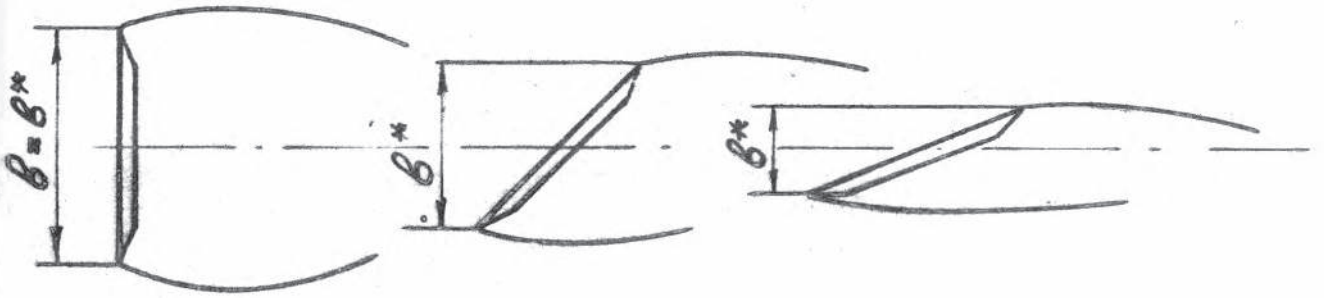
Фиг. IV-9.

Величина $F_{гн}$ также зависит от значений β и \bar{H} . О характере этой зависимости можно судить по графику на фиг. IV-96. Влияние \bar{H} на величину $F_{гн}$ сказывается лишь при небольших значениях \bar{H} , причём максимальное значение \bar{H} , при котором глубина погружения оказывает влияние на $F_{гн}$ тем больше, тем меньше ширина пластины. После достижения этих максимальных значений, \bar{H} перестаёт влиять на величину $F_{гн}$. Упомянутые при рассмотрении графиков IV-9а и 9б, факты качественно полностью соответствуют результатам опытов с цилиндрами.

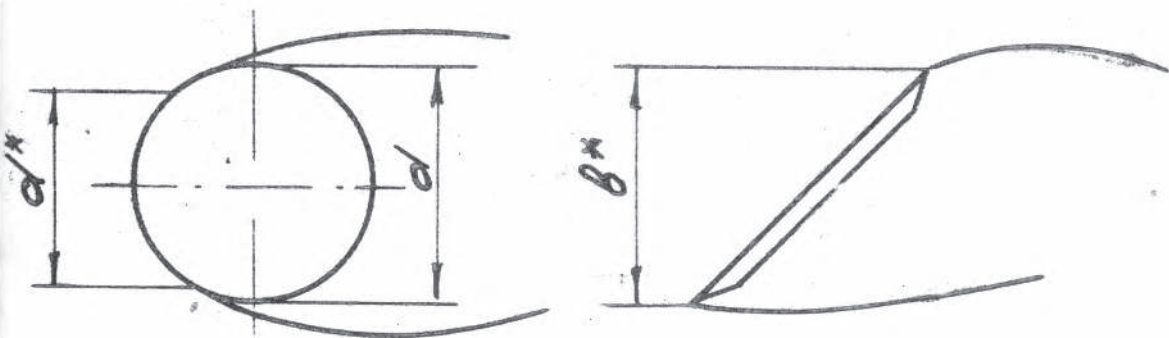
О характере влияния ширины пластины и глубине погружения на прорыв воздуха во всём исследованном диапазоне углов ата-таки можно судить по серии графиков $F_{гв} = f(\alpha)$ и $F_{гн} = f(\alpha)$ при $\bar{H} = \text{const}$, также помещённых в приложении I 5.

При малых углах атаки величина d является параметром, в основном, определяющим значение числа Фруда, при котором наступает прорыв, причём значения чисел Фруда при малых d резко возрастают, то есть наступление прорыва при уменьшении d за-медляется. Здесь следует вспомнить также, что при малых углах атаки меняется и характер процесса прорыва воздуха - прорыв происходит мгновенно. Такой тип прорыва наблюдался при обтекании цилиндров малого диаметра.

Упомянутые обстоятельства послужили первоначальным основанием для выдвижения гипотезы о том, что причиной влияния изменения угла атаки на прорыв воздуха является происходящее при этом изменение эффективного поперечного размера тела. Под эффективным поперечным размером мы подразумеваем проекцию расстояния между точками отрыва струй на направление, перпендикулярное вектору скорости. Данное можно пояснить схемами на фиг. IV-10а.



a)



Если $d = b^*$, то $d^* < b^*$

б)

Физическое объяснение влияния эффективного поперечного размера на прорыв воздуха ничем не отличается от тех объяснений, которые были даны относительно влияния диаметра на прорыв воздуха в цилиндрах. Введение понятия эффективного поперечного размера, который для пластин мы будем обозначать через b^* , позволяет иначе обработать результаты проведенных с пластинами экспериментов.

На фиг. IV-II для примера представлены графики, построенные по результатам экспериментов с двумя пластинами ($b = 32 \text{ мм}$, $\bar{H} = 3$, $\alpha = 20^\circ \div 90^\circ$); ($b = 16 \text{ мм}$, $\bar{H} = 3$, $\alpha = 15^\circ \div 90^\circ$). По оси абсцисс на графиках отложены значения b^* , которые под- считывались нами по формуле

$$b^* = b \sin \alpha \quad (52)$$

По оси ординат отложены числа Фруда, вычисленные по эффективному поперечному размеру:

$$Fr_b^* = \frac{v}{\sqrt{g b^*}} = \frac{v}{\sqrt{g b \sin \alpha}} = \frac{Fr_b}{\sqrt{\sin \alpha}} \quad (53)$$

При такой обработке результатов эксперимента, каждому значению угла атаки соответствует своё значение глубины погружения, отнесённой к эффективному поперечному размеру.

$$\bar{H}^* = \frac{H}{b^*} = \frac{H}{b \sin \alpha} = \frac{\bar{H}}{\sin \alpha} \quad (54)$$

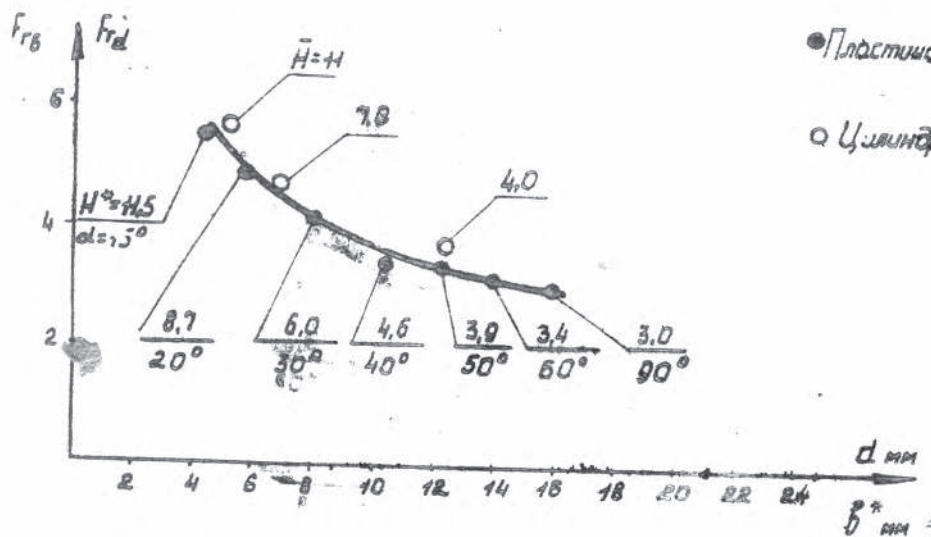
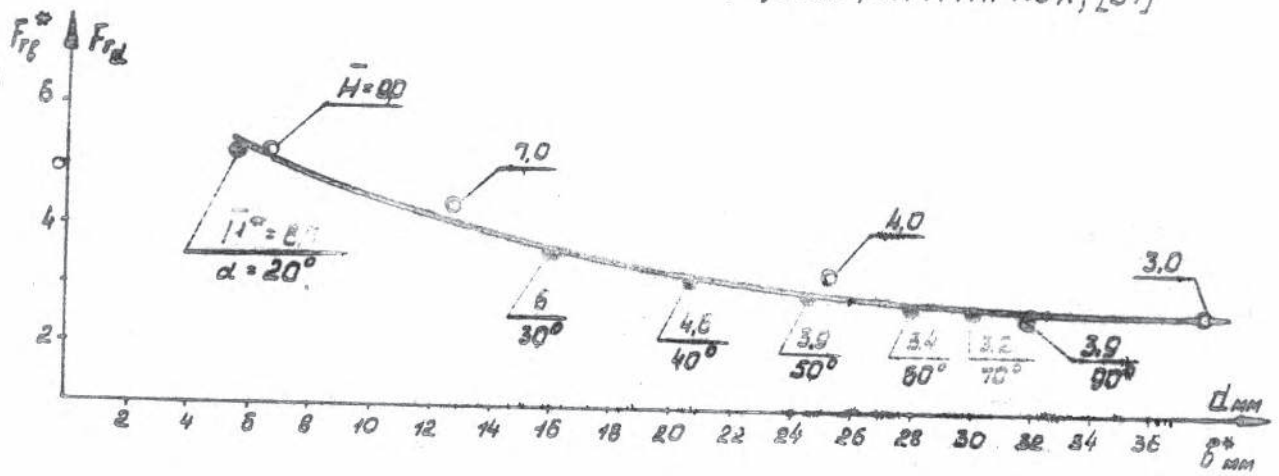
Описываемые графики показывают, что с уменьшением b^* число Fr_b^* увеличивается. Объясняется это следующим. От величины

Эффективного поперечного размера зависят размеры воздушной полости за пластиной, а, следовательно, и радиусы кривизны стенок возникающей каверны, которые, в свою очередь, определяют величину капиллярных сил, препятствующих образованию каверны. С уменьшением β^* капиллярные силы возрастают. Напомним, что с уменьшением α увеличивается \bar{H}^* .

Для широких пластин, при больших углах атаки, когда β^* ещё незначительно отличается от β , разница в величине капиллярных сил невелика. \bar{H}^* тоже близко к \bar{H} . Поэтому, как это видно на графиках, прорыв происходит при почти постоянных значениях $F_{r\beta}^*$. С уменьшением α уменьшается β^* , а, значит, возрастает роль капиллярных сил, и увеличивается \bar{H}^* . Это должно, в соответствии с принятыми нами физическими представлениями, привести к увеличению $F_{r\beta}^*$, что мы и наблюдаем на графиках. Другими словами, обтекание широкой пластины с небольшим погрешением при малых углах атаки в данном случае как бы аналогично движению тонкого цилиндра при больших значениях \bar{H} .

Доказательством правильности предположения о том, что величина эффективного поперечного размера является определяющей для значения $F_{r\beta}^*$ (при $\bar{H}^* = \text{const}$), может служить результат сравнения данных эксперимента с пластинами и с цилиндрами, которое приведено на фиг. IV-II. Поскольку экспериментальные точки, относящиеся к пластинам, получены при различных α , а, следовательно, и \bar{H}^* (величины α и \bar{H}^* для каждой точки обозначены на графиках), то и точки, относящиеся к цилиндрам, выбирались с соответствующими близкими значениями \bar{H} . Это позволило

● Пластина: $b=32\text{ мм}$; $\bar{H}=3$; $\alpha=20^\circ \div 90^\circ$
 ○ Цилиндры: КТИРПиХ; [37]



● Пластина: $b=16\text{ мм}$; $\bar{H}=3$; $\alpha=15^\circ \div 90^\circ$
 ○ Цилиндры [37]

сложить, при сравнении, влияние глубины погружения.

Совпадение значений числа Фруда, полученных в опытах пластинами и цилиндрами при $\beta^* = d$ и $\bar{H}^* = \bar{H}_{crit}$, подтверждает предположение о том, что последствием изменения угла атаки, определяющим наступление прорыва, является изменение эффективного поперечного размера. Данные сравнения свидетельствуют также о том, что прорыв воздуха определяется эффективным поперечным размером ⁷⁰⁰ тина и не зависит от формы его профиля.

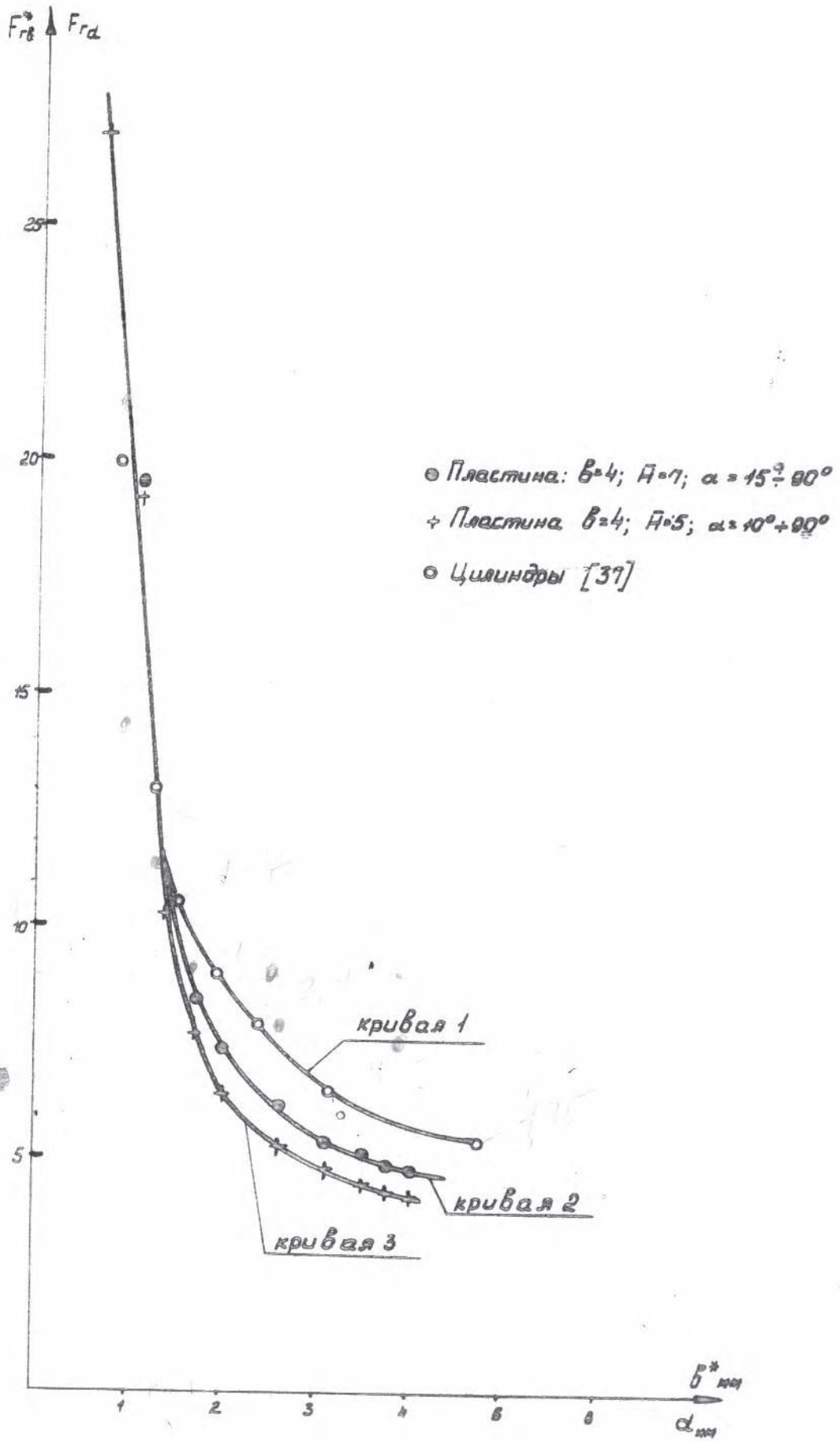
До сих пор мы рассматривали случаи движения шпорок пластины с углами атаки, обеспечивающими величину β^* не менее 4 мм.

Как известно из результатов опытов с цилиндрами, при таких значениях эффективного поперечного размера влияние капиллярных сил хотя и существует, но не является определяющим.

Будет ли справедлива наша гипотеза при движении стоек $\beta^* < 4$ мм?

Как уже отмечалось, внешняя картина прорыва к таким шпорокам аналогична той, которая наблюдается при прорыве к тонким цилиндрам, то есть прорыв происходит мгновенно. Это веское свидетельство общности процессов, происходящих при прорыве к тонким цилиндрам и пластинам с малыми β^* .

На фиг. IV-12 приводится график аналогичный предыдущим, построенный для пластины с $\beta^* < 4$ мм и цилиндров с $d < 6$ мм. Первая кривая на графике соответствует цилиндрам, вторая и третья пластинам с \bar{H} , соответственно равным 7 и 5. Экспериментальные

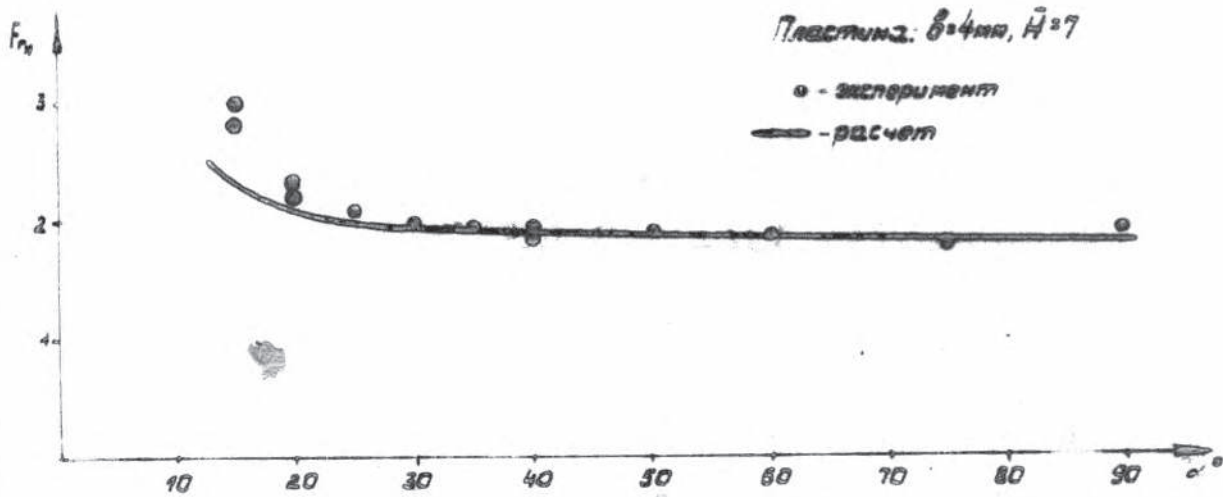
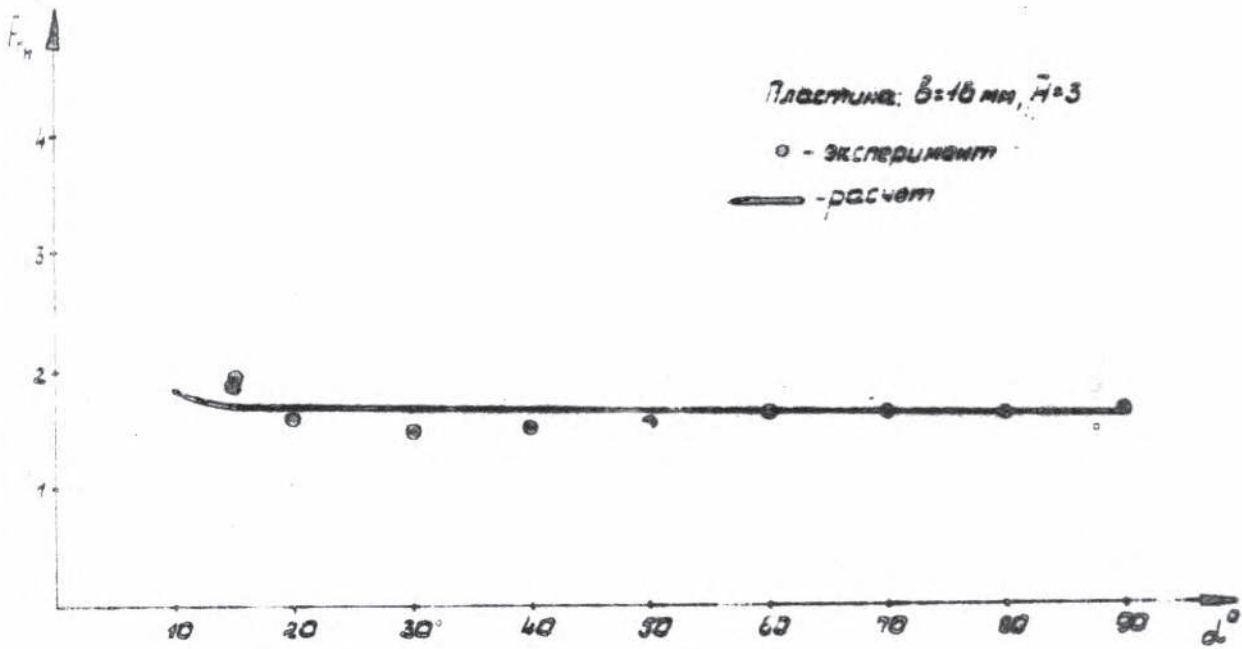


очки для цилиндров, как и на предшествующих графиках, выбира-
лись со значениями \bar{H} , близкими к значениям \bar{H}^* для пластины с
 $\bar{H} = 7$ (вторая кривая) для каждого значения \bar{v}^* . Таким образом,
равнение проводится между первой и второй кривыми.

Как видно из графика, совпадение экспериментальных то-
чек наблюдается не во всём диапазоне \bar{v}^* . Полное совпадение
имеет место лишь при малых \bar{v}^* (а значит при больших \bar{H}^*).
При увеличении \bar{v}^* (уменьшении \bar{H}^*) прорыв к пластинам происходит
несколько раньше, чем к цилиндрам с соответствующим значением d

Для объяснения этого рассмотрим схему на фиг. IV-106.

Как видно из приведённого рисунка, эффективный поперечный раз-
мер у цилиндра несколько меньше его диаметра. Поэтому, когда \bar{v}^*
пластины равно d цилиндра, то $d^* < \bar{v}^*$. Когда мы имеем дело
с пластинами и цилиндрами с достаточно большими \bar{v}^* и d , то эта
разница заметного влияния не оказывала, так как роль капиллярных
сил, в силу больших радиусов кривизны, сравнительно невелика.
При малых значениях \bar{v}^* и d даже небольшая разница между
ними влечёт за собой заметную разницу в величине капиллярных
сил и, как следствие этого, различные значения числа Фруда, при
которых наступает полный прорыв. При $\bar{v}^* = d$, в соответствии
с фиг. IV-106, $d^* < \bar{v}^*$, значит прорыв воздуха к цилиндрам должен
наступать несколько позднее, чем к пластине. При уменьшении \bar{v}^*
указанное обстоятельство перестаёт играть роль, так как при этом
увеличиваются значения \bar{H}^* . А при увеличении глубины погружения,
как это было показано ещё в опытах с цилиндрами, влияние попереч-
ного размера уменьшается и наступление прорыва определяется лишь
глубиной погружения.



Несовпадение второй и третьей кривых на графике объясняется разницей значений \bar{H}^* , при которых были получены экспериментальные точки для них. С уменьшением v^* значения \bar{H}^* для обеих кривых возрастает, разница между ними уменьшается и кривые сближаются.

Проведенный выше анализ экспериментальных результатов свидетельствует о глубокой аналогии процессов прорыва воздуха к цилиндрам и пластинам. Использование понятия эффективного поперечного размера дало возможность провести расчёт прорыва воздуха к пластинам по формулам, используемым для цилиндров (§ 6). В этих формулах вместо значений d и \bar{H} подставлялись соответственно значения $v^* = v \sin \alpha$ и $\bar{H}^* = \frac{\bar{H}}{\sin \alpha}$.

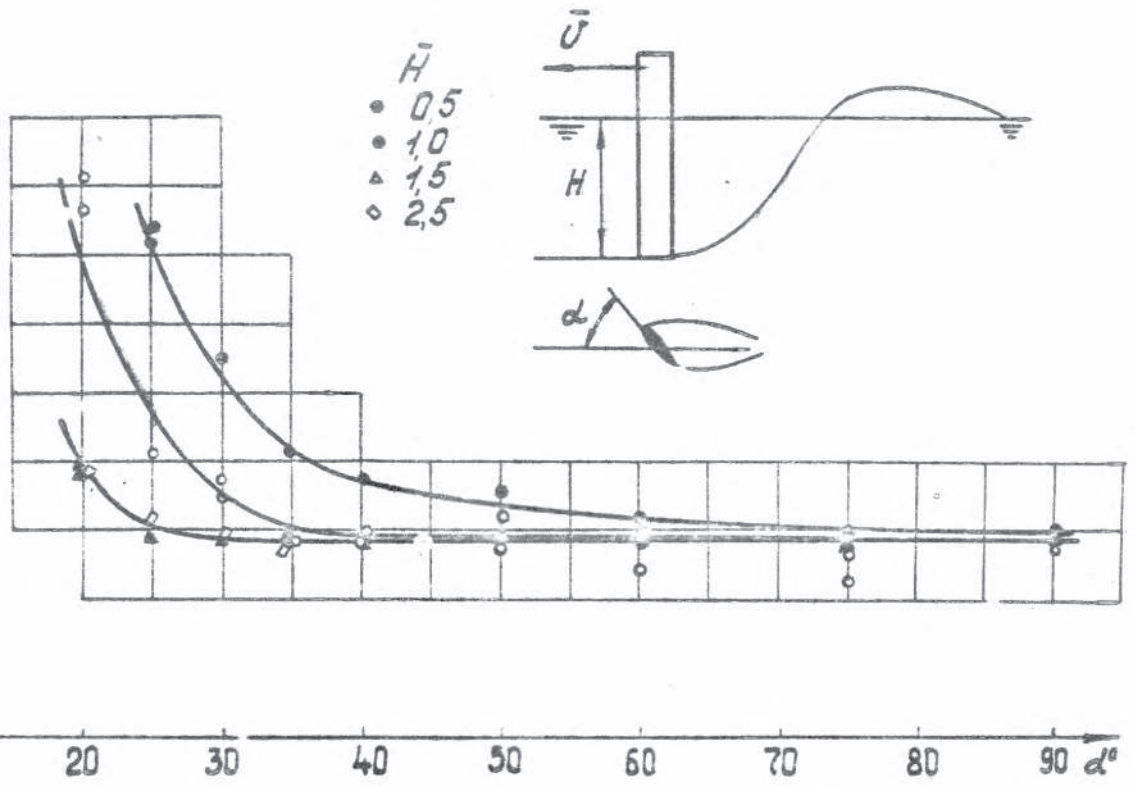
На фиг. IV-13 приводятся графики, на которых результаты расчёта сопоставляются с данными эксперимента.

Совпадение расчетных и экспериментальных данных подтверждает принятую гипотезу.

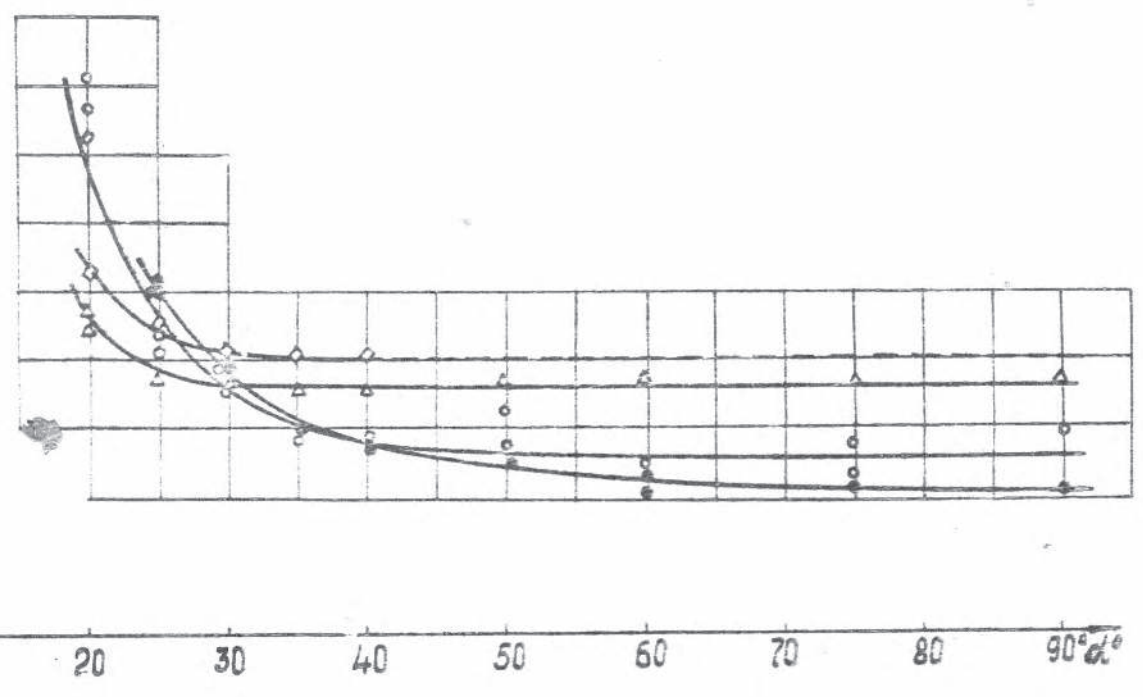
§ 20. ПРОРЫВ ВОЗДУХА К ПРОФИЛИРОВАННЫМ СТОЙКАМ.

Для оценки влияния формы профиля стойки на процесс прорыва воздуха были проведены эксперименты со стойкой шириной $b = 50$ мм с профилем *NACA 0021*.

Внешняя картина обтекания вертикального крыла и процесса прорыва воздуха к нему аналогична той, которая наблюдалась в опытах с пластинами. Игнованный прорыв происходит при углах атаки не более $45 + 20^\circ$. При больших значениях α прорыв происходит постепенно, путем насыщения видности за крылом пузырьками возду-



CHT. IV-14.



CHT. IV-15.

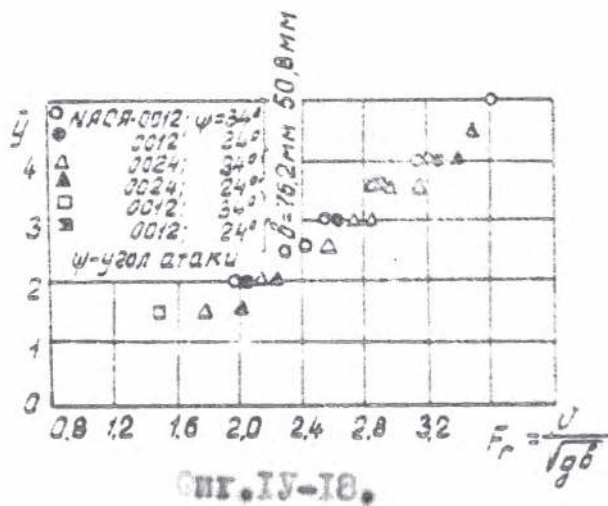
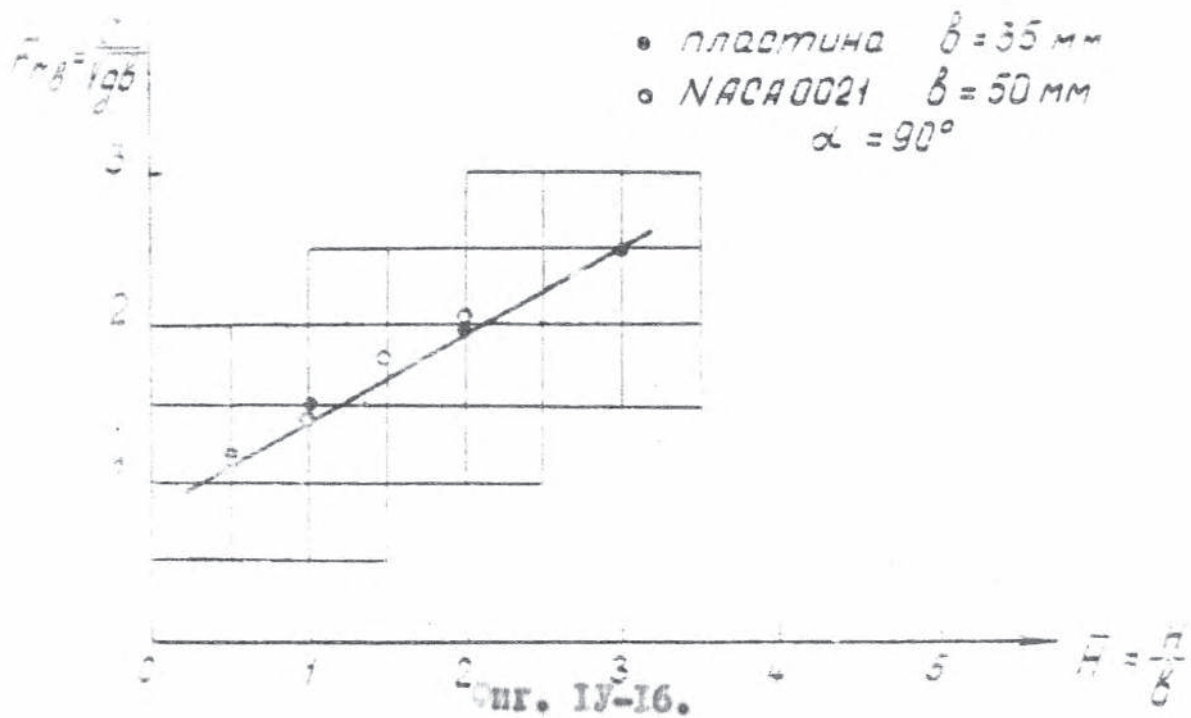
При углах атаки, близких к 90° , оголение задней стороны стойками происходило за счет постепенного опускания свободной поверхности в месте разрыва.

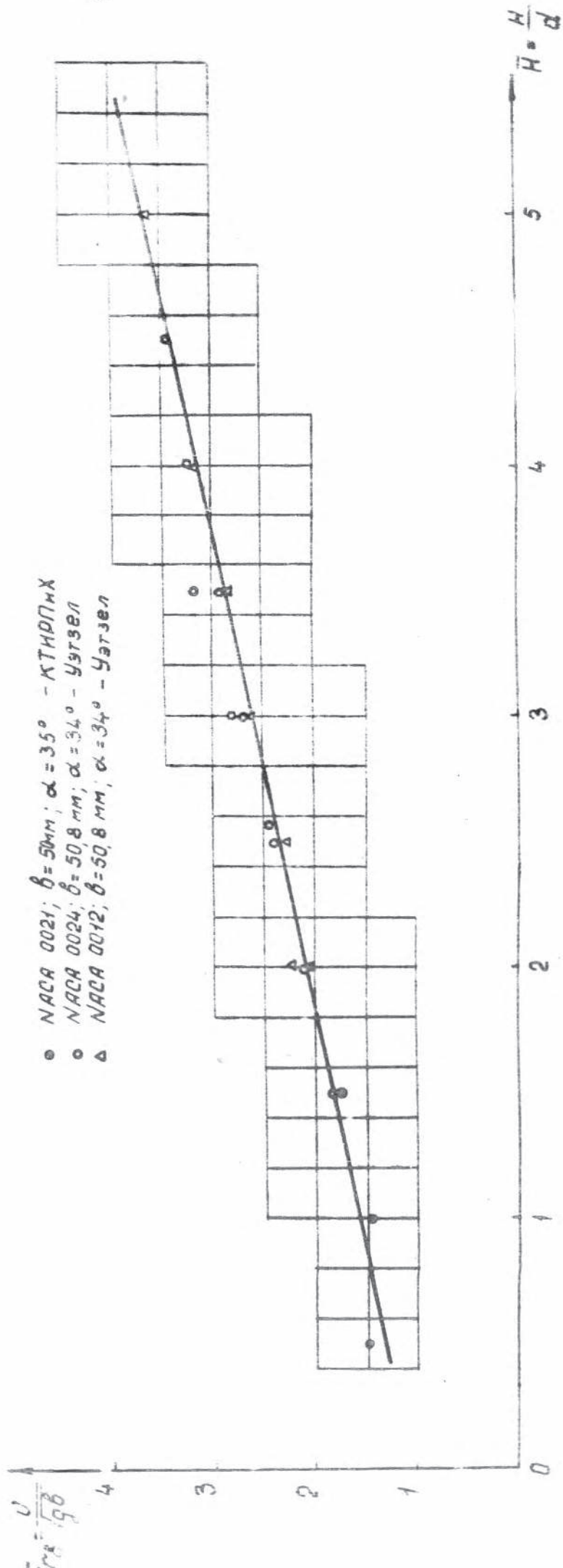
Результаты опытов представлены на графиках (фиг. IV-14 и IV-15) в виде зависимостей чисел Фруда, при которых наступает полный прорыв, от углов атаки. Сравнение этих графиков с (фиг. IV-7 и IV-8) показывает, что не только внешняя картина прорыва воздуха, но и количественные зависимости, определяющие прорыв воздуха к пластинам и профилированной стойке, имеют одинаковый характер.

Как и в случае с пластинами, прорыв воздуха к вертикальному крылу прежде всего зависит от угла атаки и глубины погружения. При больших углах атаки, как это видно из приведенных выше графиков, величина α не оказывает влияния на скорость, при которой наступает полный прорыв. В этом случае наступление прорыва зависит от глубины погружения стойки. Это также подтверждается графиком на фиг. IV-16, где приводится зависимость между числом Фруда, при котором происходит полный прорыв, и глубиной погружения H . На этом же графике нанесены экспериментальные точки, полученные в опытах с пластинами.

Полное совпадение результатов экспериментов с пластиной и крылом, движущимися с большим углом атаки, свидетельствует о том, что в этом случае форма профиля не оказывает влияния на наступление полного прорыва.

Влияние формы и размеров хорды профиля было исследовано также в [37].





ИГ. IV-17.

Сравнение результатов наших опытов с данными Д. Уотзела приведено на графике фиг. IV-17 и показало хорошее совпадение.

На фиг. IV-18 приводится график, заимствованный из этой работы, из которого следует, что при больших углах атаки не только форма профиля стойки, но и размеры хорды не влияют на значение числа Фруда, при которых наступает полный прорыв.

Совпадение результатов опытов с пластинами и профилированными стойками, а также отсутствие заметного влияния формы профиля стойки на наступление полного прорыва (в исследованном диапазоне значений α) позволяет распространить гипотезу об эффективном поперечном размере и на случай профилированных стоек.

Однако следует заметить, что при малых углах атаки значение эффективного поперечного размера, по-видимому, будет зависеть не только от величины хорды и угла атаки, но и от формы профиля.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования, проведённые в настоящей работе, позволили установить основные физические закономерности, характеризующие прорыв воздуха к телам, пересекающим свободную поверхность.

Рассматривались различные аспекты изучаемой проблемы. Большое внимание было уделено изучению внешней картины явления прорыва, причём наиболее детально это было сделано по отношению к круглым цилиндрам.

Полученные фактические сведения, включающие в себя материалы фото- и киносъёмки, в том числе скоростной, и результаты визуальных наблюдений за прорывом воздуха позволили составить физическую картину этого процесса.

Изучен механизм зарождения воздушной полости и её роста при постепенном типе прорыва. Впервые обнаружено, что при приближении нижней границы каверны к торцу цилиндра её монотонное углубление, в соответствии с ростом скорости, прекращается, а затем она скачкообразно достигает конца цилиндра. Это явление объясняется существованием местного течения, обтекающего торец снизу и направленного за цилиндром вдоль его образующей.

При изучении мгновенного прорыва воздуха наблюдались случаи как полного прорыва, так и прорыва, проходящего в две стадии: мгновенно образующаяся каверна охватывала лишь верхнюю часть погруженной длины стойки и дальнейшее её увеличение проходило постепенно.

Такое течение процесса происходит при больших погружениях цилиндра.

В работе были изучены условия на свободной поверхности, при которых возникает прорыв воздуха. Обмер профиля свободной поверхности в районе обтекания цилиндра показал, что возникшие деформации сравнительно не велики и не играют заметной роли в возникновении воздушной полости.

Установлена идентичность течений, происходящих при струйном обтекании торца цилиндра, при прорыве воздуха и при кавитации. Путём непосредственной экспериментальной проверки доказана правомерность использования критических чисел кавитации, полученных при обтекании цилиндра конечного удлинения в кавитационной трубе на режиме, соответствующем появлению в районе торца кавитационной каверны, в расчётах прорыва воздуха по методу Л.А.Эпштейна.

Раскрыт физический механизм появления масштабного эффекта.

Доказано, что прорыв воздуха к тонким стержням достаточно большого удлинения не зависит от величины удлинения и числа Фруда, а определяется значениями чисел Вебера и Рейнольдса. На основании анализа экспериментальных данных разработан полуэмпирический метод расчёта полного прорыва воздуха к цилиндрам малого диаметра, обтекаемых жидкостями с различными физическими свойствами.

Отдельно проводилось изучение частичного прорыва воздуха к круговым цилиндрам. Глубина каверны при частичном прорыве

зависит от значения числа Фруда и глубины погружения цилиндра. Получена полуэмпирическая зависимость для вычисления числа Фруда, соответствующего заданной глубине каверны.

В работе исследовался процесс прорыва воздуха к пластине и профилированной стойке.

Характер процесса прорыва воздуха к пластине и профилированной стойке определяется, в основном, величиной угла атаки и размерами хорды. При малых углах атаки прорыв происходит мгновенно, так же, как и цилиндрам малых диаметров. При больших углах атаки процесс образования воздушной полости аналогичен случаю с цилиндрами большого диаметра. Физические причины, вызывающие прорыв воздуха к цилиндрам и стойкам, в основном, одни и те же.

Эксперименты показали, что значение числа Фруда, при котором наступает полный прорыв, определяется шириной пластины, глубиной её погружения и углом атаки. Установлено, что причиной влияния изменения угла атаки на прорыв воздуха является, происходящее при этом, изменение эффективного поперечного размера тела, а также, как следствие этого, изменение относительной глубины погружения. Основным параметром, определяющим характер и момент наступления прорыва воздуха, является величина эффективного поперечного размера тела. Форма профиля тела, как показали опыты с профилированными стойками, на прорыв воздуха заметно не оказывает (при углах атаки, обеспечивавших отрывное обтекание). Использование понятия эффективного поперечного размера позволяет, в известной мере, распространить выводы, полу-

ные при исследовании прорыва воздуха к круговым цилиндрам на случай профилированных стоек.

В процессе проводимых исследований был получен ряд экспериментальных зависимостей, характеризующих различные стороны процесса прорыва воздуха. В частности:

- экспериментальные зависимости чисел Фруда, при которых происходит полный прорыв, от параметров, определяющих его наступление для цилиндров с диаметрами от 1,7 мм до 35 мм и глубиной погружения \bar{H} от 0,5 до 55. Данные экспериментов хорошо согласуются с результатами аналогичных опытов Д. Уэтзела;

- экспериментальные зависимости глубины каверны за цилиндром при частичном прорыве от числа Фруда и глубины погружения цилиндра (при d равной 2 мм, 6 мм, 32 мм и $\bar{H} = 0,5 + 100$);

- экспериментальные зависимости между числом We и числом Re , соответствующими наступлению полного прорыва к круговым цилиндрам, полученные путем проведения экспериментов с невесомой жидкостью, что соответствует числу Фруда, равному бесконечности;

- экспериментальные зависимости, связывающие число Фруда глубиной погружения и углом атаки, при которых происходит полный прорыв воздуха к пластинам с хордами 2, 4, 8, 16 и 32 мм и профилированной стойке с формой профиля *NACA 0021* и хордой 50 мм.

Проведение экспериментальных исследований вызвало необходимость спроектировать, изготовить и наладить ряд установок и комплектов аппаратуры:

а/ установка для проведения экспериментов по прорыву воздуха в невесомой жидкости (свободно падающей струе);

б/ комплект аппаратуры для проведения экспериментов в ротативной установке;

в/ комплект аппаратуры для проведения измерений деформации свободной поверхности в гидростатке;

г/ комплект аппаратуры для проведения экспериментов по исследованию частичного прорыва в гидростатке.

Разработан ряд методики экспериментального исследования различных аспектов прорыва воздуха к телам, пересекающим свободную поверхность, в том числе:

а/ методика фото- и киносъёмки всех стадий прорыва воздуха на различных установках;

б/ методика экспериментального исследования частичного прорыва в гидростатке;

в/ методика измерения профиля свободной поверхности при обтекании полупогруженных стоек в гидростатке;

г/ методика проведения экспериментов по прорыву воздуха в невесомой жидкости (в свободно падающей струе);

д/ усовершенствована методика проведения экспериментов в ротативной установке за счет применения инструментального метода регистрации момента полного прорыва.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- БАСИН А.М., ГОШЕВ Г.А. Экспериментальное исследование характеристик частично погруженных гребных винтов. Труды ЛИВИ, вып. 40, Л., 1963.
- БАСИН А.М. Современные проблемы гидромеханики судов внутреннего плавания. ИТО СП, Материалы по обмену опытом, вып. 143, Л. "Судостроение", 1970.
- БЛЕЖИН В.И. Экспериментальное исследование гидродинамических сил, действующих на полупогруженную вертикальную стойку. Техн. отчеты ЦАГИ, вып. 186, 1960.
- БЛЕЖИН В.И., ИВАНОВ Л.А., МОКЕЕВ И.Б. Транспортные суда на подводных крыльях. М., "Транспорт", 1964.
- ВОЗНЕСЕНСКИЙ А.И., ДОРИН В.С. Будущее транспортного и промыслового судостроения. "Судостроение" 1970г. № 4.
- ГОРВЕННИ О.В. Исследование момента рысканья и поперечной силы при движении судна на попутном волнении. Кандидатская диссертация. Калининградский технический институт рыбной промышленности и хозяйства, Калининград, 1970.
- ГОРЯНСКИЙ Г.С. Исследование некоторых вопросов взаимодействия движителя и корпуса судна. Кандидатская диссертация. Калининградский технический институт рыбной промышленности и хозяйства, Калининград, 1971.
- ДЕВНИН С.И. Аэрогидродинамический расчет плоскообтекаемых судовых конструкций. "Судостроение", 1967.
- БОРОВ И.Г. Влияние нестационарности на гидродинамические характеристики гребного винта, пересекающего свободную поверхность. "Судостроение", № 1, 1964.

10. ЕГОРОВ И.И. и др. Искусственная кавитация. Л., "Судостроение", 1971.
11. ЕГОРОВ И.И., СОКОЛОВ В.И. Гидродинамика быстроходных судов. Изд. 2-е, Л. "Судостроение", 1971.
12. ЕРЛЫКИН И.И. Особенности развития отечественных судов на подводных крыльях. "Судостроение", 1970. Л 4.
13. БОРОТКОВ И.М. Применение вентилируемых крыльев для судов на подводных крыльях НПО СП, Материалы по обмену опытом, вып.124, Л. "Судостроение", 1969.
14. ЛИПИС В.Б., МАЛОВА В.Ф. Гидродинамические характеристики гребных винтов в условиях оголения лопастей при качке судна. Труды ИНИИФ, вып.119., Л., "Транспорт", 1969.
15. ЛИПИС В.Б. О динамическом масштабном эффекте атмосферной кавитации гребных винтов. Труды ИНИИФ, вып.153, 1972.
16. МАЛАХОВ Б.И. Оценка влияния спутной струи при испытании модели на ротативной установке. НПО СП, Материалы по обмену опытом, вып.128, Л. "Судостроение", 1969.
17. МАСЕНВ И.Б. Экспериментальное исследование рулей быстроходных катеров. "Судостроение" Л 8, 1941.
18. НЕЧАЕВ Ю.И. Влияние формы корпуса на остойчивость судна при попутном волнении. Кандидатская диссертация. Калининградский технический институт рыбной промышленности и хозяйства. Калининград, 1965.
19. НИКОЛАЕВА Е.В. Исследование условий прорыва воздуха к элементам гидродинамического комплекса СПК. Труды ИНИИ им. А.Н. Крылова, вып.266, 1971.
20. НИКОЛАЕВА Е.В. Гидродинамические характеристики крыловых стоек при различных режимах обтекания. Сборник НПО СП, вып.177, "Судостроение", Л.1972.

1. ПРИЩЕМИЛИН Ю.Н., ПОРТУНОВ А.А. К вопросу моделирования частично и малопогруженных гребных винтов в квартовном режиме. НТХ СП. Материалы по обмену опытом, вып.136. Л., "Судостроение", 1963.
2. Проектирование и постройка корабля ПЛО *FNE* -400 на подводных крыльях в Канаде. ЖН "Судостроение", Л 31, 1964.
3. РИКАНОВ и др. Применение методов кинофото съемок в исследовании гидродинамических процессов. В сб. "Развитие морских подводных исследований". М., "Наука", 1965.
4. Современное состояние гидроаэродинамики вязкой жидкости, т.2 М., ГИИЛ, 1948.
5. САДОВНИКОВ Ю.М. К расчету вентилируемых гребных винтов, НТХ СП. Материалы по обмену опытом, вып.125, Л. "Судостроение", 1969.
6. СОБОЛЕВ Г.В., УШАКОВ Б.Н. Отчет по теме: "Управляемость судов на подводных крыльях. Часть 2. Исследование распределения давления на стойке, пересекающей свободную поверхность. Л. ЛПИ, 1969.
7. ФЕДЯВСКИЙ К.К., СОБОЛЕВ Г.В. Управляемость кораблей. Судпромгиз, 1963.
8. СИРСОВ Г.А. Основные направления развития теории корабля. "Судостроение", 1970. В 4.
9. ЭПШТЕЙН Л.А. Исследование условий прорыва воздуха и моделирования при движении подводного крыла. Технические отчеты ЦАГИ. Вып.143, 1958.
10. ЭПШТЕЙН Л.А., БЛЯМИН В.И. Некоторые вопросы гидродинамики подводных крыльев. Труды ЦАГИ, вып.1103, М. 1968.
11. ЭПШТЕЙН Л.А. О прорыве воздуха к круглым вертикальным стерням, пересекающим свободную поверхность. НТХ СП. Материалы по обмену опытом, вып.143. Л., "Судостроение", 1970.

2. ЭПТЕЙН Л.А. Методы теории размерностей и подобия в задачах гидромеханики судов. Л., "Судостроение", 1970.
3. DAVIS BARR V. Состояние и перспективы разработки вентиляруемых подводных крыльев. Ж "Судостроение", Л 10, 1970.
4. СЧИТКЕВ Н.Т. Моделирование продольного движения СПК с помощью ЭВМ и на самоходной модели. Ж "Судостроение", Л 41, 1969.
5. SWALES P.D, COLE B.N., SMITH G.L. Some Aspects the Ventilation of Surface Piercing Struts. Supplementary Papers, vol. 113, 1971.
6. WADLIN K.L. Mechanics of ventilation inception. Second Symposium of Naval Hydrodynamics, 1958, Washington, 1960.
7. WETZEL I.M. Ventilation of bodies piercing a free surface. Second Symposium of Naval Hydrodynamics, 1958, Washington, 1960.

П Р И Л О Ж Е Н И Е 1

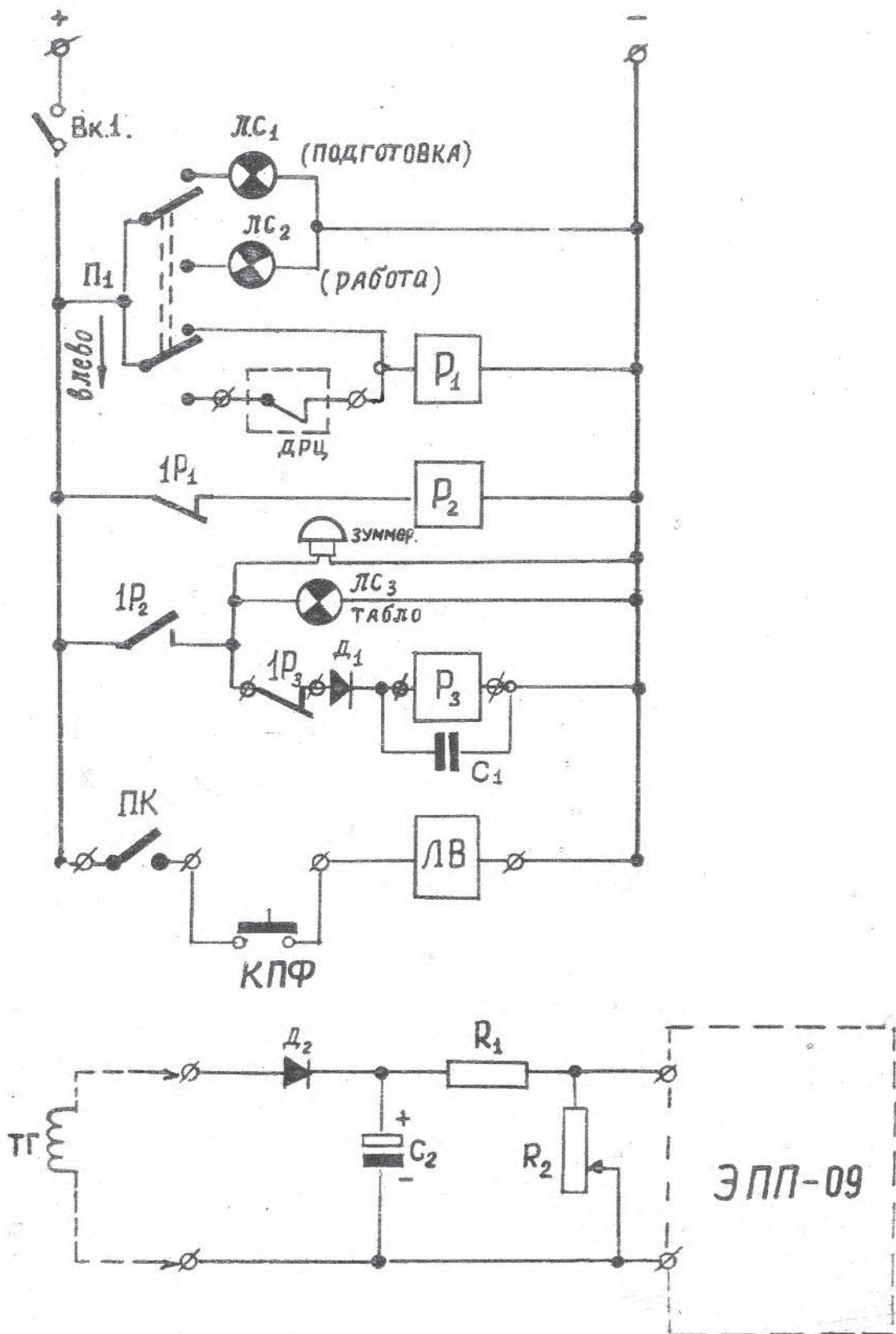
СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ РАЗРЫВА СПЛОШНОСТИ
ИЗДКОСТИ.

→ 202-



Внешний вид приборной системы регистрации разряда сплюсности илюности
и пульс управления режимоно установкой.





Принципиальная схема системы регистрации разрыва сложности шдкости.

ОПИСАНИЕ РАБОТЫ СХЕМЫ РЕГИСТРАЦИИ РАЗРЫВА
СПЛОШНОСТИ ЖИДКОСТИ И ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ
ПОТОКА.

I. Подготовка схемы к работе.

Переключатель Π_1 стоит в положении "Подготовка". При выключении выключателя питания B_{KI} должна загореться сигнальная лампа $ЛС_1$. При этом датчик разрыва цепи ДРЦ омывается потоком и реле P_1 размыкает свои нормально замкнутые контакты IP_1 , чем обеспечивается разрыв цепи реле P_2 . Контакты IP_2 разомкнуты и цепь сигнализации и контроля обесточена.

2. Работа схемы..

При погружении в воду датчика разрыва цепи ДРЦ и переключателя Π_1 , переведенном в левое положение, должна гореть сигнальная лампа $ЛС_2$. В остальной схема должна находиться в таком же состоянии, как и при подготовке.

В момент, когда происходит отрыв струи от стойки, ДРЦ перестает омываться водой и цепь разрывается. Реле P_1 обесточивается и замыкает свои н.з. контакты IP_1 . Вследствие этого реле P_2 срабатывает и замыкает свои н.р. контакты IP_2 . Звучит сигнал зуммера, загорается табло "Резини" (лампа $ЛС_3$) и получает питание цепь обмотки реле модуляции записи P_3 .

Модуляция записи происходит следующим образом. Как только реле P_3 получает питание, оно притягивает свой якорь и поднимает механически связанное с якорем перо самопишущего прибора. В тот же момент оно размыкает свои н.з. контакты IP_3 и тем самым разрывает цепь своего питания.

При этом якорь реле P_3 отпадает не сразу, а по прошествии определенного промежутка времени, определяемого схемой задержки, которая собрана на диоде D_1 и конденсаторе C_1 . Затем, когда якорь отпадает, реле P_3 замыкает свой н.з. контакт $I P_3$, и процесс подъема пера повторяется.

3. Цепь подготовки фотографирования.

Эта цепь подготавливается нажатием кнопки КПО. Кнопка с самовозвратом, поэтому в процессе фотографирования нужно держать её нажатой.

В момент подхода столика к фотоаппарату, подвижной контакт (ПК) замыкает цепь соленоида, который втягивает сердечник и тем самым, включает затвор фотоаппарата.

4. Цепь измерения скорости.

Скорость измеряется с помощью тахогенератора П. Напряжение с тахогенератора через делитель подается на вход самописного потенциометра ЭПН-09, предварительно выпрямляясь диодом.

- фильтр () служит для сглаживания пульсаций напряжения, вызванных различными помехами.

G. 35

№ 3. 197

19 Г.

ПРИБОР И

№А-09.993.88

ДИАГРАММА

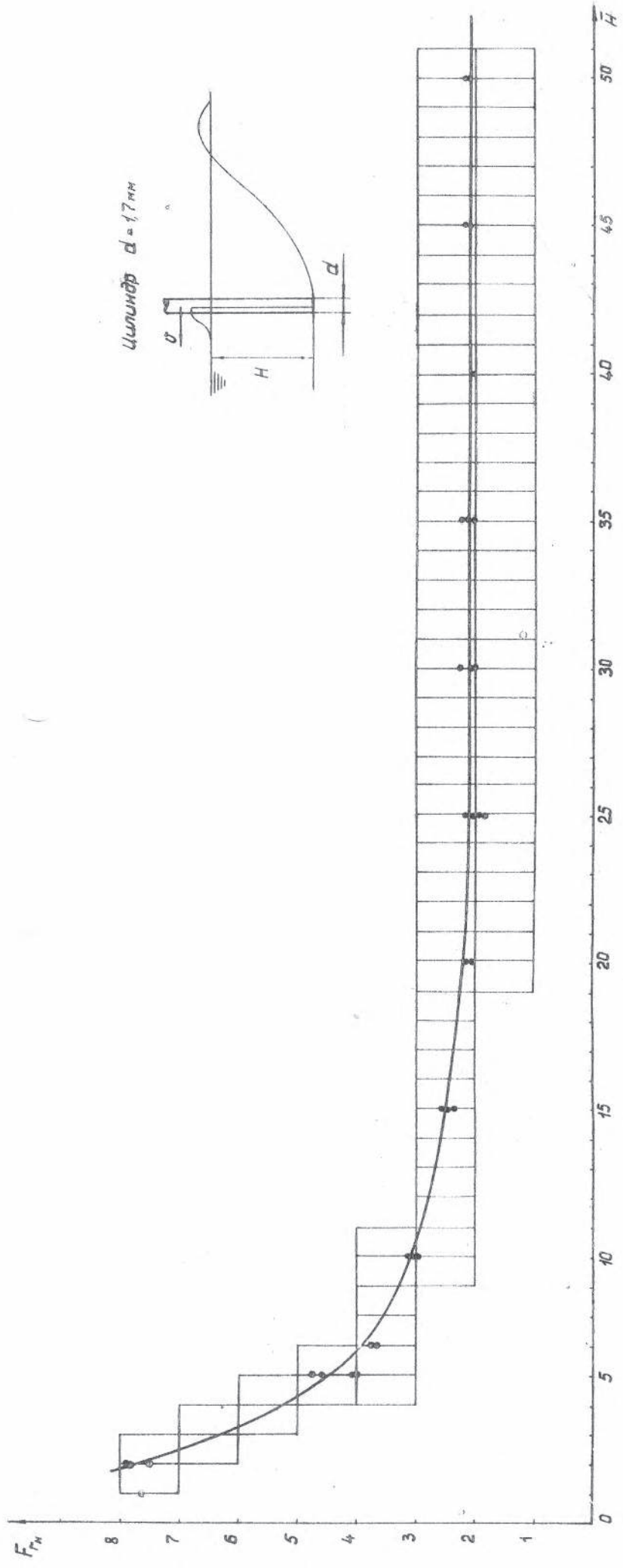
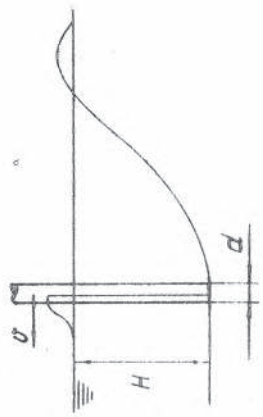
0	20	40	60	80	100
---	----	----	----	----	-----

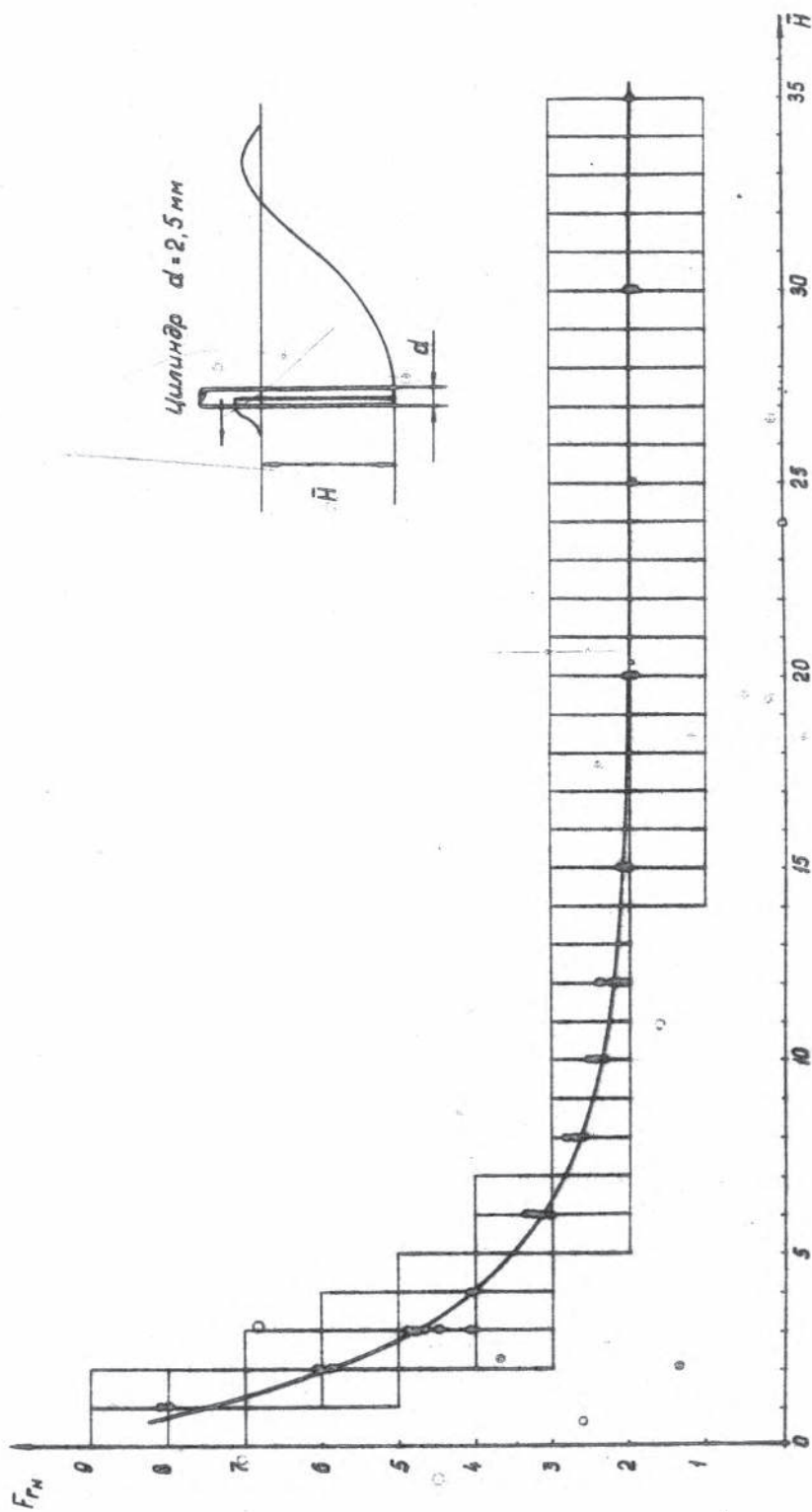
Срезен зашиш скорости буксирови модел.

П Р И Л О Ж Е Н И Е 2

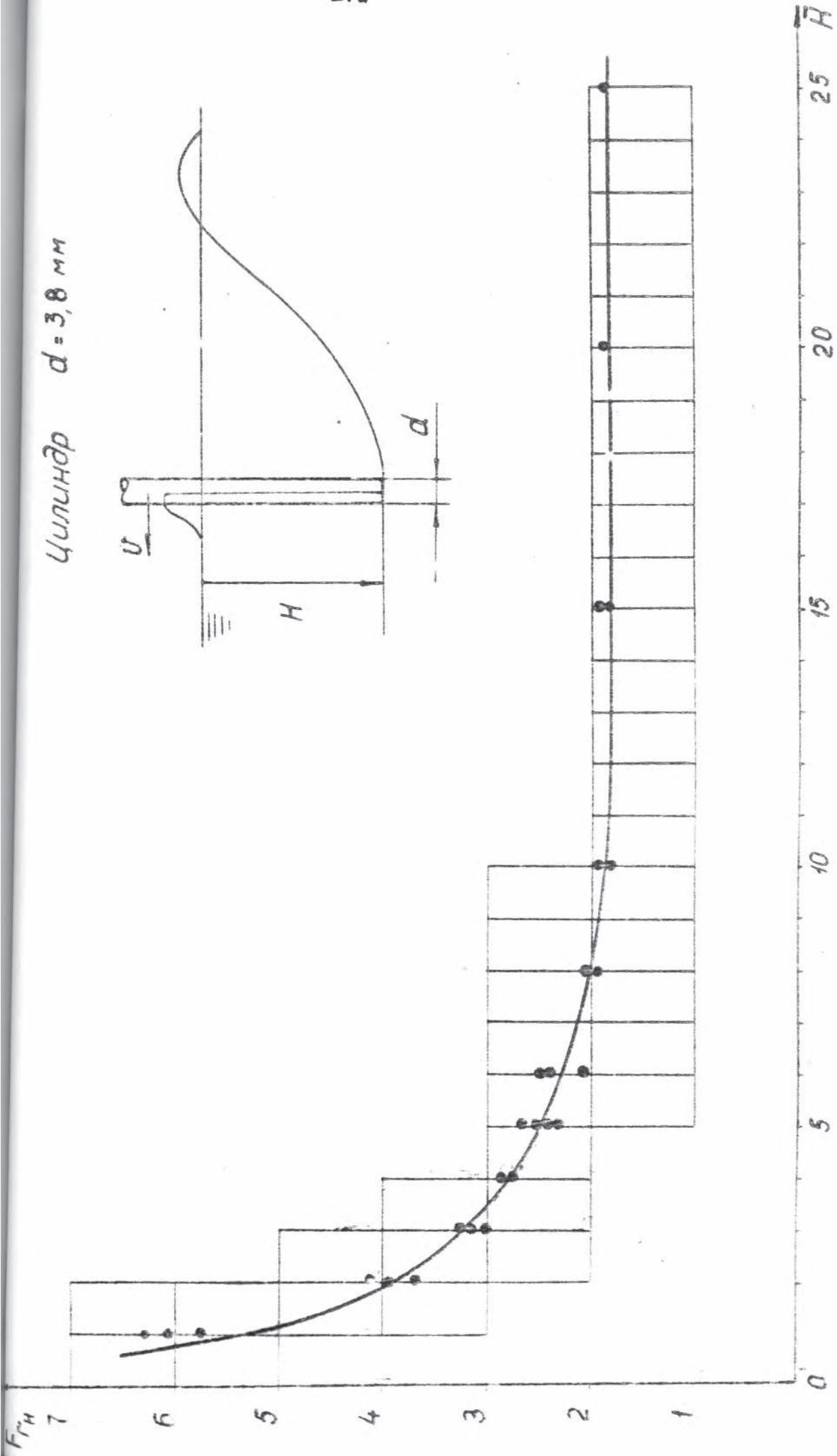
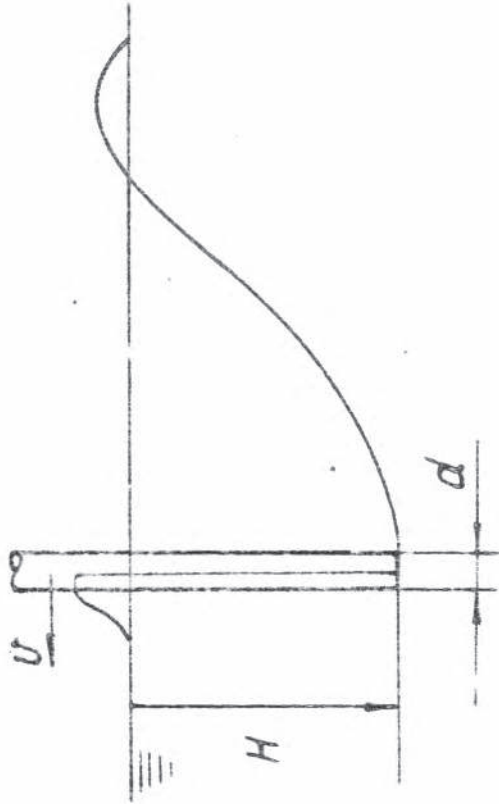
✓ ГРАФИКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ЧИСЕЛ
ФРУДА, ПРИ КОТОРЫХ ПРОИСХОДИТ ПОЛНЫЙ ПРОРЫВ К
КРУГОВЫМ ЦИЛИНДРАМ РАЗЛИЧНЫХ ДИАМЕТРОВ, ОТ ОТ-
НОСИТЕЛЬНОЙ ГЛУБИНЫ ПОГРУЖЕНИЯ ЦИЛИНДРОВ.

Цилиндр $d = 17\text{ мм}$

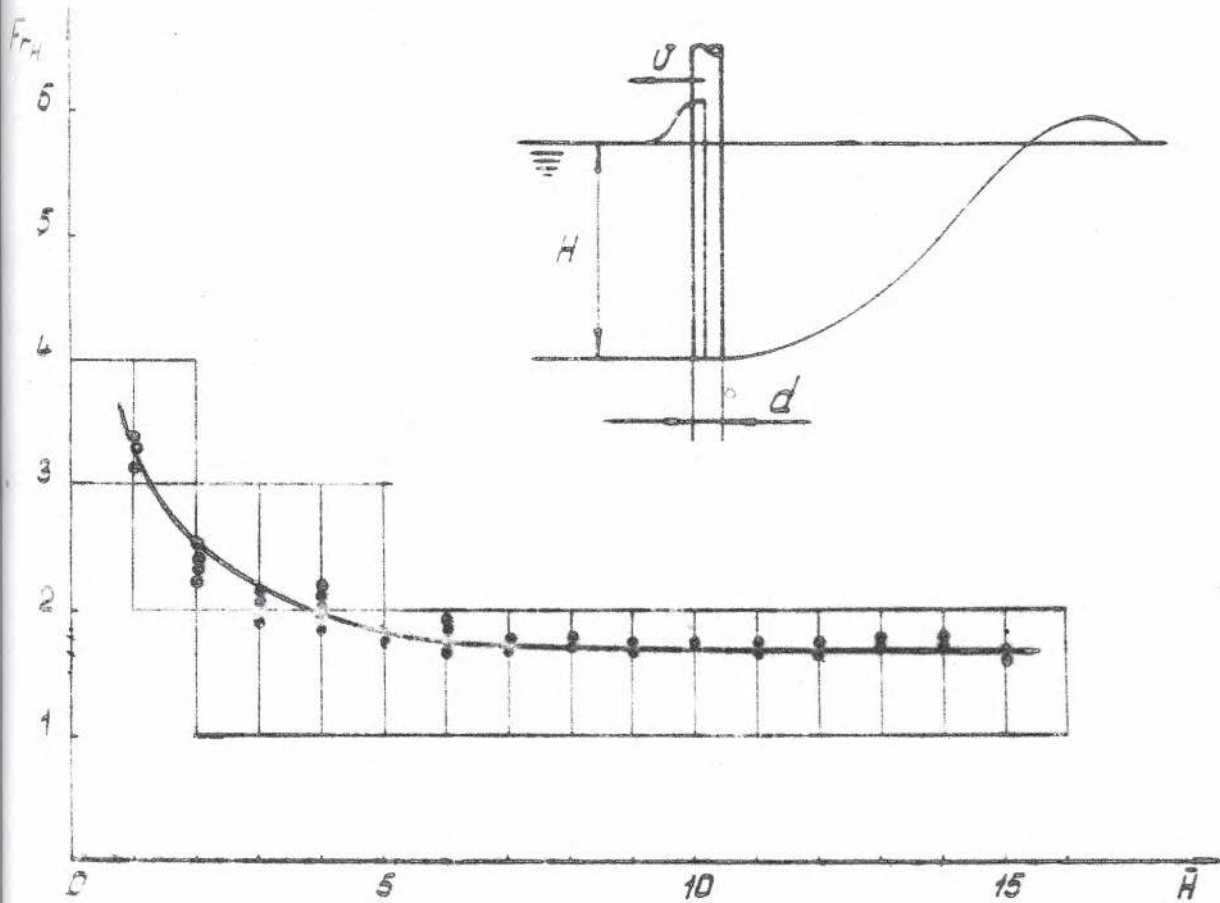




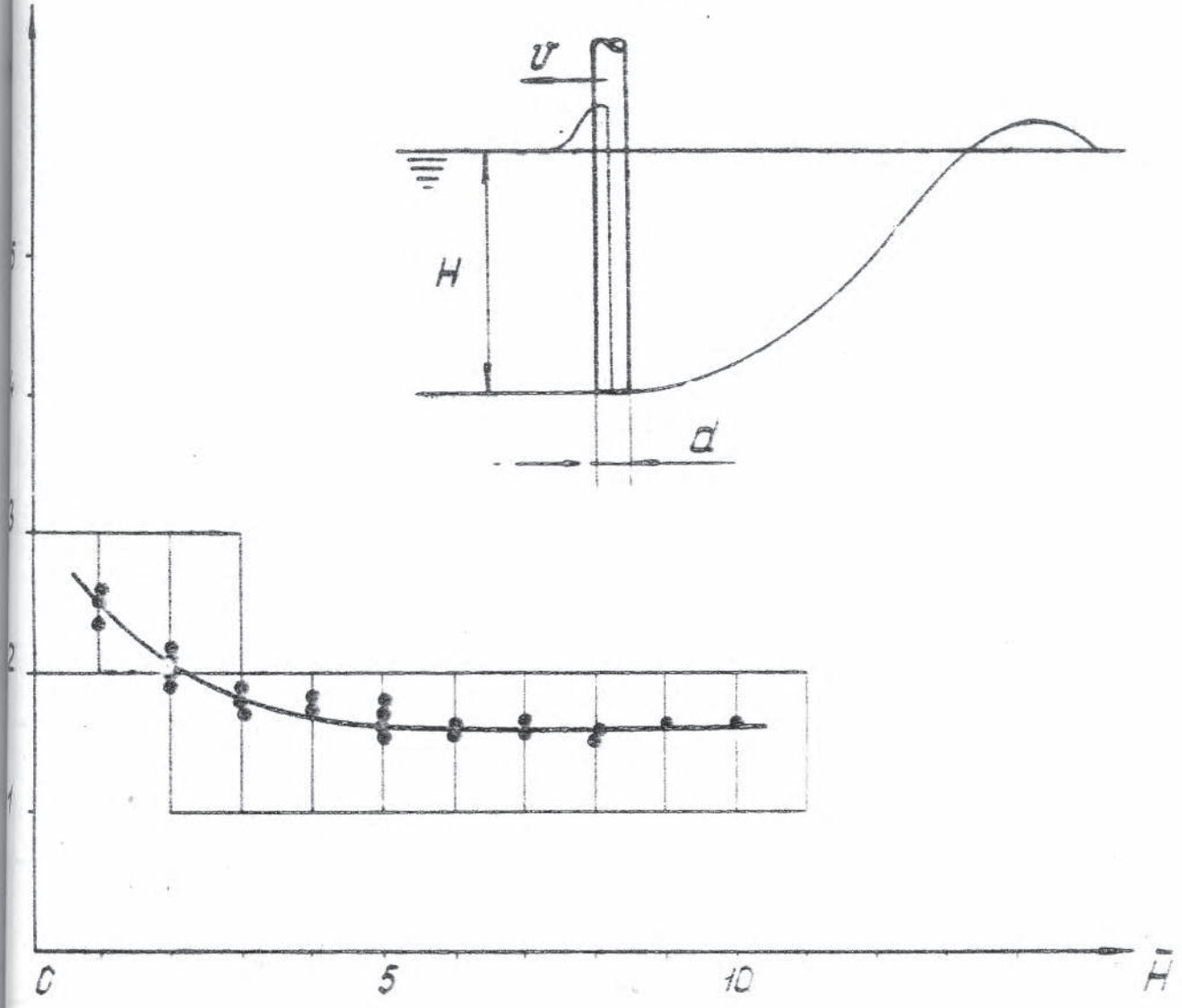
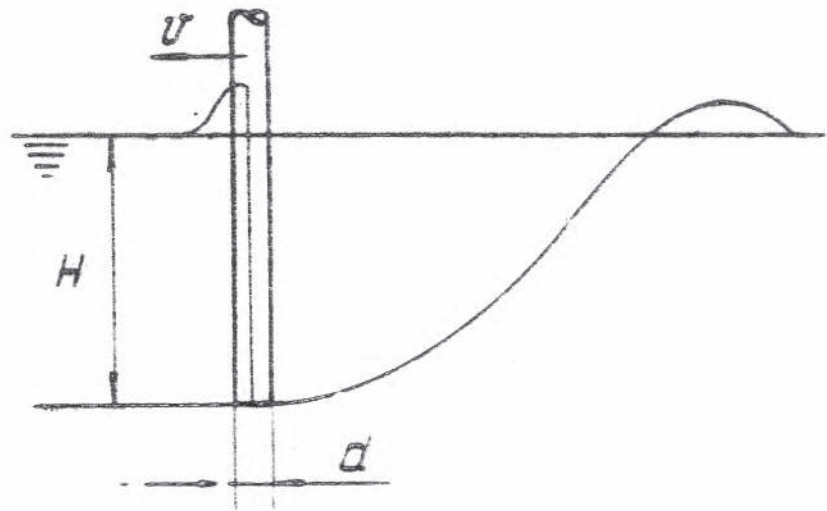
Цилиндр $d = 3,8$ мм



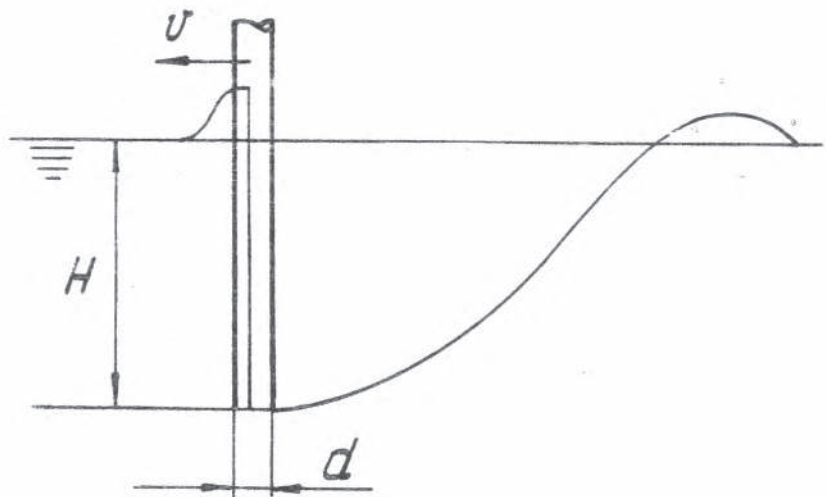
Цилиндр $d=6,3$ мм

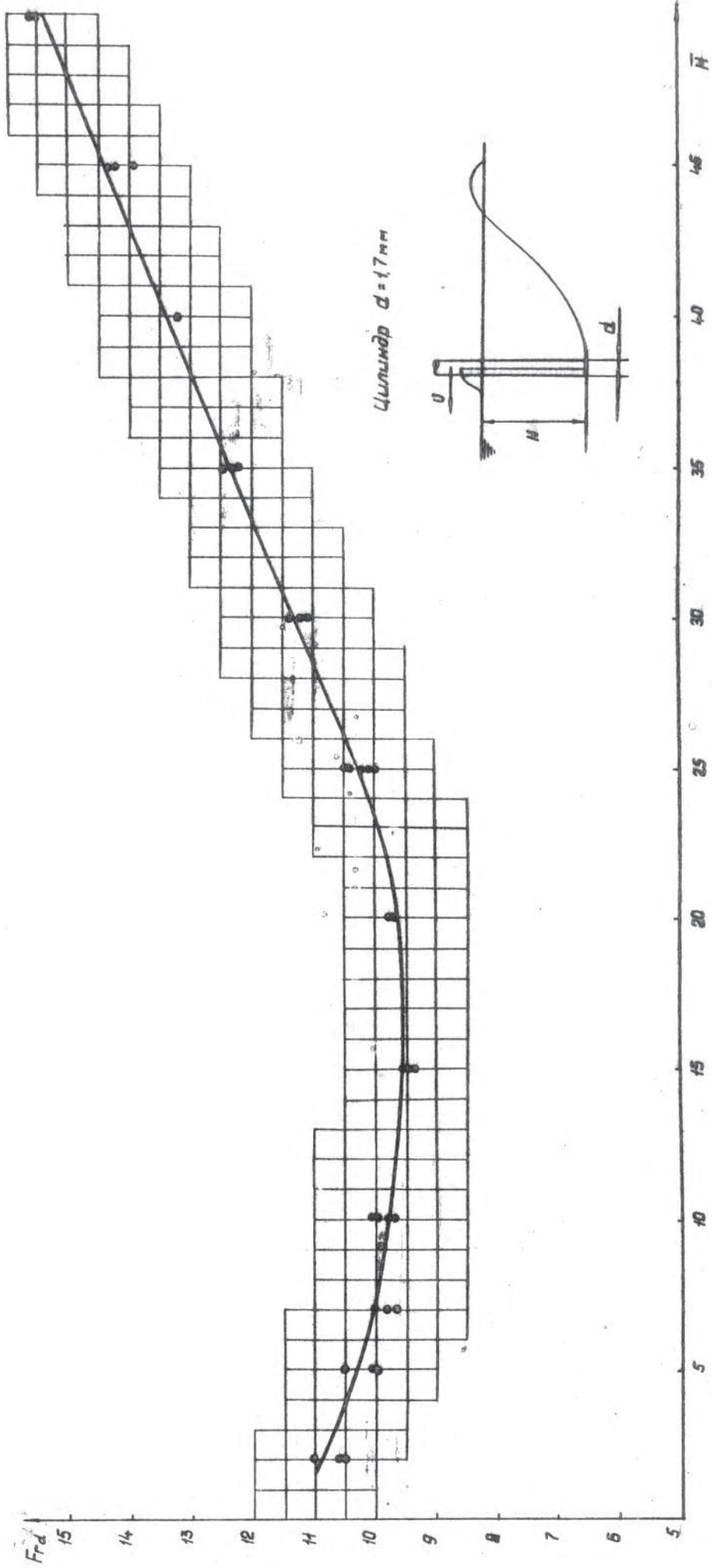


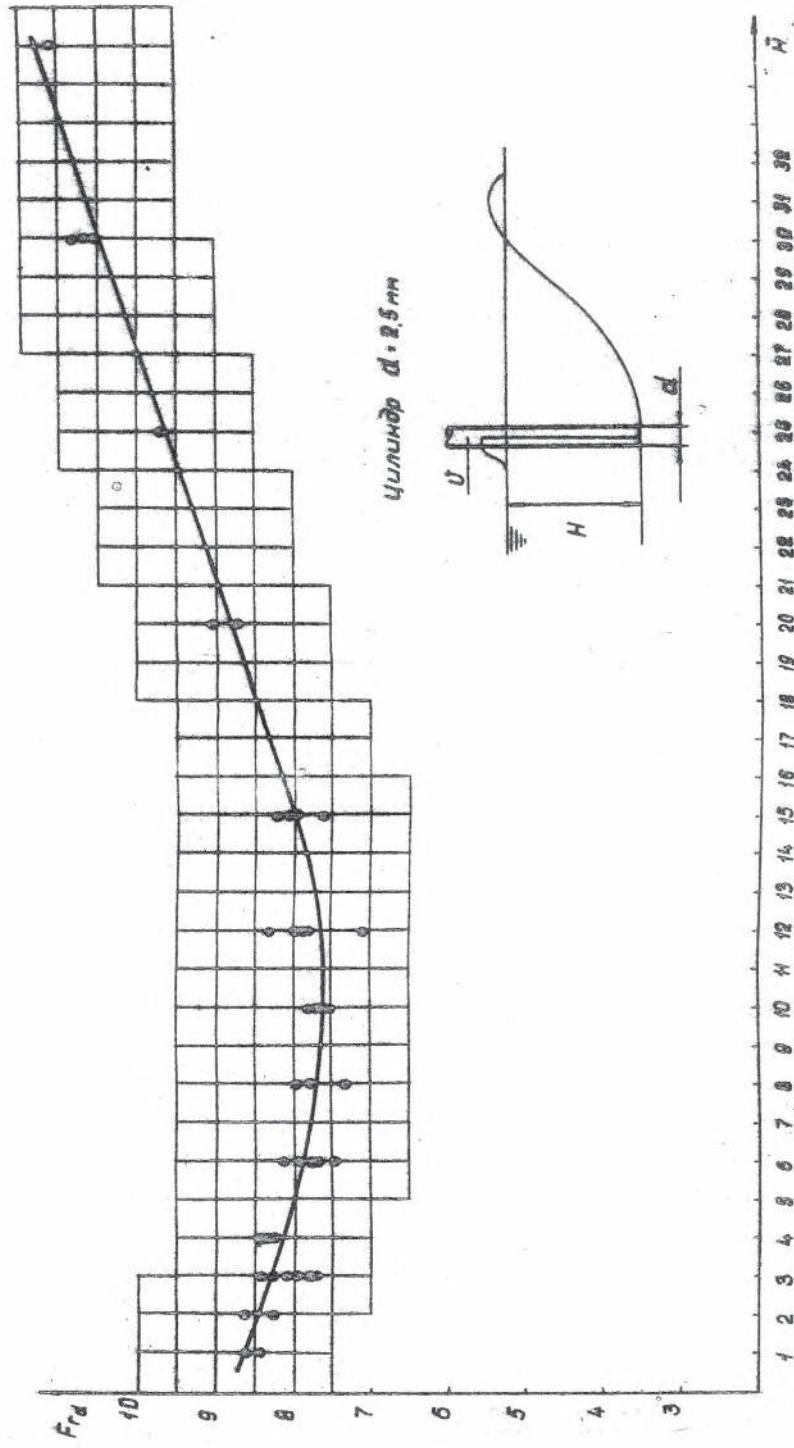
Цилиндр $d = 12 \text{ мм}$



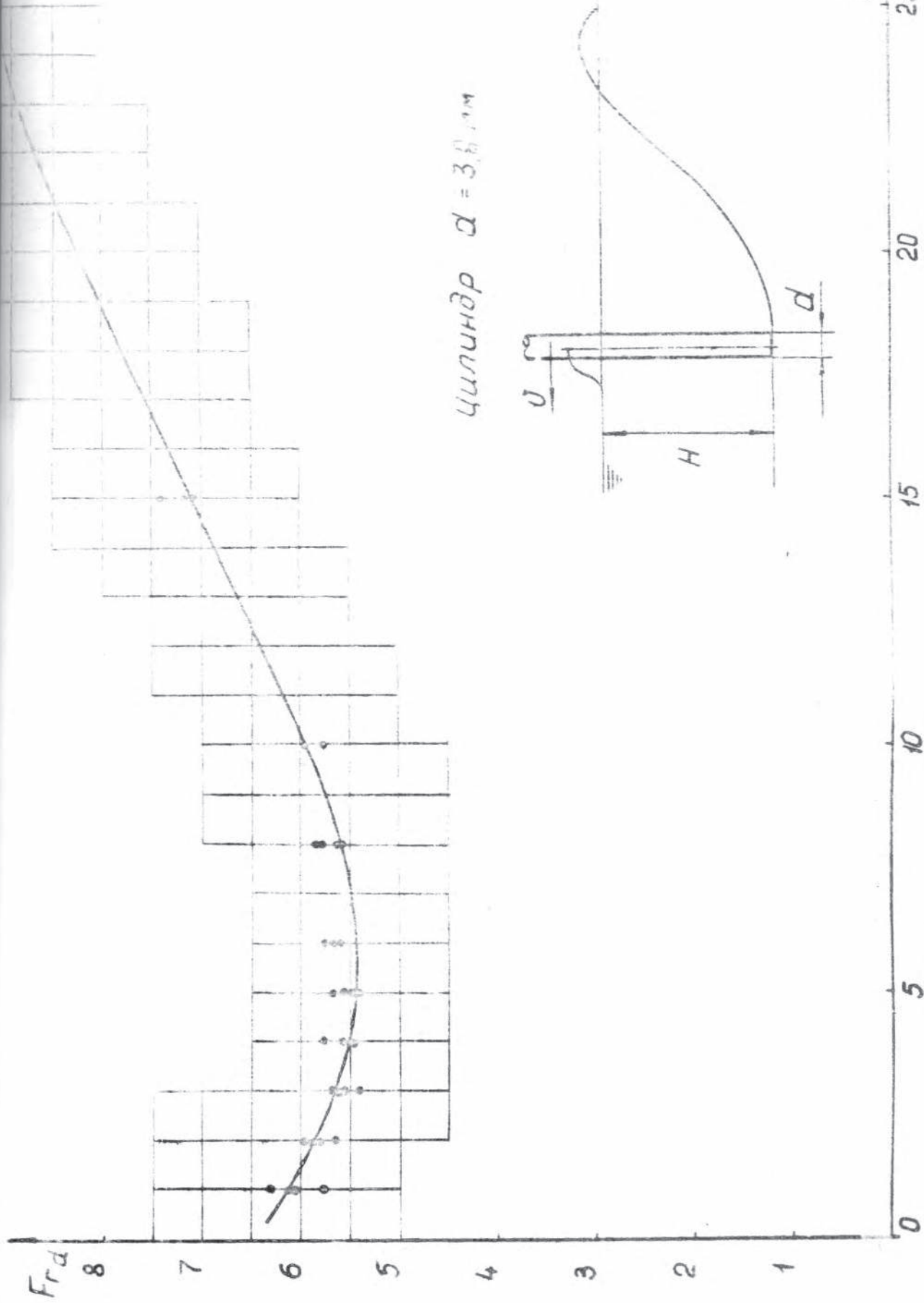
Цилиндр $d=35$ мм



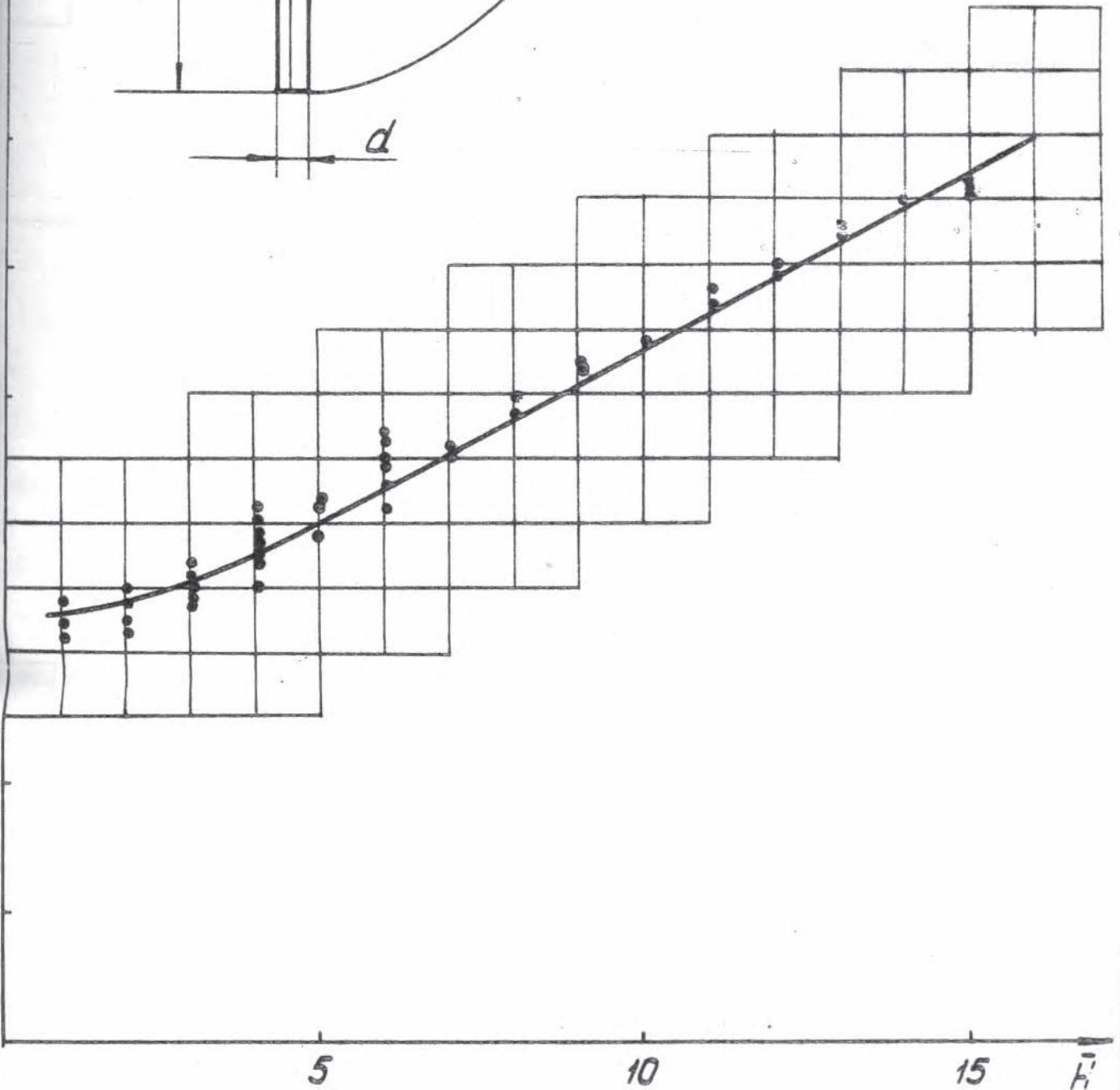
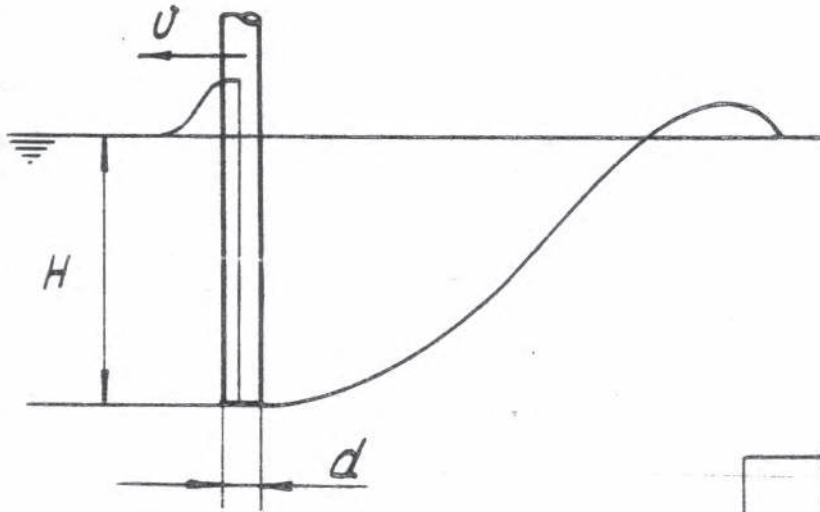




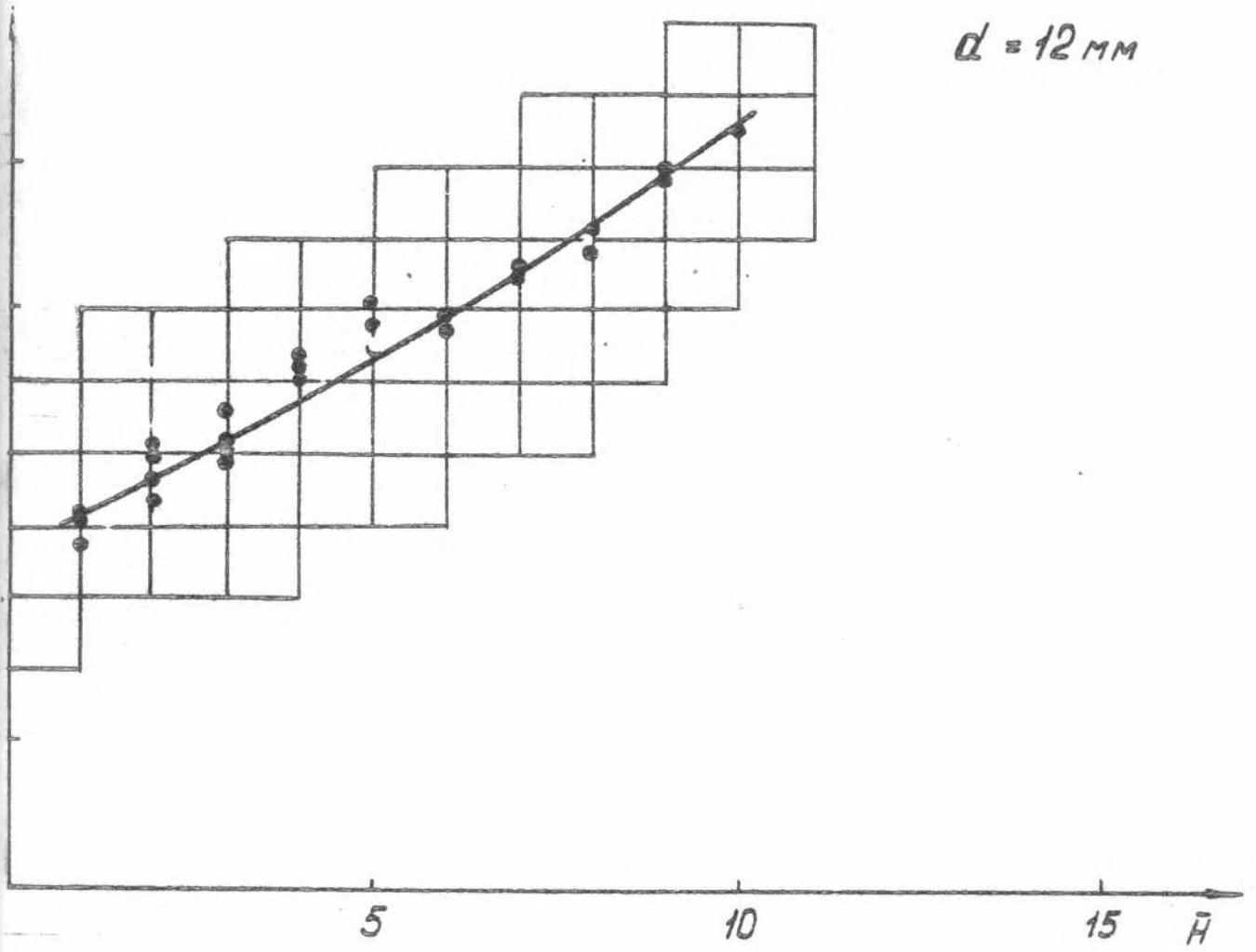
Цилиндр $d = 3,8 \text{ мм}$



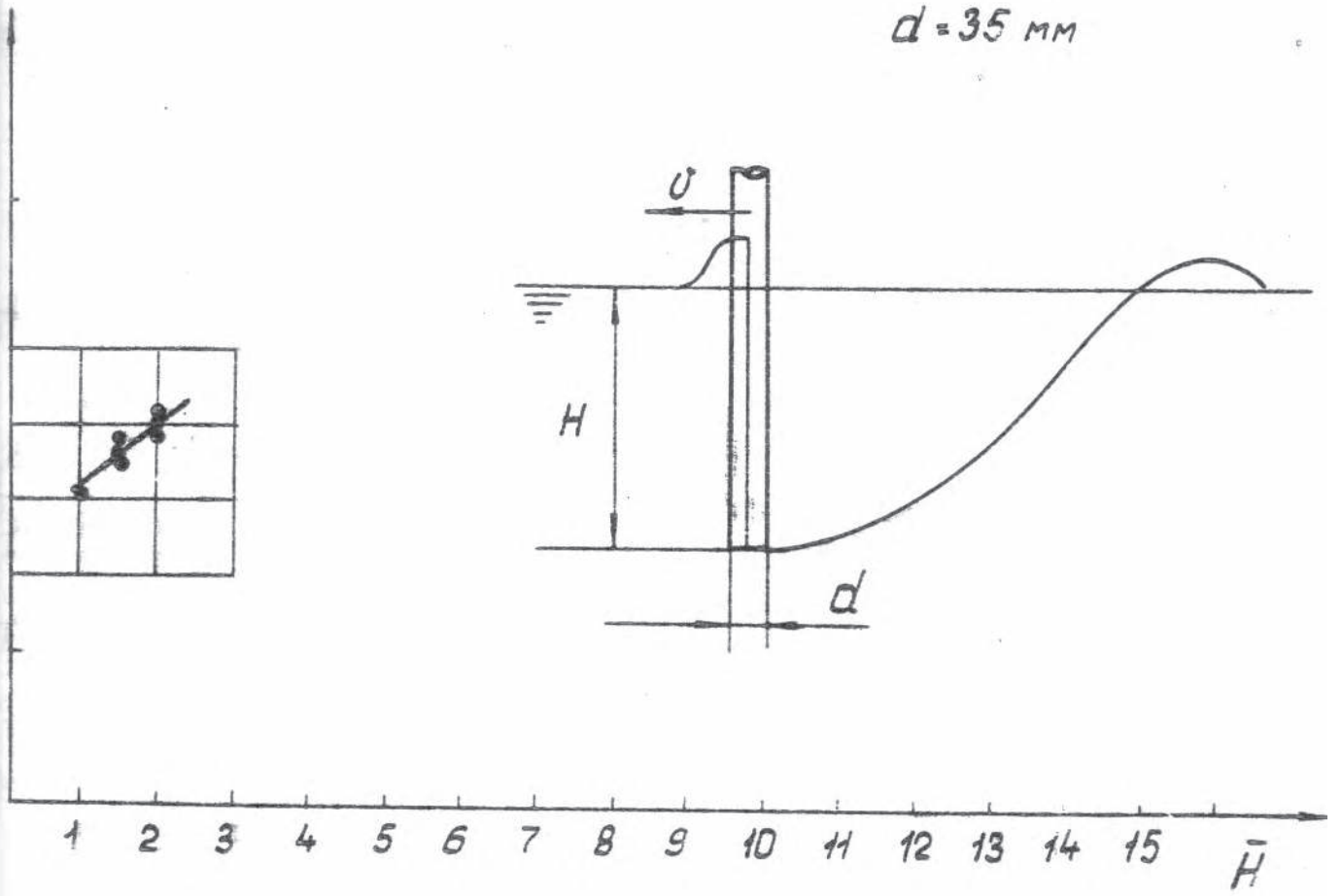
$d = 6.3 \text{ mm}$



$d = 12 \text{ mm}$



$d = 35 \text{ mm}$



ПРИЛОЖЕНИЕ ВЗ

ФОТОГРАФИИ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫХ СТАДИЙ ПРОРЫВА ВОЗДУХА
К КРУГОВЫМ ЦИЛИНДРАМ БОЛЬШОГО ДИАМЕТРА.

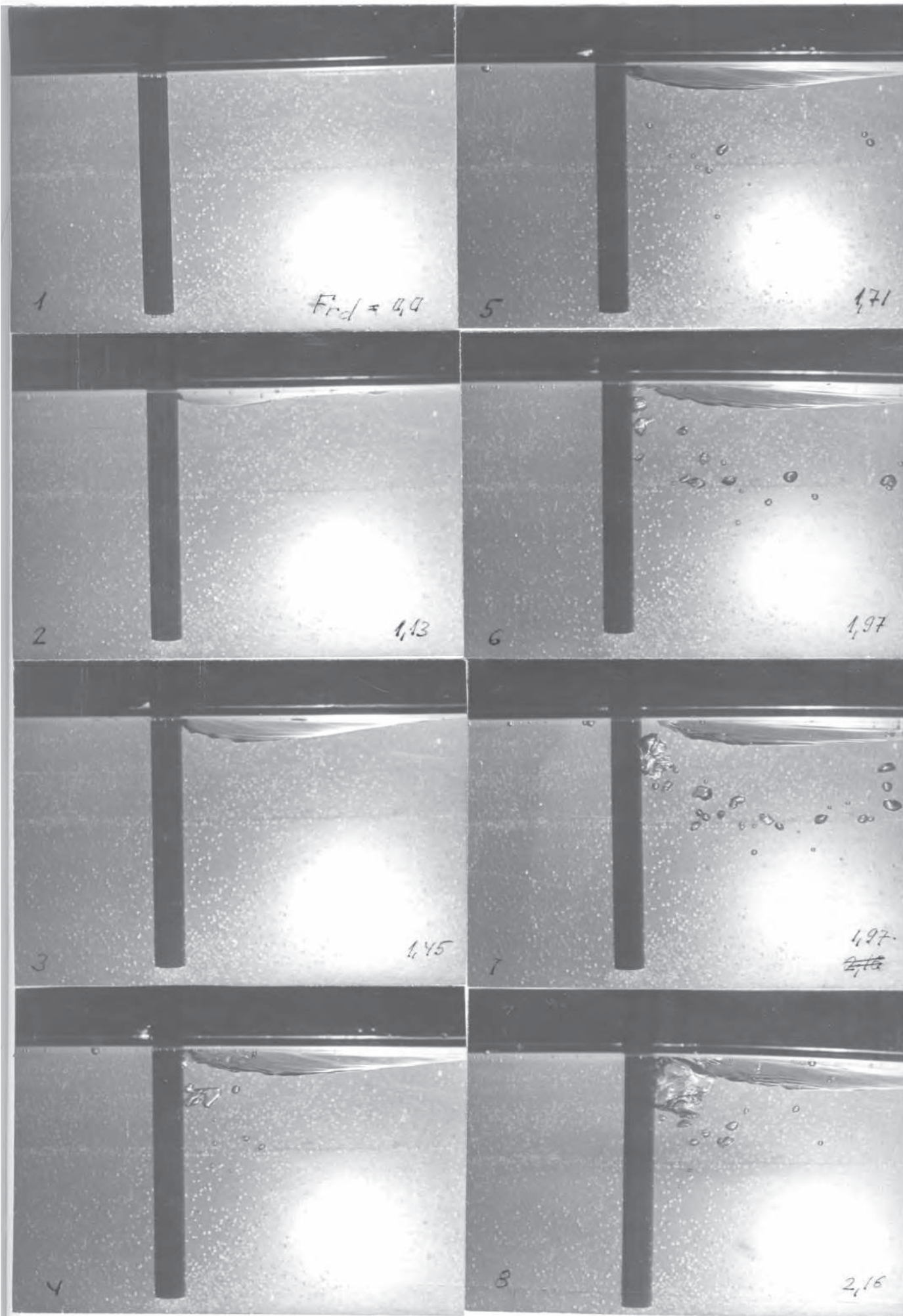
Серия 1: $d = 12 \text{ мм}$ $\bar{H} = 35$

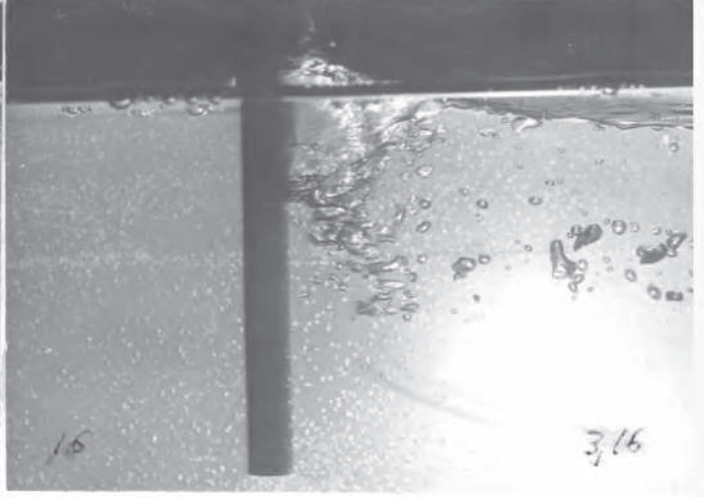
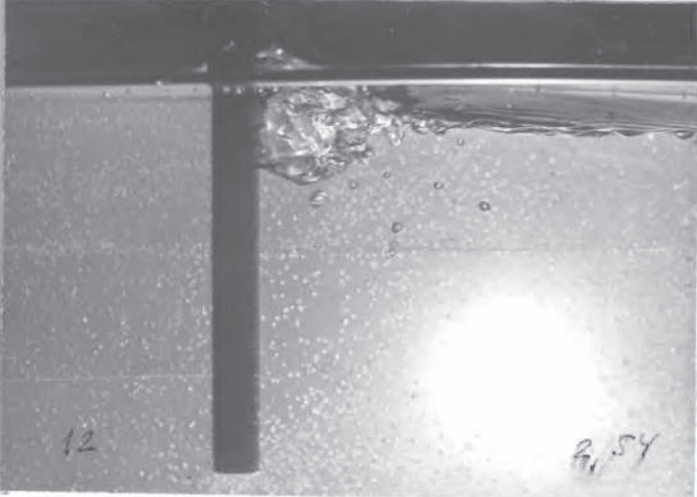
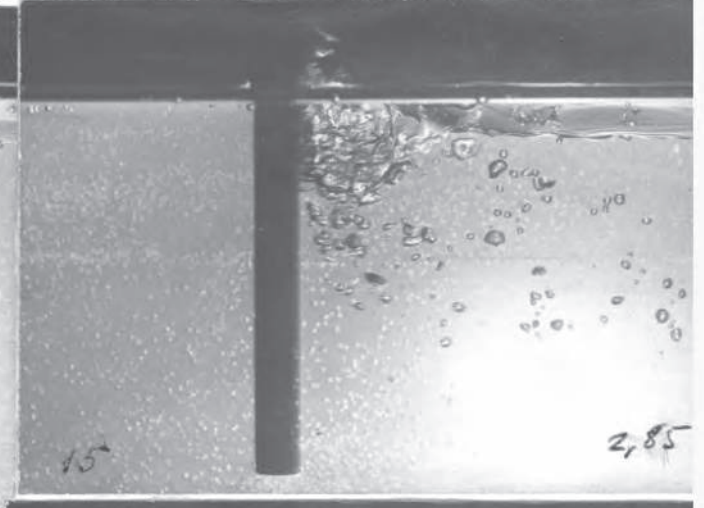
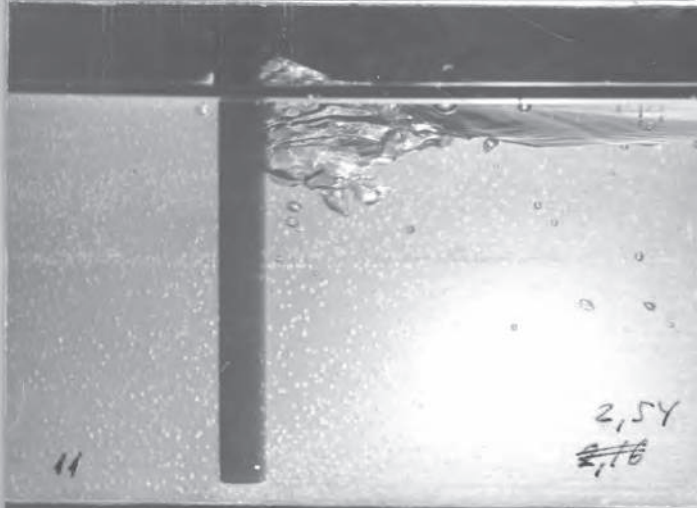
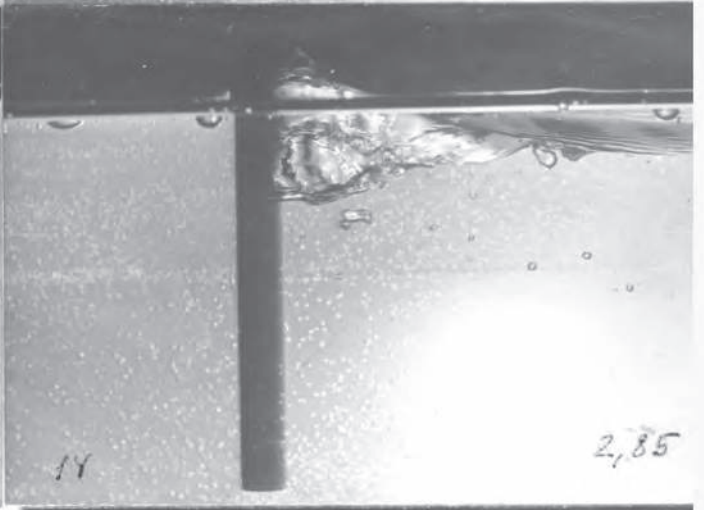
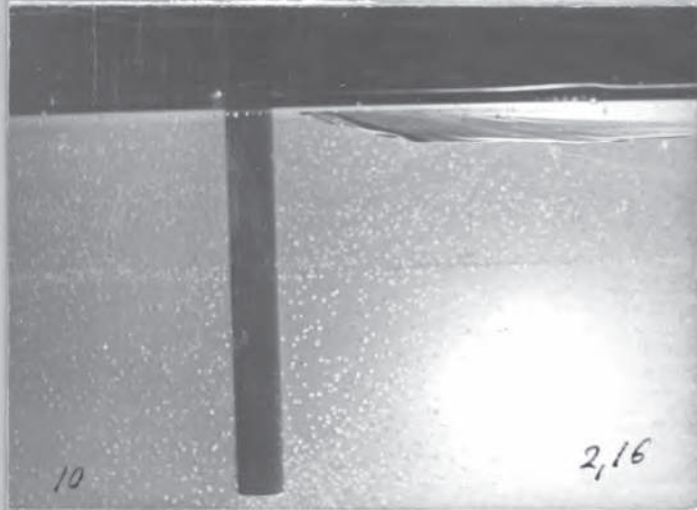
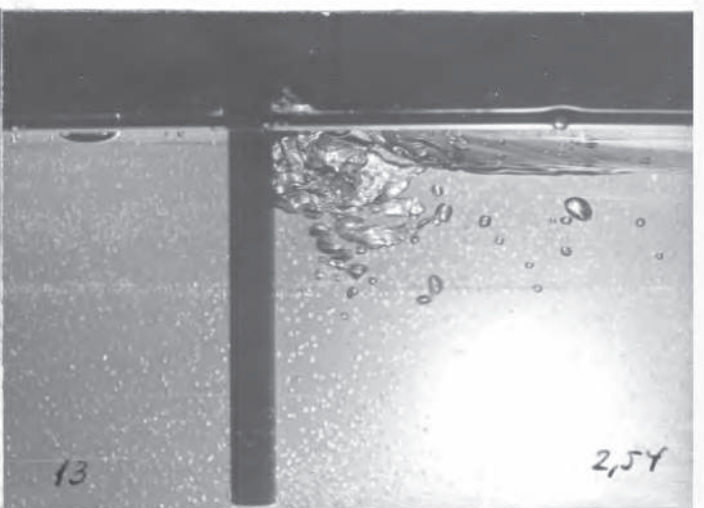
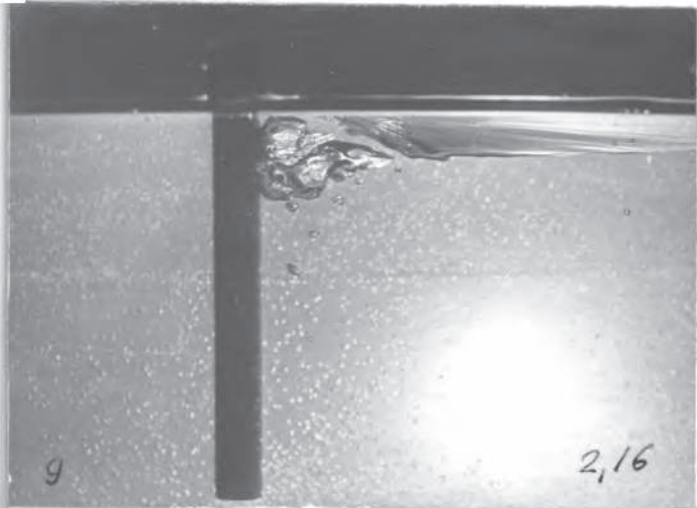
Серия 2 $d = 12 \text{ мм}$ $\bar{H} = 5$

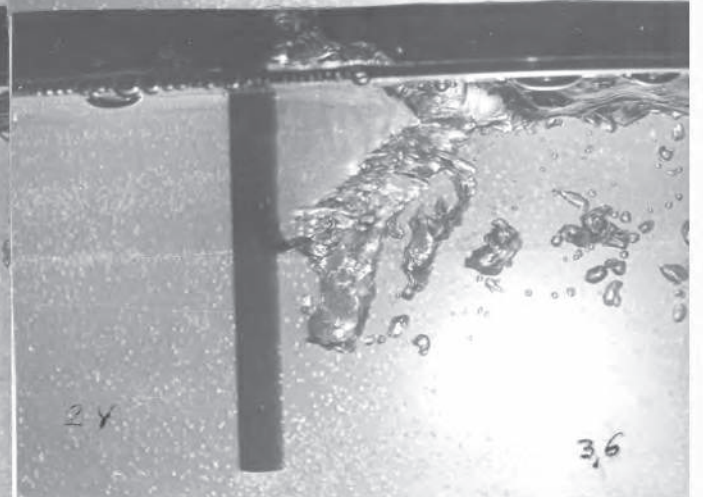
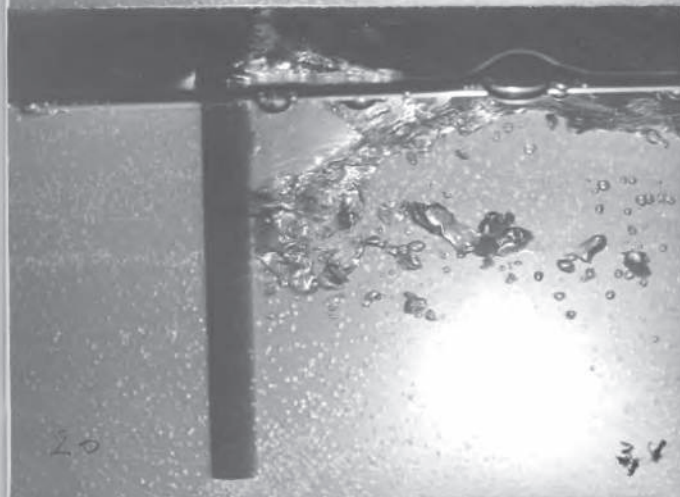
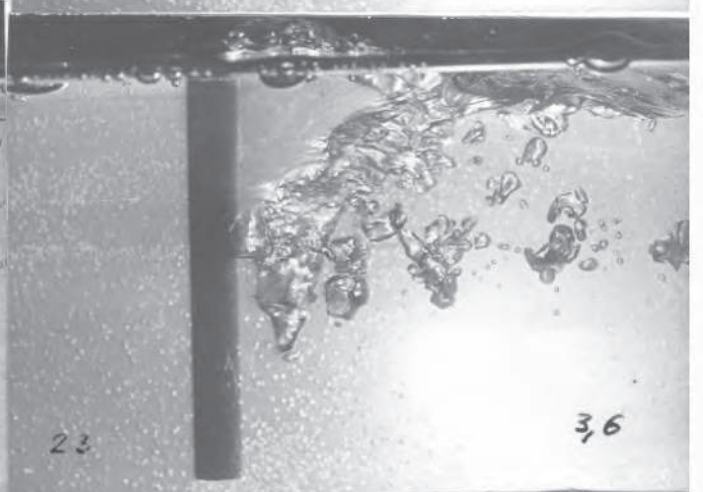
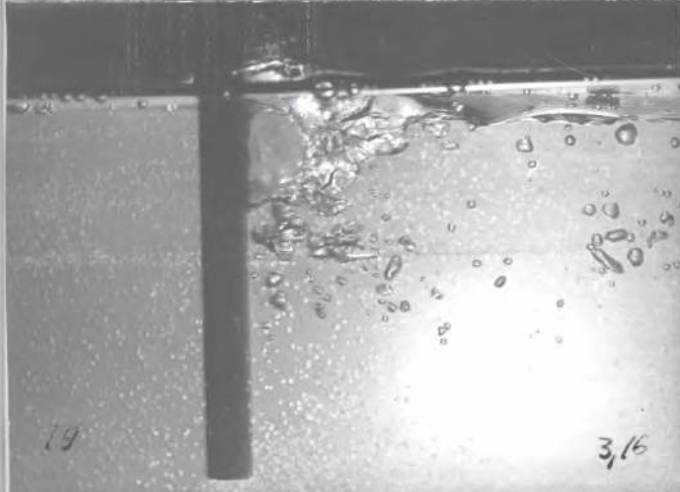
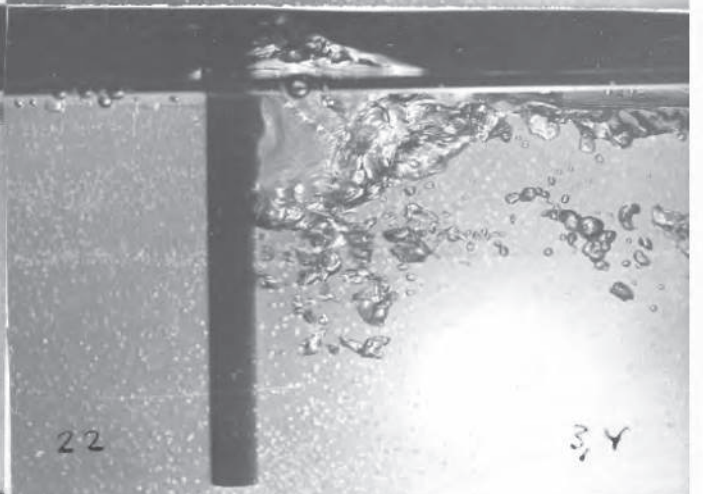
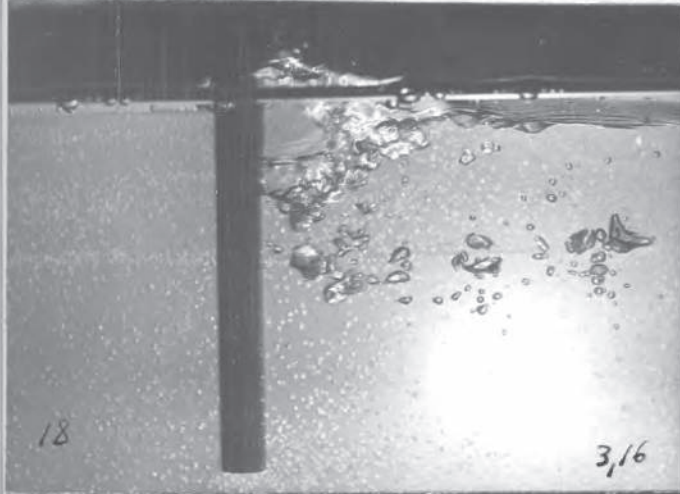
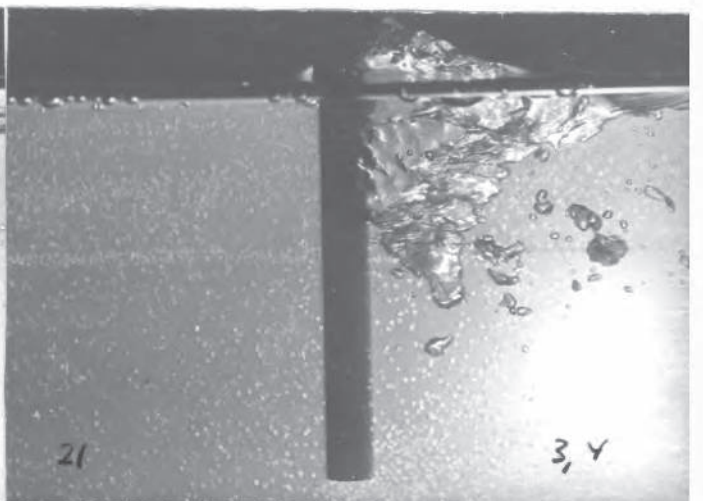
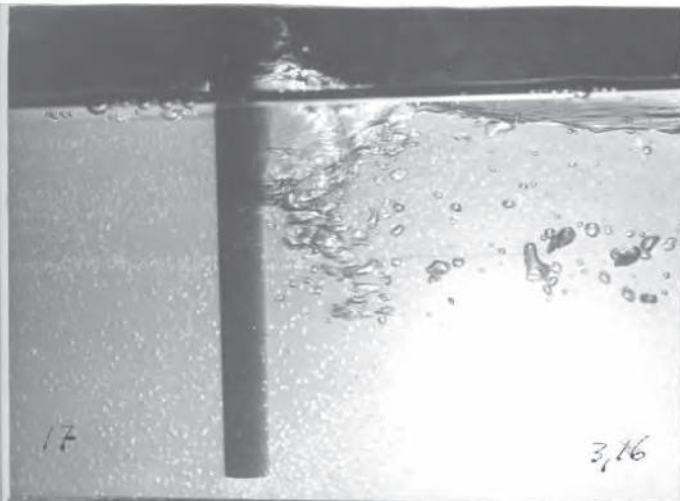
Серия 3 $d = 12 \text{ мм}$ $\bar{H} = 1$

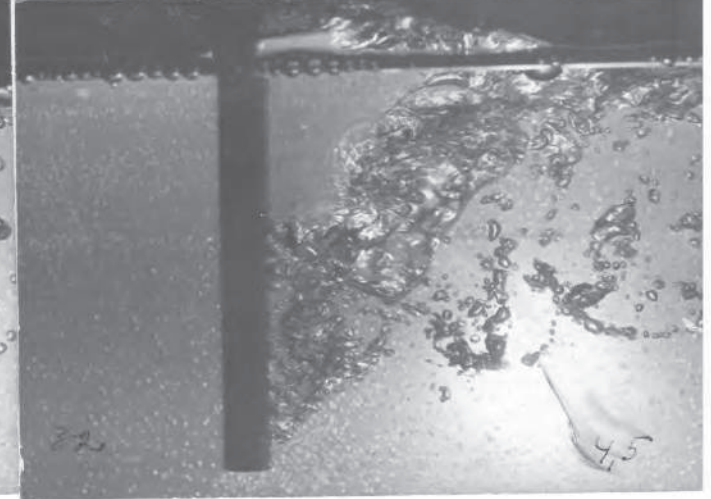
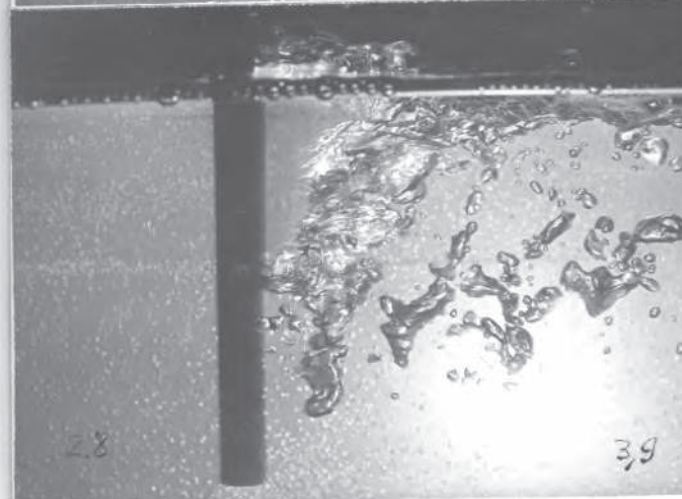
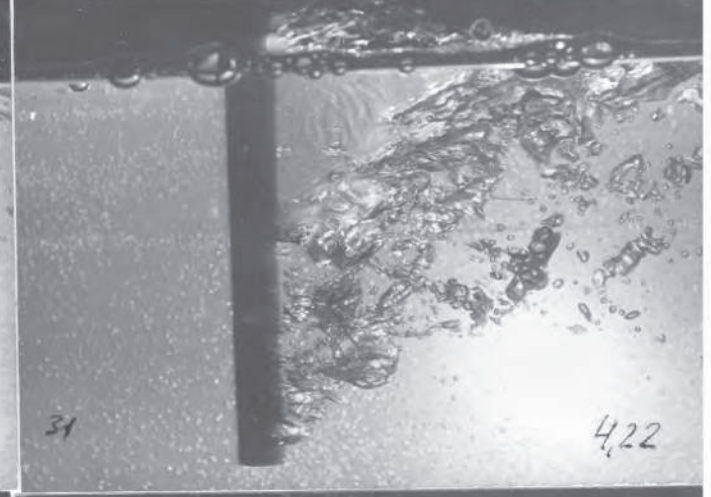
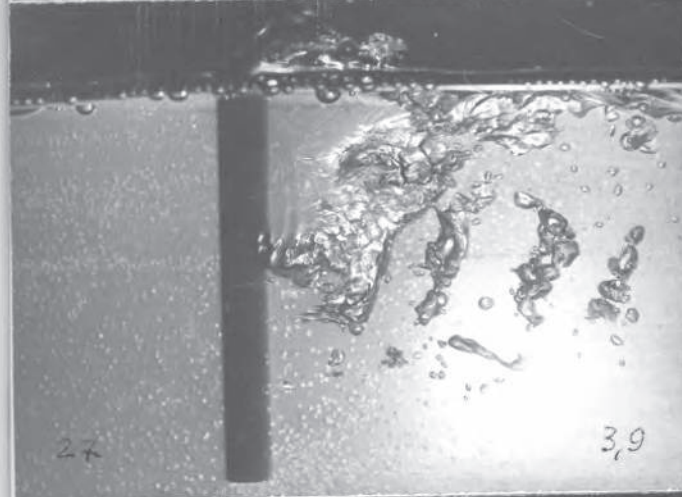
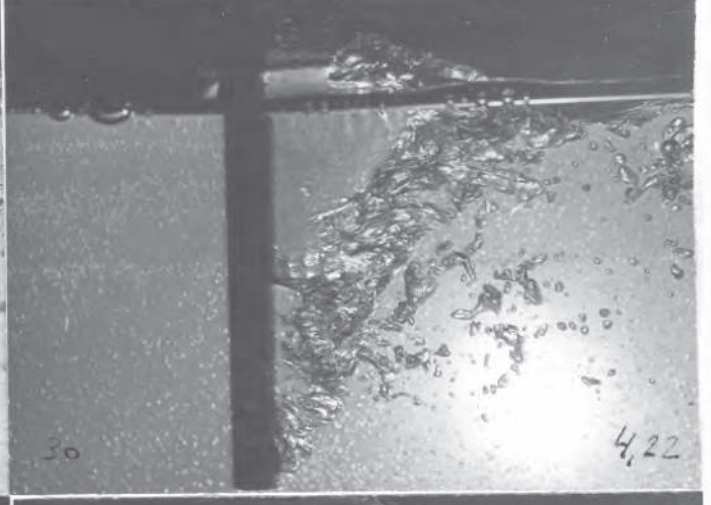
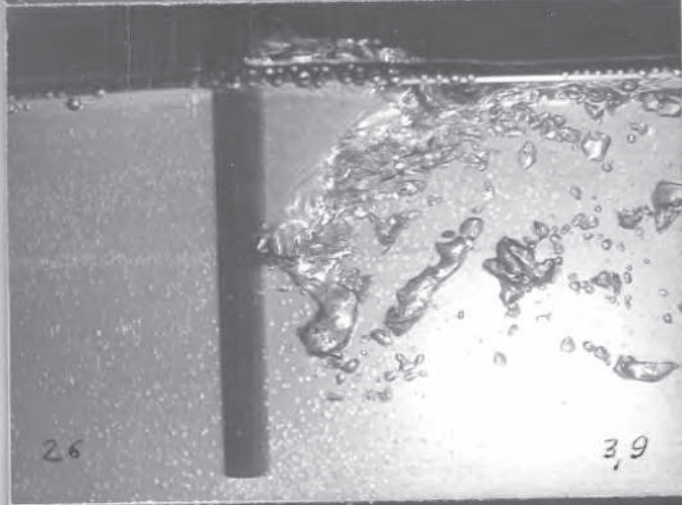
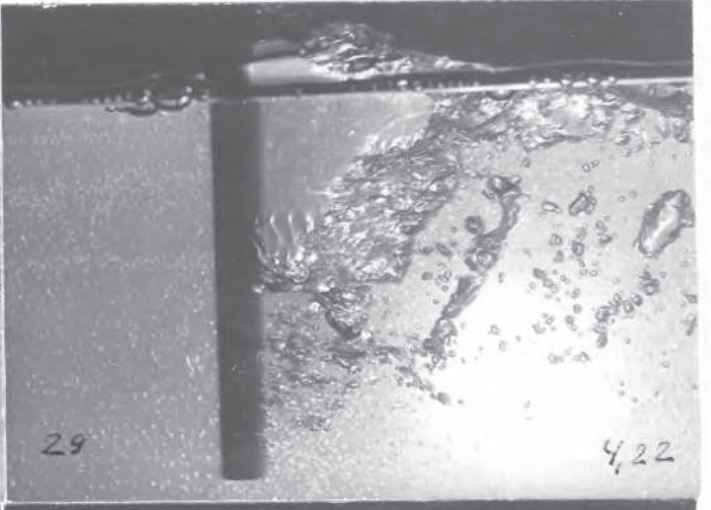
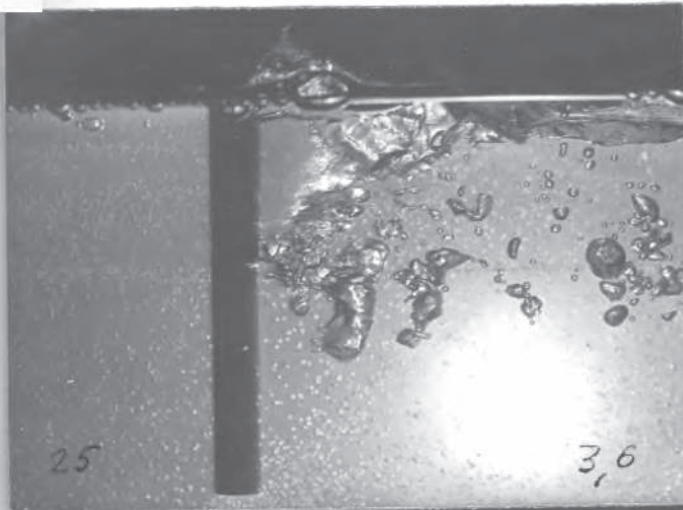
Слева на каждой снимке указан его порядковый номер,
справа - значение числа Fr_d

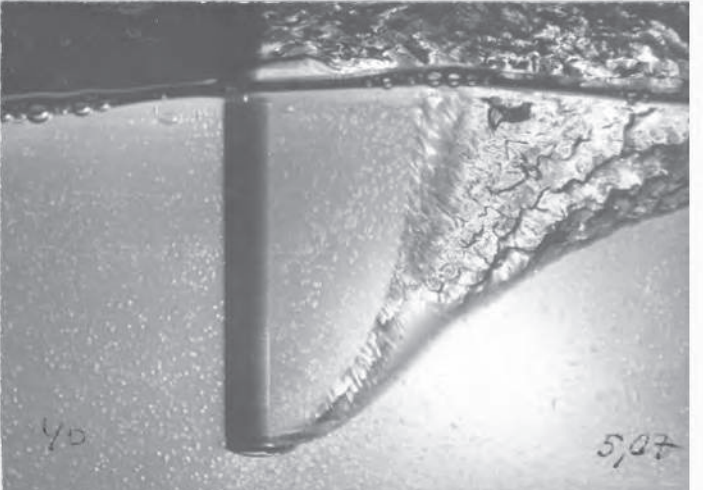
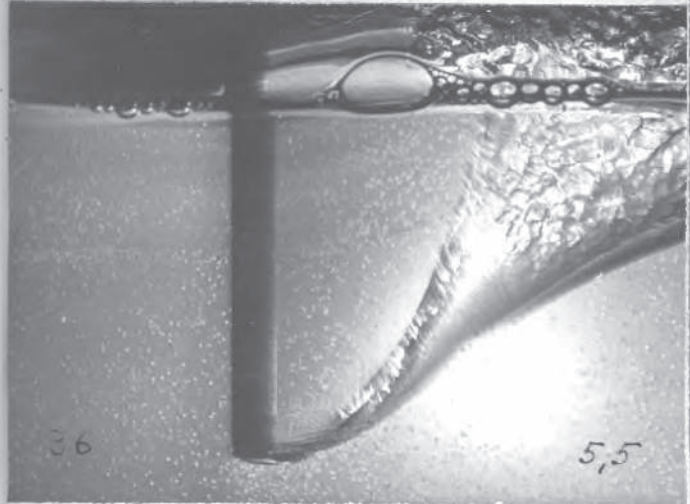
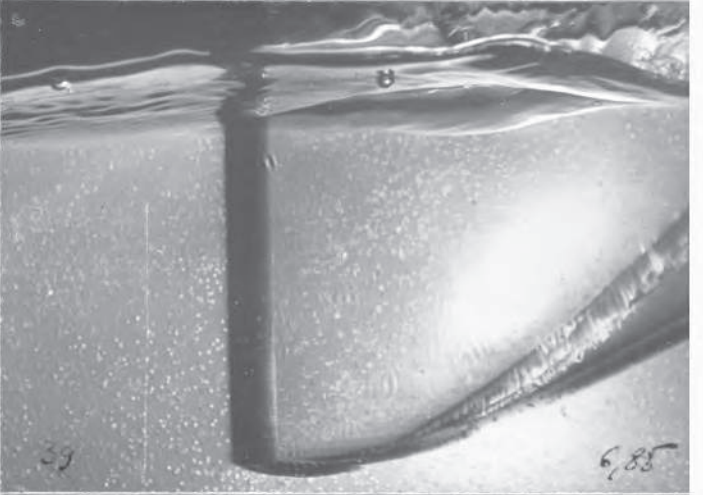
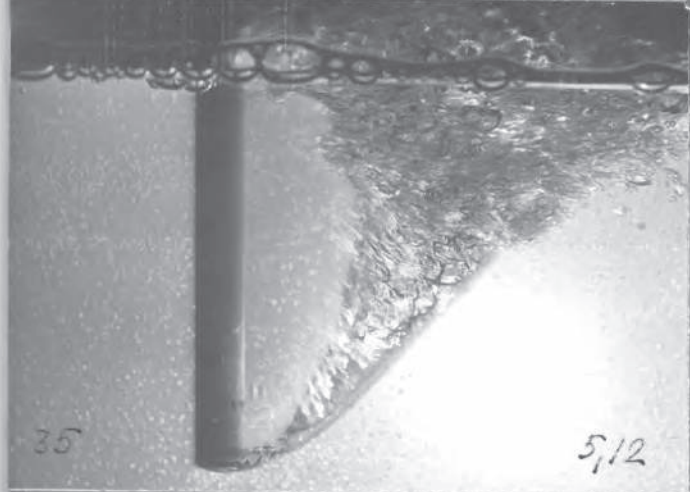
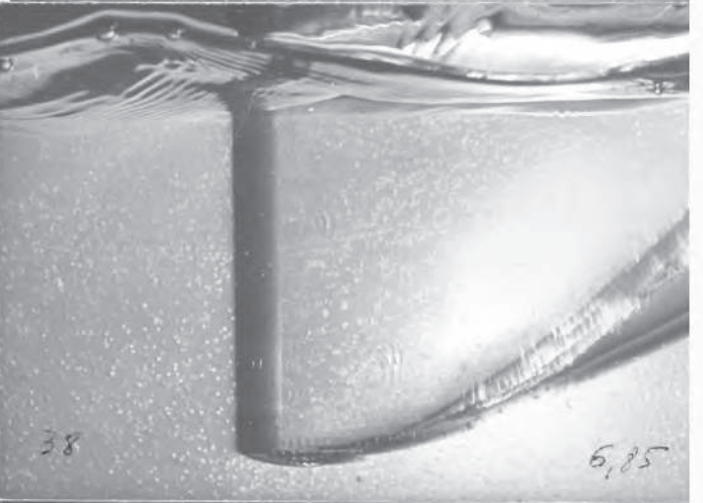
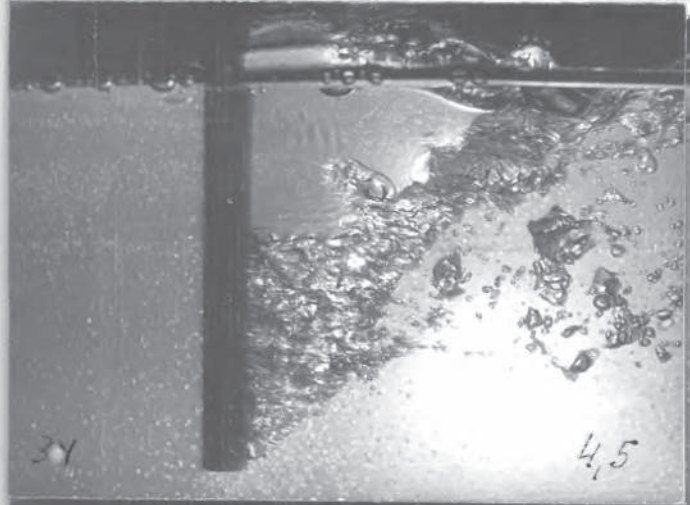
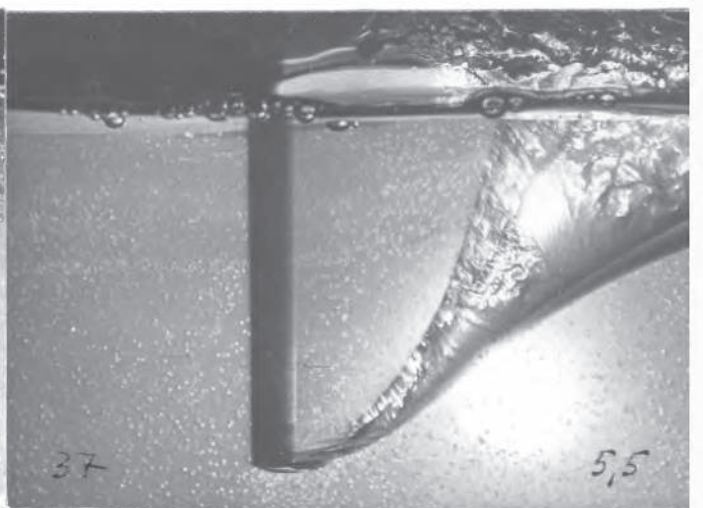
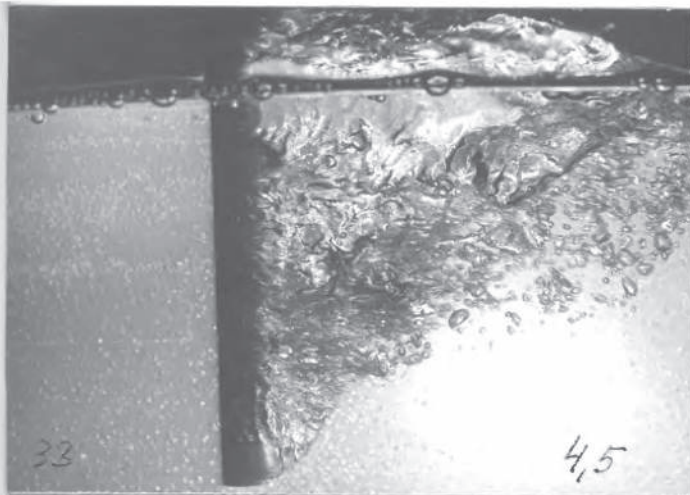
I серия

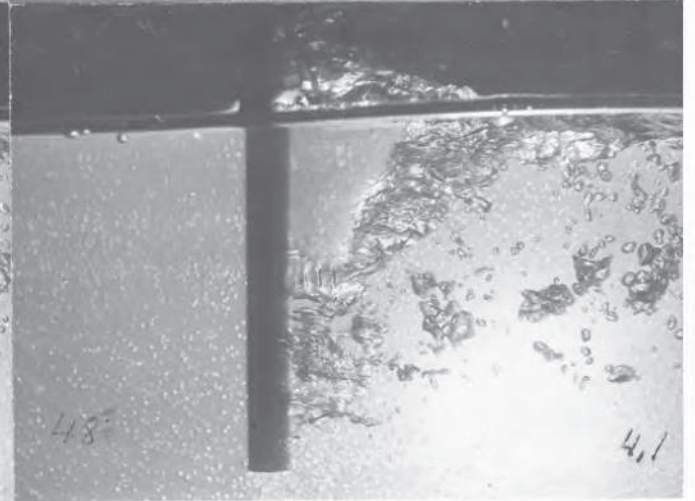
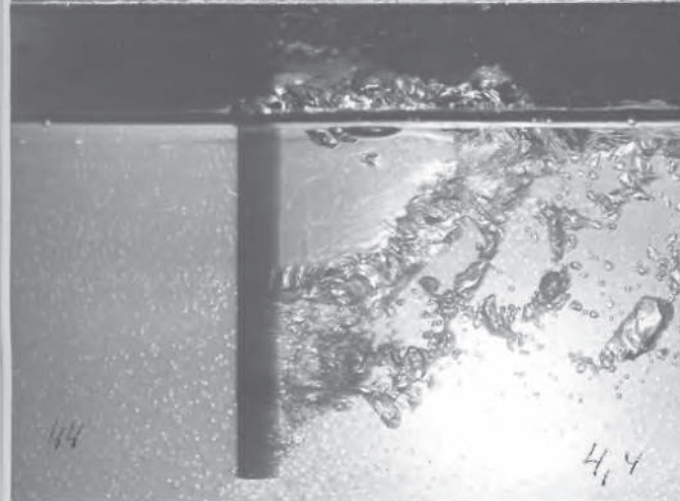
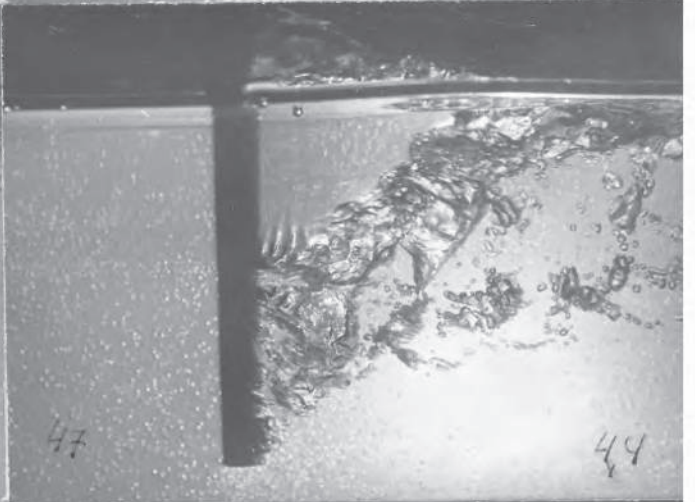
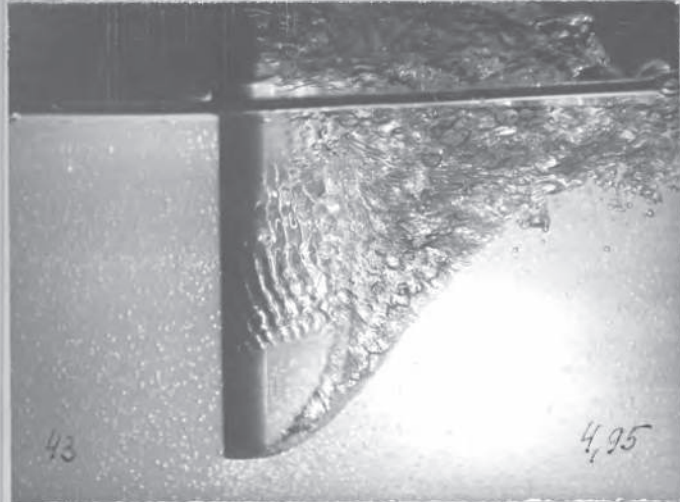
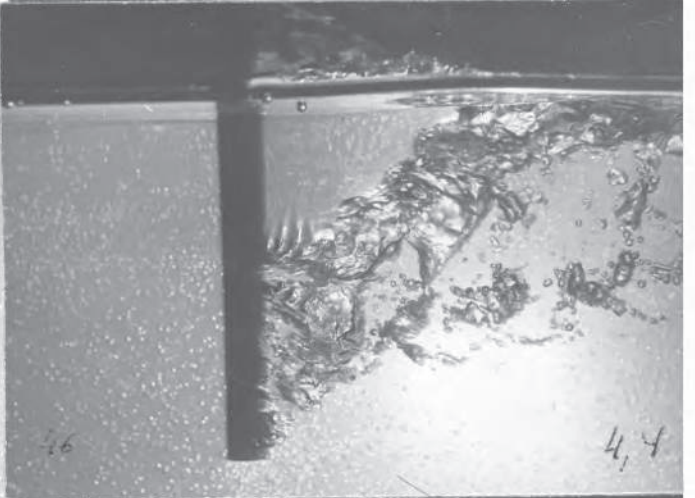
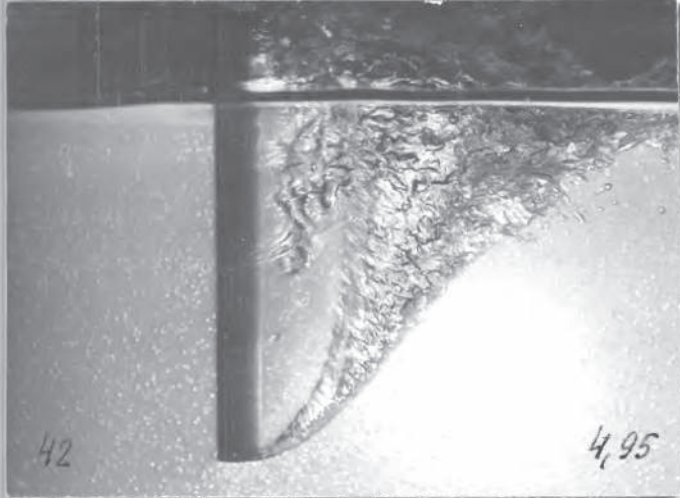
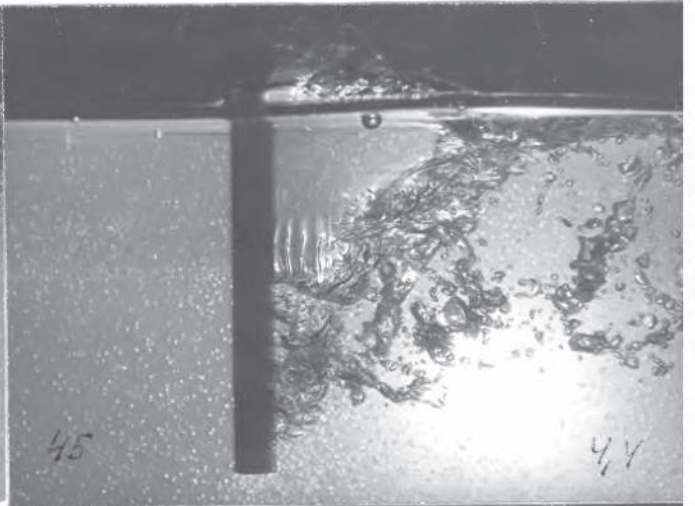
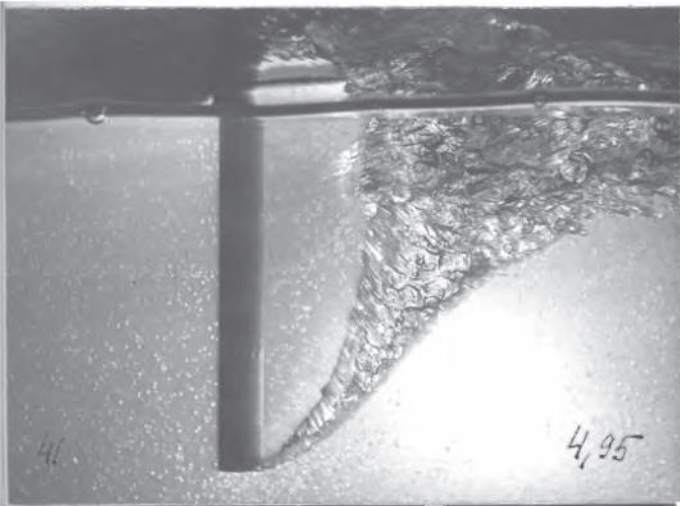


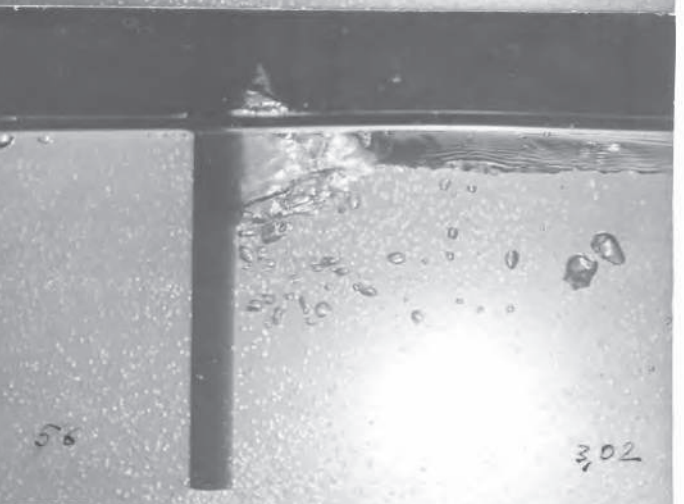
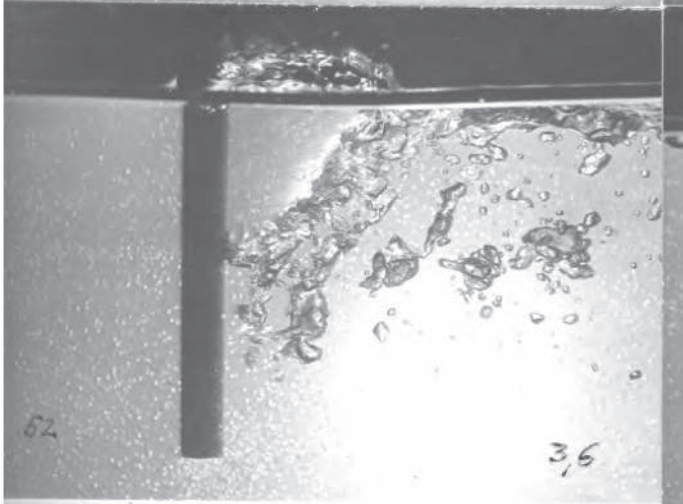
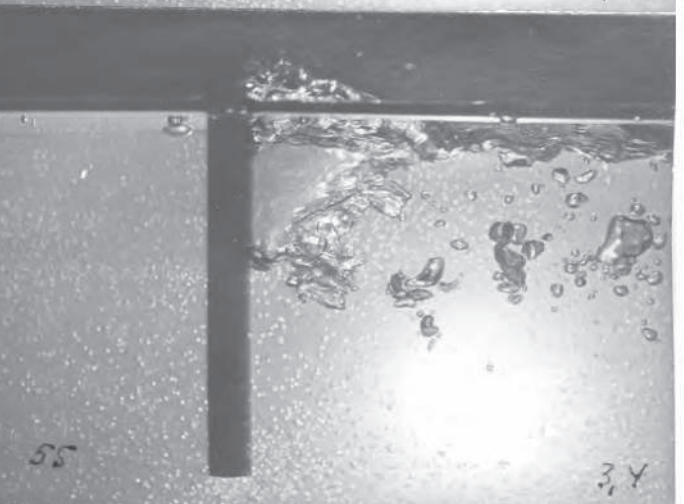
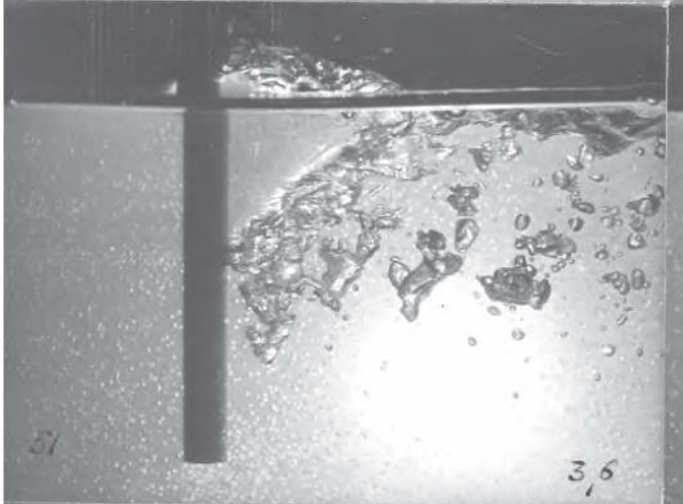
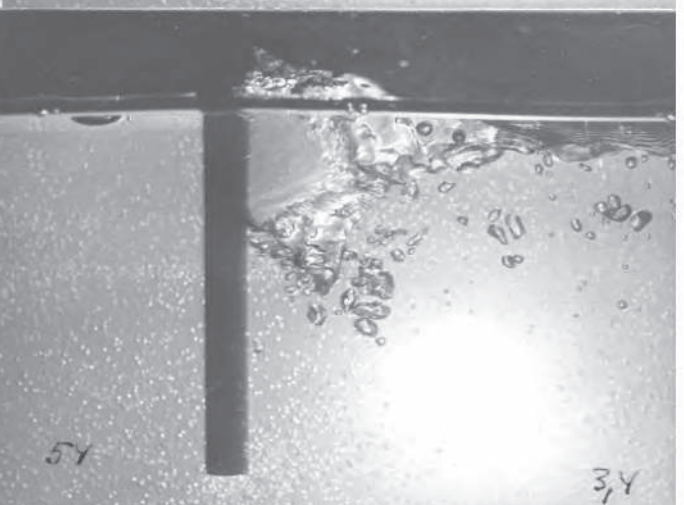
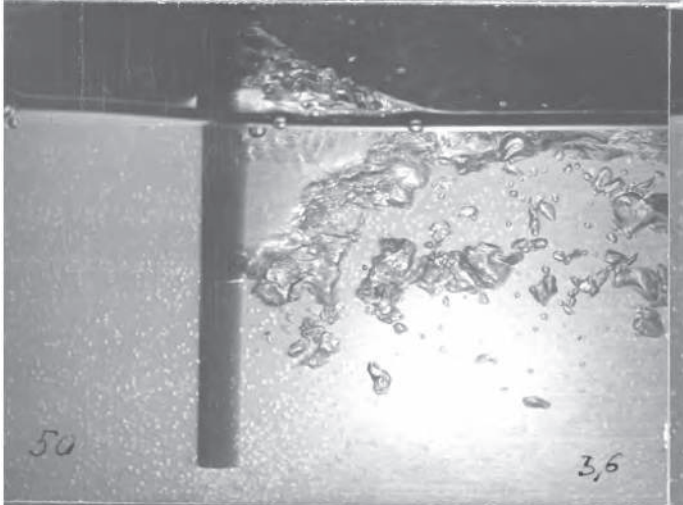
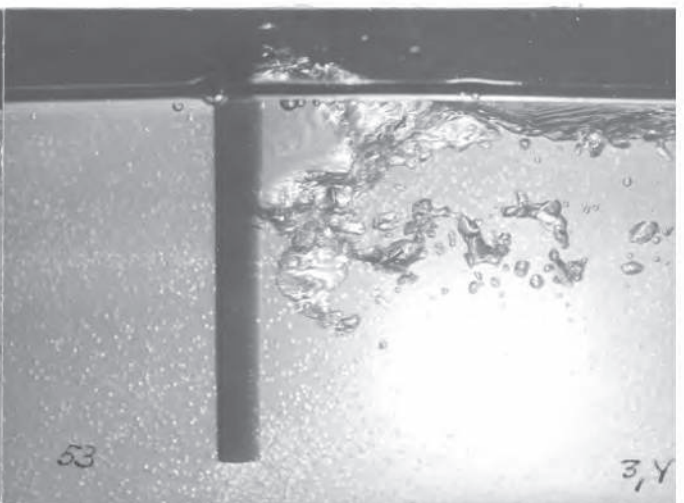
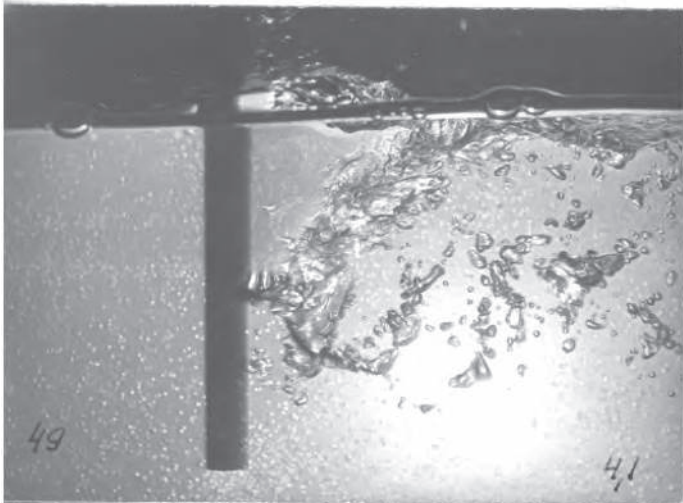


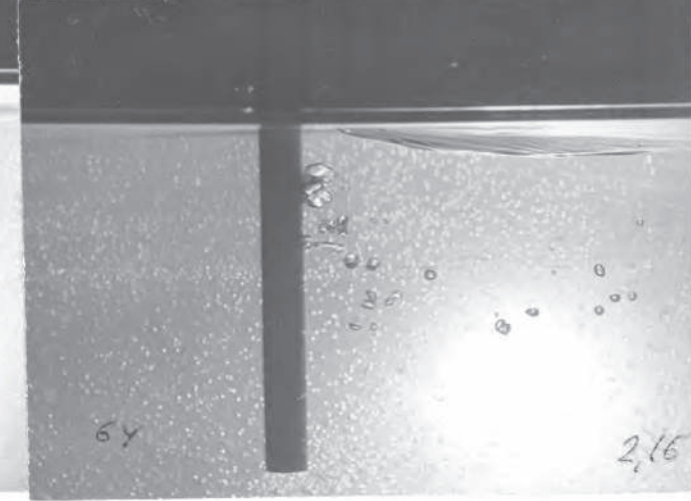
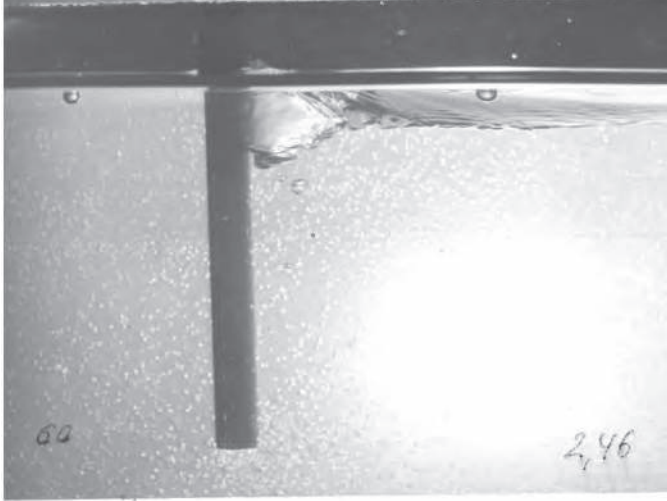
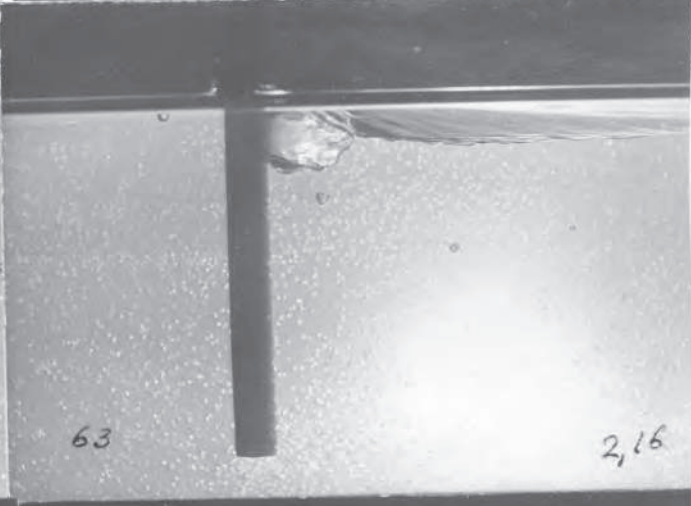
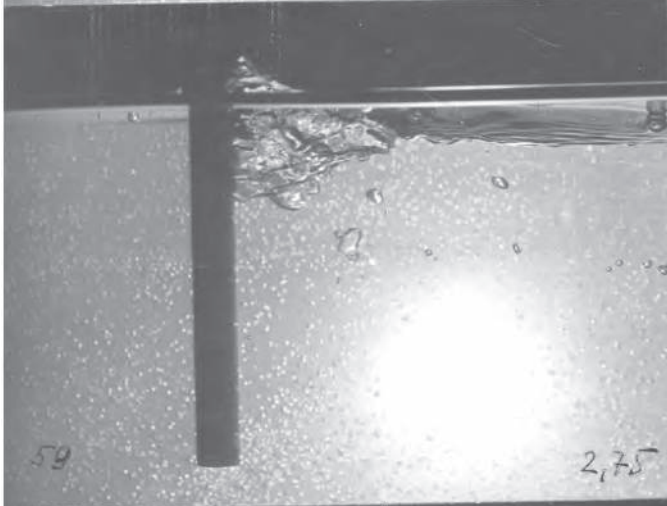
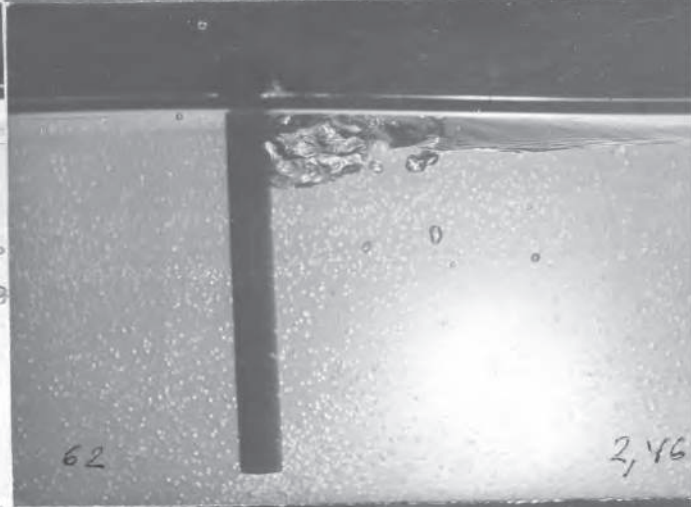
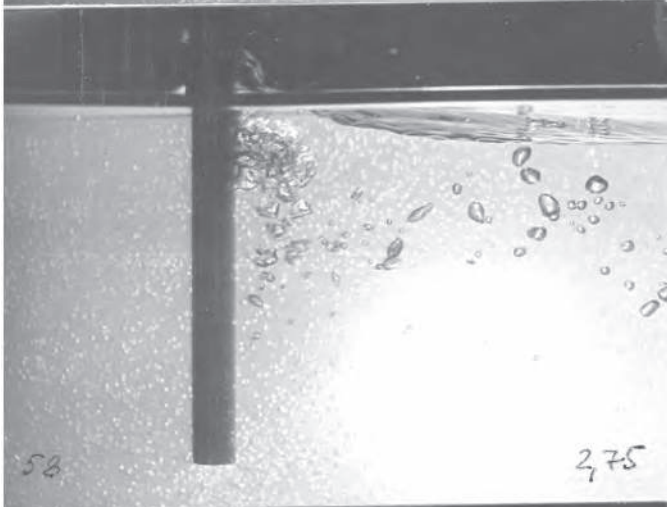
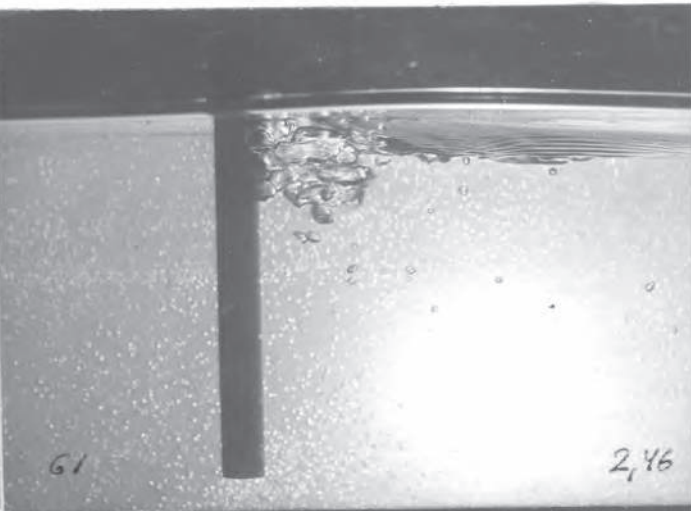
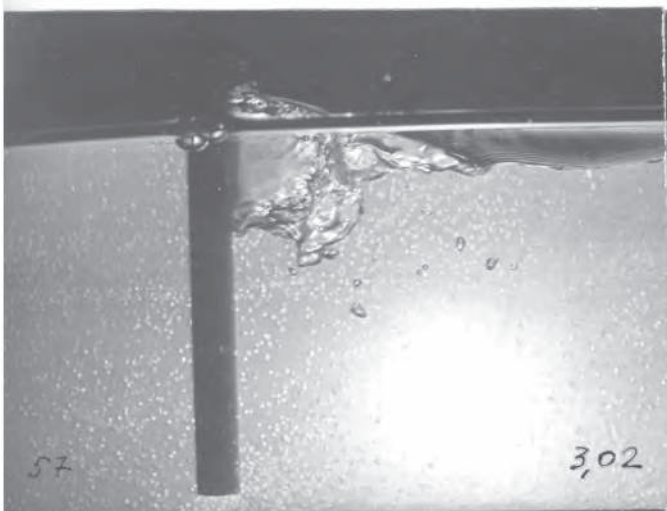


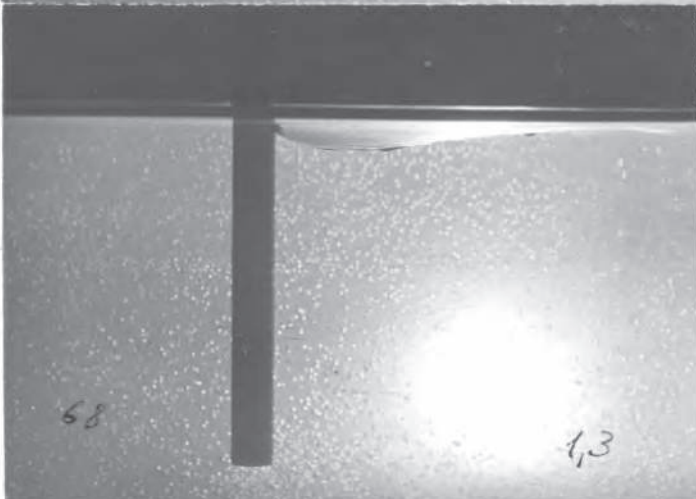
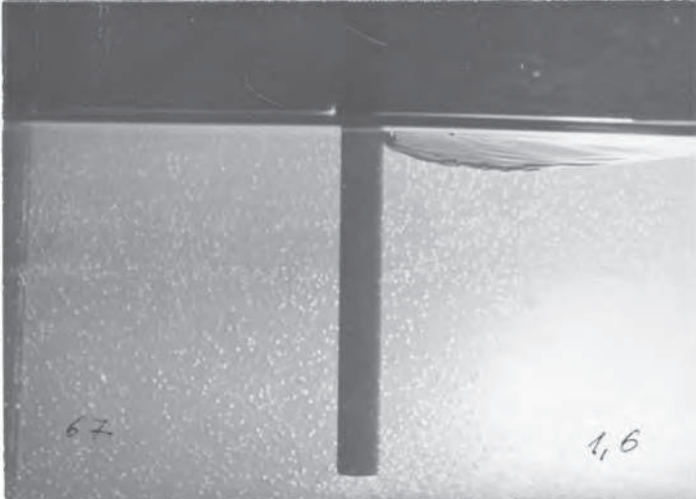
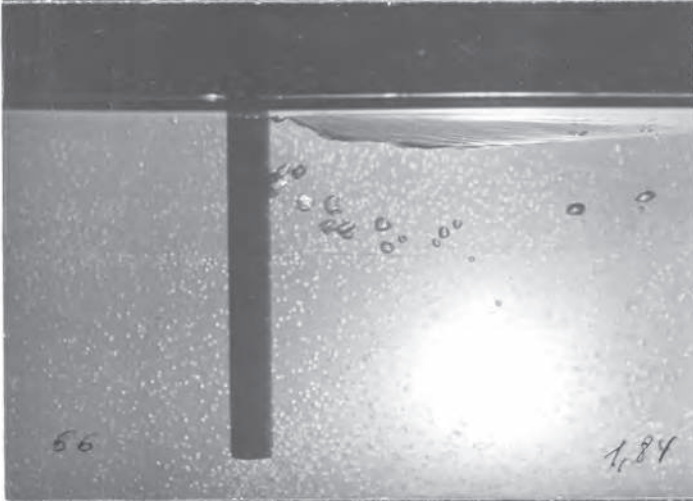
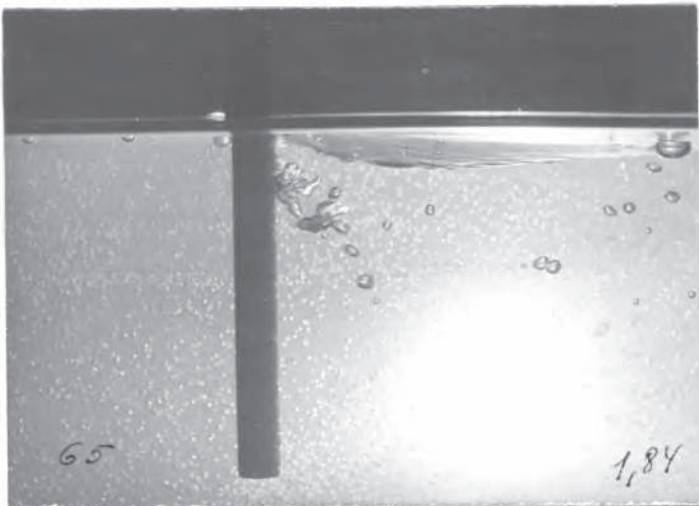




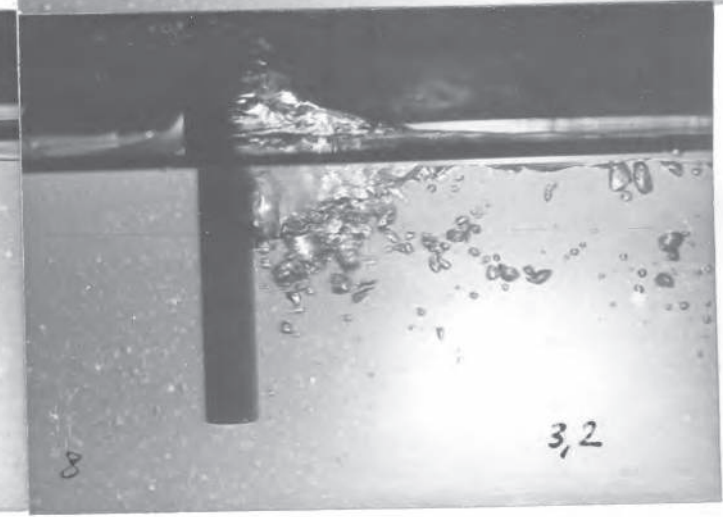
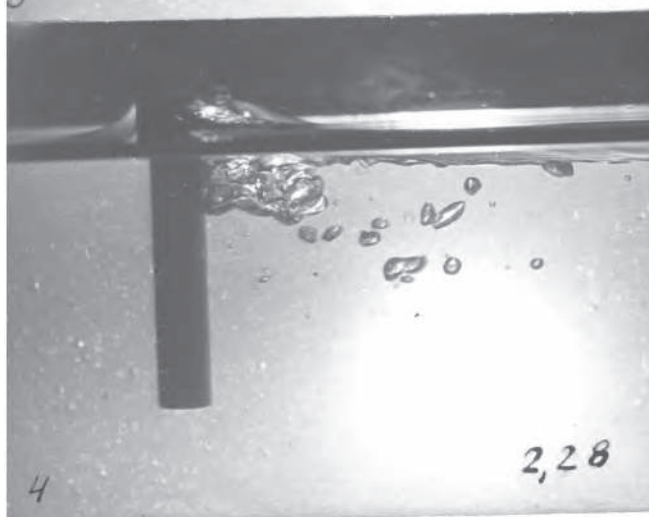
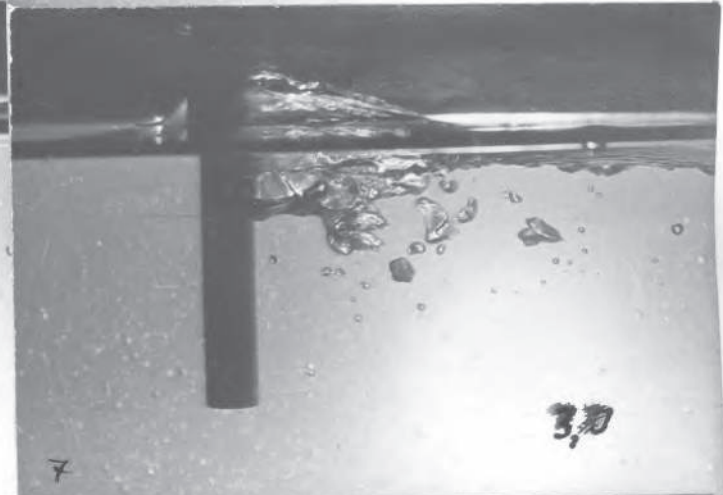
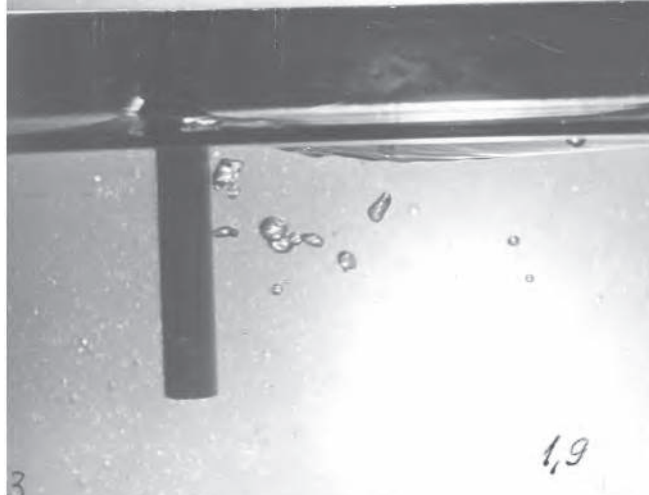
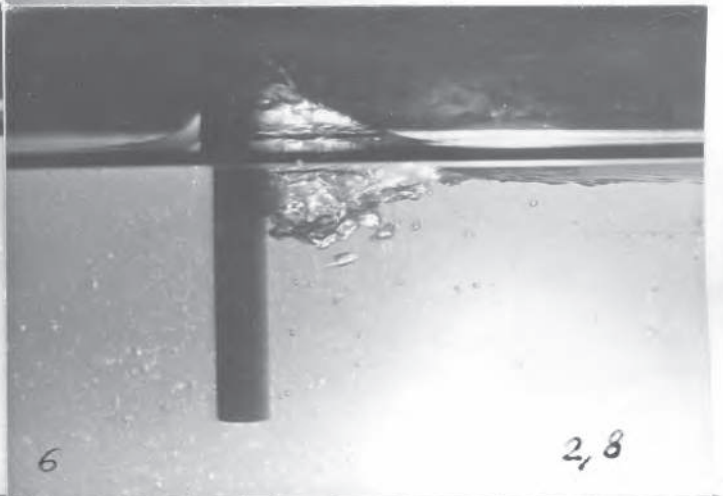
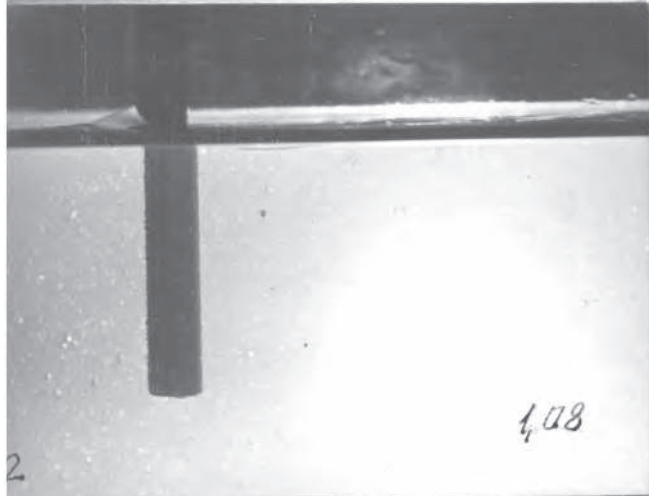
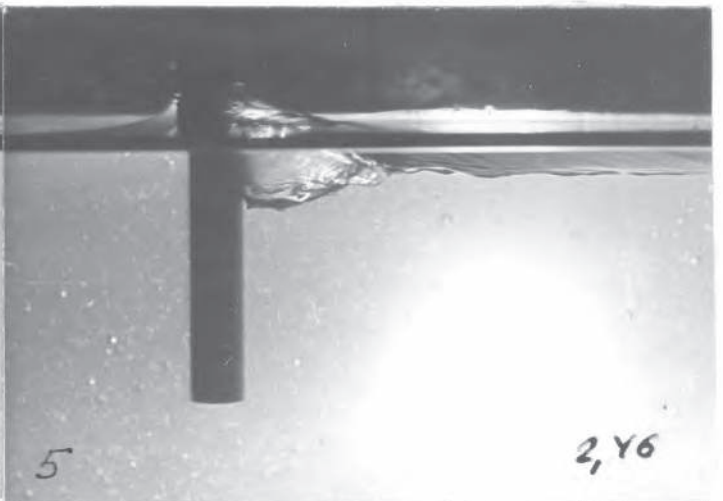
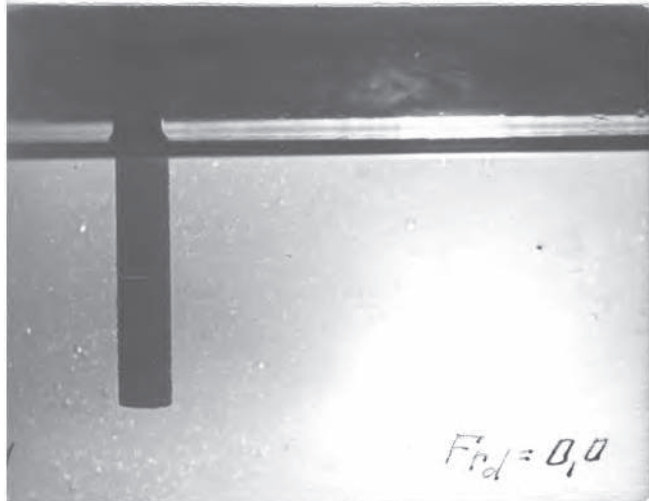


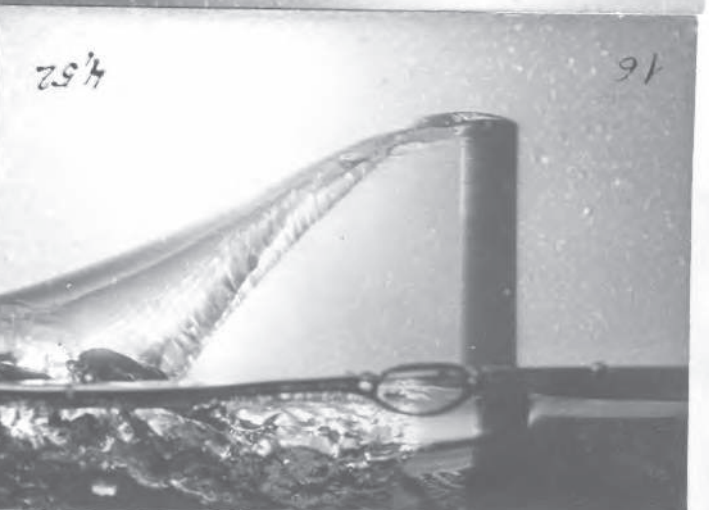
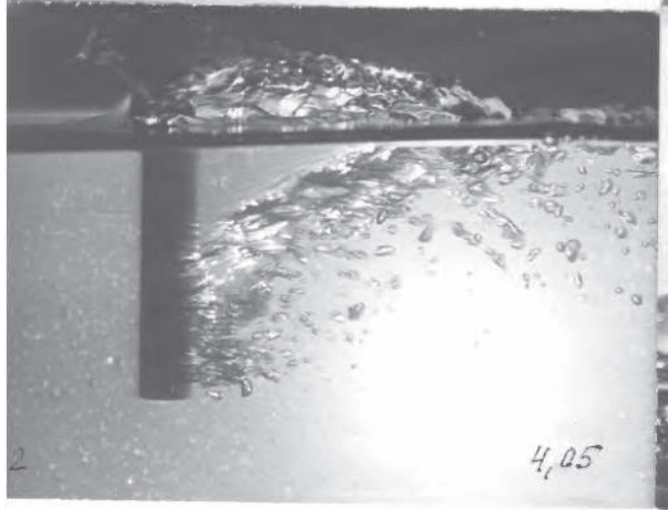
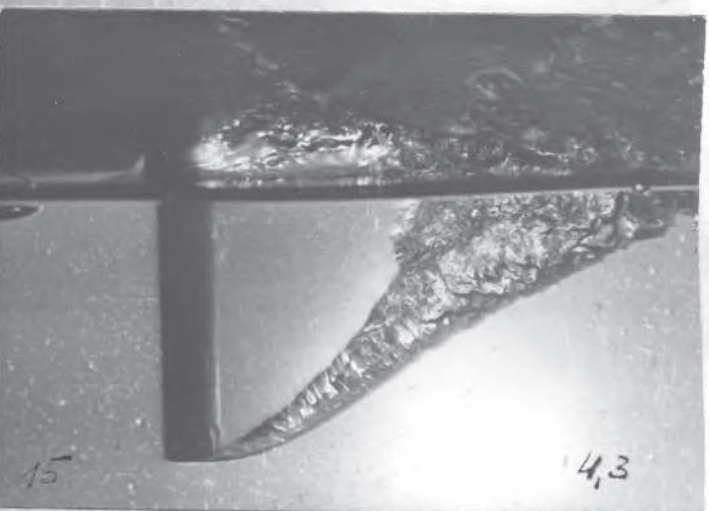
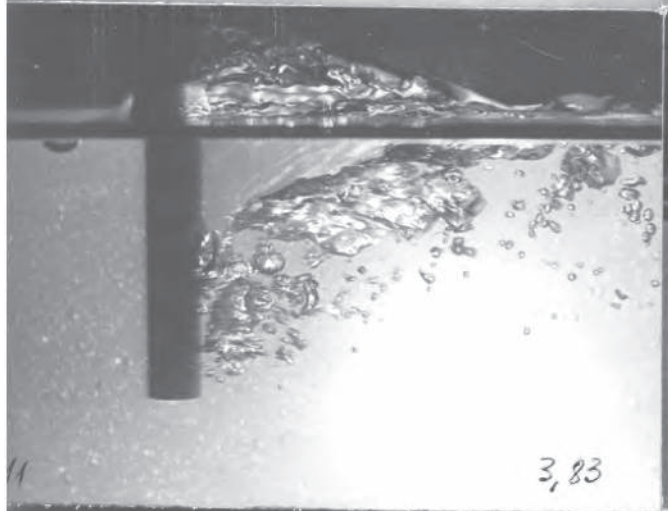
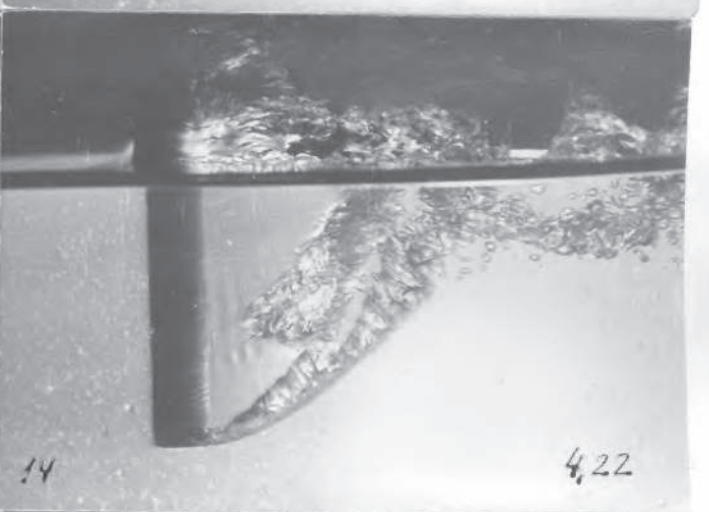
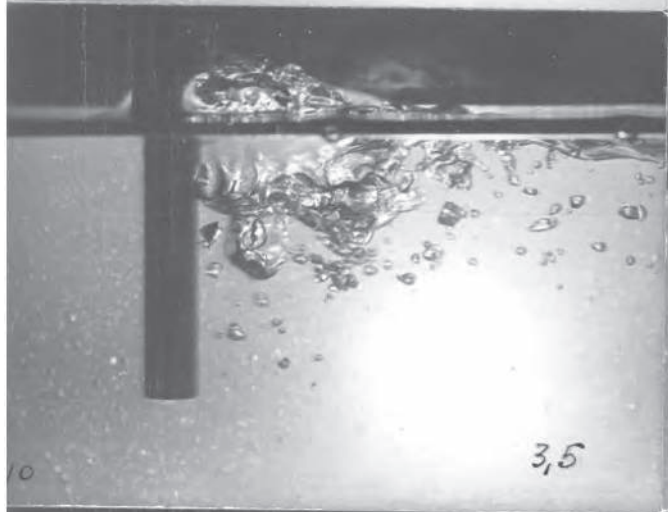
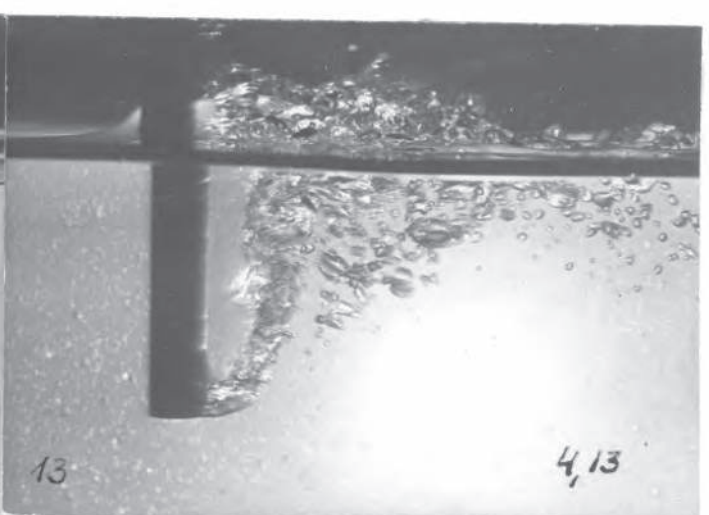
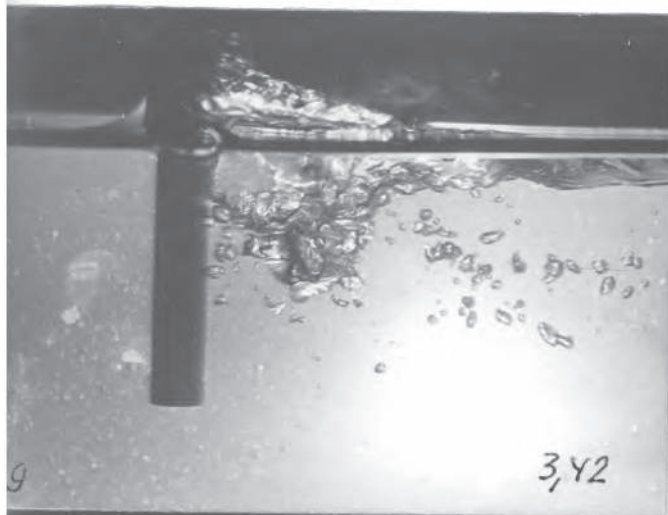






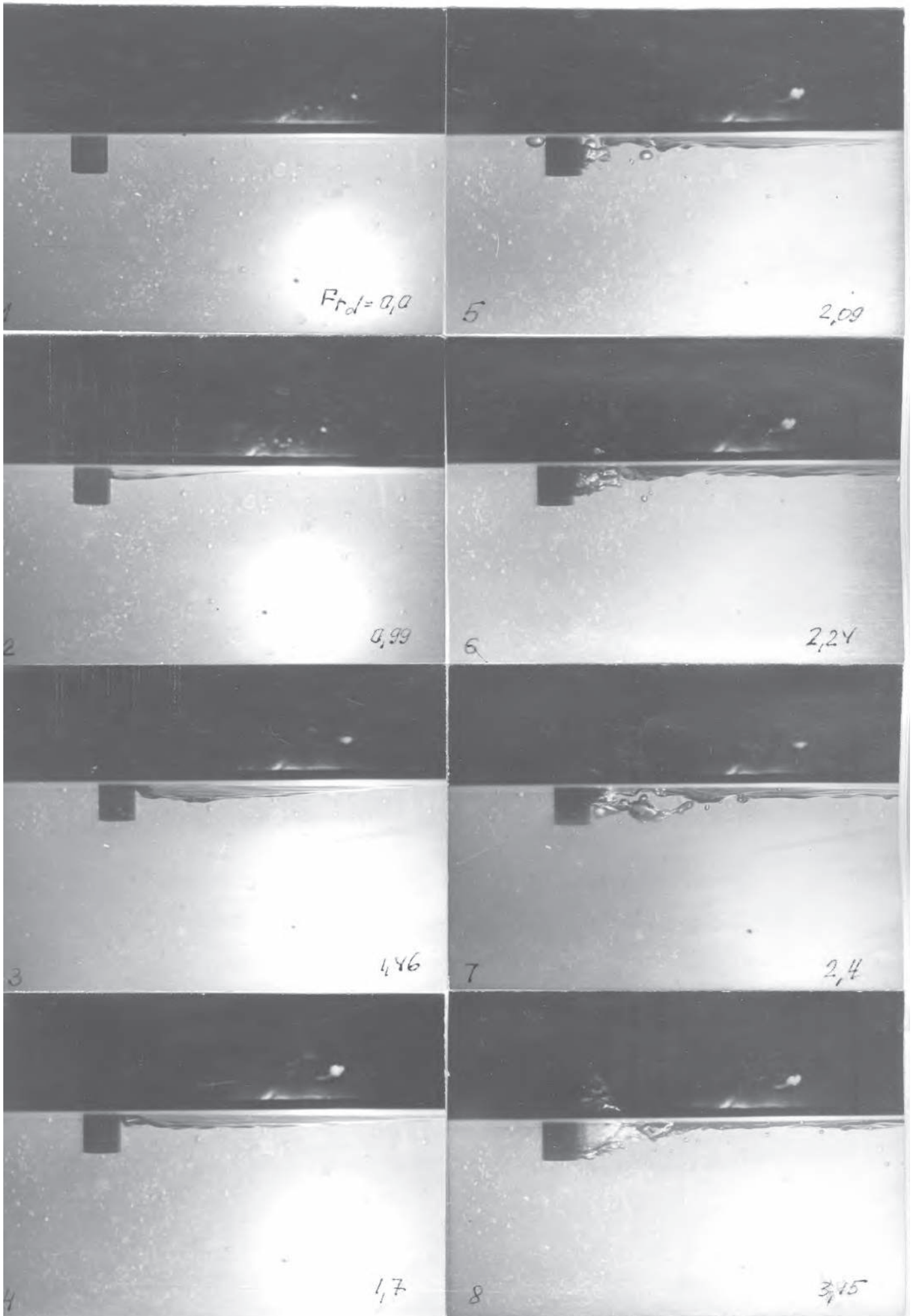
II серия

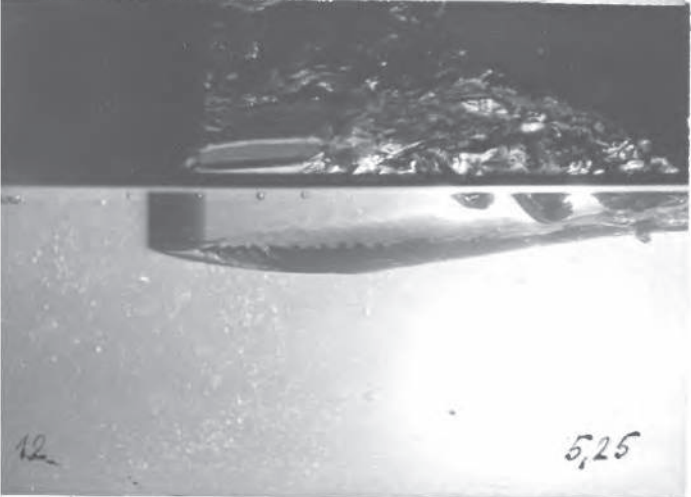
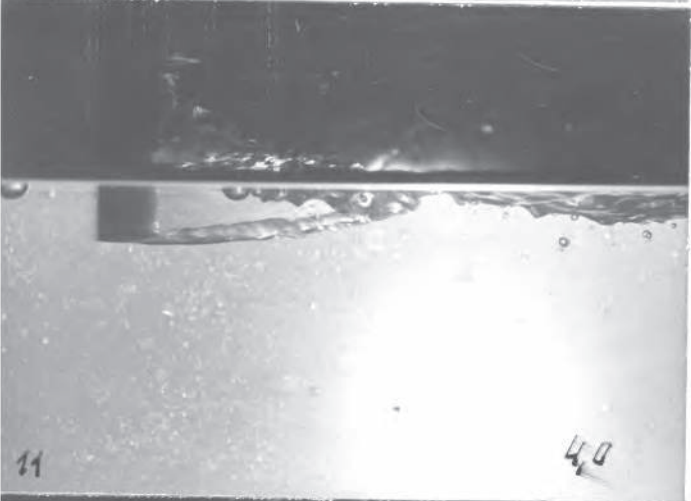
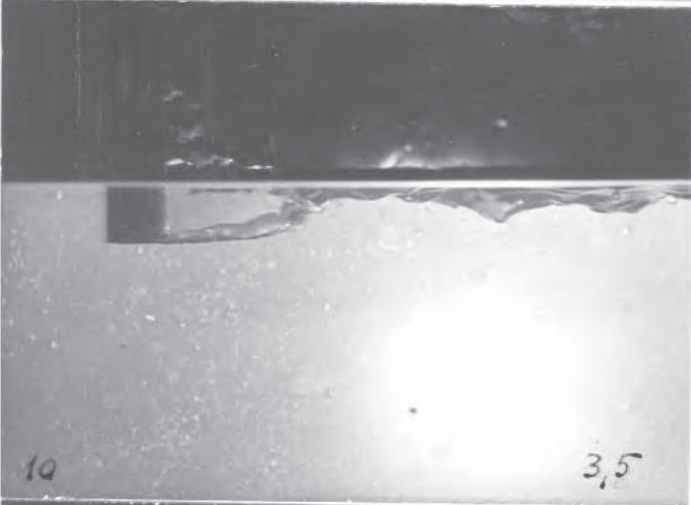
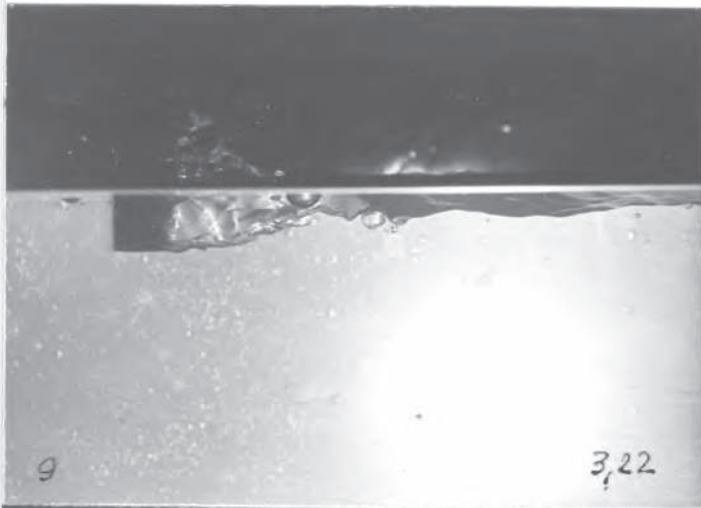




-234-

III серия





П Р И Л О Ж Е Н И Е 24

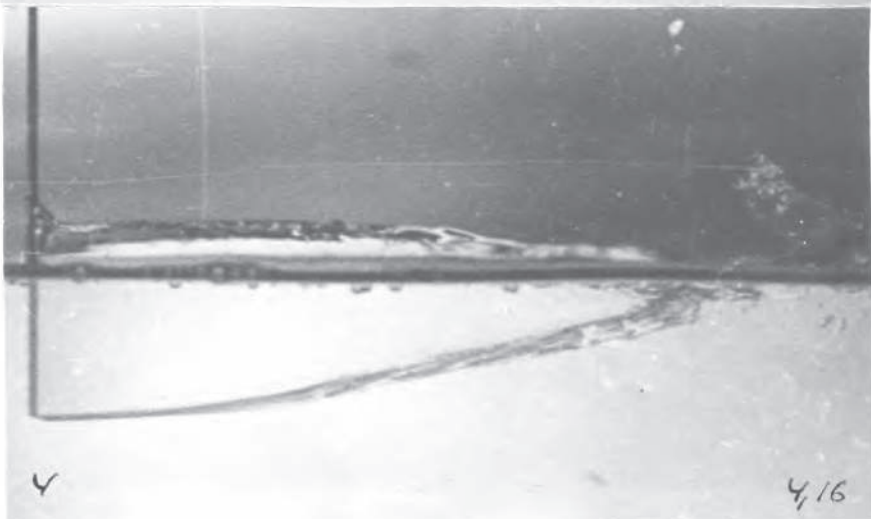
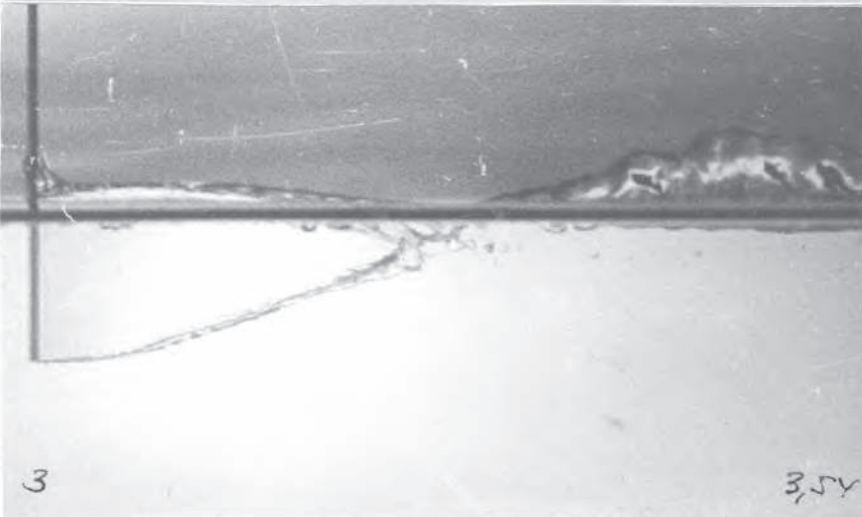
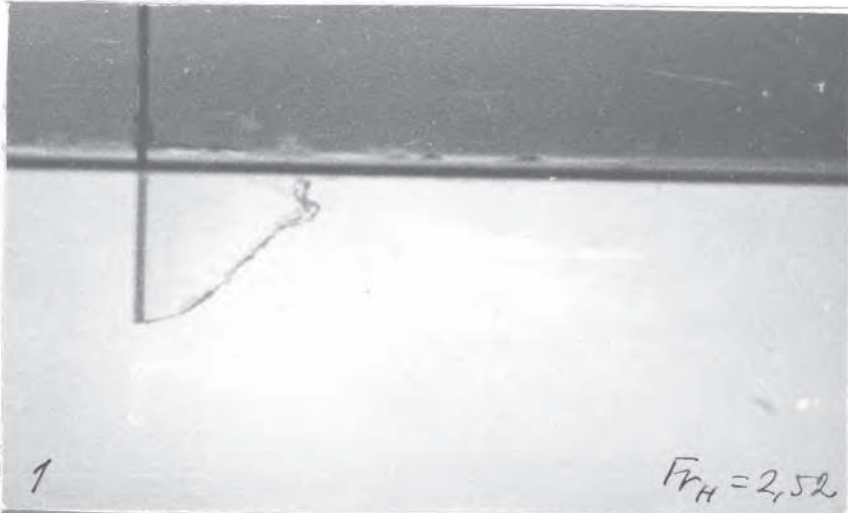
ФОТОГРАФИИ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫХ СТАДИЙ ПРОРЫВА ВОЗДУХА
В КРУГОВЫХ ЦИЛИНДРАХ МАЛОГО ДИАМЕТРА.

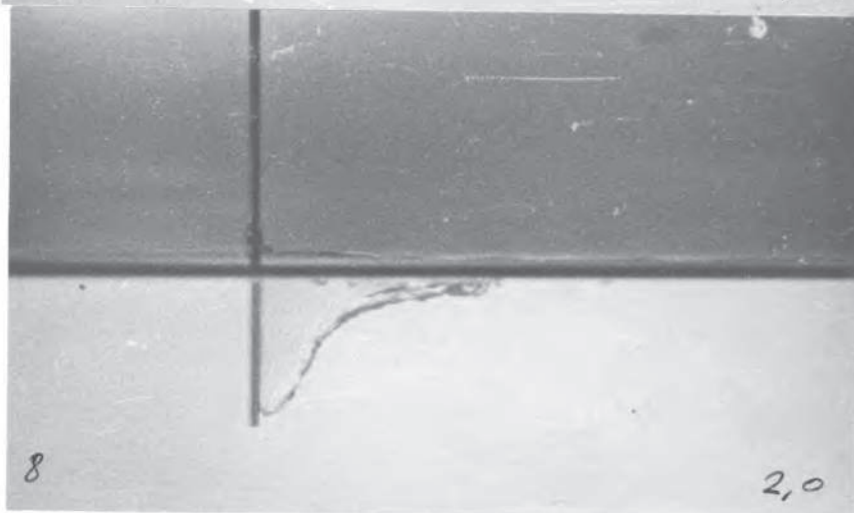
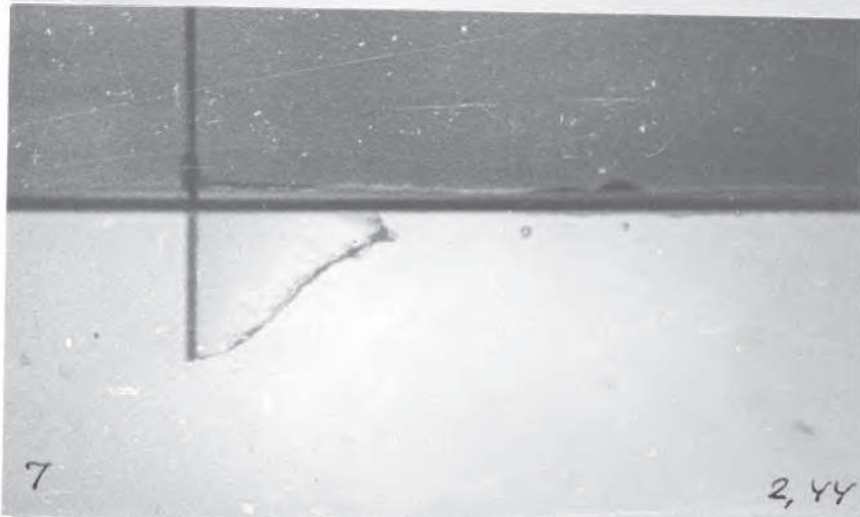
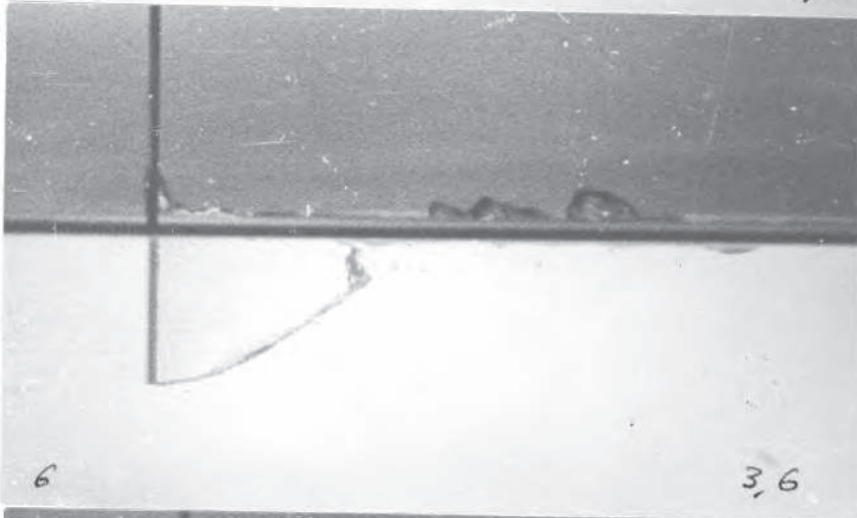
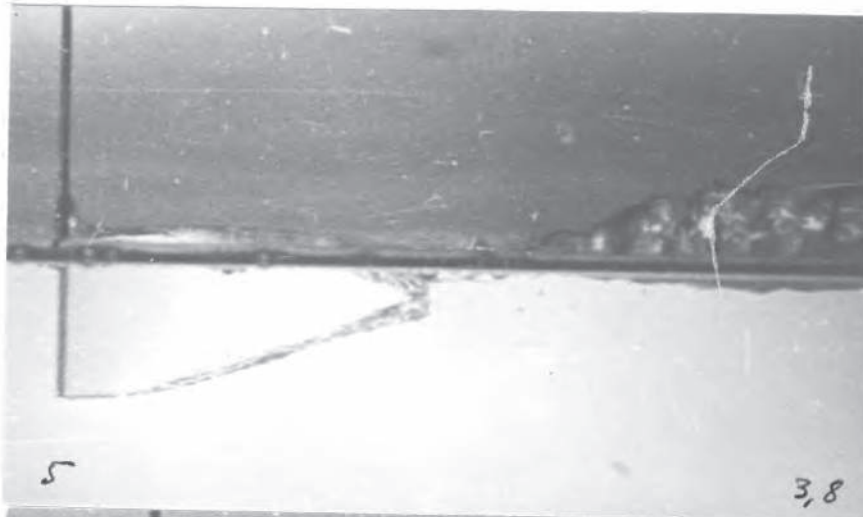
<u>Серия 4</u>	$d = 1,7$	$\bar{H} = 15$, Смачиваемый цилиндр;
<u>Серия 5</u>	$d = 1,7$	$\bar{H} = 15$, Несмачиваемый цилиндр;
<u>Серия 6</u>	$d = 1,7$	$\bar{H} = 35$, Несмачиваемый цилиндр;
<u>Серия 7</u>	$d = 3,8$	$\bar{H} = 25$;
<u>Серия 8</u>	$d = 3,8$	$\bar{H} = 15$;
<u>Серия 9</u>	$d = 3,8$	$\bar{H} = 5$.

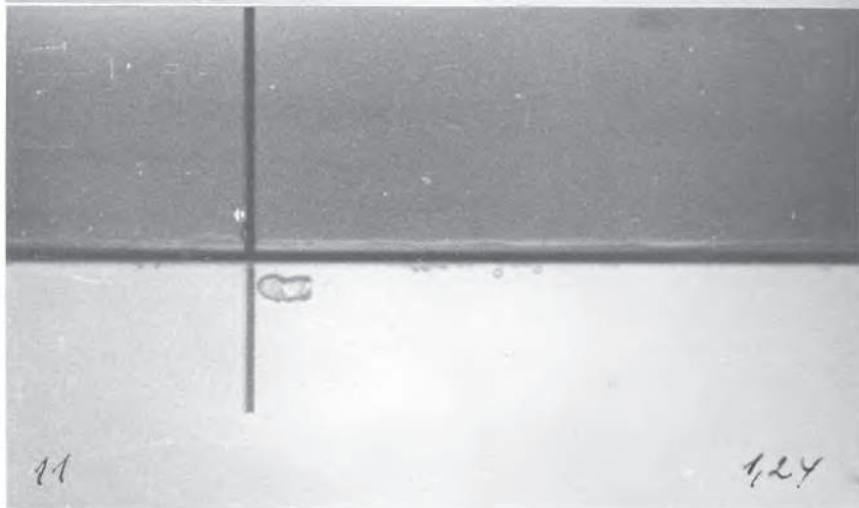
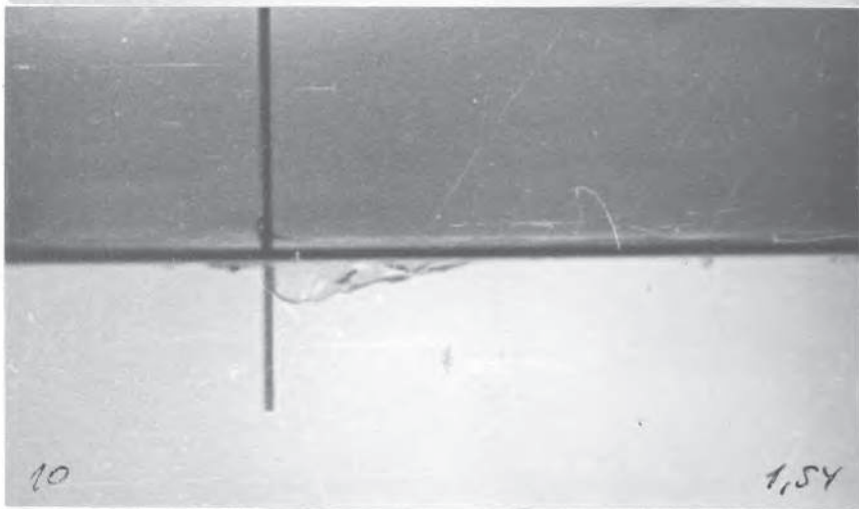
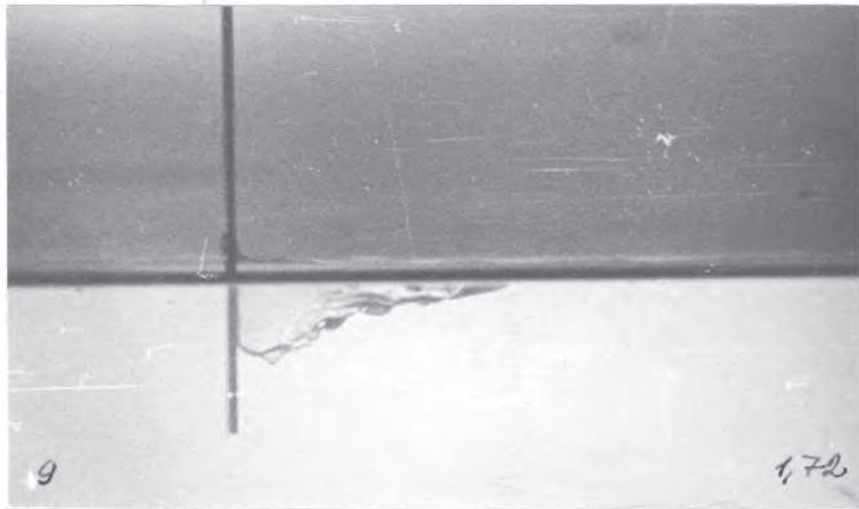
Слева на каждом снимке указан порядковый номер,
справа - значение числа $F_{гн}$.

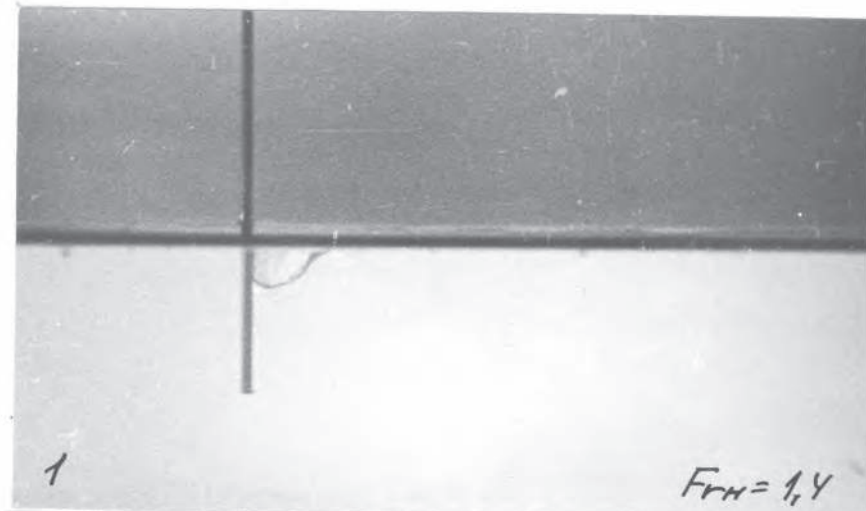
4

-238f





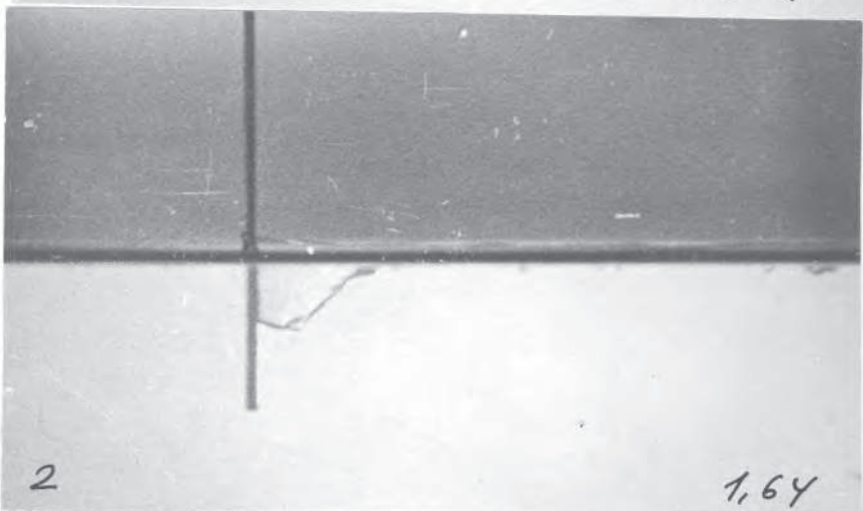




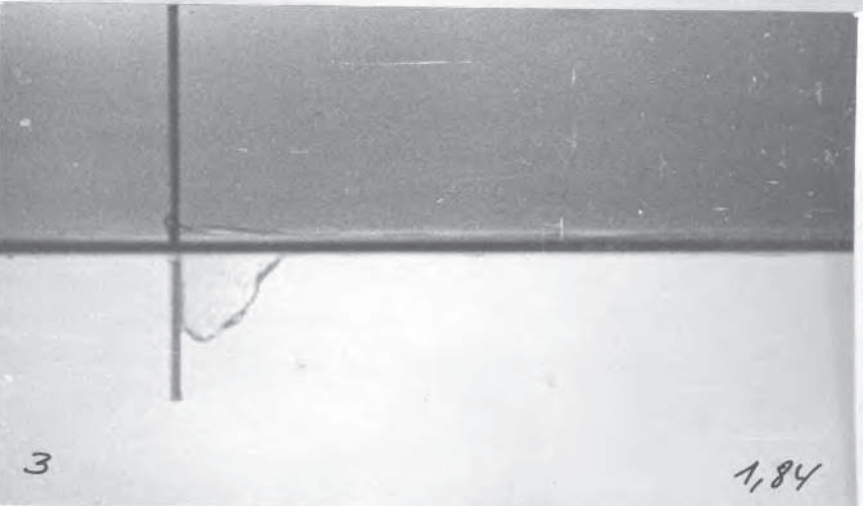
$F_{RH} = 1,4$

~~$F_{RH} = 1,4$~~

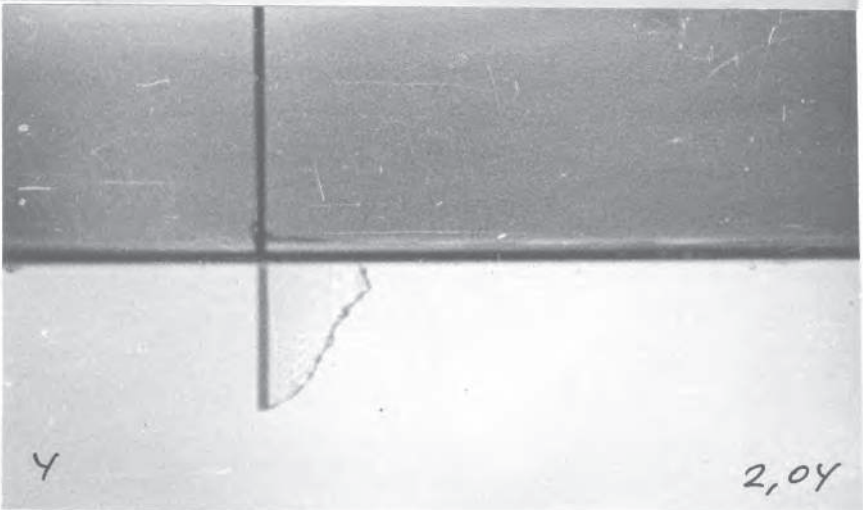
~~NI~~



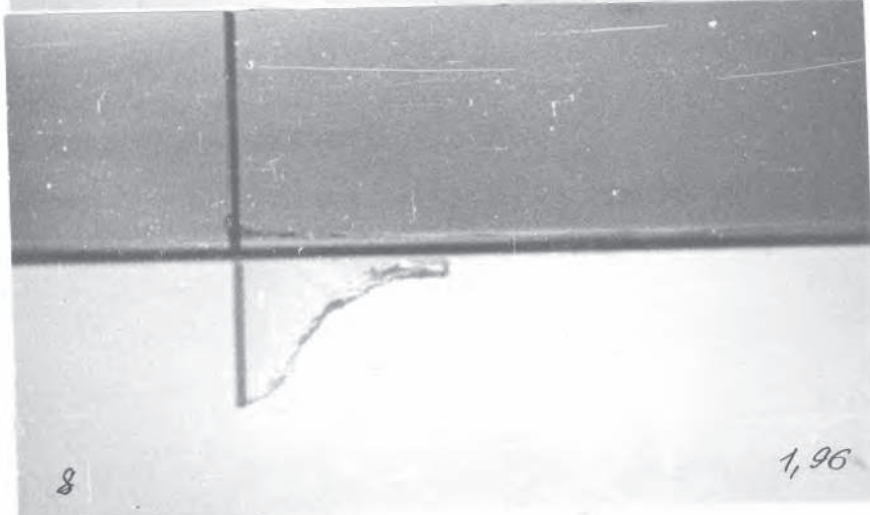
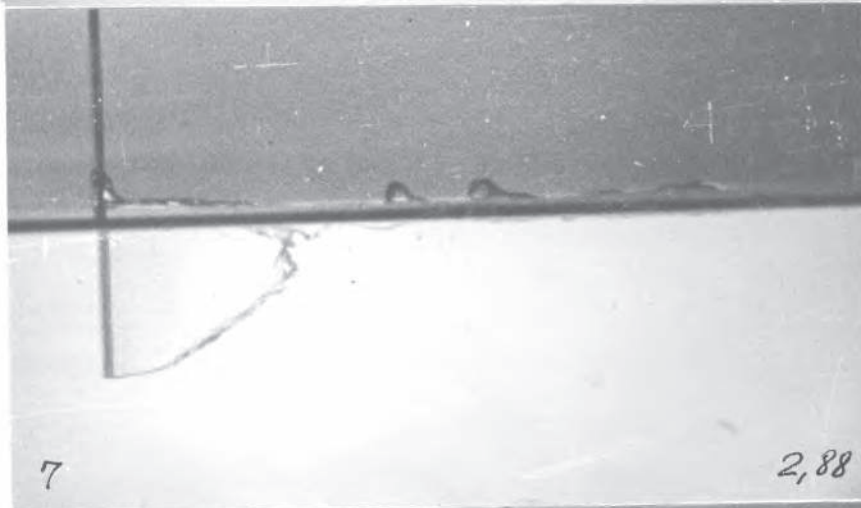
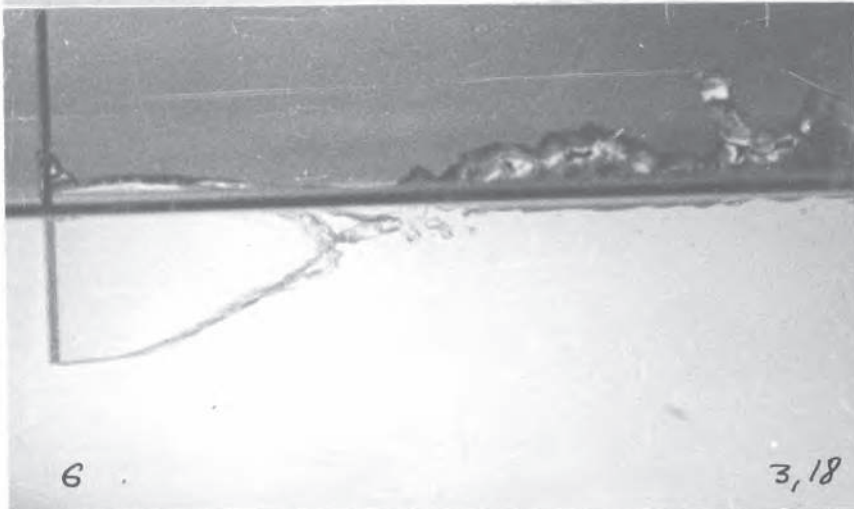
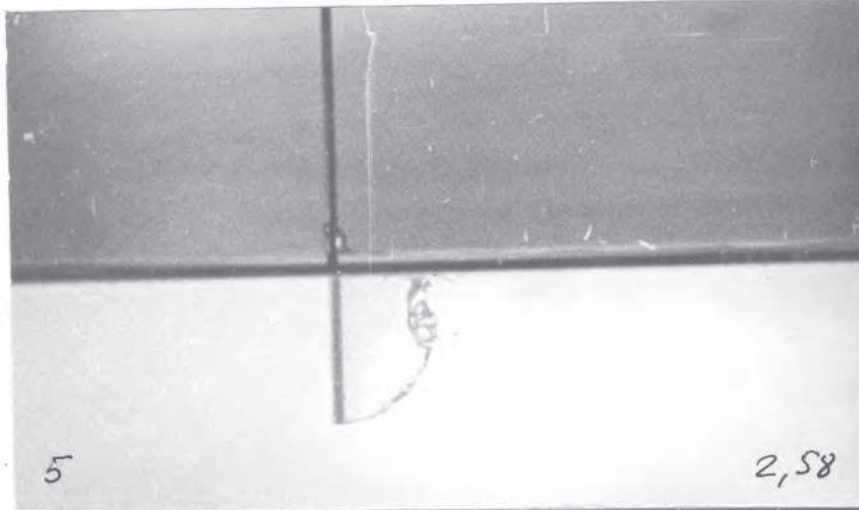
1,64

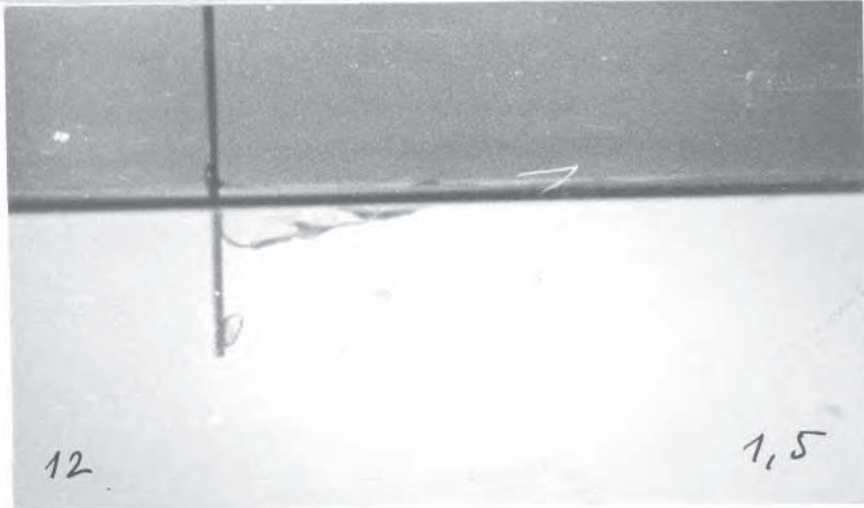
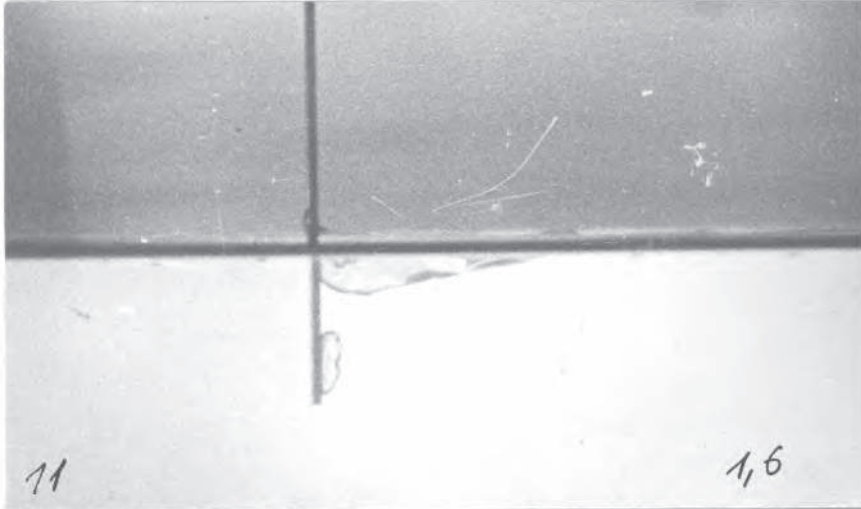
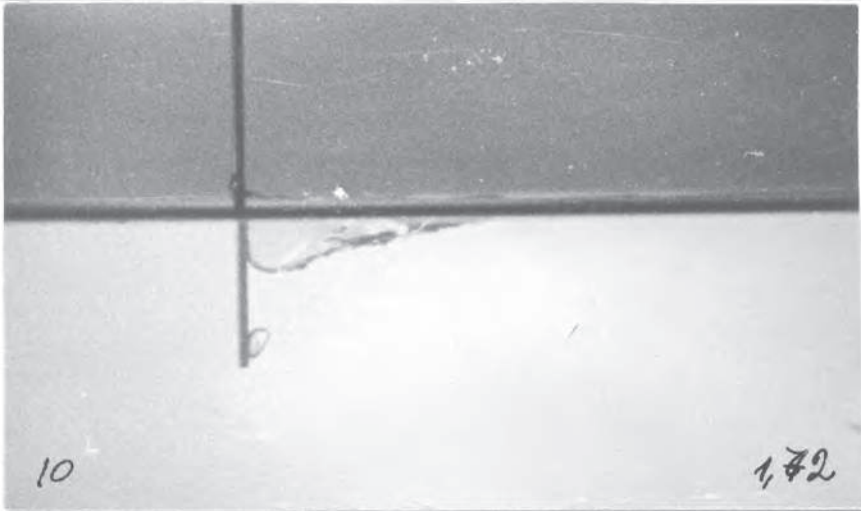
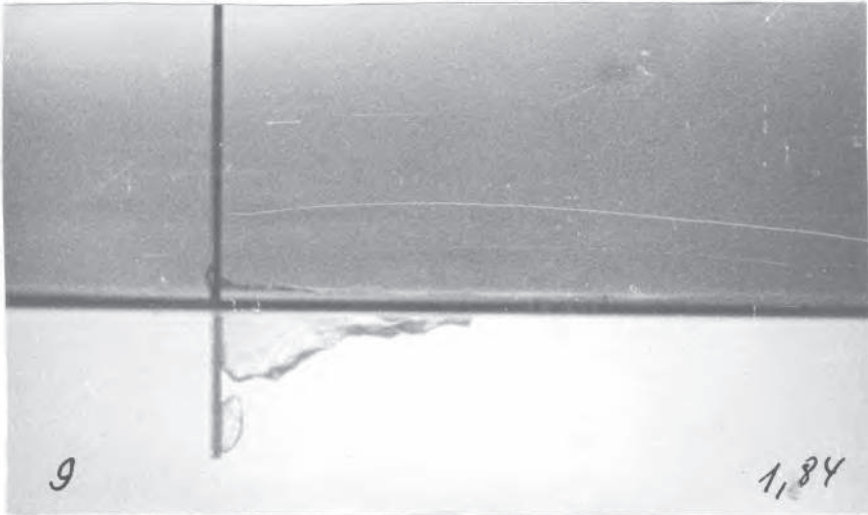


1,84

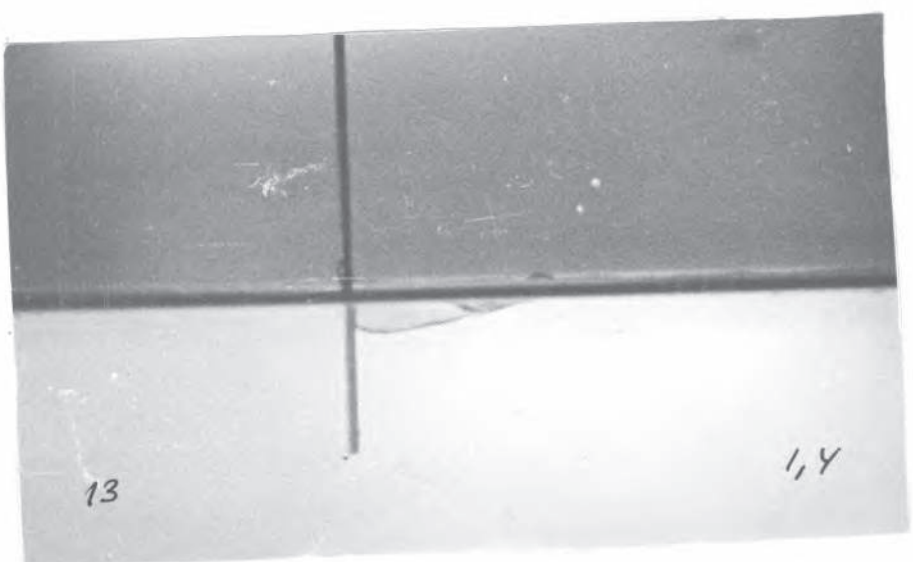


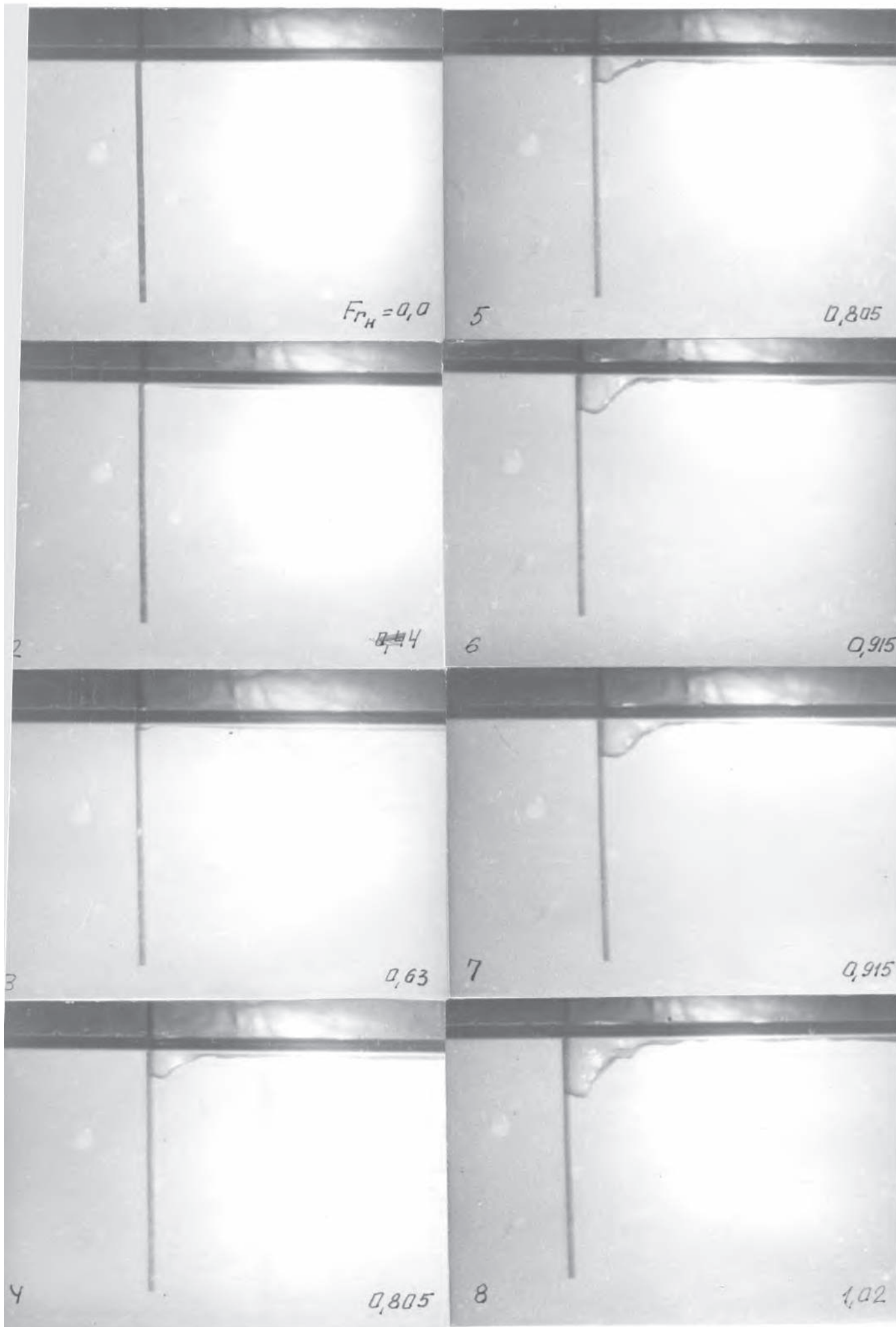
2,04

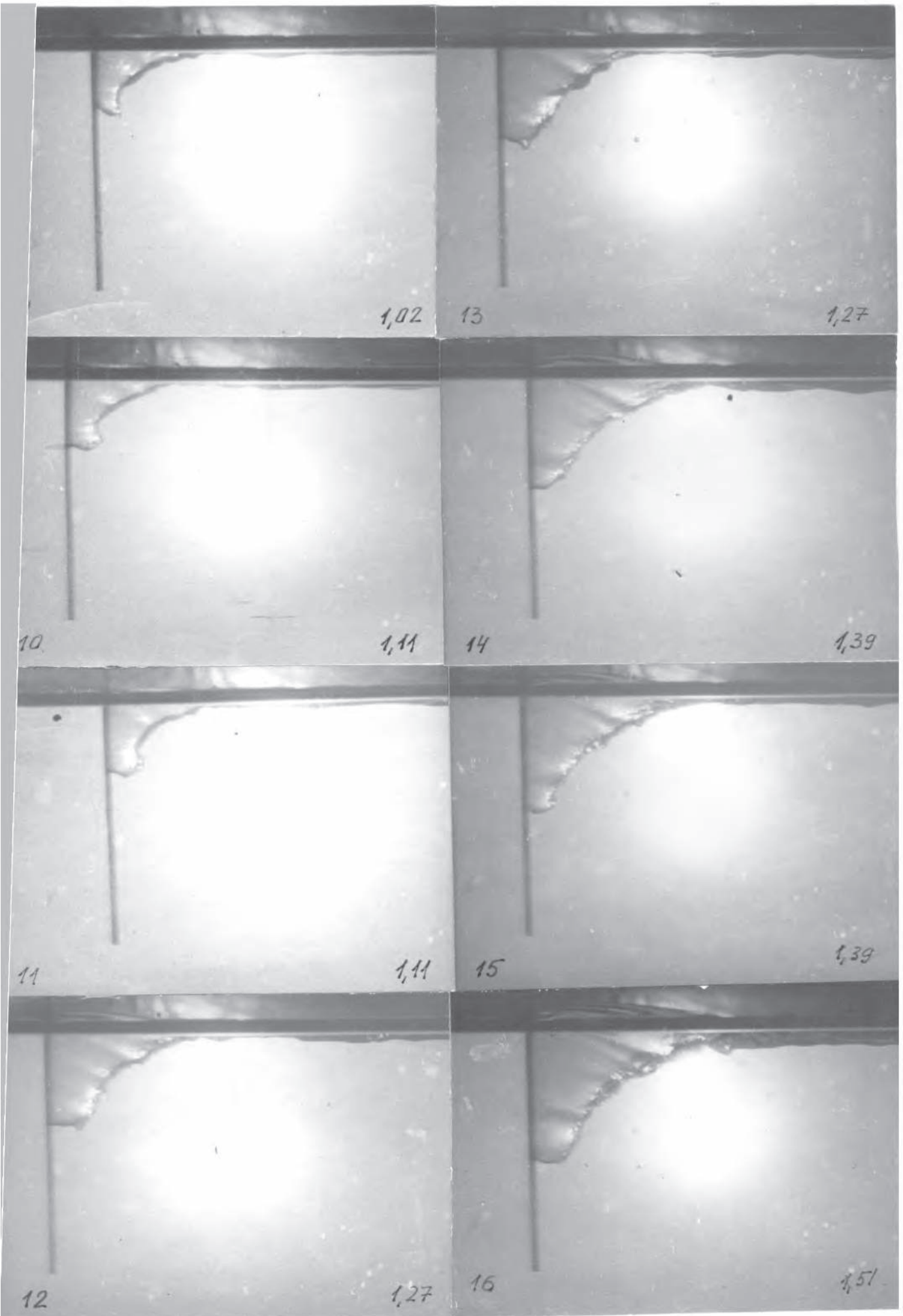


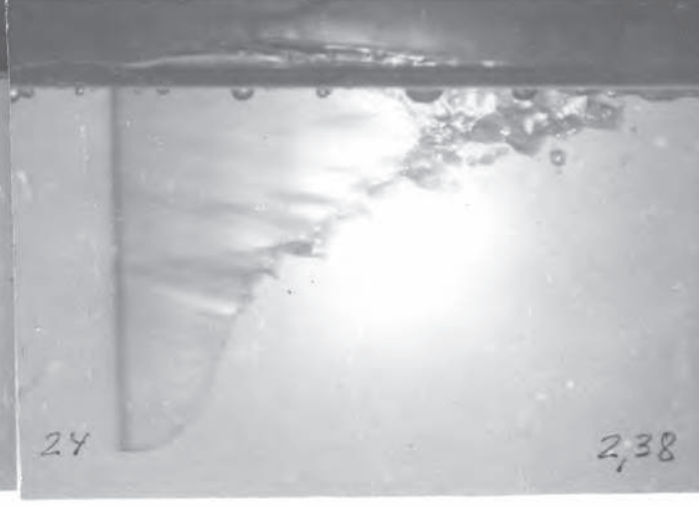
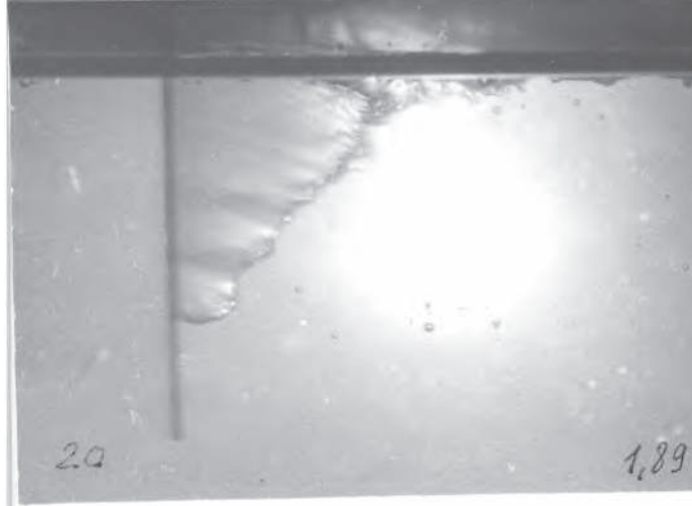
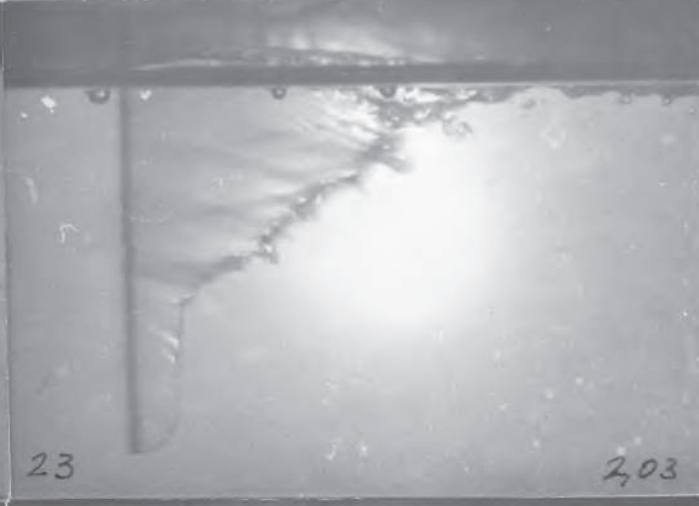
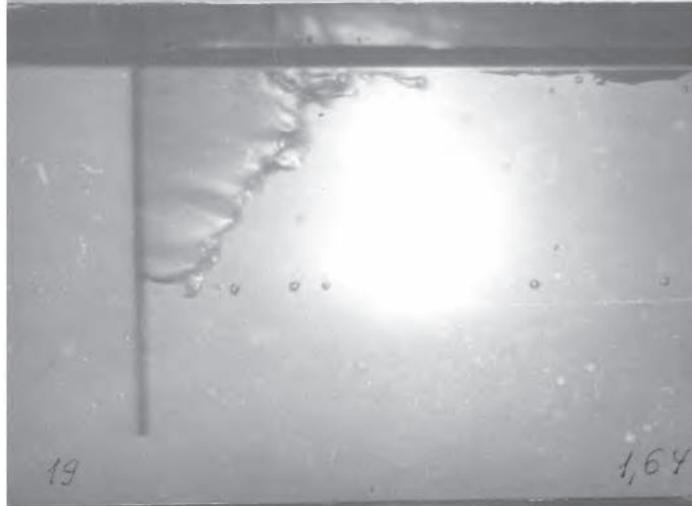
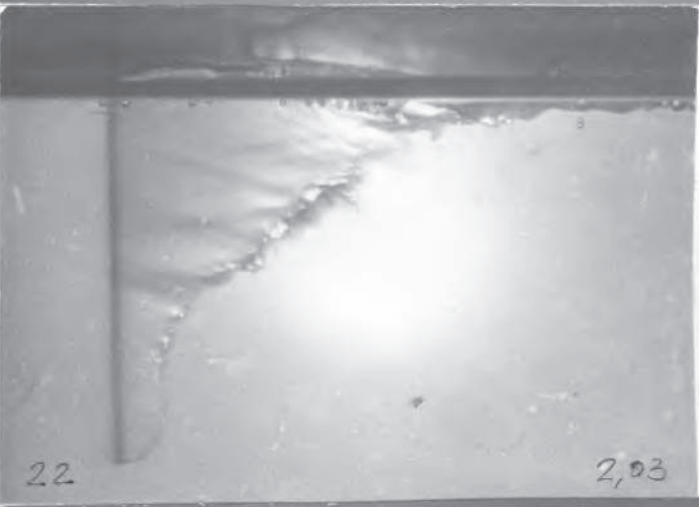
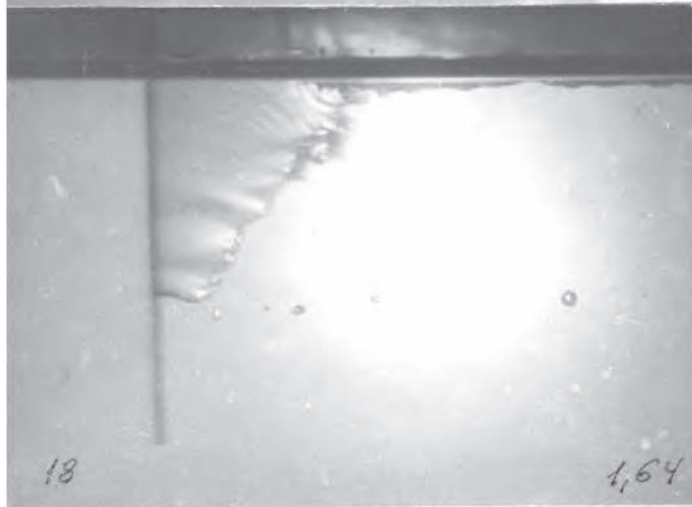
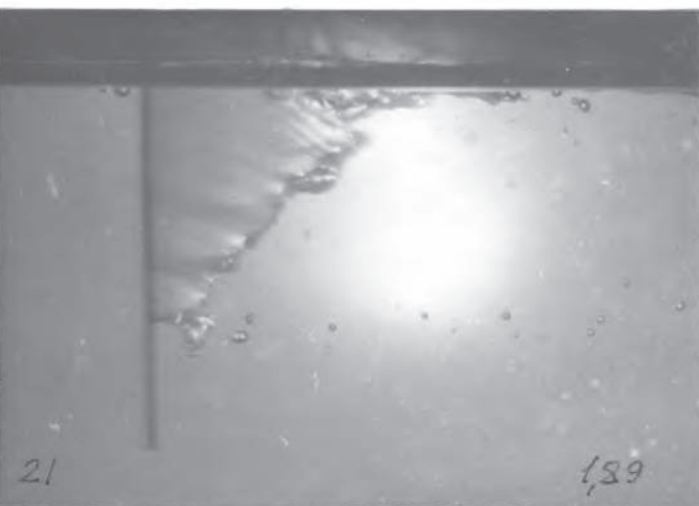
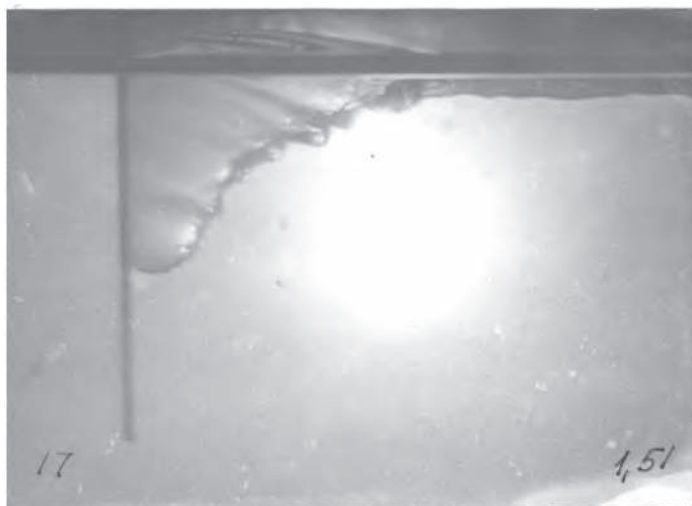


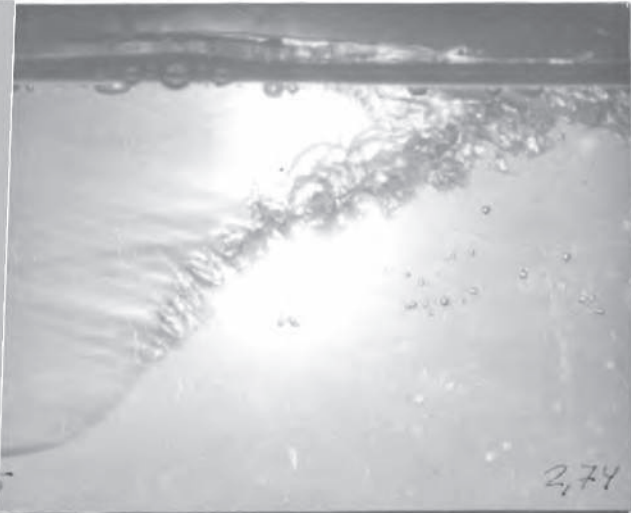
-240-



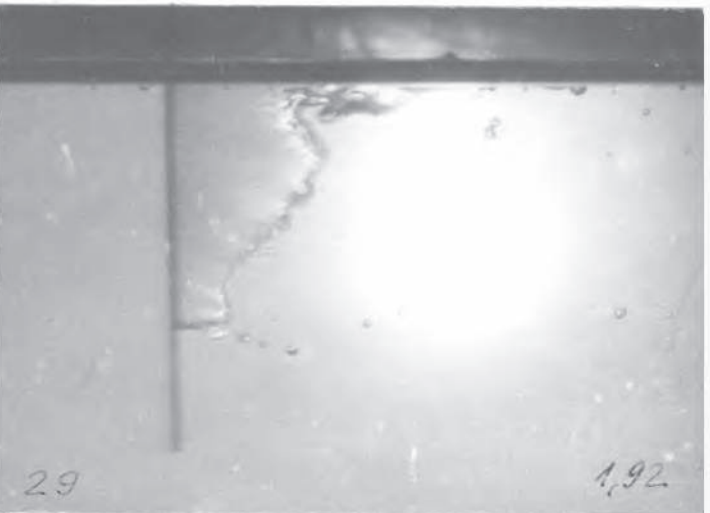






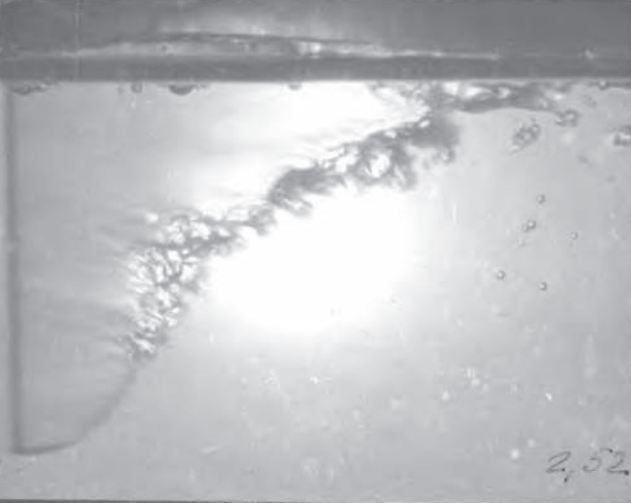


2,74



29

1,92



2,52

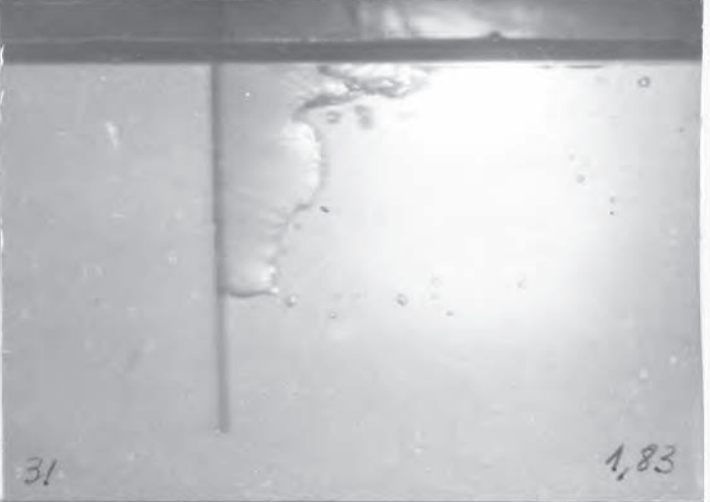


30

1,92

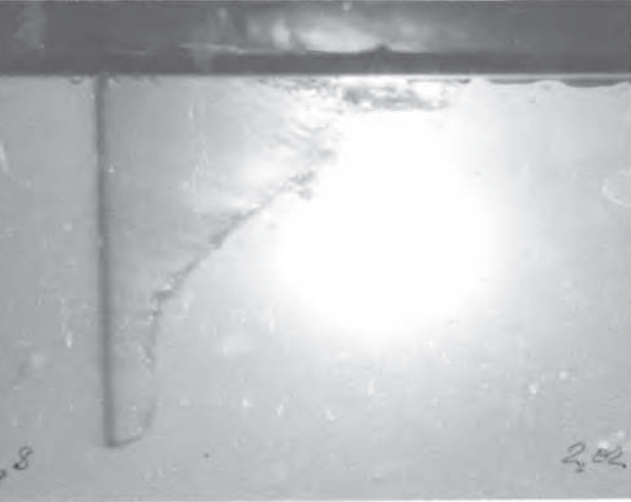


2,28

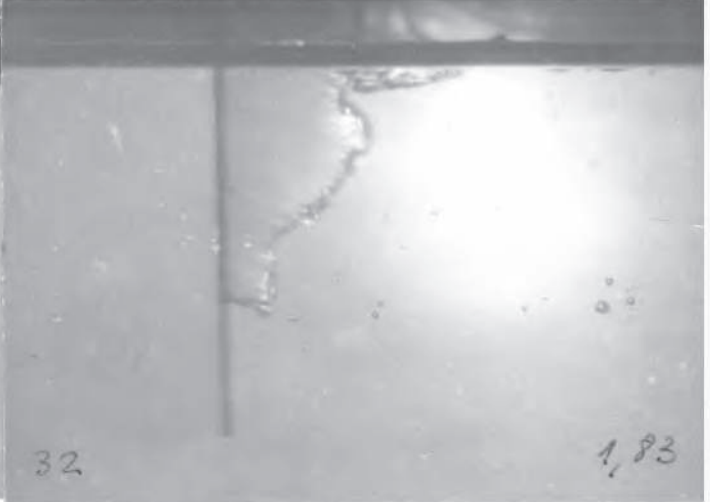


31

1,83

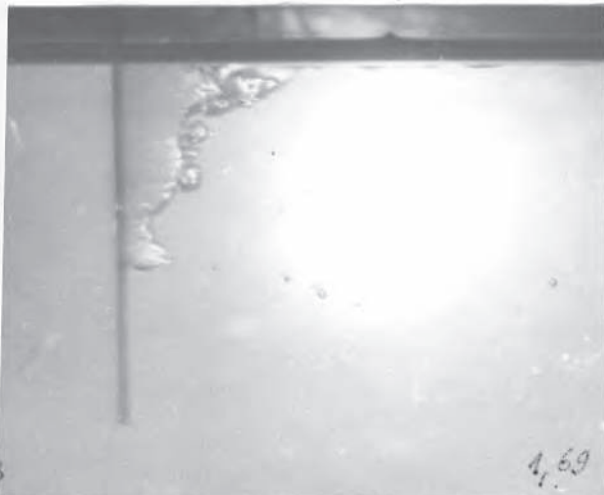


2,02

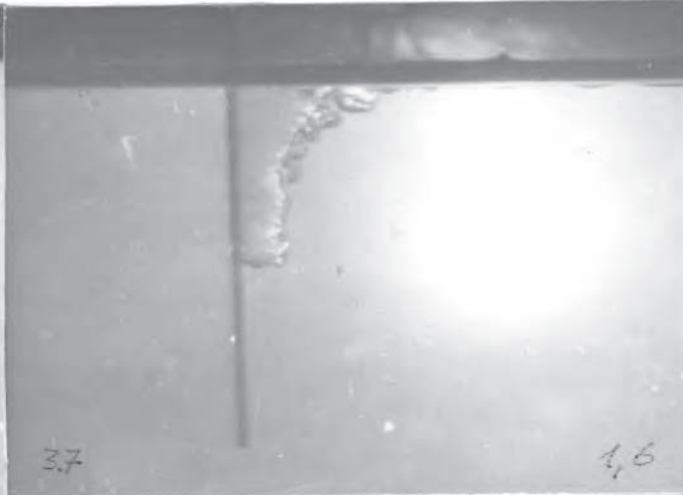


32

1,83

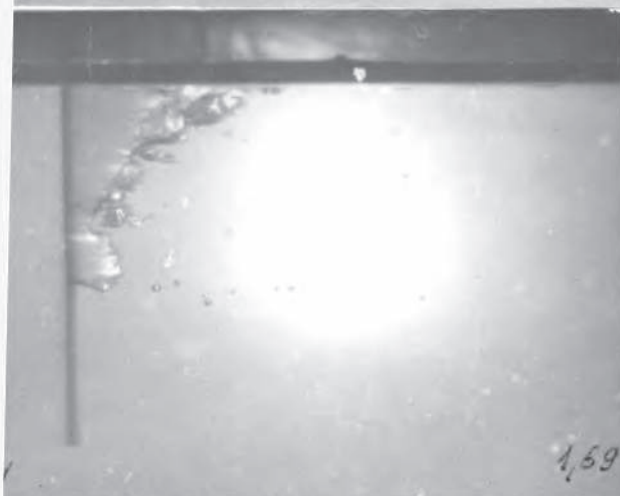


4,69

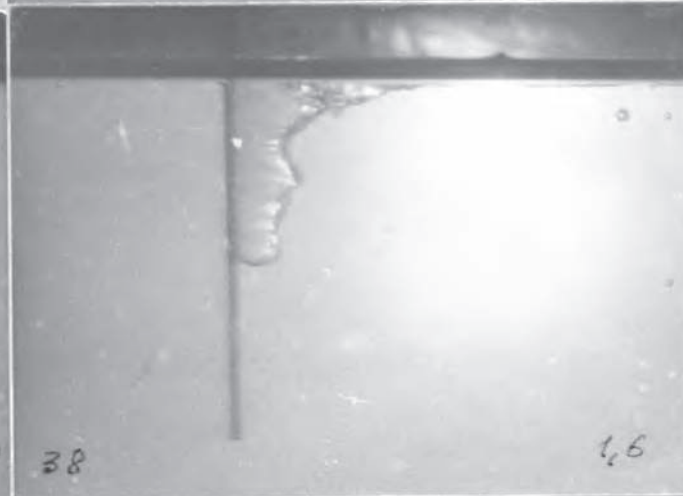


3,7

1,6

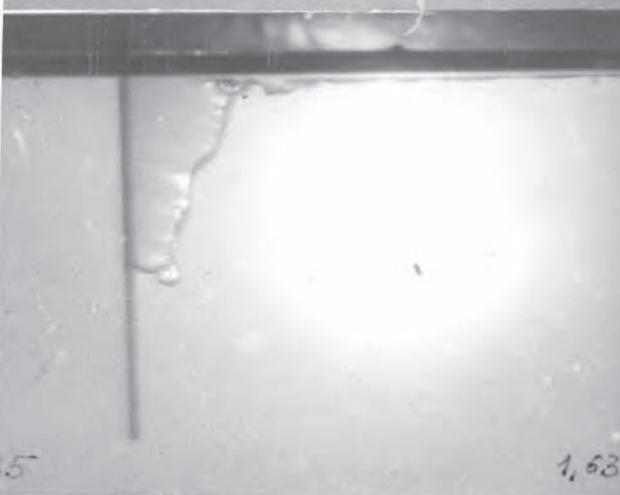


1,69

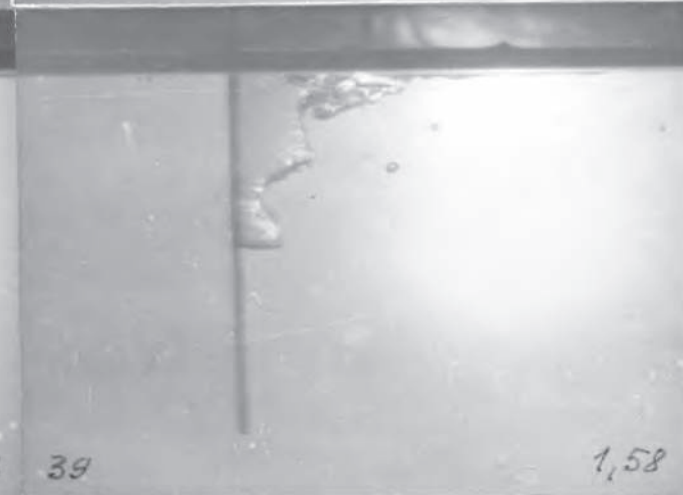


3,8

1,6



1,63

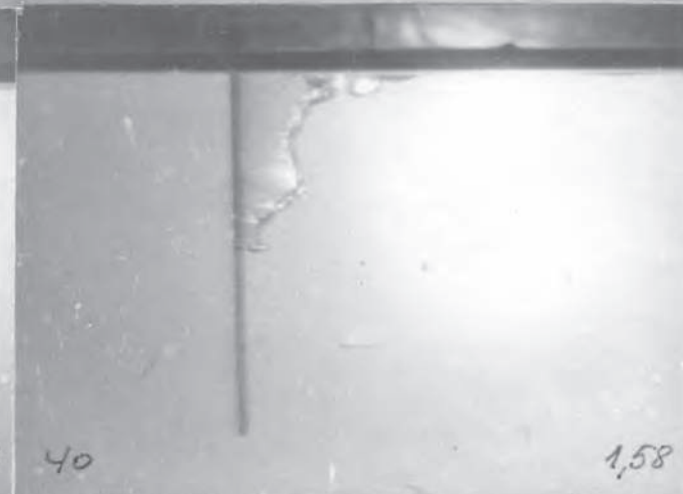


3,9

1,58

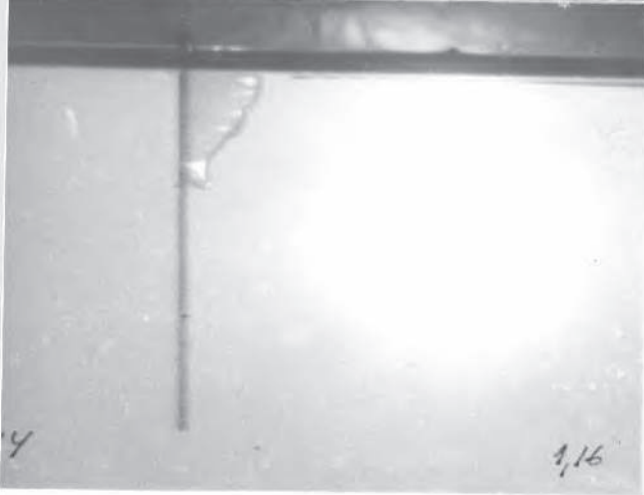
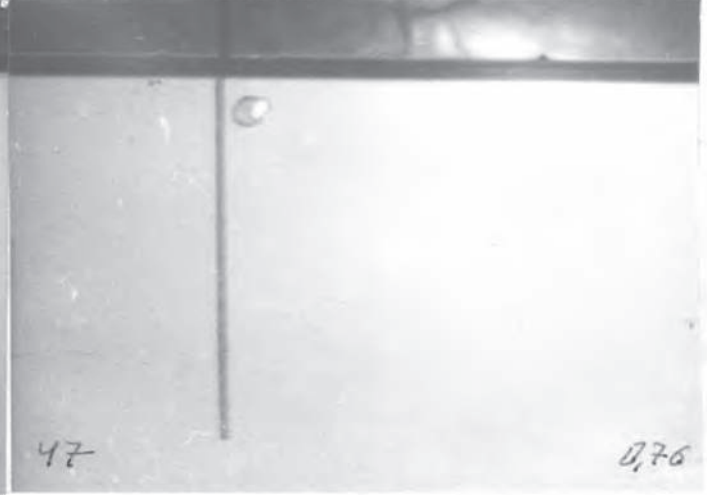
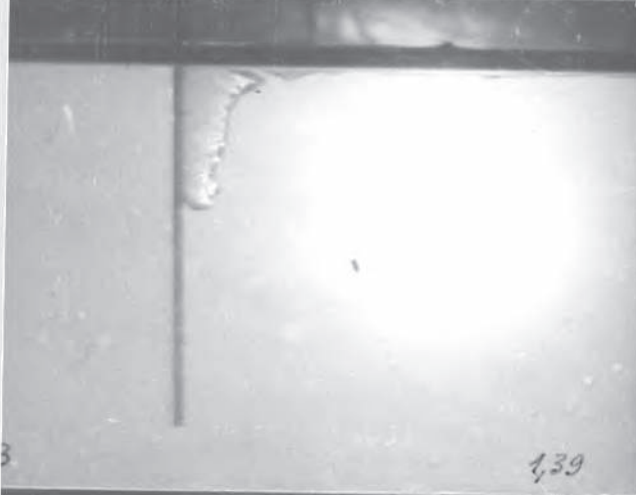
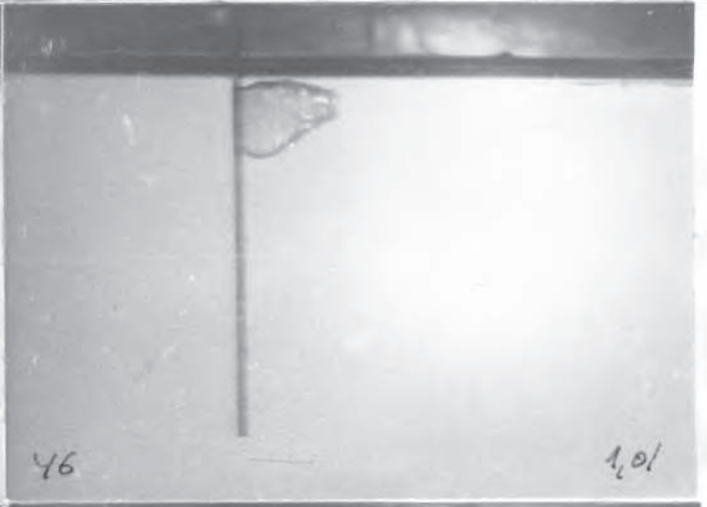
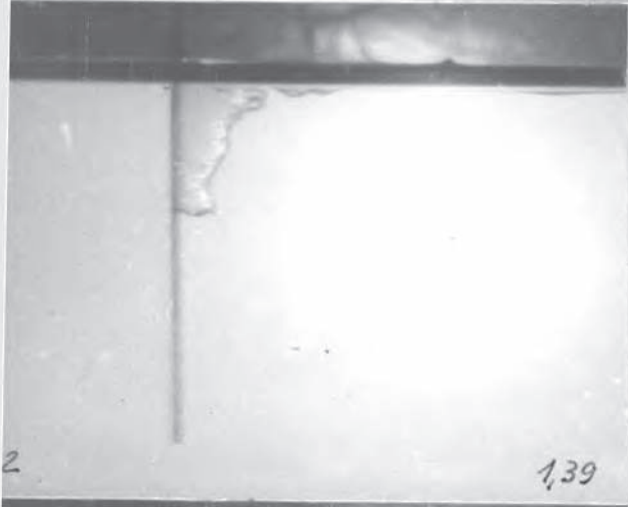
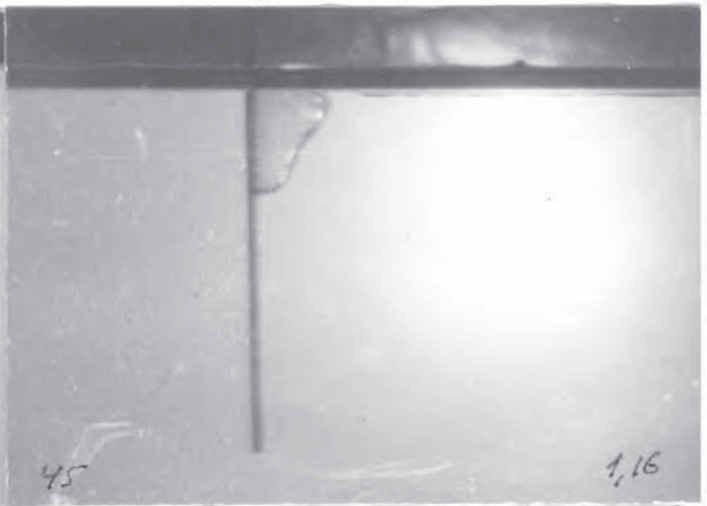
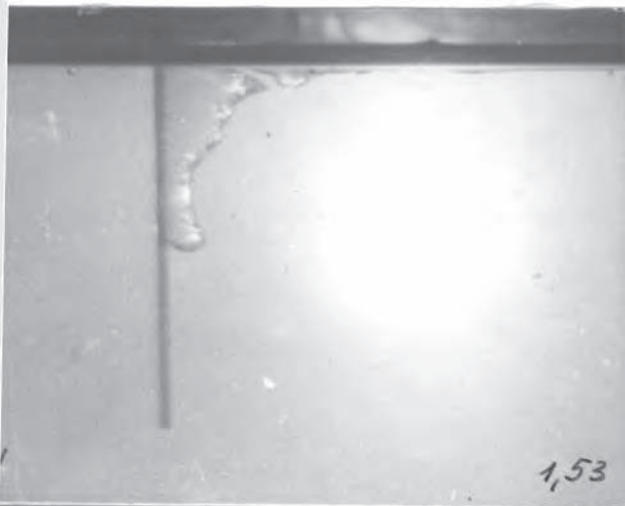


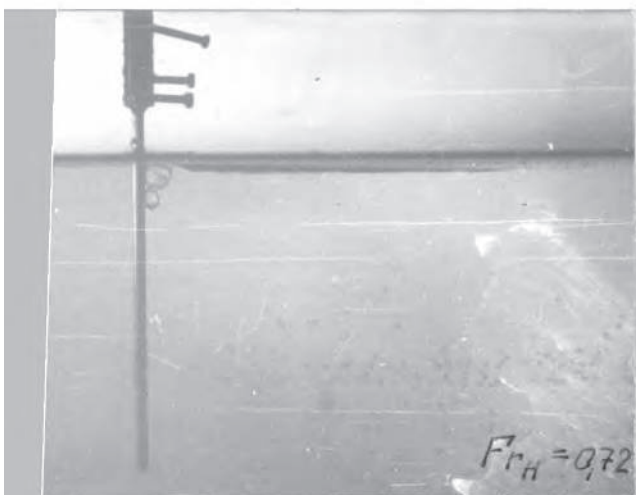
1,63



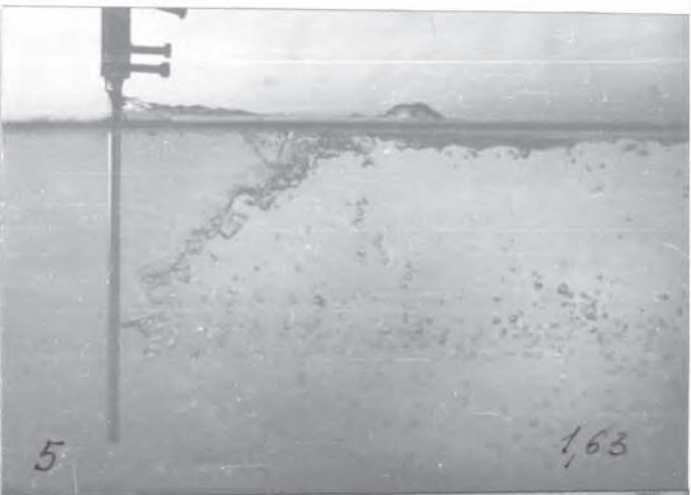
4,0

1,58

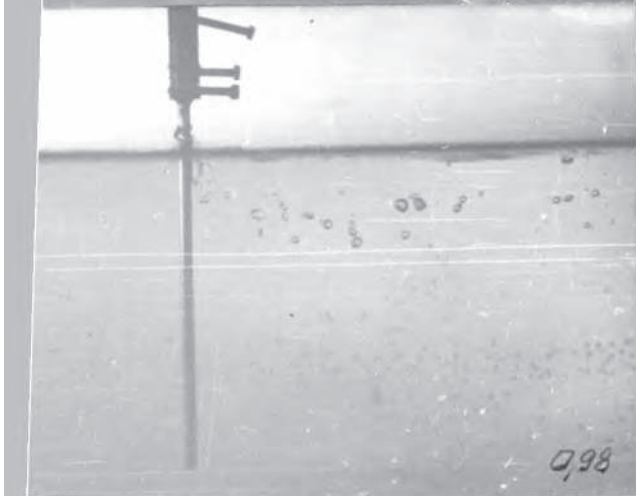




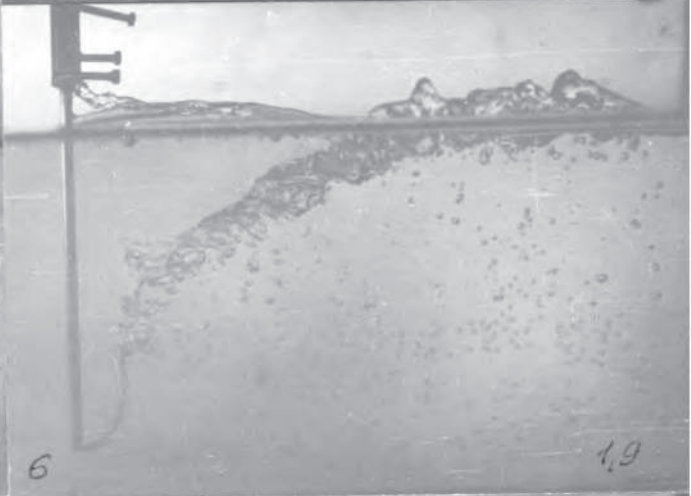
$Fr_H = 0,72$



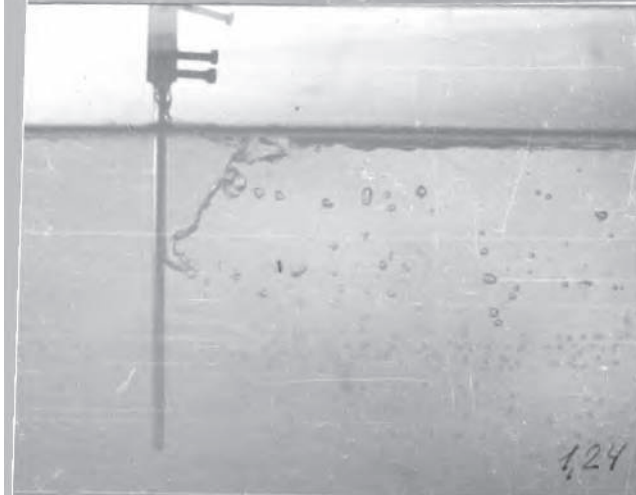
1,63



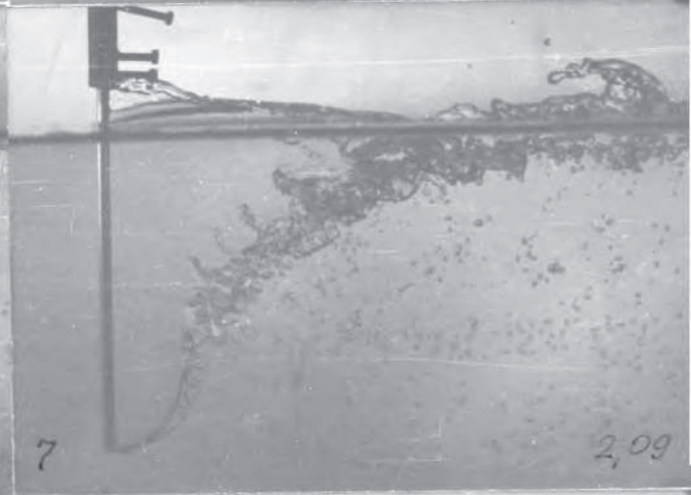
0,98



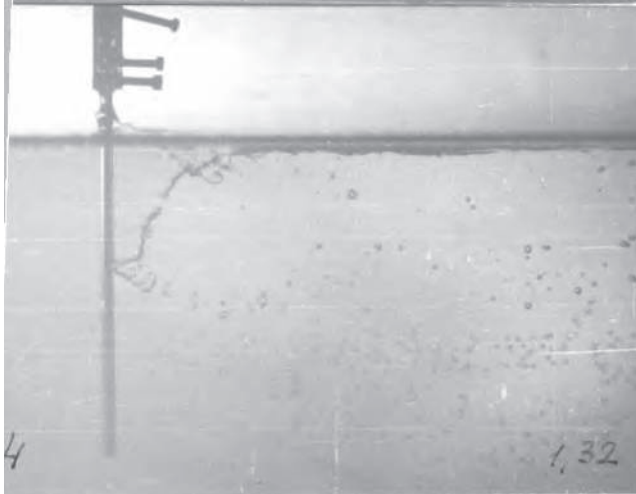
1,9



1,24



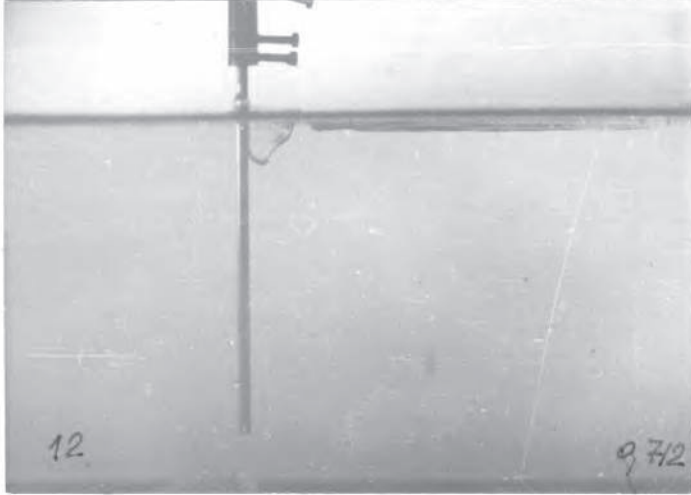
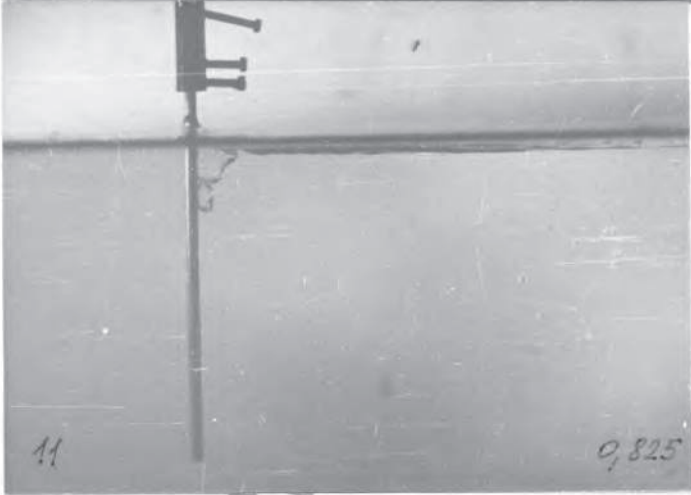
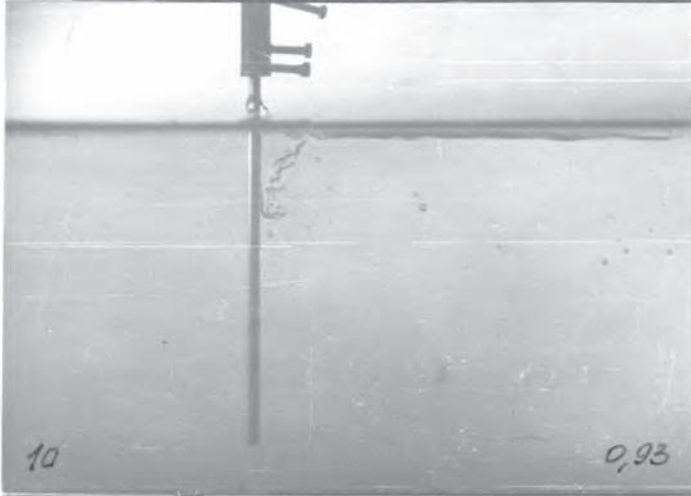
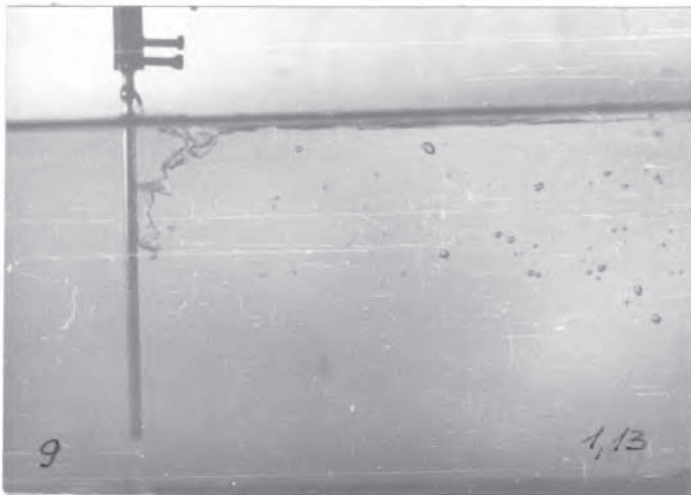
2,09

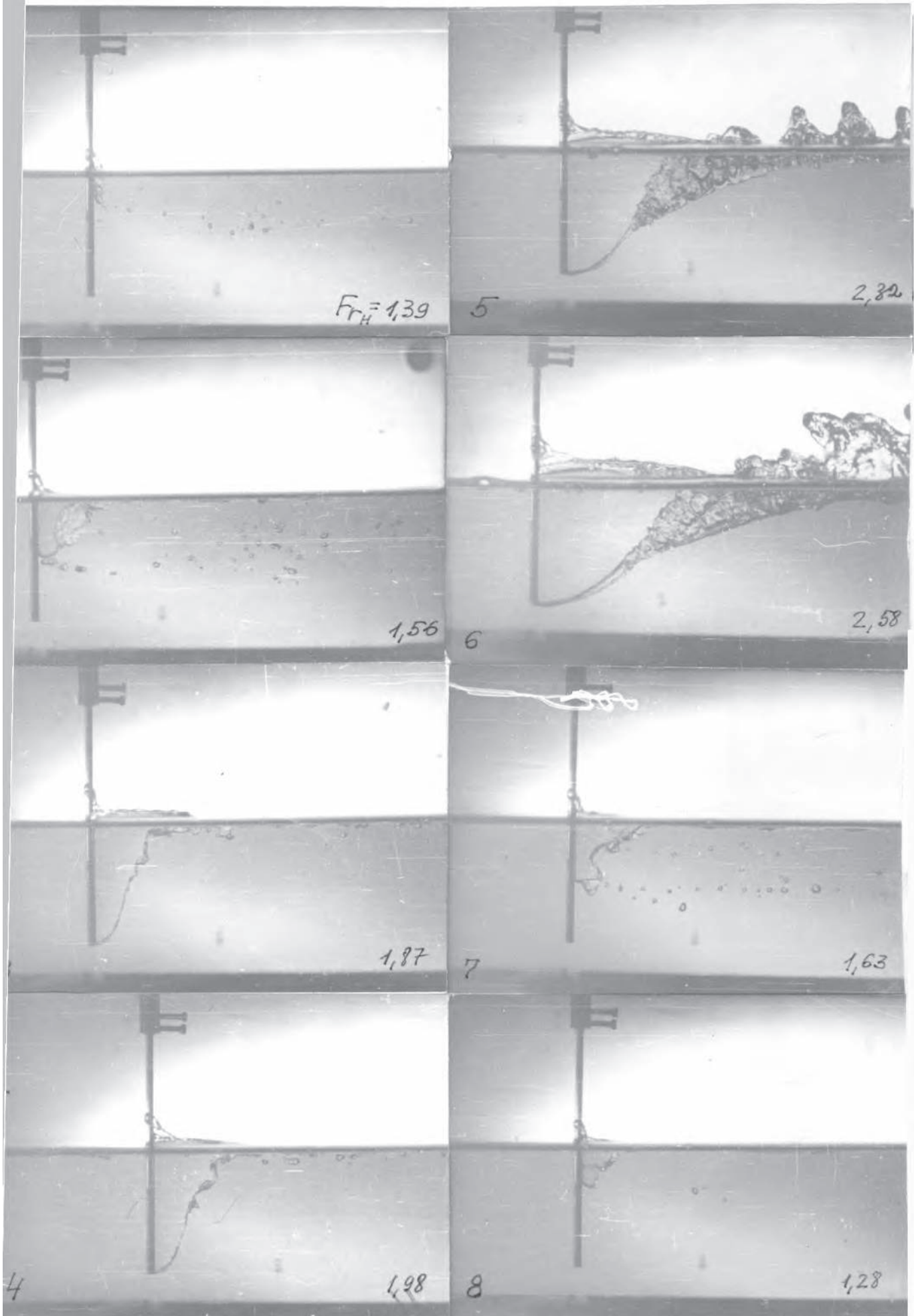


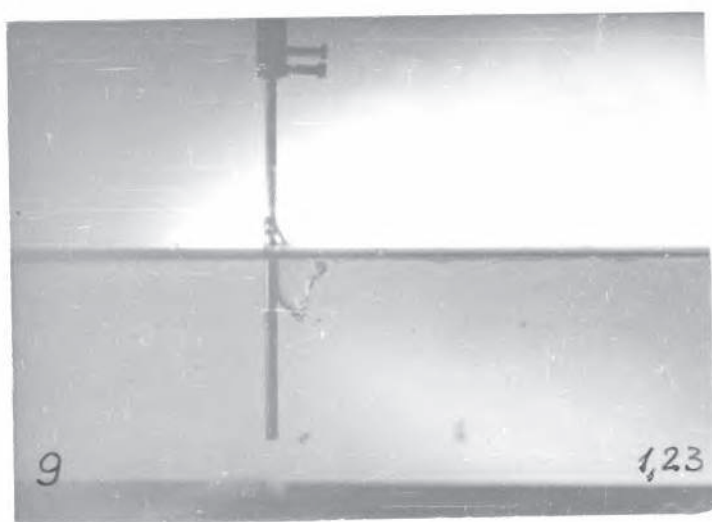
1,32

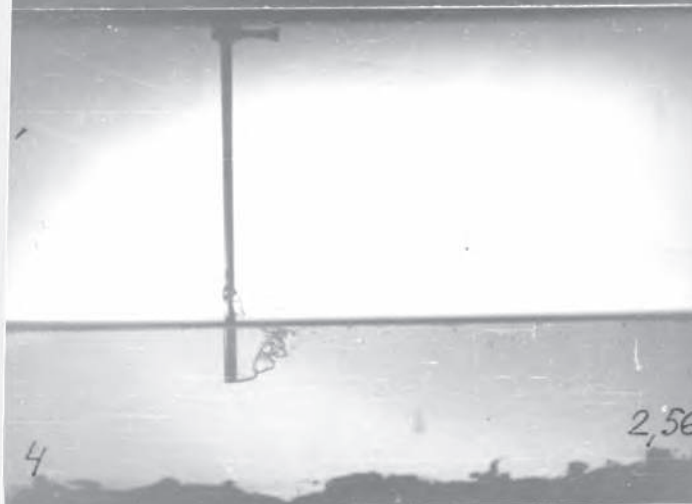
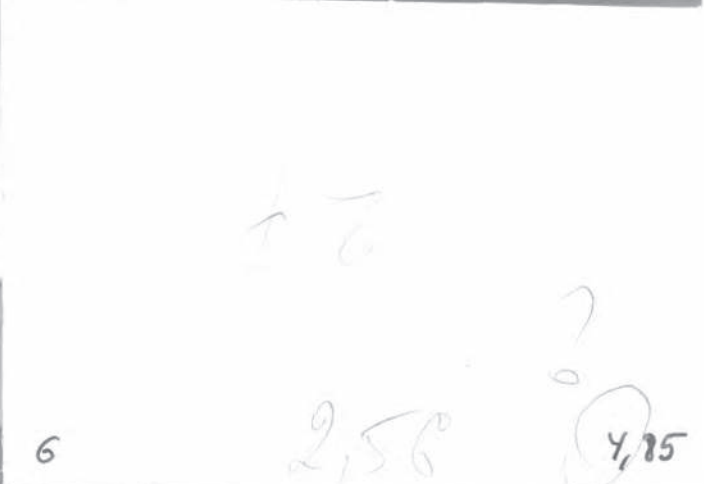
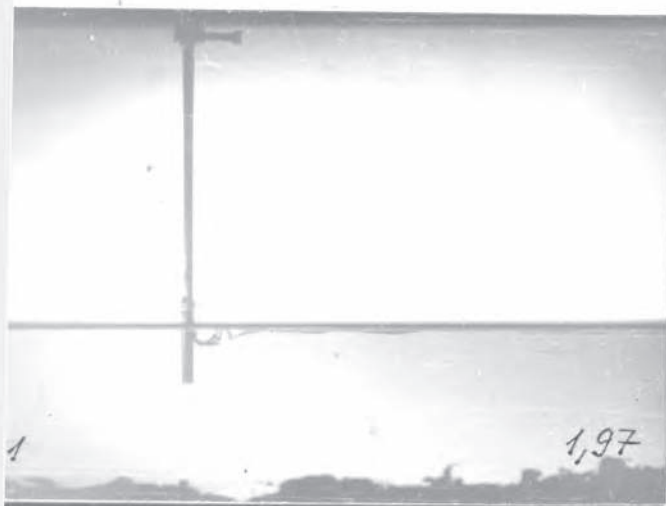


1,64

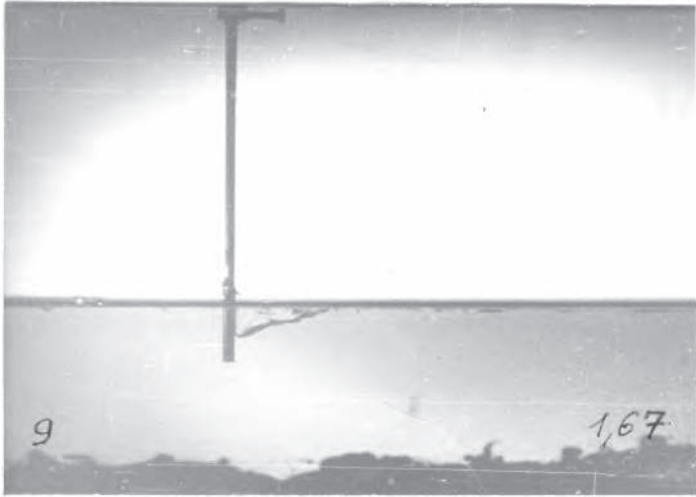






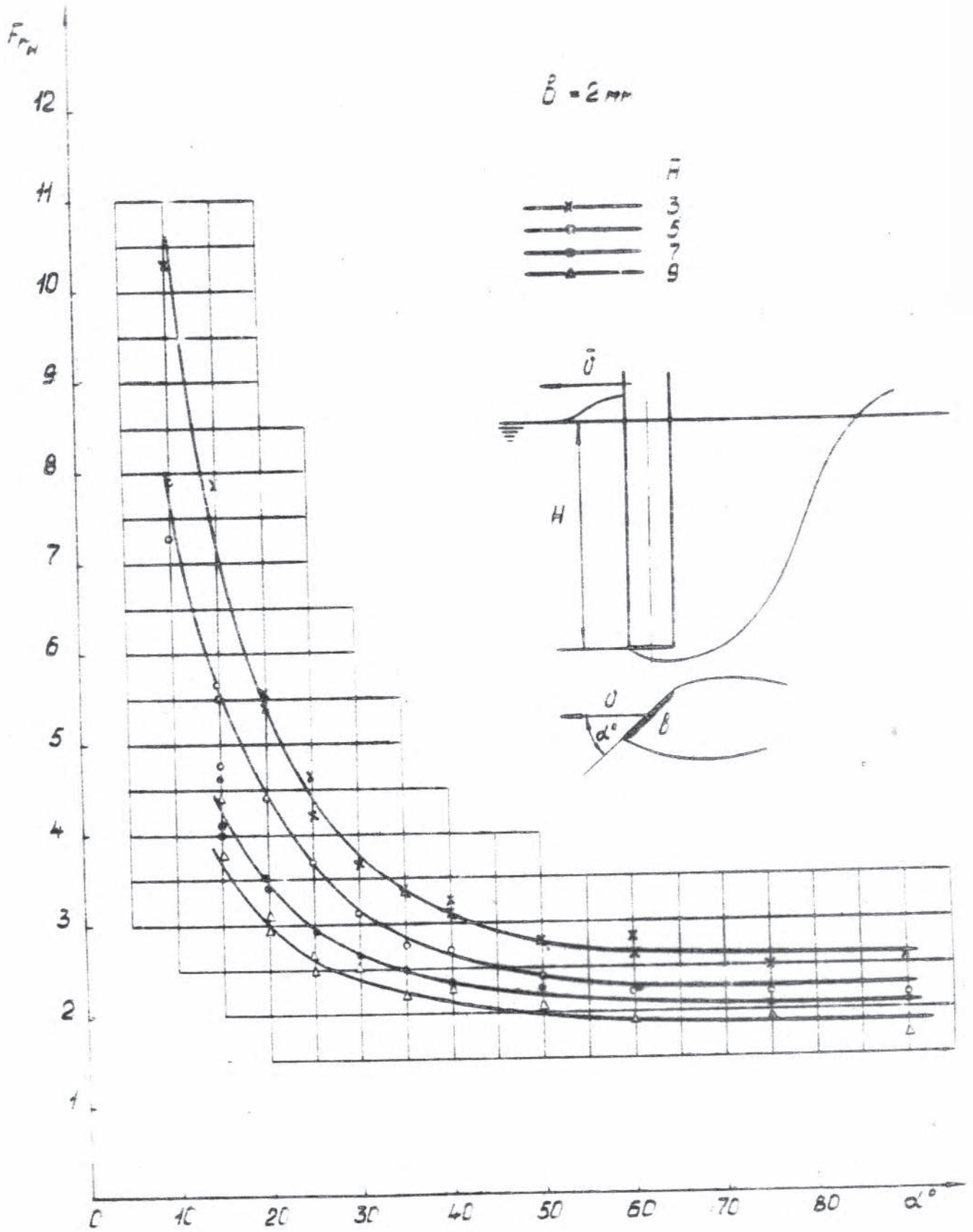


-25A-



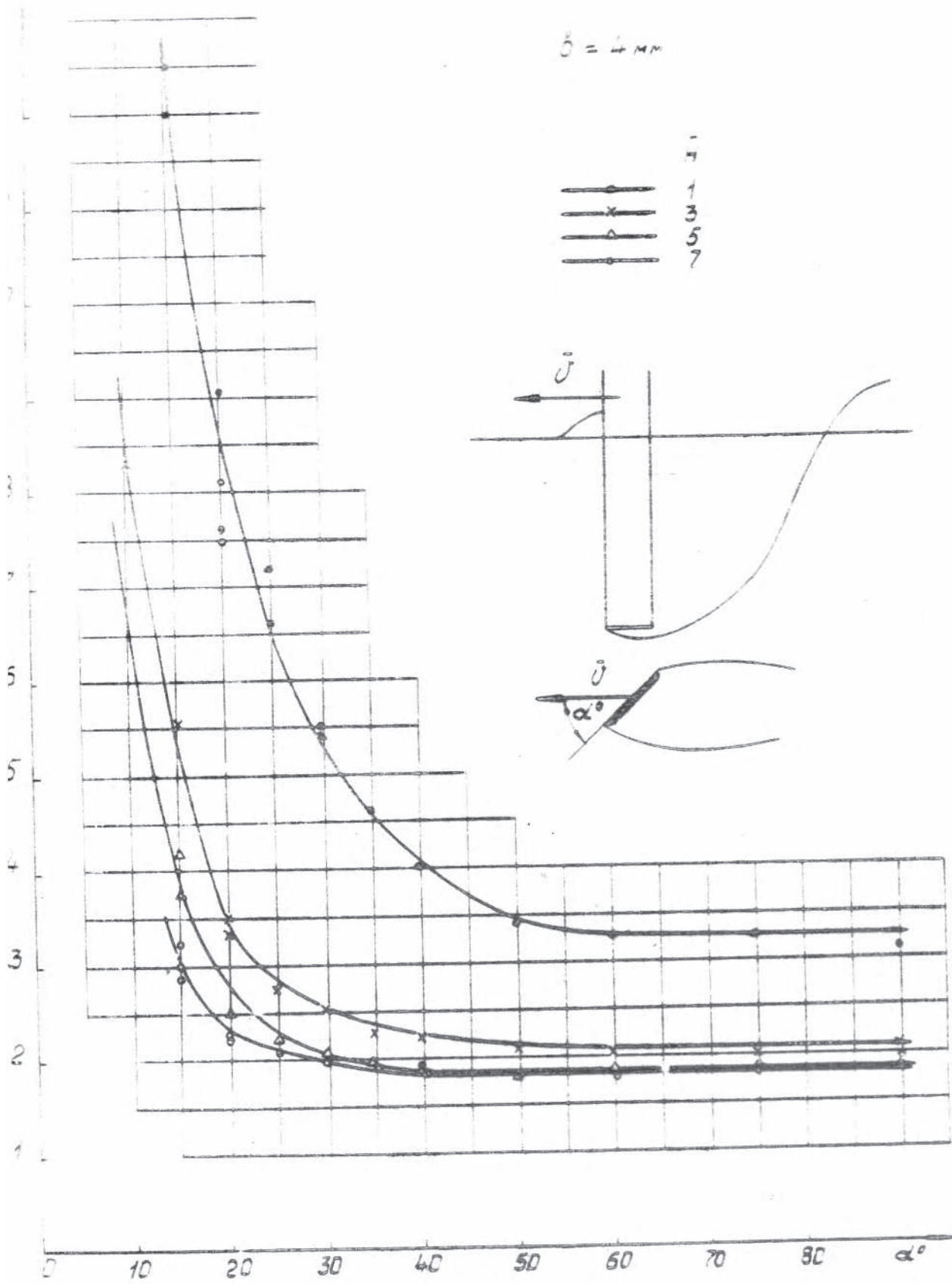
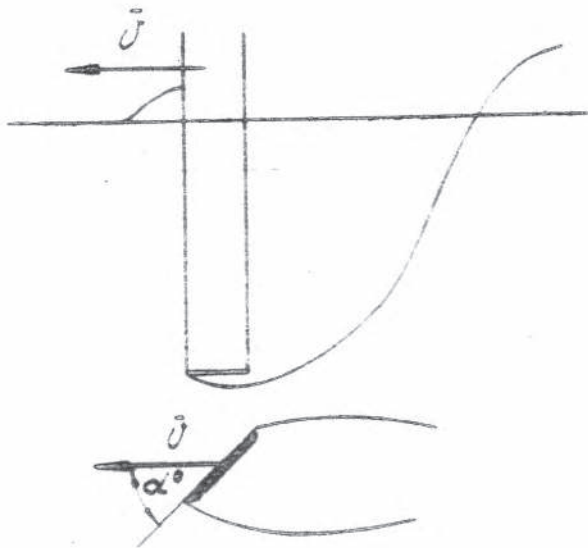
ПРИЛОЖЕНИЕ 5.

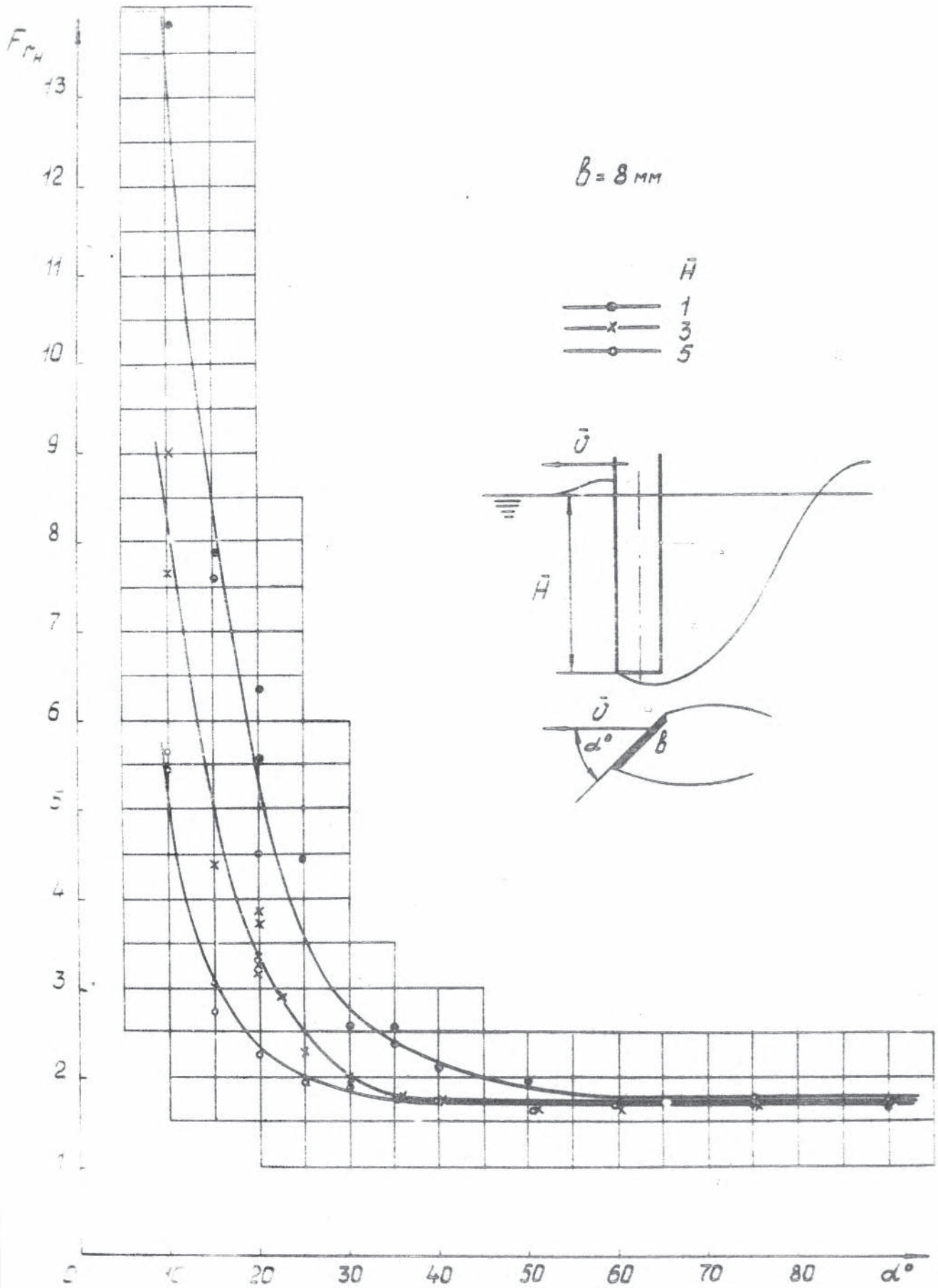
ГРАФИКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ, ПОЛУЧЕННЫЕ
В ОПЫТАХ С ПЛОСКИМИ ПЛАСТИНАМИ.

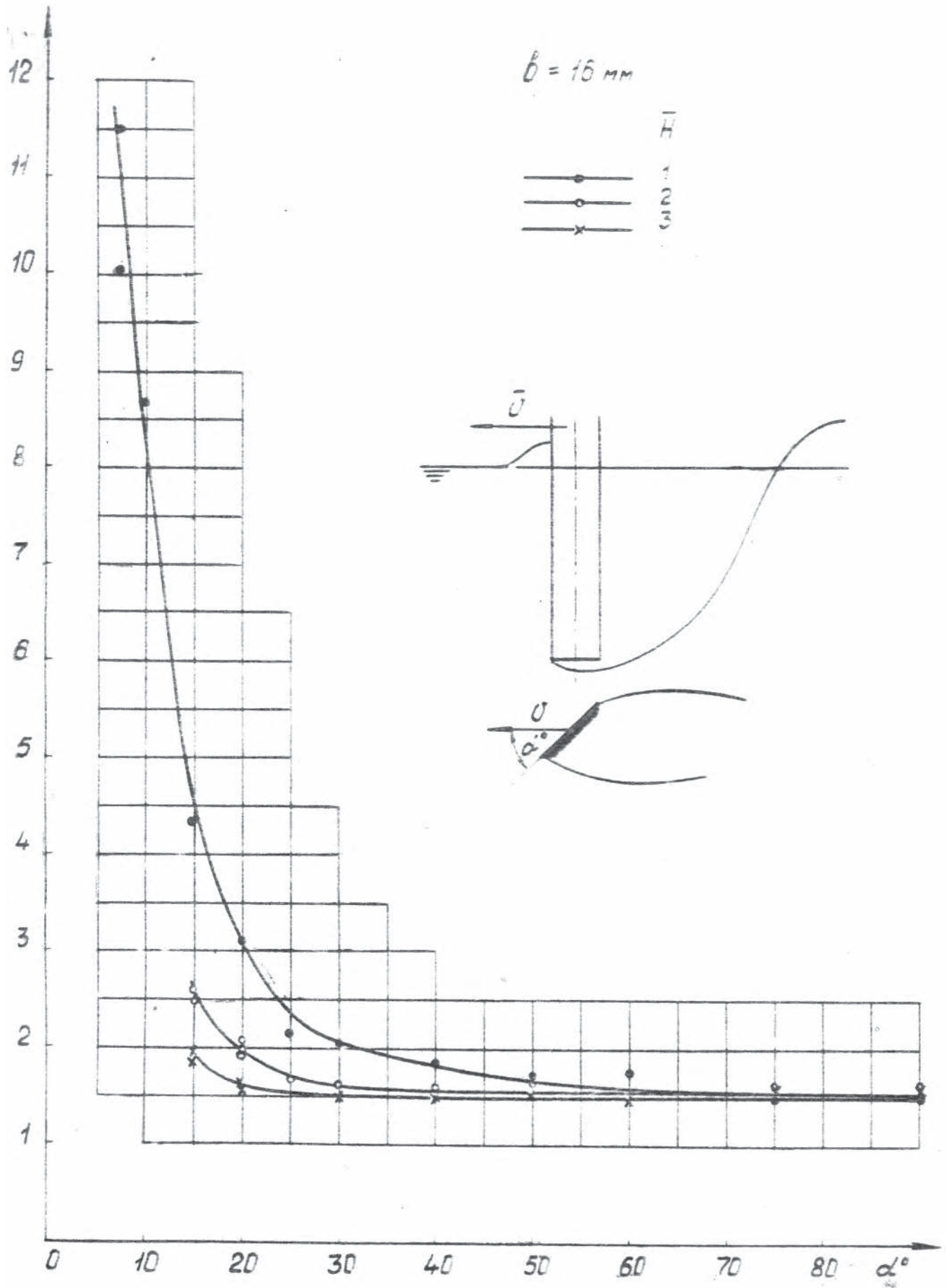


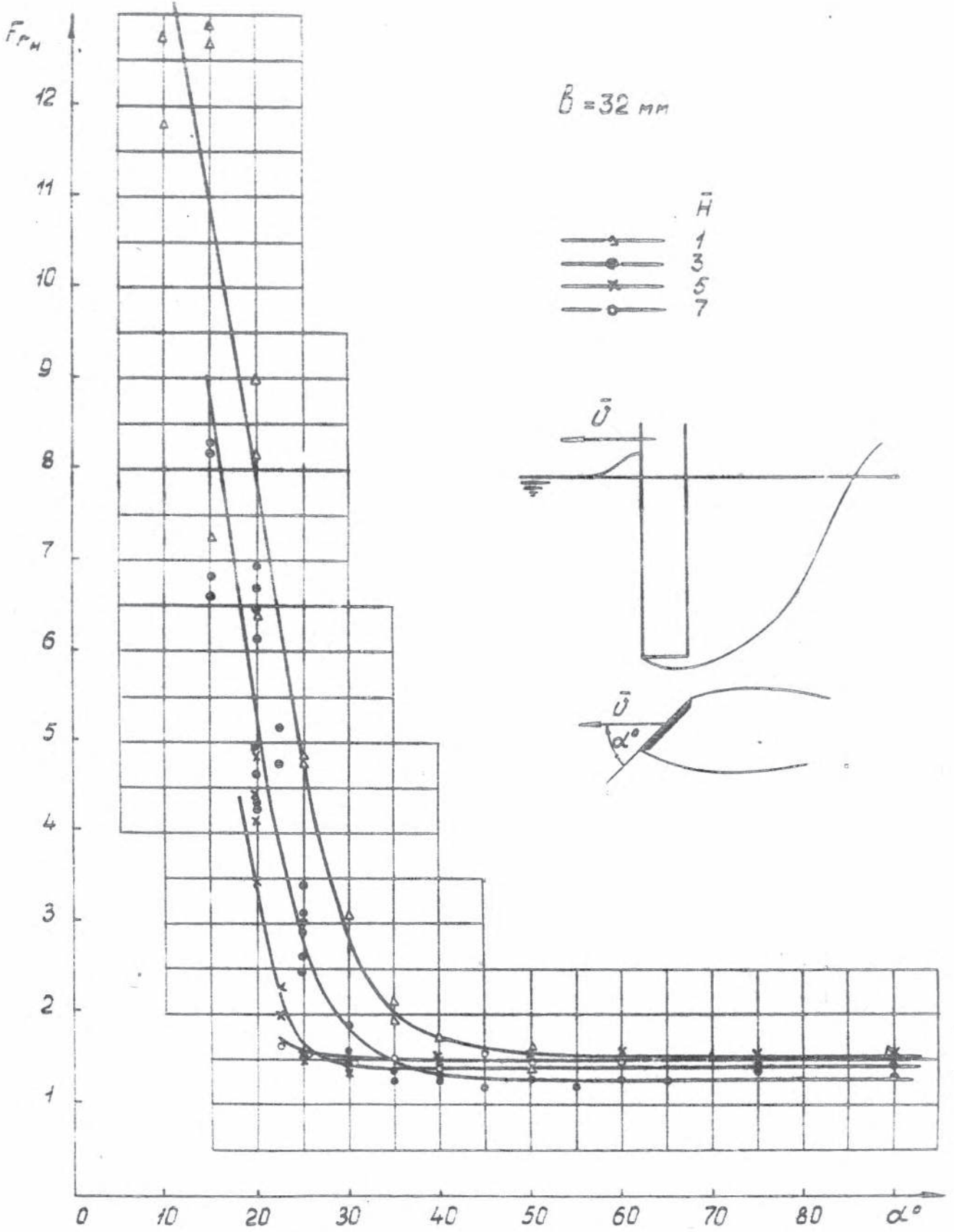
$\delta = 4 \text{ mm}$

- 1
- x— 3
- △— 5
- 7

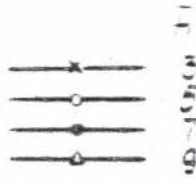








$\delta = 2 \text{ mm}$

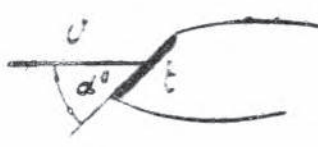
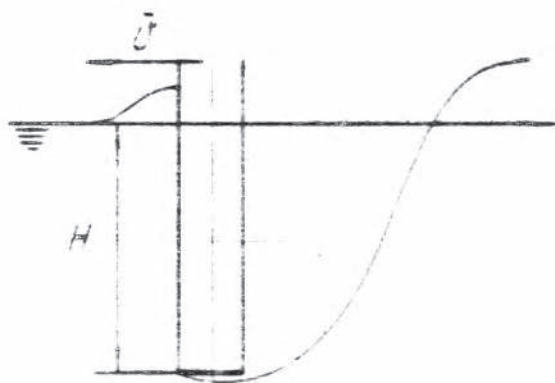
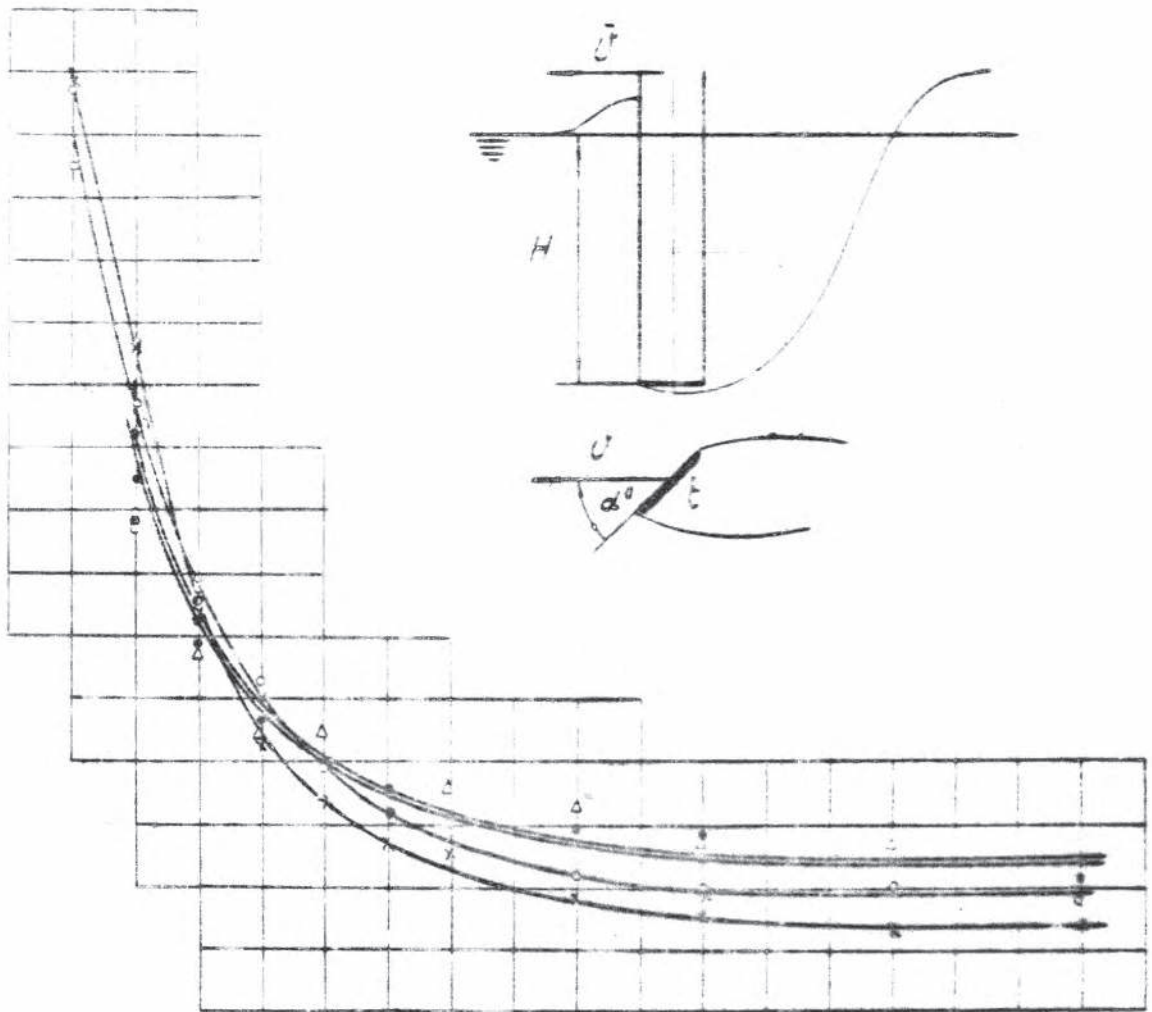


20

15

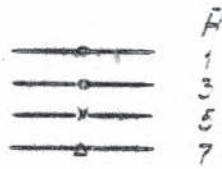
10

5



10 20 30 40 50 60 70 80 α°

$B = 4 \text{ mm}$



F_{rel}

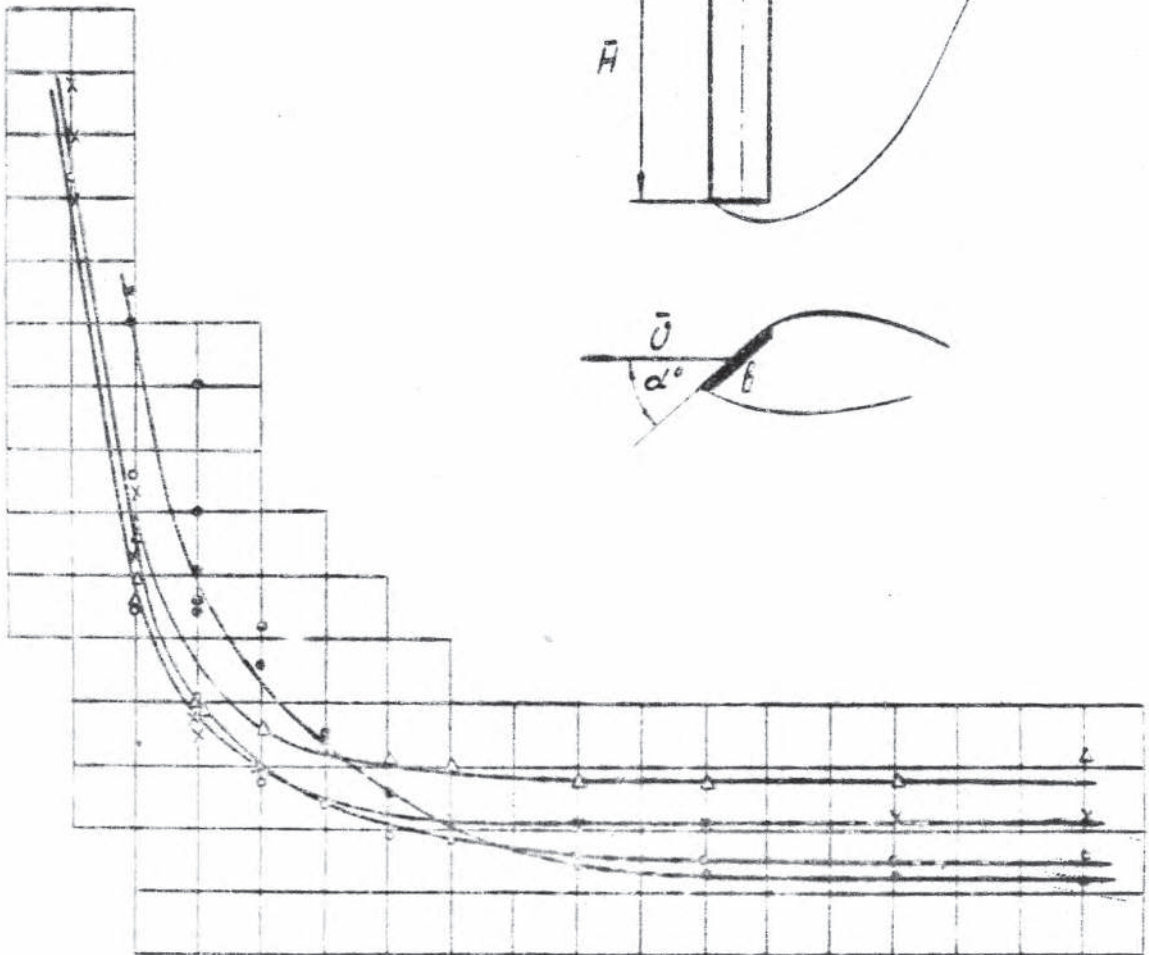
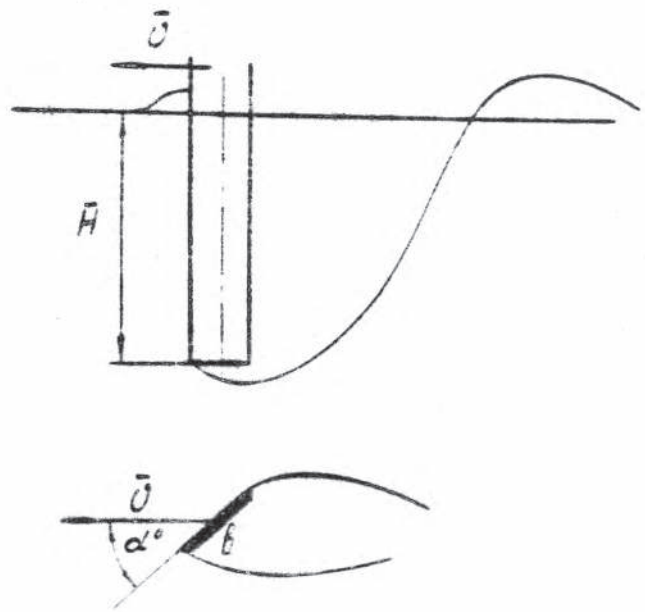
20

15

10

5

0



10

20

30

40

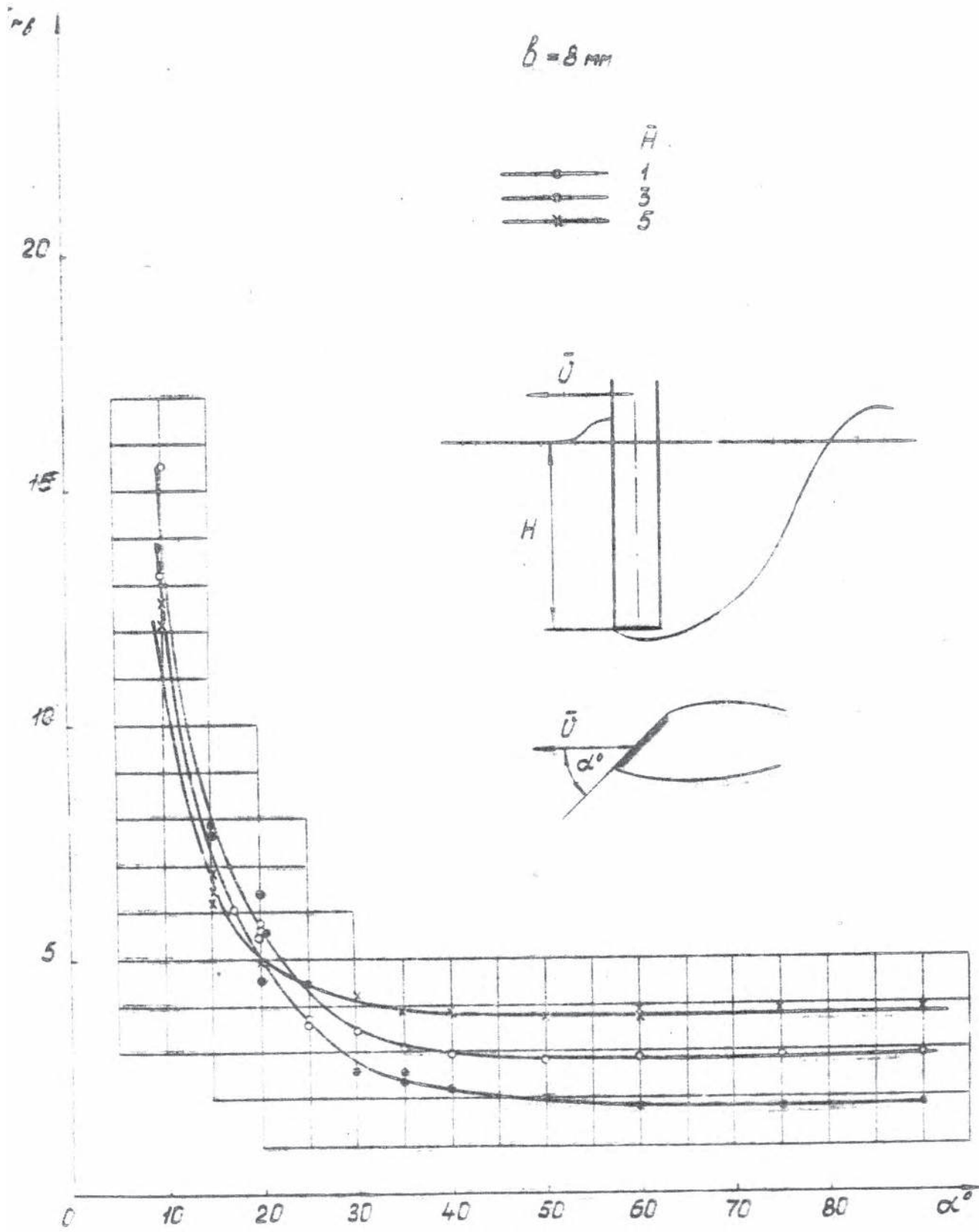
50

60

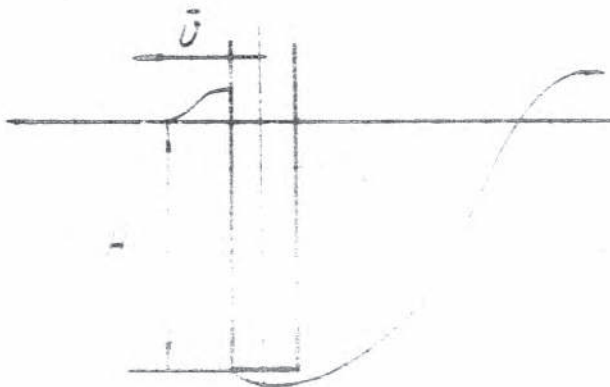
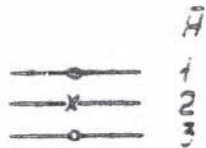
70

80

α°



$b = 16 \text{ mm}$

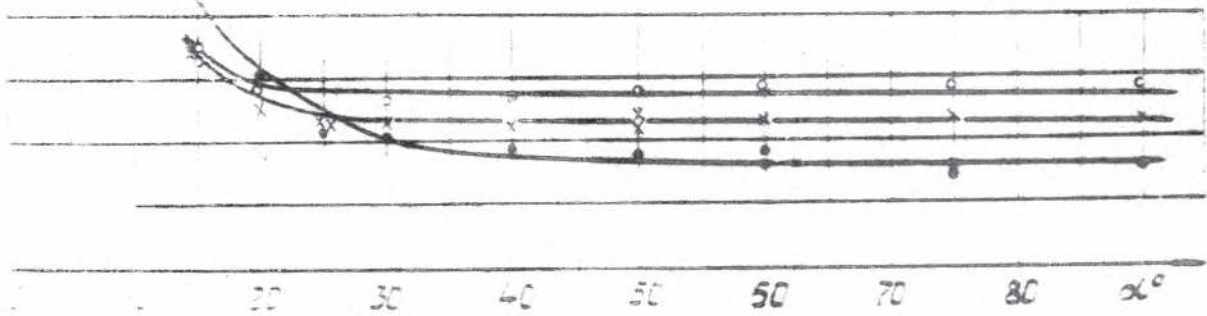
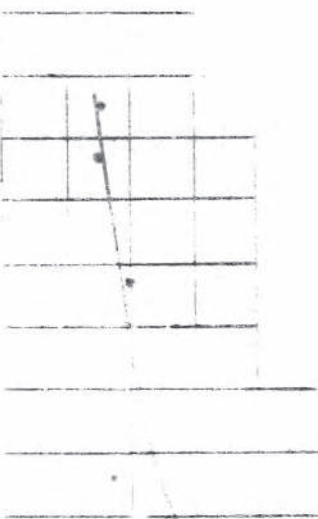


20

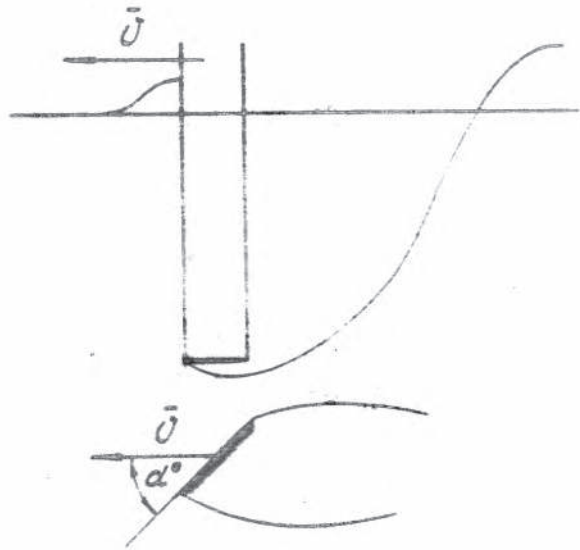
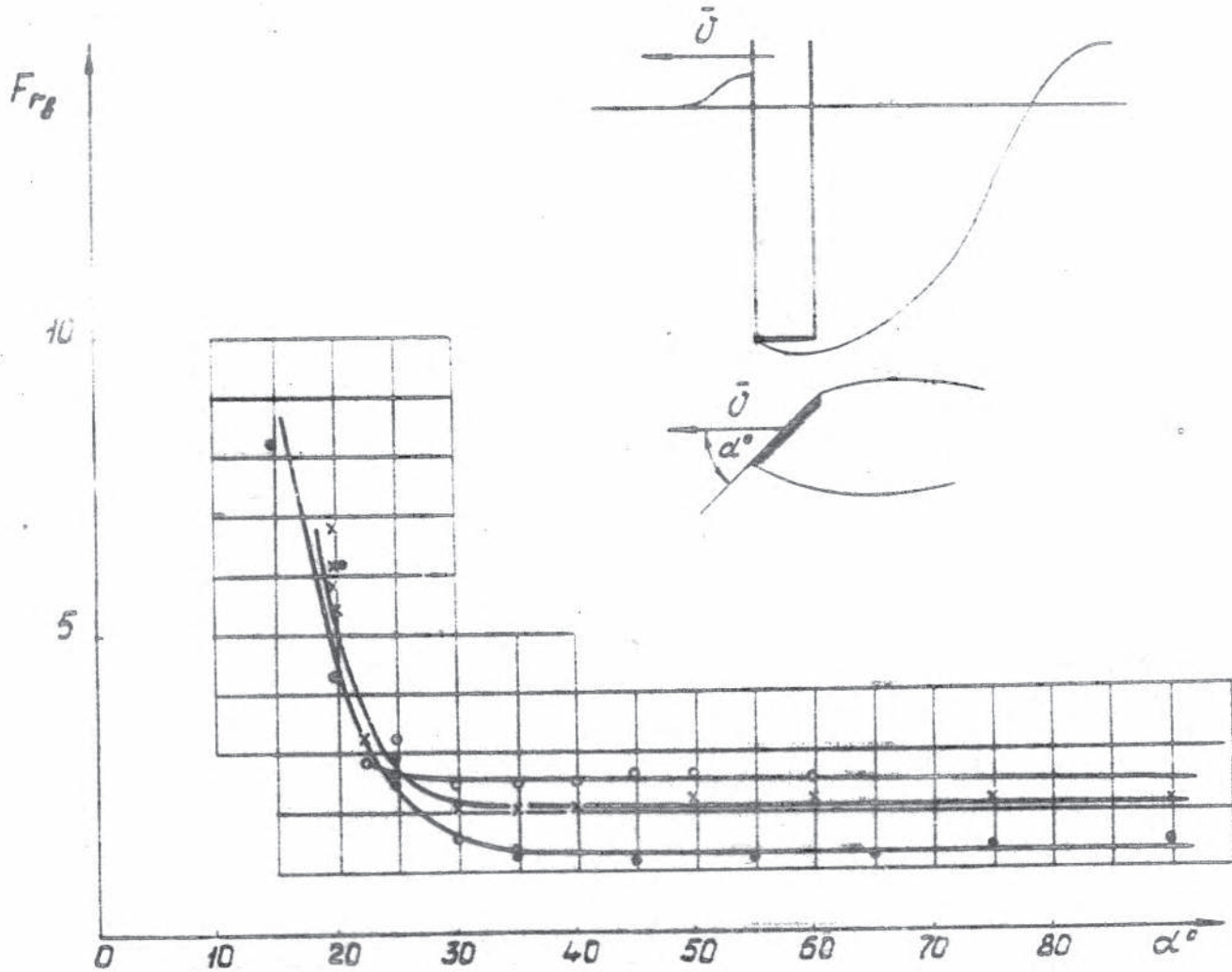
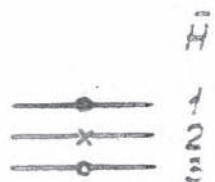
10

10

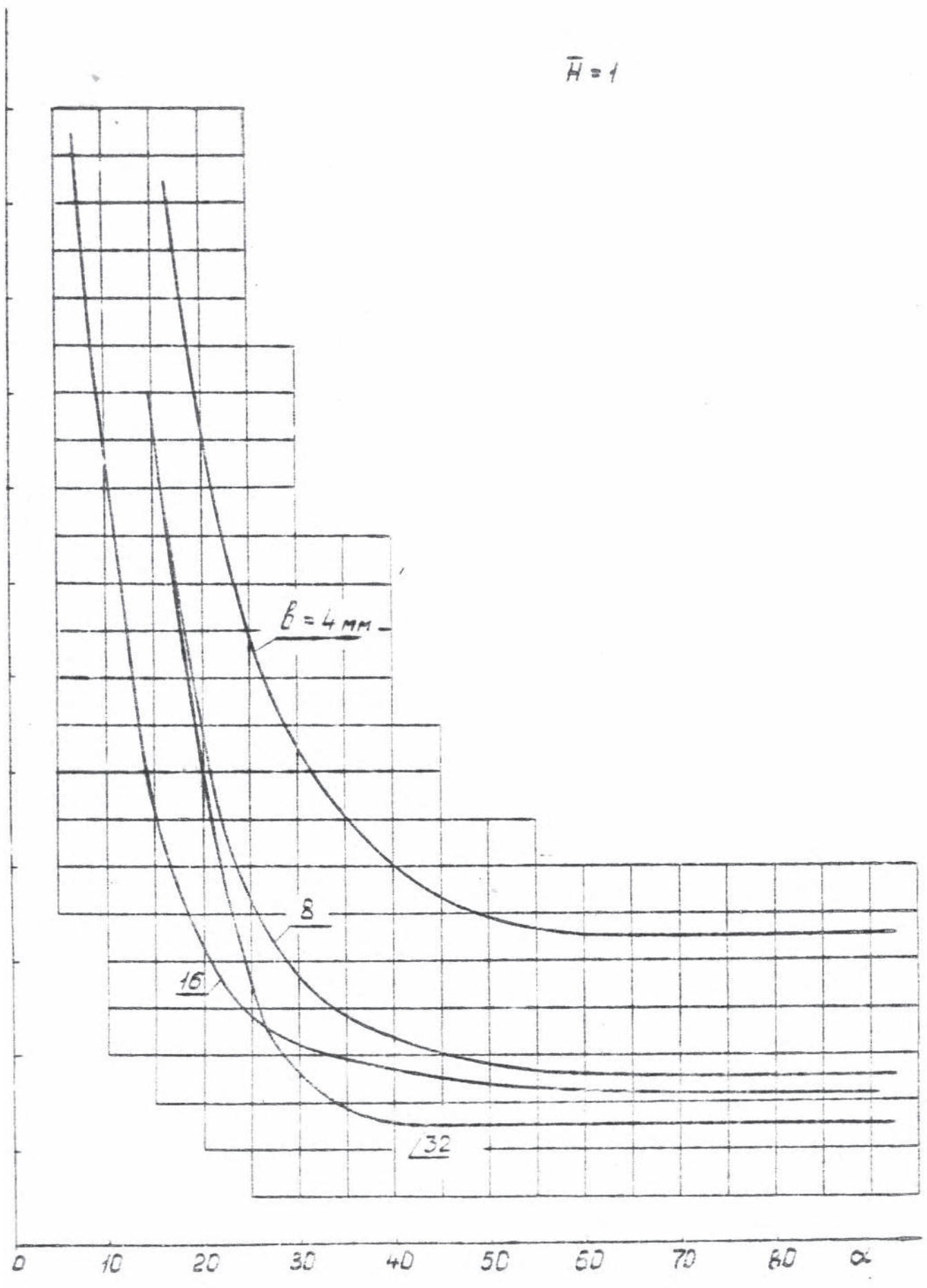
10



$b = 32 \text{ mm}$



$\bar{H} = 1$



$H = 5$

