

ИССЛЕДОВАНИЕ ГРАВИТАЦИОННОГО ТЕЧЕНИЯ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ ПО СТЕНКАМ ВЕРТИКАЛЬНОГО КАНАЛА БОЛЬШОЙ ДЛИНЫ

Б. Г. Ганчев, В. М. Козлов

(Москва)

Проведено экспериментальное исследование гидродинамики пленки жидкости, стекающей по наружной поверхности вертикального цилиндрического канала, в диапазоне чисел Рейнольдса пленочного течения $R = \Gamma/\eta = 120-7200$ (Γ — весовая плотность орошения, η — динамическая вязкость) на различных расстояниях от входа ($x = 1 \div 19$ м).

При свободном стекании пленки жидкости по стенкам вертикального канала на ее поверхности возникает и развивается неупорядоченное волновое движение. Увеличение плотности орошения и длины пробега пленки жидкости приводит к интенсификации волнового движения на поверхности. При определенных плотностях орошения и на определенных расстояниях от входа интенсификация волнового движения приводит к срыву жидкости с поверхности пленки.

При невысоких плотностях орошения на определенных расстояниях от входа происходит стабилизация волнового движения. Длина участка стабилизации зависит от свойств жидкости и плотности орошения.

В большинстве известных, проведенных ранее экспериментах использовались участки ограниченной длины, не превышающей 3—4 м. Поэтому даже при сравнительно малых плотностях орошения в экспериментах не наблюдалось стабилизации волнового движения по всей длине канала. Данные о характере свободного стекания пленки жидкости по поверхности каналов длиной более 5 м полностью отсутствуют.

В данной работе проведено экспериментальное исследование локальных характеристик пленки жидкости, свободно стекающей по вертикальной поверхности канала большой длины в широком диапазоне изменения плотности орошения ($R=120-7200$). Исследование проведено на экспериментальном стенде с рабочим участком из стали Х18Н10Т длиной 19 м и диаметром 60 мм. Рабочий участок свободно висел, закрепленный в бачке распределительного устройства. Рабочая жидкость (вода при температуре $18 \div 28^\circ \text{C}$) из бака со свободным уровнем через кольцевую щель распределительного устройства подавалась на внешнюю поверхность рабочего участка.

Для изучения движения пленки применено несколько экспериментальных методов исследования — емкостной метод измерения, подробно описанный ранее [1], прямое фотографирование, измерение мгновенного расхода жидкости с помощью специально разработанного мерного устройства с электрическим датчиком уровня.

Емкостный метод измерения позволяет фиксировать изменение во времени локальных значений толщины пленки δ и путем обработки осциллограмм получить средние значения толщины в рассматриваемом сечении $\bar{\delta}$, среднюю толщину непрерывного пристеночного слоя δ_* и среднюю высоту выступов δ^* , частоту волновых возмущений поверхности пленки ω .

К сожалению, возможности использования на рабочих каналах большой длины емкостного метода измерения ограничиваются областью сравнительно невысоких плотностей орошения, так как для фиксирования волн большой высоты требуется значительный зазор в конденсаторе, что приводит к уменьшению чувствительности прибора. В области больших плотностей орошения и умеренного срыва использован метод прямого фотографирования поверхности пленки жидкости. Этот метод позволяет определять значения средней локальной толщины практически при любых плотностях орошения, дает возможность фиксировать форму трехмерных волн, их длину, позволяет регистрировать срыв жидкости с поверхности пленки.

Измерение мгновенных расходов в заданном сечении рабочего участка осуществлялось с помощью цилиндрического мерного бачка, охватывающего рабочий участок и снабженного безынерционным электрическим датчиком уровня с непрерывной записью сигнала на осциллограф, вытеснительными вставками для регулирования чувствительности устройства и успокоителем уровня.

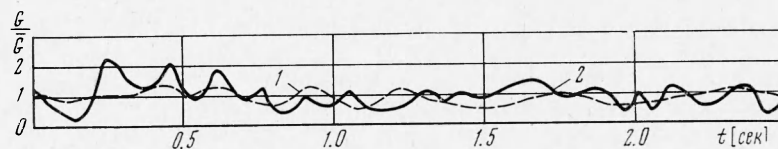
При течении пленки жидкости по стенкам вертикального канала на ее поверхности развивается неупорядоченное волновое движение, существующее фактически при всех, представляющих интерес для практики, плотностях орошения. На начальном участке, вблизи от входного устройства, возникают волны малой амплитуды, рябь различной длины. И длина их тем меньше, чем выше скорость поступления жидкости. Волны поверхностные, имеют ярко выраженный трехмерный характер, длина волн значительно больше высоты. На расстоянии от 0.5 до 3 м от входа на поверхности пленки образуются кольцевые волны с клиновидной фронтовой поверхностью с ярко выраженным крутым передним склоном. Граница возникновения кольцевых волн несколько удаляется от входа с увеличением плотности орошения. Длина клина увеличивается с плотностью орошения от $20 \div 30$ мм при $R = 200 \div 400$ до $100 \div 200$ при $R = 1500 \div 2000$. При малых плотностях орошения ($R \sim 200$) расстояние между кольцевыми волнами порядка 1 м практически по всей длине рабочего канала. С увеличением плотности орошения оно сокращается до $200 \div 300$ мм в верхней части рабочего участка и до $300 \div 500$ мм внизу. Поверхность пленки между крупными волнами покрыта мелкой рябью.

Увеличение интенсивности орошения приводит не только к увеличению высоты волн, но и к изменению самой их формы. Можно предположить, что с увеличением интенсивности орошения, и главным образом длины пробега, коренным образом меняется характер течения пленки. На начальных участках канала при любых плотностях орошения и при малых плотностях орошения по всей длине канала имеет место поверхностное волновое движение, когда кольцевые волны не образуются или их высота и частота малы. С возникновением и развитием кольцевых волн возмущения распространяются на всю толщину пленки жидкости, возникает движение, подобное движению гравитационных волн на мелководье, при этом значительная часть расхода переносится именно этими волнами — «расходные волны».

Изменение мгновенного расхода относительно среднего уровня показано на фиг. 1 (для $R = 800, 4000$ — кривые 1, 2 соответственно) для сечения, отстоящего от входа на расстоянии 5 м. Если при малой плотности орошения колебания расхода относительно невелики (до 30%) и скорость изменения расхода мала (примерно с частотой $2 \div 4$ сек⁻¹), то при большей плотности орошения (кривая 2) изменение расхода $50 \div 100\%$ и происходит с частотой $6 \div 9$ сек⁻¹. На фиг. 2 показано среднеквадратичное отклонение расхода σ относительно его среднего значения $\bar{G}$ в зависимости от числа Рейнольдса. С увеличением числа R величина отклонений растет,

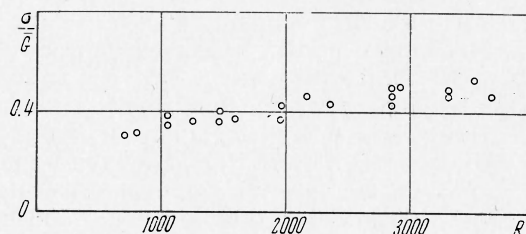
достигая $\sigma / \bar{G} = 0,45 \div 0,50$ при $R = 3000$, и далее при больших плотностях орошения остается практически неизменной.

При плотностях орошения, соответствующих $R = 1300 \div 1500$, можно заметить редкий срыв отдельных капель с гребней крупных волн на расстояниях $x \geq 15$ м. С увеличением плотности орошения зона начала срыва поднимается к входному устройству. На расстояниях $x = 13$ м при



Фиг. 1

интенсивностях $\Gamma = 1.5 \div 1.7$ кг/м·сек, соответствующих $R = 1800 \div 2200$ при температурах $t = 20 \div 28^\circ \text{C}$, зафиксирован регулярный срыв жидкости с поверхности крупных волн. Здесь же происходит вспенивание фронта крупных волн. Увеличение плотности орошения до $R = 3500$ поднимает зону срыва до $x = 5 \div 6$ м. Смещение зоны срыва к входному



Фиг. 2

устройству с ростом R постепенно замедляется. При плотностях орошения, соответствующих $R = 4500 \div 5000$, срыв начинается на расстоянии $4.5 \div 5$ м от входа. При дальнейшем увеличении интенсивности орошения положение начала срыва остается приблизительно постоянным. Связь между числом Рейнольдса, которое соответствует плотности орошения, приводящей к срыву, и длиной пробега, на которой он начинается, выражается эмпирической зависимостью

$$R = [(1.25x - 0.96) / (x - 3.8)] \cdot 10^3 \quad (1)$$

Как следует из выражения (1), при $x \leq 4 \div 4.5$ м срыв отсутствует при любой плотности орошения, а при $R \leq 1300$ стекание происходит без срыва по всей длине экспериментального участка.

Использование прямого фотографирования с последующей обработкой полученных изображений позволило значительно расширить диапазон исследования средней толщины. На фиг. 3 приведены экспериментальные значения средней толщины в безразмерном виде

$$\bar{\delta} g^{1/2} \nu^{-2/3} = f(R)$$

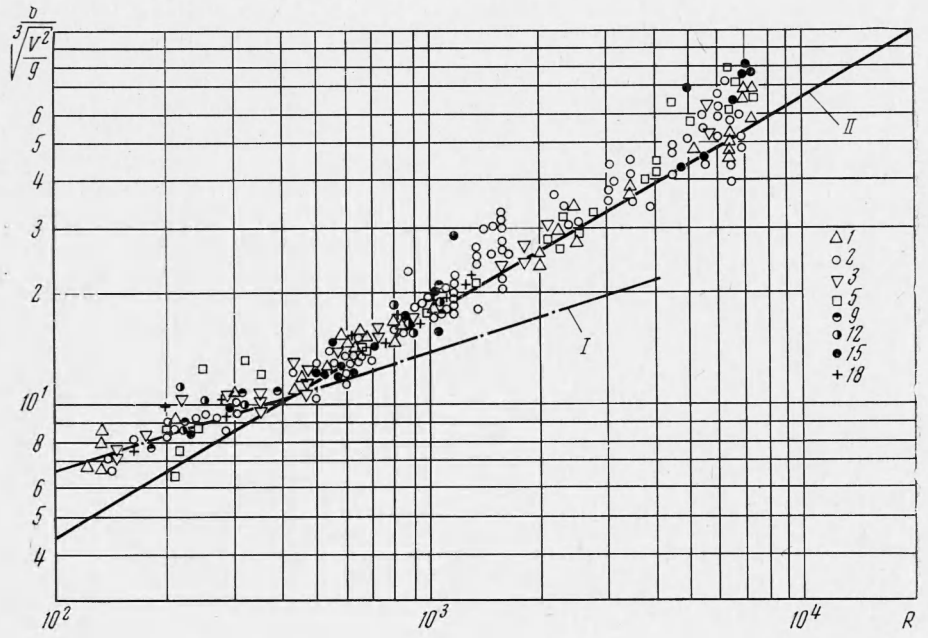
где ν — кинематическая вязкость для сечений, отстоящих от входа на расстояниях $x = 1, 2, 3, 5, 9, 13, 15, 18$ м при изменении числа $R = 120 \div 7200$. В области $R = 120 \div 2500$ нанесены экспериментальные точки, полученные как емкостным, так и фотографическим методом. Сплошными

линиями нанесены значения $\bar{\delta}$, рассчитанные для ламинарного режима течения по известной зависимости Нуссельта (кривая 1)

$$\bar{\delta} = (3g^{-1}v^2R)^{1/3} \quad (2)$$

для турбулентного режима течения пленки с гладкой поверхностью 1 (кривая 2)

$$\bar{\delta} = (0.0292g^{-1}v^2R^{7/4})^{1/3} \quad (3)$$



Фиг. 3

Следует отметить достаточно удовлетворительное согласование экспериментальных данных с теоретическими зависимостями во всем диапазоне изменения числа R и длин пробега. При больших плотностях орошения и на больших длинах пробега пленки некоторое регулярное завышение ее средней толщины может быть отнесено за счет нарушения сплошности потока при вспенивании в волне. Этим же следует объяснить и увеличивающийся разброс экспериментальных данных с увеличением длины пробега и плотности орошения.

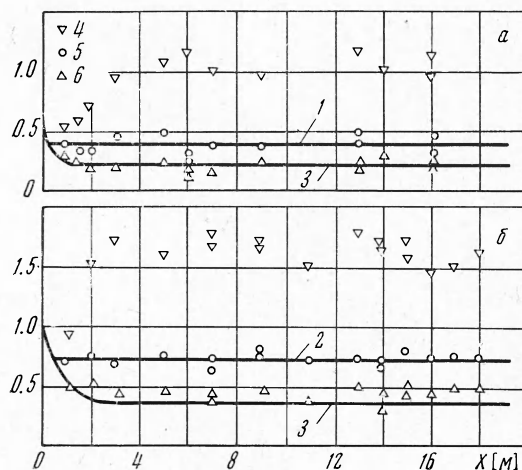
Емкостный метод измерения дает возможность определять локальные характеристики волнового движения по длине канала. На фиг. 4 представлено изменение вдоль длины рабочего участка величин $\bar{\delta}$, δ_* , δ^* для плотностей орошения, соответствующих $R = 200$ (фиг. 4, а), $R = 1000$ (фиг. 4, б). Сплошными линиями 1, 2 нанесены значения средней толщины для ламинарного режима течения турбулентного режима, линия 3 — средняя толщина пристеночного слоя δ_* , рассчитанная по эмпирической зависимости [1]. Экспериментальные точки 4, 5, 6 соответствуют δ^* , $\bar{\delta}$, δ_* .

Опытные данные, представленные на фиг. 4, показывают, что средняя толщина пленки для всех рассматриваемых плотностей орошения вдоль всего рабочего участка остается практически неизменной. Отклонение экспериментальных точек от расчетных значений лежит в пределах точности эксперимента. Входной участок длиной до 1 м здесь не рассматри-

вается. А именно на участке $200 \div 500$ мм от входа осуществляется стабилизация средней толщины пленки [1]. Значительное увеличение длины пробега пленки, как показывает проведенное исследование, при измеренных плотностях орошения к сколько-нибудь заметному изменению средней толщины не приводит. Полученная средняя толщина хорошо согласуется

с толщиной, посчитанной через измеренный профиль средней скорости в пленке [2].

Средняя толщина непрерывного пристеночного слоя δ_* заметно уменьшается с увеличением длины пробега пленки, стремясь к определенному постоянному значению. Участок стабилизации δ_* значительно больше, чем для δ , и достигает $2 \div 4$ мм. Отчетливое стремление к стабилизации проявляется и у средней высоты выступов волн. Величина δ^* возрастает с увеличением длины пробега. Скорость увеличения высоты δ^* постепенно замедляется. Длина участка стабилизации средней высоты выступов составляет



Фиг. 4

$3.5 \div 5$ м и поэтому не могла быть надежно определена ни в одном проведенном ранее исследовании.

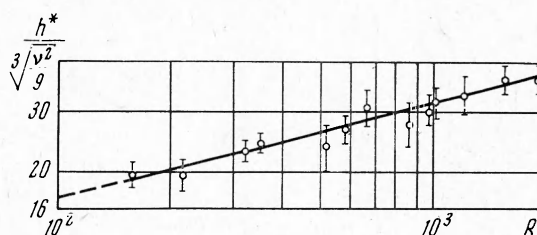
На фиг. 5 приведено изменение средней предельной высоты волн $h^* = (\delta^* - \delta_*)^*$ в зависимости от плотности орошения. Величина h^* растет с увеличением плотности орошения. Изменение предельной высоты волн с достаточной степенью точности может быть аппроксимировано зависимостью

$$h^* g^{1/3} \nu^{-2/3} = 5.44 R^{0.247} \quad (4)$$

Проведен амплитудно-частотный анализ волнового движения пленки жидкости.

Экспериментальные значения мгновенной толщины обрабатывались на ЭВМ с целью получения плотности распределения характеристики физического процесса и установления вероятностных законов для ее мгновенных значений.

На фиг. 6 представлена плотность распределения величины $\delta g^{1/3} \nu^{-2/3}$ для режима $R = 940$ и различных расстояний от входа: 1.0, 3 м. Кривая I соответствует кривой нормального распределения с дисперсией и математическим ожиданием, полученными экспериментально. Кривая II соответствует распределению

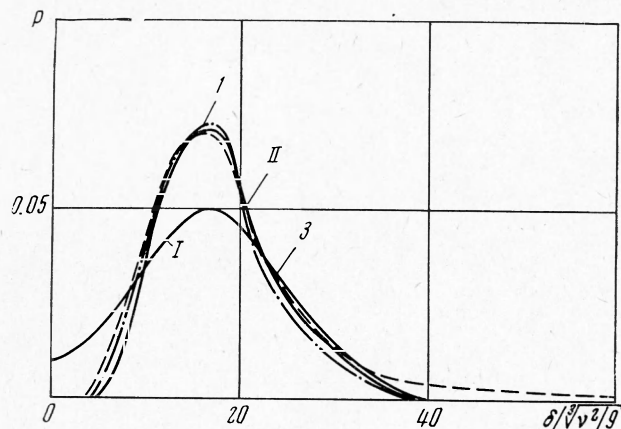


Фиг. 5

$$\varphi = \frac{1}{2^{m'/2} \Gamma(m'/2)} m'^{(m'-2)/2} \exp\left(-\frac{m}{2}\right) \quad (5)$$

$$m' = \delta' g^{1/3} \nu^{-2/3}, \quad m = \delta g^{1/3} \nu^{-2/3} \quad (6)$$

Как видно из фиг. 6, значительное изменение амплитудной структуры процесса происходит на расстоянии до 3 м от входа. На небольших расстояниях от входа доля значений толщин, близких к средней, весьма велика. С увеличением расстояния от входа появляются волны все большей высоты, толщина непрерывного слоя уменьшается. Это приводит к расслоению вероятностной характеристики. При этом, если для минимальных значений толщин расслоение незначительно и достаточно заметно отли-



Фиг. 6

чается от остальных распределений только при небольших расстояниях от входа, то для максимальных значений ($\delta > \bar{\delta}$) это расслоение отчетливо просматривается до 3 м включительно, т. е. насыщение волнового движения наступает после 3 м длины пробега.

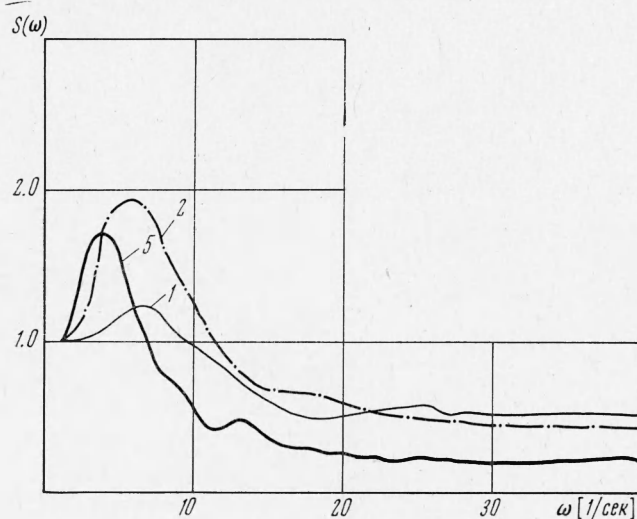
Сравнение экспериментальных кривых распределения с теоретической кривой I показывает: физический процесс развития волнового движения на поверхности пленки по своей природе асимметричен; наличие свободной поверхности способствует появлению больших амплитуд волн (увеличение «веса» правой части кривой плотности распределения), в то время как стенка рабочего участка, по которой стекает пленка, действует как стабилизирующий фактор, минимальные толщины ($\delta < \bar{\delta}$) более консервативны к развитию волнового движения.

Как видно из фиг. 6, функция φ удовлетворительно описывает распределение основного вклада значений мгновенной толщины, хотя и не учитывает увеличение асимметрии процесса за счет увеличения вклада волн большой высоты с развитием волнового движения по длине канала. Кривая же нормального распределения при данной дисперсии процесса не может служить для описания вероятностной природы течения.

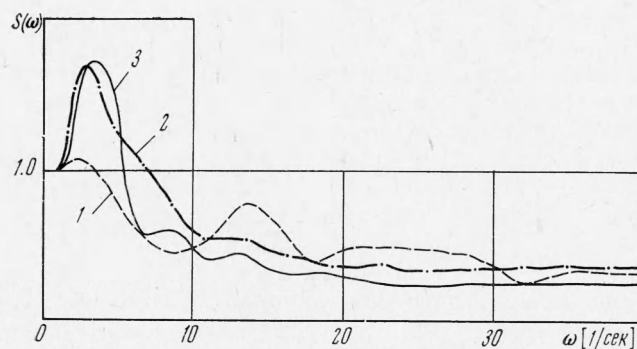
Определение характерной частоты движения волн является наиболее спорным вопросом в гидродинамике волнового движения пленок жидкости. Прежде всего, противоречивость — в самом определении понятия частоты волнового процесса. Так, в [1, 3] под частотой понималось число колебаний волновой поверхности за единицу времени, причем мелкомасштабные возмущения отбрасывались. В работе [1] при плотности орошения $R = 740$ частота меняется от 50 до 20 при изменении расстояния от входа от 0.1 до 3 м. Наиболее вероятные частоты согласно [3] изменяются от 10 до 40 сек^{-1} в зависимости от плотности орошения ($R = 10 \div 100$) и длины пробега ($x = 0.13 - 0.67$ м). В исследованиях, проведенных с помощью контактного метода, например [4], частота волнового движения — это число

касаний щупа поверхности пленки. Подобные измерения дают информацию о распределении максимальных и минимальных толщин пленки, действительные же частоты процесса остаются неопределенными.

В силу случайной природы волнового процесса, очевидно, наиболее корректным является вероятностное определение частоты через спектральную плотность мощности волнового процесса, которая дает как информацию о вкладе всех частот, имеющихся в процессе, так и выявляет наиболее вероятную гармонику.



Фиг. 7



Фиг. 8

На фиг. 7 представлена нормированная на 1 сек^{-1} спектральная плотность процесса для фиксированного расхода $R = 940$ и различных расстояний от входа. Как следует из графиков фиг. 7, «несущая» частота меняется от 7 до $3-4 \text{ сек}^{-1}$ с увеличением расстояния от входного устройства от 1 до $3-5 \text{ м}$. Судя по поведению спектральной плотности с изменением расстояния, насыщение волнового движения наступает на расстоянии $3-4 \text{ м}$. Далее, наиболее вероятная частота остается постоянной и равной $3-4 \text{ сек}^{-1}$. Частотная структура процесса зависит как от длины пробега, так и от плотности орошения. На фиг. 8 показано развитие волнового процесса при фиксированном расстоянии от входа ($x = 5 \text{ м}$) и различных плотностях орошения. Кривые 1—3 соответствуют $R = 220, 580, 680$.

Увеличение плотности орошения несколько смещает несущую частоту в область более высоких частот. Однако это изменение незначительно и составляет 1 сек^{-1} . Таким образом, частотная структура процесса сильно зависит от длины пробега пленки. Зависимость от плотности орошения более слабая.

Проведенное исследование показало, что процесс стекания пленки жидкости по вертикальной стенке носит вероятностный характер. Несущие частоты процесса зависят от длины пробега пленки и плотности орошения. При всех исследованных плотностях орошения насыщение волнового движения наступало на расстоянии $3 \div 4 \text{ м}$ от входа. На поверхности пленки развивается интенсивное волновое движение, приводящее при определенной плотности орошения и длине пробега к срыву части жидкости с вершин волн. На начальном участке движения пленки, вплоть до расстояний от входа $x = 4 \div 5 \text{ м}$, срыв не наступает при любых плотностях орошения. Установлены границы начала срыва в зависимости от длины и плотности орошения.

В досрывных режимах полученные экспериментальные данные по средней толщине удовлетворительно согласуются с теоретической зависимостью, полученной на основании плоской модели течения со степенным законом распределения скорости по сечению. Развитие волнового движения приводит к тому, что значительная часть расхода переносится волнами, что вызывает колебания расхода в сечении. Среднеквадратичное отклонение мгновенного расхода относительно среднего уровня достигает при больших плотностях орошения 50%.

Поступила 24 VII 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Ганчев Б. Г., Козлов В. М., Лозовецкий В. В. Исследование нисходящего течения пленки жидкости по вертикальной поверхности и теплопереноса к ней. Инж.-физ. ж., 1971, т. 20, № 4.
2. Ганчев Б. Г., Козлов В. М., Орлов В. В. Некоторые результаты исследования течения пленок жидкости методом стробоскопической визуализации. ПМТФ, 1972, № 2.
3. Роговая И. А., Олевский В. М., Рунова Н. Г. Измерение параметров пленочного волнового течения на вертикальной пластине. Теоретические основы химической технологии, 1969, т. 3, № 2.
4. Malewski W. Zusammenhang zwischen Stoffübergang und Wellenstruktur beim Welligen Rieselfilm. Chem.—Ingr. Techn., 1965, Bd 37, Nr 8.