

Классификация режимов электродиспергирования жидкости

* А. И. Григорьев, С. О. Ширяева

*Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова,
г. Ярославль, 15000, Россия, *e-mail: grig@uniyar.ac.ru*

Дан обзор публикаций и развита полутеоретическая классификация экспериментально наблюдаемых режимов электродиспергирования жидкостей, отталкивающаяся от теории дробления струй и диспергирования капель (менисков) жидкости и учитывающая феноменологию явления. Предлагаемая классификация основана на последовательном рассмотрении неустойчивости различных азимутальных мод струи. Затем классификация рассмотрена со стороны физико-химических свойств жидкостей и в последнюю очередь с точки зрения технологических особенностей установок и процессов. Учтены распады струй, связанные с возбуждением нулевой, первой и второй азимутальных мод.

Ключевые слова: электродиспергирование жидкости, режимы, классификация.

УДК 544.77.051.15: 621.384.8

DOI: 10.5281/zenodo.1228828

ВВЕДЕНИЕ

Явлению неустойчивости заряженной поверхности жидкости, приводящему к выбросу на нелинейной стадии реализации феномена сильнозаряженных струй, распадающихся на отдельные капли, посвящено весьма большое количество экспериментальных и теоретических исследований в связи с многочисленными академическими, техническими и технологическими приложениями (см., например, обзоры и монографии [1–8]). Следует обратить внимание на широкое практическое использование феномена при получении порошков тугоплавких металлов, при распылении ядохимикатов и лакокрасочных материалов, горючего в реактивных двигателях, при капле струйной печати. Также его применение связано с разработкой новых средств масс-спектрометрического анализа нелетучих или термически нестабильных жидкостей и разработкой жидкометаллических источников ионов.

Несмотря на значительное число (измеряется тысячами) экспериментальных работ, для большинства из них характерны отсутствие системности в исследовании влияния физико-химических характеристик жидкости на процесс распыления, а также случайность в выборе оборудования и объекта изучения – рабочей жидкости (как правило, используется та жидкость, которая имеется под руками, либо то вещество и те параметры установки, с которыми связан конкретный практический интерес). Естественно, выделяются два направления экспериментальных работ.

1. Изучение физических закономерностей распыления какой-либо одной жидкости в зависимости от внешних характеристик процесса:

потенциала, подаваемого на капилляр, объемного расхода жидкости (или гидростатического давления жидкости в капилляре), вида электродов (металлический или стеклянный капилляр со смачиваемыми или не смачиваемыми стенками; различной конфигурации противоэлектроды, располагающиеся на разных расстояниях от торца капилляра и т.п.). При этом авторы обычно ограничиваются сообщением названия используемой жидкости (или смеси жидкостей), не затрудняя себя измерением основных физико-химических характеристик.

2. Исследование влияния на процесс распыления какого-либо одного из свойств рабочей жидкости (обычно проводимости). В этих случаях эксперимент проводится с целым набором жидкостей, подобранных таким образом, чтобы интересующее свойство изменялось в достаточно широком диапазоне значений. Основным недостатком работ такого типа является отсутствие контроля над изменением других физико-химических свойств используемых жидкостей. Хотя интуитивно ясно, что авторы должны бы стремиться к тому, чтобы все неконтролируемые в данном эксперименте свойства жидкостей изменялись очень слабо, однако это, как правило, не оговаривается и не приводятся даже приблизительные значения основных физических характеристик жидкостей (по-видимому, малоинтересных, с точки зрения авторов).

Перечисленные выше недостатки экспериментальных работ препятствуют формированию единого взгляда на явление электрогидродинамического распыления и созданию единой классификации его разнообразных режимов. Практически каждый из авторов заново выделяет наблюдающиеся в данном эксперименте режимы

распыления, приводя их описательную характеристику и пользуясь собственной терминологией для их обозначения. Сопоставить же результаты различных работ невозможно из-за недостатка информации об условиях эксперимента.

По-видимому, наиболее удачная попытка теоретического подхода к проблеме создания единой классификации различных режимов электрогидродинамического распыления жидкости изложена в [9]. В этой работе довольно схематическая классификация проводится на основе учета таких физических параметров рабочей жидкости, как электропроводность χ , диэлектрическая проницаемость ε , коэффициент кинематической вязкости ν и массовая плотность ρ . Кроме того, принимались во внимание следующие характеристики процесса распыления: массовый расход \dot{M} , радиус капилляра R , радиус капельки r и масса капельки m . Основным принципом предложенной в [9] классификации является сравнение характерных времен процесса распыления: электрической релаксации (ε/χ – в обозначениях системы Гаусса), время вязкой релаксации (R^2/ν и r^2/ν) и характерных времен течения (или натекания m/\dot{M} и $2\pi R^3\rho/3\dot{M}$). На основе такого подхода в [9] выделены три основных режима распыления, для которых приводятся следующие характеристики.

Режим 1. $\varepsilon/\chi \ll R^2/\nu$. Очень тонкое распыление имеет место для хорошо проводящих жидкостей. Эмиссии вещества происходят из одного или нескольких четко очерченных мест на вершине капилляра. Распыление может принимать множество форм в зависимости от массового расхода, прикладываемого к разрядному промежутку напряжения и других параметров. При $\varepsilon/\chi \ll 2\pi R^3\rho/3\dot{M}$ – процесс электродиспергирования лимитируется скоростью подачи жидкости, мениск жидкости на торце капилляра не образуется, распыление происходит с цилиндрической кромки капилляра в нескольких точках, где неровности поверхности капилляра вызывают локальное усиление электрического поля. По мере увеличения массового расхода \dot{M} на вершине капилляра формируется полусферический мениск, и эмиссия капель происходит уже с вершины мениска. При дальнейшем увеличении массового расхода жидкость эмитируется в виде все более и более вытянутых капелек, пока, наконец, не образуется струя. При этом могут существовать различные пульсационные режимы. Эксперименты показывают, что распыление с отрывом капель происходит при $m/\dot{M} \sim r^2/\nu$ и $\varepsilon/\sigma > r^2/\nu$.

Режим 2. $\varepsilon/\chi \sim R^2/\nu$. Способ формирования капель полностью определяется характерным временем течения. При $\varepsilon/\sigma \ll 2\pi R^3\rho/3\dot{M}$ распыление происходит, как в первом режиме, то есть формируются маленькие капельки с относительно большим отношением заряда к массе $m/\dot{M} \sim r^2/\nu$ и $\varepsilon/\sigma > r^2/\nu$. По мере возрастания массового расхода размер капель увеличивается до тех пор, пока не выполнится соотношение $R^2/\nu \gg 2\pi R^3\rho/3\dot{M}$. В этих условиях формирование капель определяется действием гравитации и поверхностного натяжения. Могут иметь место асимметричное образование и деление капель.

Режим 3. $\varepsilon/\chi \gg R^2/\nu$. Для очень плохо проводящих жидкостей распыление на отдельные капельки затруднено. Для некоторых очень чистых беспримесных веществ распыление за счет электропроводного механизма вообще невозможно. В основном явление распыления определяется действием гравитации и поверхностного натяжения.

Несмотря на очевидную прогрессивность и перспективность идеи выделения основных режимов электродиспергирования жидкостей путем сопоставления характерных времен процесса, изложенная классификация имеет два существенных недостатка: 1) никак не учитывается одна из определяющих физических характеристик процесса распыления – разность потенциалов, прикладываемая к разрядному промежутку; 2) используются характерные времена r^2/ν и m/\dot{M} , зависящие от размера образующихся капель. Это неудобно, так как величину капель можно определить, лишь реализовав конкретный режим распыления. Основной же целью создания единой классификации режимов является возможность предсказания формы реализации феномена распыления в той или иной конкретной ситуации до осуществления этого процесса на практике. Из этой основной задачи с очевидностью вытекает, что при выработке единых критериев для классификации разнообразных режимов распыления следует основываться только на тех определяющих параметрах процесса, которые являются причиной конкретного режима, а не его следствием.

Надо сказать, что терминология, использованная в [9], представляется не совсем удачной. Так, жидкости при $\varepsilon/\chi \ll \tau_v$ называются хорошо проводящими, а при $\varepsilon/\chi \gg \tau_v$ – плохо проводящими. При сравнении времен ε/χ и τ_v определяющим фактором является величина вязкости жидкости: если величина коэффициента кинематической вязкости ν мала (то есть время вязкой

релаксации велико $\varepsilon/\chi \ll \tau_v$), то жидкость распыляется легко; если же величина коэффициента кинематической вязкости ν очень велика (маленькое время вязкой релаксации $\varepsilon/\chi \gg \tau_v$), то жидкость практически невозможно диспергировать электростатическим путем.

В [10–12] авторы, взяв за основу главную идею работы [9], но, оставшись в рамках феноменологии, усовершенствовали приведенную в [9] классификацию, расширив ее и устранив отмеченные выше недостатки. С этой целью, помимо учтенных в [9] физических свойств рабочей жидкости и характеристик процесса, были учтены поверхностное натяжение жидкости с коэффициентом σ , скорость распространения звука в жидкости c (то есть модуль объемной упругости жидкости) и величина разности потенциалов, прикладываемой на капилляр и противоэлектрод U . Характерные времена, на основе которых в [10–12] была проведена классификация режимов распыления, делятся на две группы.

1) К первой группе относятся характерные времена, определяющиеся главным образом физическими свойствами рабочей жидкости:

$\tau_\varepsilon = (\varepsilon/\chi)$ – время максвелловской релаксации электрического заряда или время выравнивания электрического потенциала в жидкости (характерное время перераспределения электрического заряда);

$\tau_\nu = (R^2/\nu)$ – время вязкой релаксации или характерное время выравнивания импульса в объеме жидкости (время выравнивания профиля поля скоростей);

$\tau_c = (R/c)$ – время гидродинамической релаксации (время выравнивания давления в объеме жидкости).

Последние два характерных времени зависят от радиуса капилляра R . Обычно эксперименты проводятся с одним капилляром, и при распылении конкретной рабочей жидкости эти времена остаются неизменными при смене одного режима распыления другим.

2) Ко второй группе относятся характерные времена, зависящие от внешних (технологических) параметров, определяющих режимы распыления конкретной жидкости, а именно от объемного расхода жидкости \dot{V} и разности потенциалов U , подаваемых на капилляр и противоэлектрод.

Величина разности потенциалов, приложенная к разрядной системе, характеризуется с помощью безразмерного параметра $W = \varepsilon_{cp} U^2 / 16\sigma R$ (ε_{cp} – диэлектрическая проницаемость среды).

$\tau_v \approx (2\pi R^3 / 3\dot{V})$ – характерное время натекания полусферического мениска с радиусом R , равным радиусу капилляра;

$\tau_\sigma \approx (\sqrt{\rho R^3 / \sigma(1-W)})$ – характерный период капиллярных колебаний заряженного мениска жидкости на торце капилляра при $0 \leq W \leq 1$;

$\tau_\sigma^{(v)} \approx (\sqrt{\sigma(W-1)/\rho R^3 - \nu/R^2})^{-1}$ – характерное время развития капиллярной неустойчивости свободной поверхности заряженного мениска при $W > 1$;

$\tau_v^{(c)} \approx ((\nu/R^2) - \sqrt{\sigma(1-W)/\rho R^3})^{-1}$ – характерное время затухания мелкомасштабного ($l \gg 1$) возмущения свободной поверхности заряженного мениска при $W_v < W < 1$, где $W_v \equiv 1 - \frac{(l-1)(2l+1)^2}{2l(l+2)} \times \frac{\rho \nu^2}{\sigma R}$ – такое значение пара-

метра W , при котором согласно дисперсионному уравнению при заданной вязкости исчезают периодические движения l -й моды мениска.

В работе [13] и так солидная совокупность технологических времен дополнительно пополнена и детализирована. И все это делалось в попытке построить детальную классификацию наблюдаемых режимов электродиспергирования. В итоге классификация, предложенная в [13], хотя и охватывающая большинство наблюдаемых режимов, получилась весьма громоздкой и неудобной для использования. Причем громоздкость достигается за счет обилия технологических характерных времен.

Невольно напрашивается вывод, что принципы классификации, развитые в [10–13], излишне детализированы по технологическим временам, которые следует сократить количественно, заложив иные принципы.

ФИЗИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ПРОБЛЕМЫ

Будем говорить об электродиспергировании жидкости, имея в виду прежде всего диспергирование (выброс отдельных заряженных капель или струй жидкости, распадающихся на отдельные капли) с мениска жидкости на торце металлического капилляра, по которому жидкость подается в разрядную систему и который поддерживается при некотором потенциале относительно противоэлектрода.

Будем исходить из того, что определяющими для физики всего феномена электродиспергирования параметрами будут: вязкость, диэлектрическая проницаемость, электропроводность и коэффициент поверхностного натяжения жидкости; разность потенциалов, приложенная к разрядному промежутку; давление в капилляре,

расход жидкости через капилляр. В нижеследующем построении снизим роль характерных времен, ибо в реальности они связаны друг с другом, и сделаем упор на таких понятиях, как вязкость и расход жидкости через капилляр и напряжение, приложенное к разрядному промежутку.

При построении классификации обычно используется понятие массового \dot{M} или объемного \dot{V} расхода жидкости через капилляр. Мы будем говорить просто о «расходе через капилляр», не делая различий между \dot{M} и \dot{V} , так как роль плотности жидкости в феномене электродиспергирования изучена как экспериментально, так и теоретически весьма слабо.

Для дальнейшего учтем, что поле сил тяжести сказывается на феномене электродиспергирования только при напряженностях внешнего электростатического поля, меньших критической в смысле реализации неустойчивости по отношению к поверхностному заряду и для капилляров с радиусами, существенно превышающими капиллярную постоянную диспергируемой жидкости [14].

Будем исходить из того, что форма свободной поверхности струи в общем случае определяется суперпозицией выражений типа:

$$\xi(\varphi, z, t) \sim \exp[i(kz - \omega t + m\varphi)];$$

где k – волновое число; z и φ – линейная и угловая координаты в цилиндрической системе координат; ω – частота волны; m – азимутальный параметр.

Классифицировать режимы дробления струй начнем по номерам неустойчивых мод (по параметру m). Проведя такую классификацию внутри каждой из неустойчивых мод, продолжим классификацию по физико-химическим свойствам жидкости и технологическим признакам.

КАПЕЛЬНОЕ ДИСПЕРГИРОВАНИЕ

Но начать следует с капельных режимов, когда струи еще не образуются, а капли отрываются от вертикально ориентированного капилляра при совместном влиянии поля тяжести и электростатической силы. Капельное диспергирование с торца капилляра стоит особняком, так как оно не связано с дроблением струи. Основные закономерности этого процесса экспериментально изучены в [10, 12, 15–16], а теоретически – в [17]. Здесь можно выделить четыре режима.

Капельный режим (dripping mode)

В отсутствие электрического поля капилляр располагается вертикально, и капля с его торца отрывается под действием силы тяжести.

При хорошей смачиваемости капилляра рабочей жидкостью и малом радиусе капилляра после образования на торце капилляра капли жидкость начинает подниматься вдоль внешней стенки капилляра, собираясь вокруг торца капилляра. Размер капли на торце капилляра при этом растёт, а ее радиус перед отрывом капельки превышает радиус капилляра (см. рис. 1а) (отметим, что рисунки 1, 2, 4, 5, 7 взяты из [10]).

Если подать теперь на капилляр и противоэлектрод небольшую разность потенциалов и постепенно ее увеличивать, то высота смачиваемой внешней стенки капилляра и характерный линейный размер капельки на торце капилляра уменьшаются, и в конце концов жидкость перестает подниматься по внешней стенке капилляра, а капелька на капилляре держится только за счет смачивания его торца. Размер отрывающихся капель с увеличением разности потенциалов уменьшается, а частота эмиссии постепенно увеличивается до ≈ 500 Гц.

В капельном режиме (см. рис. 1а) эмиссия капелек может происходить через равные временные интервалы без возникновения сателлитов. При этом большая часть капелек имеет одинаковые размеры. Диаметр капелек, как правило, остается большим диаметра капилляра. Таким образом, осуществляется эмиссия относительно крупных капелек с низкой частотой.

Однако в некоторых случаях эмиссия крупных капель может сопровождаться формированием капелек-сателлитов, образующихся из перетяжки, соединяющей капельку с мениском. Число и размер сателлитов зависят от условий эмиссии. Для маловязких жидкостей (рис. 1б) перетяжка толстая и короткая, и при ее разрыве образуется капля-сателлит, диаметр которой равен почти половине диаметра основной капельки. Для более вязких жидкостей перетяжка, связывающая отрывающуюся каплю с торцом капилляра, длинная и тонкая (рис. 1в) и разрывается на большое количество весьма маленьких капелек-сателлитов (см. также [10, рис. 5]).

Каплетруйный режим (dripping-jet mode) [10, рис. 6]

Этот режим распыления (см. рис. 2) является разновидностью капельного режима (dripping mode). Более того, в работе [10] эти режимы не разделяются. Тем не менее, по мнению авторов, режим, проиллюстрированный рис. 2, целесообразно выделить в самостоятельный. Основной отличительной чертой предлагаемого каплетруйного режима является сравнительно большие значения разности потенциалов U , прикладываемой к разрядной системе. В итоге величина

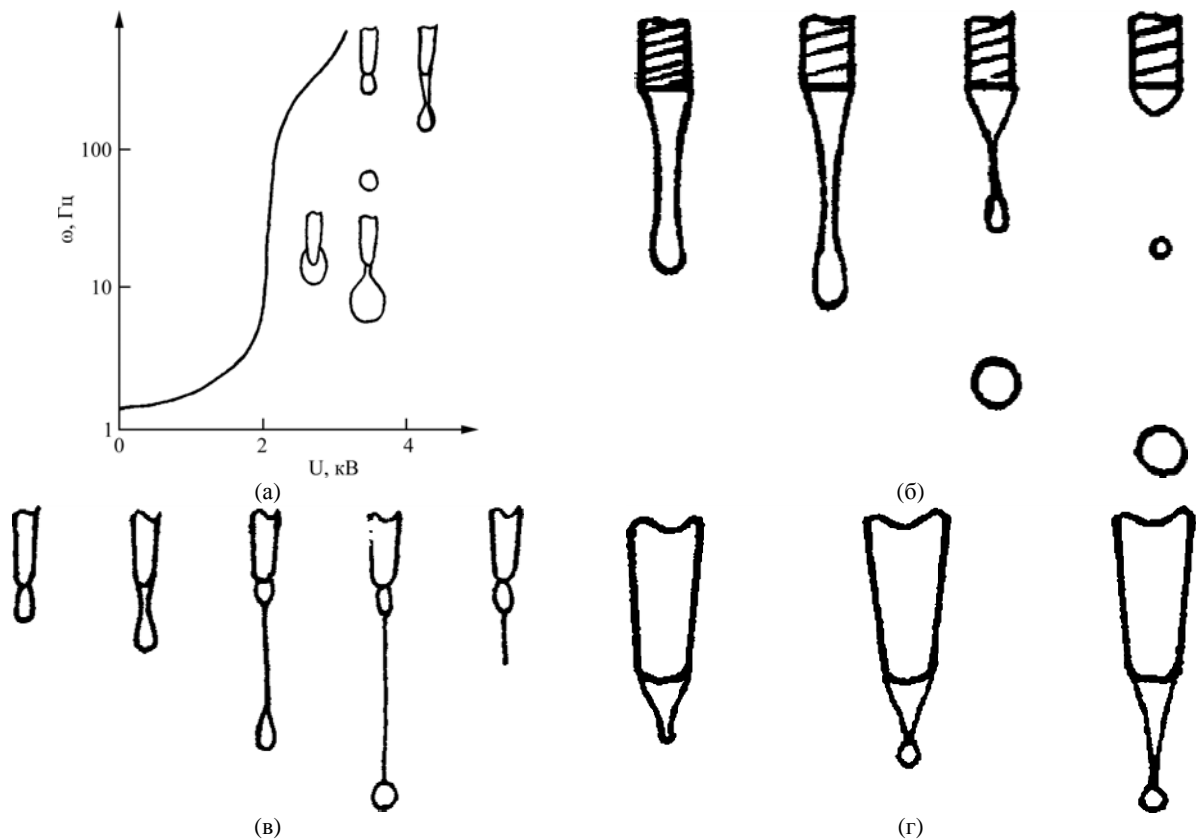


Рис. 1. Капельные режимы электродиспергирования жидкости; (а) капельный режим, график представляет собой зависимость частоты эмиссии капель от приложенного напряжения; (б) капельный режим для маловязких жидкостей (капельный режим с короткой перетяжкой); (в) капельный режим для вязких жидкостей (капельный режим с длинной перетяжкой); (г) микрокапельный режим.

напряженности электрического поля в окрестности вершины мениска столь велика, что еще до формирования большой капли и отрыва всего мениска с вершины мениска выстреливается тонкая струя жидкости, распадающаяся на множество весьма мелких капелек. Отрыв же основной капли внешне мало отличается от отрыва капле в простом капельном режиме. Точно так же, как и в капельном режиме, в каплеструйном режиме отрыв основных капель от торца капилляра может проходить как с образованием сателлитов из перетяжки, так и без оно. Присутствие в этом режиме длинной струи указывает на роль вязкости жидкости.

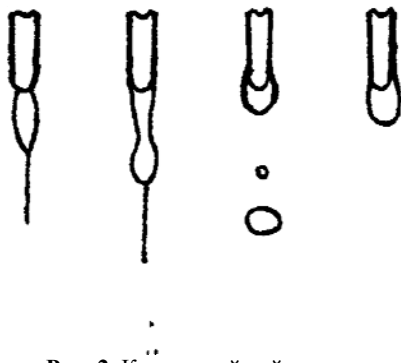


Рис. 2. Каплеструйный режим.

Рассматривая причины, отрывающие каплю от мениска, отметим, что в этом режиме

электрическая и гравитационная силы примерно равны.

Микрокапельный режим (microdripping mode) (рис. 1г)

При высоких значениях используемой разности потенциалов может осуществляться микрокапельный режим диспергирования, при котором образуются капельки с диаметром, меньшим диаметра капилляра (рис. 1г). Максимальное значение частоты эмиссии на один – два порядка выше, чем в случае обычного капельного режима (dripping mode). В микрокапельном режиме на вершине мениска появляется более-менее длинная перетяжка, на конце которой скапливается в виде небольшой капельки жидкость. После отделения этой капельки перетяжка втягивается в капилляр, а затем все повторяется снова. Высота и форма мениска сильно зависят от условий эксперимента. Интересной характеристикой микрокапельного режима является то, что при определенных условиях эмиссия капелек происходит через равные интервалы времени, причем размер образующихся капелек остается постоянным.

Внешний вид микрокапельного режима распыления зависит даже в большей степени, чем другие режимы, от таких деталей экспери-

мента, как форма и степень смачиваемости торца капилляра. В работе [10] микрокапельный режим наблюдался для жидкостей с проводимостью, меньшей 10^{-8} См/м (С/м). Частота эмиссии менялась в пределах от нескольких десятков до нескольких десятков тысяч капель в секунду, диаметры капель лежали в пределах от сотен до единиц мкм (μm).

Рассматривая силы, отрывающие каплю от мениска, отметим, что в этом режиме электрическая сила много больше гравитационной.

Капельный режим с длинной перетяжкой (dripping long-neck mode) (рис. 1в)

Этот режим характерен для сильновязких жидкостей. Можно выделить два основных диапазона значений разности потенциалов. 1) $W < 1$ – выведенная из равновесия поверхность жидкости совершает затухающие колебания. Колебания свободной поверхности мениска, как и для случая маловязких жидкостей, определяются временами: τ_{σ} и τ_{ν} . Однако характерное время вязкого затухания τ_{ν} , как правило, больше характерного периода капиллярных колебаний τ_{α} . Поэтому почти полное затухание любой моды колебаний происходит за время, меньшее одного периода.

С увеличением потенциала U (в пределах диапазона, соответствующего изменению параметра W) от нуля до ≈ 1 , характерное время τ_{σ} растет и, следовательно, практически полное затухание любого колебания поверхности происходит все за меньшую долю периода этого колебания;

2) $W < W_v < 1$ – величина разности потенциалов U на капилляре превышает некое фиксированное значение, поверхность жидкости перестает колебаться, а любое малое ее возмущение затухает аperiodически с характерным временем $\tau_{\nu}^{(\sigma)}$.

В капельном режиме отрыв капель происходит за счет действия гравитационной и гидродинамической сил, а не вследствие развития капиллярной неустойчивости. Кроме того, на стадии отрыва капли перетяжка, соединяющая каплю с остатком мениска, является более устойчивой к капиллярным колебаниям поверхности, чем в случае маловязких жидкостей, вследствие чего она достигает значительных длин и малых толщин (*long-neck*). Когда перетяжка разрывается (то есть происходит отрыв крупной капли), на капилляре остается мениск с частью бывшей перетяжки на вершине – зародышем струи. Однако в капельном режиме величина потенциала U , по-видимому, недостаточна велика и выступ на вершине мениска исчезает за

счет вязкости быстрее, чем на его поверхности успеет скопиться заряд, достаточный, чтобы вызвать стабильное существование или рост этого выступа. Возможно, от конца струйки на вершине мениска успеет оторваться несколько капелек, но каждая из них будет уносить значительно больший заряд, чем тот, что успеет «подтечь» к поверхности за характерное время эмиссии этой капельки. Другими словами, отток заряда вследствие отрыва маленьких капелек превышает его приток за счет проводимости. Таким образом, в результате разрыва перетяжки генерируется несколько мелких капелек-сателлитов, размеры которых много меньше размеров основной капли. В итоге разница в размерах между основными каплями и каплями-сателлитами очень существенна – в этом одна из особенностей капельного режима для вязких жидкостей.

В вышеописанных режимах следует различать перетяжку, связывающую отрывающуюся каплю и мениск (в капельном, микрокапельном и капельном с длинной перетяжкой режимах), и струйку жидкости, выбрасываемую из нижнего конца висящей, но еще не оторвавшейся капли, распадающуюся как струя (в каплеструйном режиме).

Общая схема расположения капельных режимов приведена на рис. 3.

Струйное диспергирование. Рассматривая дробление электропроводных струй, поддерживаемых при высоком напряжении относительно противоиэлектрода, учтем, что роль поля тяжести в этом явлении ничтожна, и сам феномен не зависит от ориентации капилляра [14].

Осесимметричная азимутальная мода струи $m = 0$. Принятое значение азимутального числа соответствует осесимметричным деформациям поверхности струи. Цилиндрическая струя жидкости неустойчива изначально (так как потенциальная энергия сил поверхностного натяжения цилиндра больше ее же для серии капель) и разбивается на капли даже в отсутствие на струе заряда. Можно выделить несколько режимов электродиспергирования, связанных с данной модой.

Прежде всего, это *конусно-короткоструйный (cone-short jet mode)* режим, изображенный на рис. 4а (см. также [10, рис. 8–12]).

Конусно-короткоструйный (cone-short jet mode)

Это один из наиболее интересных функциональных режимов распыления жидкости ($U \gg 0$), при котором мениск имеет форму, близкую к конической, а из его вершины выбра-

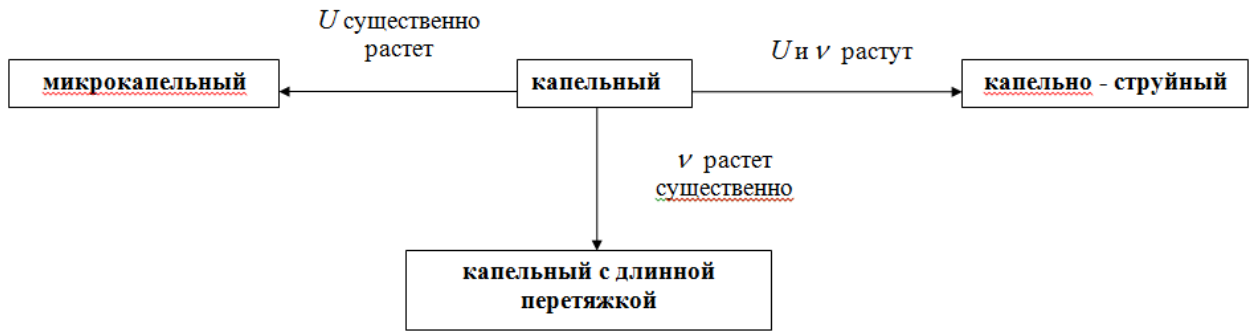


Рис. 3. Диаграмма капельных режимов.

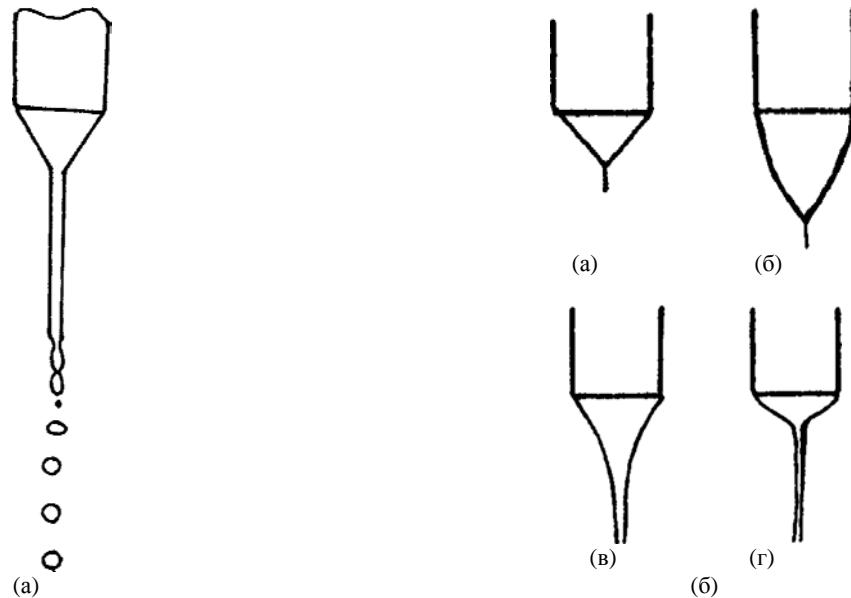


Рис. 4. Конусно-короткоструйный режим (а); рисунки (а)–(г) иллюстрируют стадии изменения формы мениска в конусно-короткоструйном режиме (б).

сывается струя жидкости, спонтанный распад которой приводит к образованию капелек. Для жидкостей с относительно высокой проводимостью струи, выбрасываемые из вершины мениска конической формы, имеют диаметр, много меньший диаметра капилляра, как и капельки, образующиеся при распаде струи. Величина напряженности электрического поля у поверхности мениска выше критической для реализации его неустойчивости.

Эксперименты показывают, что существуют определенные области значений гидростатического давления и прикладываемой к разрядному промежутку разности потенциалов, в пределах которых для жидкостей с различными электропроводностями существуют стабильные конические формы мениска с разными значениями угла раствора конуса и видами образующей: вогнутой либо выпуклой рис. 4б [10, рис. 9].

Для жидкостей с относительно высокой проводимостью зона формирования струи ограничивается вершиной мениска. Остальная часть поверхности мениска практически эквипотенциальна и в каждой ее точке имеет место почти статическое равновесие сил. По мере уменьшения проводимости зона ускорения жидкости

распространяется дальше по направлению к основанию мениска. В пределе она начинается непосредственно у среза капилляра.

В работе [10] конусно-струйный режим был получен при значениях проводимости от 10^{-1} до 10^{-9} См/м (С/м при соответствующем выборе других параметров).

До тех пор, пока заряд, приходящийся на единицу длины струи, не слишком большой, ее разрыв на капли происходит точно так же, как и для незаряженной струи.

Наиболее вероятное расстояние x_* между двумя последовательными ее разрывами в k_* раз превышает диаметр струи, измеренный у конца ее непрерывной части: $k_* \approx 4,5$ для маловязкой жидкости. Величина коэффициента k_* возрастает с увеличением вязкости. Расстояние x_* каждый раз изменяется, кроме того, в момент разрыва могут образовываться капельки сателлиты. В результате получаемый аэрозоль часто бывает существенно полидисперсным. В исключительных случаях он может оказаться монодисперсным: это означает, что отношение стандартного отклонения диаметров частиц к среднему значению меньше 0,2. В зависимости от условий значение среднего (главного) диаметра капелек

может лежать в диапазоне от сотен до единиц мкм. Соответственно частота эмиссии может изменяться в пределах от нескольких тысяч до нескольких десятков миллионов капелек в секунду. Отметим, что средний размер капелек уменьшается, а частота их эмиссии растет, если: 1) скорость течения уменьшается; 2) проводимость жидкости растет.

Затем следует упомянуть прерывистый конусно-струйный (*intermittent cone-jet mode*) режим [10].

*Прерывистый конусно-струйный
(intermittent cone-jet mode) режим [10]*

Конусно-струйный режим распыления наблюдается в пределах определенного диапазона значений прикладываемых напряжений, причем этот диапазон зависит и от других физических параметров феномена. При значениях разности потенциалов ниже этого диапазона и более вязких жидкостях струя образуется нерегулярно (спонтанно), вершина принимает попеременно то заостренную, то закругленную форму. В таком прерывистом конусно-струйном режиме распыления фаза эмиссии может появляться через совершенно одинаковые промежутки времени. Однако диаметр струи изменяется во время фазы эмиссии, так что функция распределения капелек по размерам довольно широкая. В прерывистом конусно-струйном режиме вся жидкость распадается на множество мелких полидисперсных капелек.

Для интерпретации этого режима следует учесть, что электростатическое поле в окрестности торца мениска является резко неоднородным. По всей видимости, прерывистый конусно-струйный режим определяется экранированием мениска или торца струи, от которого отрываются капли, медленно летящими одновременно заряженными (оторванными в предыдущий момент) каплями. В итоге образуется закругленный торец струи. Смена формы вершины мениска определяется открытием доступа внешнему электростатическому полю к торцу мениска. При повышении приложенной разности потенциалов заряды отрываются капель и скорости их движения во внешнем электростатическом поле увеличиваются, и режим диспергирования сменяется нормальным конусно-короткоструйным.

Далее идет конусно-длинноструйный режим (*cone-long jet mode*).

*Конусно-длинноструйный режим
(cone-long jet mode)*

Это режим диспергирования вязких жидкостей. Переход к этому режиму от капель-

ного режима происходит по мере увеличения разности потенциалов, прикладываемой к разрядному промежутку.

При увеличении параметра W характерное время вязкого затухания $\tau_v^{(\sigma)}$ увеличивается, то есть затухание замедляется. Замедление вязкой релаксации приводит к тому, что на поверхности успевает накопиться большой заряд. В результате скорость притока заряда становится достаточной, чтобы скомпенсировать заряд, уносимый маленькими капельками, отрывающимися с конца струйки на вершине мениска. Это, видимо, и обеспечивает стабильное существование струйки на вершине мениска.

Длина струи определяется вязкостью жидкости: чем больше вязкость (то есть чем меньше $\tau_v^{(\sigma)}$), тем более устойчива поверхность струи и тем длиннее не распавшаяся часть струи.

Затем уместно упомянуть многоструйный режим (*multijet*).

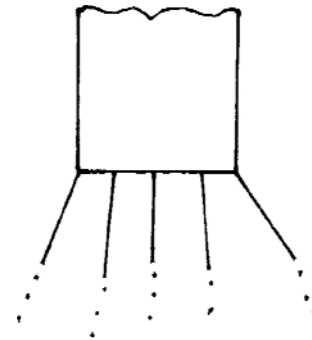


Рис. 5. Многоструйный режим.

Многоструйный режим (multijet), рис. 5

Он обычно развивается из конусно-короткоструйного режима при увеличении разности потенциалов U , прикладываемой к разрядному промежутку [12, 18]. В этом режиме по кромке капилляра при почти плоском мениске образуется симметрично относительно оси капилляра несколько маленьких эмитирующих конусов [12, 18], каждый из которых функционирует в конусно-короткоструйном режиме. В этом режиме расход жидкости через капилляр слишком мал для формирования большого мениска, а напряженность электрического поля у торца капилляра достаточно велика для проявления неустойчивости неосесимметричных кольцевых волн на торце мениска. В итоге на кромке капилляра, толщина стенок которого сравнима с внутренним радиусом капилляра [12, 18], образуются симметрично относительно оси капилляра несколько мелких эмиссионных выступов в соответствии со степенью неосесимметричности неустойчивой волны. Расход жидкости через эти мелкие эмиссионные выступы и обес-

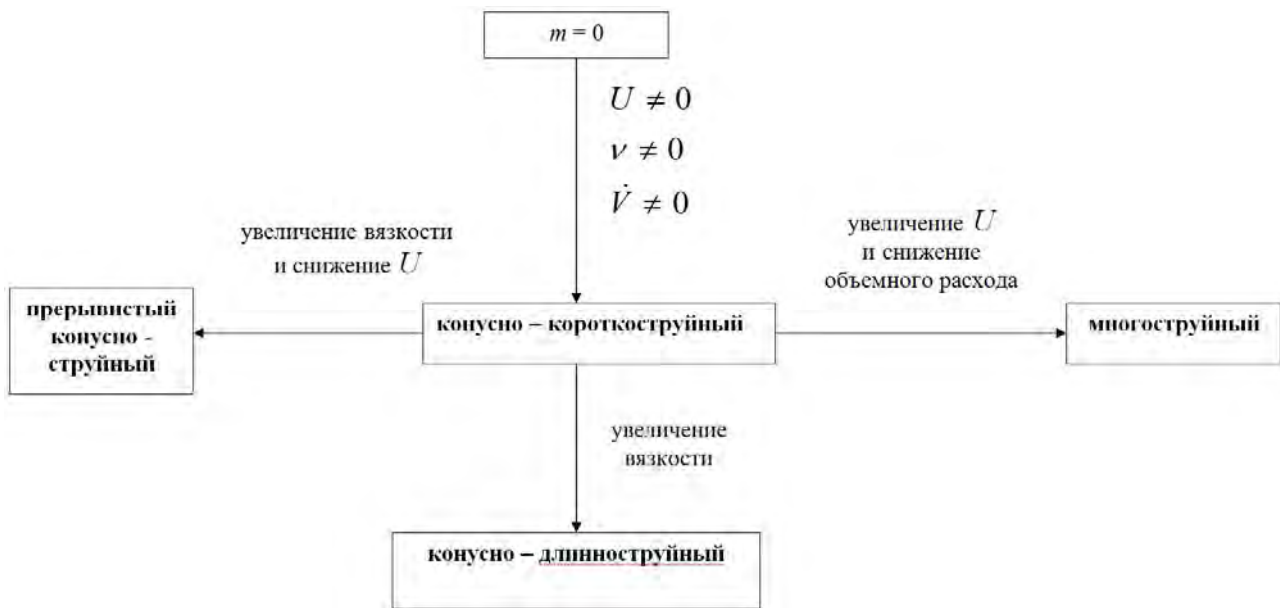


Рис. 6. Диаграмма расположения режимов, связанных с азимутальной модой $m = 0$.

печивает отток жидкости от мениска так, что мениск остается плоским.

Следует отметить, что переход от одного режима к другому не происходит плавно, при изменении величины одного из параметров. Как правило, при переходе меняются сразу несколько параметров. Например, меняются разность потенциалов, приложенных к разрядному промежутку, вязкость жидкости, ее электропроводность и объемный расход. Поэтому построить диаграмму смены режимов при изменении одного из параметров затруднительно. Это подтверждается и авторами [12], которые попробовали построить двухпараметрическую диаграмму смены режимов, откладывая по осям разность потенциалов и расход жидкости [12, рис. 3], но на поле этих параметров отдельные режимы заняли изолированные области.

Схема расположения режимов, связанных с осесимметричной модой струи ($m = 0$), приведена на рис. 6.

ОСЕНЕСИММЕТРИЧНАЯ МОДА СТРУИ С АЗИМУТАЛЬНЫМ ЧИСЛОМ $m = 1$ – ИЗГИБНАЯ МОДА

Согласно теоретическим исследованиям [19–21], мода с $m = 1$, устойчивая в отсутствие электрического заряда на струе, теряет устойчивость при каком угодно малом ее заряде, собственном или индуцированном, или при достаточно большой скорости движения относительно среды (скорость ~ 100 см/с при $R = 1$ мм, изменяясь с изменением R обратно пропорционально \sqrt{R}). При этом конец струи совершает хлыстообразные движения, а с ее конца отрываются капли [22–26]. Но это визуальная феноме-

нологическая картина. Что же происходит в реальности?

Когда на струе возбуждается множество волн с заданным значением азимутального числа m с непрерывно меняющимися волновыми числами, то картина распада струи на капли определится волной с максимальным инкрементом [27]. Если же возбуждаются волны с разными значениями азимутального числа m , то развитие неустойчивости волн, соответствующих различным m , происходит независимо.

Согласно [21] для маловязких жидкостей инкремент неустойчивости осесимметричной ($m = 0$) моды превышает по величине инкремент моды с $m = 1$. А когда возбуждены сразу несколько мод, то реализуются движения, характерные для каждой неустойчивой моды. В рассматриваемом случае, когда возбуждены моды с $m = 0$ и $m = 1$, струя совершает хлыстообразные движения за счет возбуждения моды с $m = 1$, а отрыв капелек с ее конца происходит за счет неустойчивости моды с $m = 0$. И неважно, каким образом создается струя: выбрасыванием с жидкого мениска или из электростатически неустойчивых капелек и с плоской поверхности жидкости [1–8, 26, 28–31].

Но следует отметить, что для сильновязких жидкостей инкремент неустойчивости моды с $m = 1$ превышает таковой для $m = 0$ во много раз [21].

*Веретенообразный режим
(spindle mode) [10, рис. 7].*

Этот режим проиллюстрирован на рис. 7а и выглядит следующим образом (см. также [10, рис. 13]): закругленный мениск (1) вытягивается (2) и из его вершины вытягивается тонкая

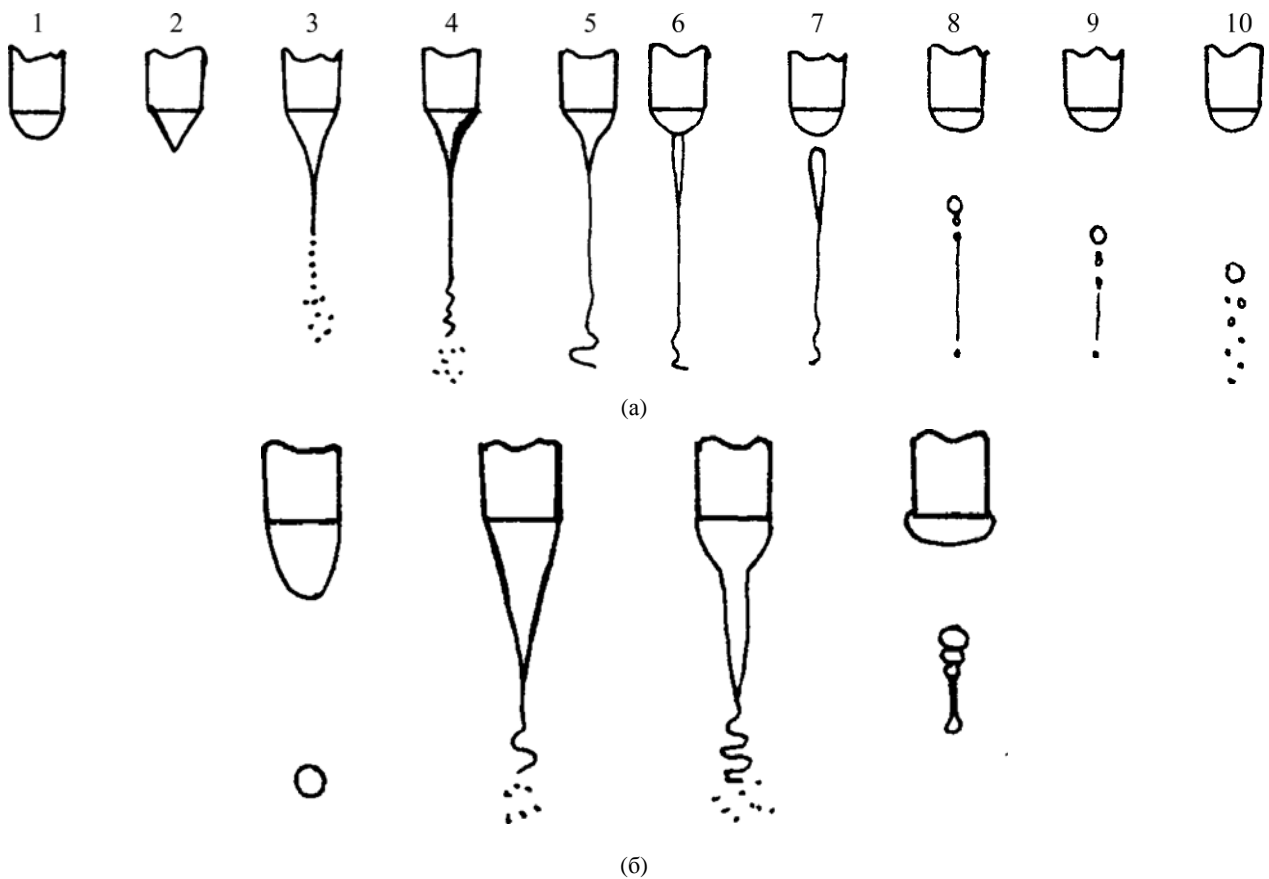


Рис. 7. Различные варианты веретенообразного режима: 1–10 обозначают очередность постадийного представления веретенообразного режима (а); отличный от предыдущего пример веретенообразного режима (б).

струйка, распадающаяся на весьма мелкие капельки (3). Удлинение мениска усиливается (4)–(5), у основания заостренной части мениска и у основания струйки жидкости возникают перетяжки (6). Наконец, веретенообразный объем жидкости отделяется от мениска (7) и от струйки и сжимается, образуя основную каплю (8), в то время как отделившаяся нить продолжает распадаться на мелкие капельки (9)–(10). Размер и число капелек, образующихся при распаде струи, изменяются от цикла к циклу.

В зависимости от условий эксперимента мениск может принимать существенно различающиеся формы, однако для всех их характерны вытянутость и заостренность. На рис. 7б [10, рис. 14] показан другой пример веретенообразного режима, приводящий к образованию основной капли большего диаметра по сравнению с рис. 7а. Отрывающийся объем жидкости может образовывать одну основную каплю, а может распадаться на несколько капелек. Следует заметить, что реальная струя гораздо более тонкая, чем изображено на рис. 7, где поперечный размер струи преувеличен, чтобы обеспечить наглядность.

Во время проведения экспериментов в работе [10] веретенообразный режим наблюдался для жидкостей с проводимостью, большей 10^{-7} См/м (С/м). Значения частоты формирования основ-

ных капель изменялись от 50 Гц до 10 кГц, а диаметров от 450 до ≈ 30 мкм (μm).

Отступление. В [12] предложен несколько иной по сравнению с [9–11] вариант классификации наблюдаемых режимов электродиспергирования жидкости, включающей большее количество (10 режимов) иначе феноменологически определенных режимов, чем приведено выше. В [9–11] в основу классификации положены физические закономерности эмиссии капель и струй неустойчивой по отношению к поверхностному заряду свободной поверхностью жидкости, тогда как в [12] в основу классификации положено визуальное различие наблюдающегося разнообразия режимов. Так, в [12] в отдельные режимы выделены многоменисковые (многоструйные) каналы полидиспергирования жидкости, хотя чисто физические закономерности эмиссии с вершин нескольких эмиссионных выступов и с одной вершины не различаются и появление многоструйных режимов связано лишь с технологическими особенностями формирования эмиссионных выступов, а не с закономерностями выброса последними капель и струй жидкости.

Вместе с тем в [12] обращено внимание на маятниковоподобные движения мениска на торце капилляра (рис. 8а), а также на вращательное движение мениска вокруг оси симметрии капил-

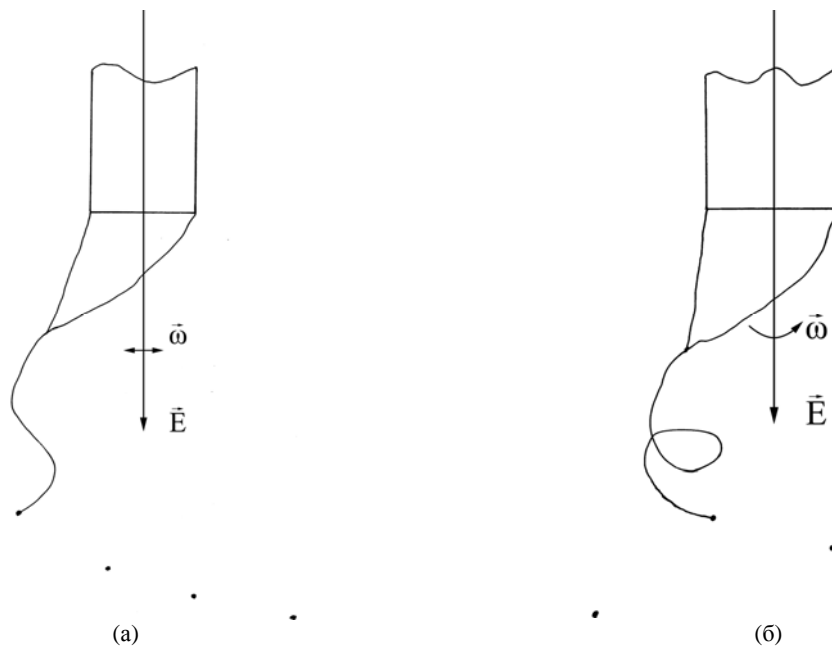


Рис. 8. Режимы с подвижным мениском. Вектор \vec{E} указывает направление напряженности электростатического поля. Режим осциллирующей струи, вектор $\vec{\omega}$ – частота плоских осцилляций мениска (а). Режим прецессирующей струи, вектор $\vec{\omega}$ – частота вращения мениска (б).

ляра при эмиссии мениском капле и струй (рис. 8б). Возникновение таких режимов, по всей видимости, связано с обратным электростатическим влиянием заряженных капель и струй, а также объемного электрического заряда в межэлектродном пространстве на сам мениск. Выделение режимов, связанных с периодическими маятниковым и вращательным движениями мениска в отдельные режимы полидиспергирования, представляется оправданным физически с точки зрения различия закономерностей эмиссии капель и струй в таких ситуациях по сравнению с неподвижными менисками.

Кроме упомянутых режимов, в [12] выделяются капельный, микрокапельный, веретенообразный и конусно-струйный режимы, описанные выше. Причем капельный режим включает в себя два режима из классификации [12]: собственно капельный и капельно-струйный (капельный с сателлитами – *dripping+sibbling* по [12]), хотя эти два режима существенно различаются даже по данным, приведенным в [12]. Следует отметить, что в отличие от классификации [9–11], проведенной на основе экспериментальных исследований других авторов, где каждый режим подтверждался ссылками на эксперименты, в которых его наблюдали, в [12] таких ссылок нет, и создается впечатление, что предлагаемая классификация основана лишь на экспериментах самих авторов.

В [12] не проводится глобального деления режимов электродиспергирования жидкостей на мало- и сильновязкие, как это сделано выше (см. [9–11]).

По мнению авторов, разделять режимы электродиспергирования по форме и особенностям движения мениска вряд ли целесообразно. Следует разделять режимы по особенностям образования дочерних капелек (по особенностям дробления струй).

Тем не менее в целом классификация [12] дополняет вариант классификации [9–11] до более полной картины полуфеноменологического деления режимов электродиспергирования жидкости. Но, выбирая между двумя относительно подробными классификациями [9–11] и [12], далее в настоящей работе авторы сосредоточат свои усилия на усовершенствовании классификации, предложенной в [9–11], поскольку она является более полной и строгой и оставляет простор для уточнения на основе углубленного понимания физических закономерностей осцилляций, неустойчивости и спонтанного распада заряженных струй.

Многоверетенный режим (multispindle) [12]

Появляется при снижении расхода через капилляр \dot{V} и увеличении разности потенциалов U , прикладываемой к разрядному промежутку [12]. В этом режиме мы имеем почти плоский мениск, на кромке которого хаотическим образом появляются отрывающиеся веретенообразные выступы. По всей видимости, в этом режиме массовый расход жидкости через капилляр слишком мал для формирования большого мениска, а напряженность электрического поля у торца капилляра достаточно велика для прояв-

ления неустойчивости неосесимметричных кольцевых волн на торце мениска. В итоге на кромке капилляра, толщина стенок которого может быть сравнима с внутренним радиусом капилляра, образуются симметрично относительно оси капилляра несколько мелких эмиссионных выступов в соответствии со степенью неосесимметричности неустойчивой волны, расход жидкости через которые в веретенообразном режиме для каждого и обеспечивает отток жидкости от мениска.

*Режим с нерегулярно ветвящимся мениском
(ramified meniscus)*

К многоверетенному примыкает режим с нерегулярно ветвящимся мениском (ramified meniscus). Он введен в [12], описан там чрезвычайно кратко. Мениск состоит из нескольких хаотически ориентированных коротких струй. По всей видимости, он может быть получен из многоверетенного при существенном увеличении разности потенциалов U , прикладываемой к разрядному промежутку, и существенном же увеличении расхода жидкости \dot{V} . В [12] описан переход к этому режиму из многоструйного режима при снижении вязкости жидкости, что при прочих равных условиях означает увеличение массового расхода через капилляр. В этом режиме из мениска выбрасываются случайным образом короткие струи. Скорость подачи жидкости в мениск велика, и мениск выпуклый. Напряженность электрического поля в окрестности мениска достаточно большая, чтобы в нем реализовалась неустойчивость сразу нескольких высоких неосесимметричных мод кольцевых волн с близкими инкрементами.

*Режим осциллирующей струи
(oscillating jet), рис. 8a*

Мениск искаженный, осциллирующий в плоскости, содержащей ось симметрии капилляра, перпендикулярно направлению электрического поля. Распадающаяся на капли струя осциллирует в той же плоскости.

Переход от веретенообразного режима к режиму осциллирующей струи происходит при неизменном массовом расходе \dot{M} с ростом прикладываемой к разрядному промежутку разности потенциалов U для положительной полярности потенциала, подаваемого на капилляр, и при увеличении разности потенциалов U и неизменном массовом расходе \dot{M} для отрицательной полярности потенциала [12]. Появление этого режима, по-видимому, связано с накоплением на периферии межэлектродного пространства, электрическое поле в котором очень неод-

нородно, объемного заряда движущихся с различной скоростью заряженных капелек, имеющих различные размеры и заряды. Иными словами, в этом режиме массовый расход через капилляр \dot{M} меньше \dot{M}_m – массового расхода жидкости при ее уносе из разрядной системы каплями так, что в межэлектродном пространстве накапливается объемный заряд, объемная концентрация которого является функцией времени. Сами осцилляции, по всей видимости, связаны с флуктуациями объемного заряда, отсутствием осевой симметрии эмиссии капель и струй из мениска, отклонением формы стенок капилляра от цилиндрических и от осесимметричности. Характерное время возникновения осцилляций мениска τ_ω должно быть больше характерного времени удаления капли из разрядного промежутка τ_q , которое в свою очередь должно быть меньше характерного времени отрыва мениска τ_k , но больше характерного времени распада струи на капли τ_j .

*Режим прецессирующей струи
(precession jet), рис. 8б*

Мениск искаженный, вращается вокруг оси капилляра (вокруг направления внешнего электростатического поля). Струя спиралевидная, вращающаяся вокруг оси капилляра.

Такой режим проявляется по сравнению с многоверетенным режимом при некотором увеличении разности потенциалов U , прикладываемой к разрядному промежутку, и существенном увеличении массового расхода жидкости \dot{M} [12]. От режима осциллирующей струи к режиму прецессирующей струи можно перейти простым увеличением разности потенциалов U , прикладываемой к разрядному промежутку. Причина возникновения прецессии струи, по-видимому, такая же, как и причина возникновения ее осцилляций.

Представляется, что два последних режима связаны с законами сохранения импульса и момента импульса. А именно при возбуждении неустойчивости моды с $m = 1$ (хлыстообразного движения конца струи) мениск жидкости, из которого берет начало струя, в силу закона сохранения импульса или момента импульса начинает осциллировать или совершать круговые движения, в зависимости от того, хлыстообразное движение струи является плоским или трехмерным. Здесь следует заметить, что плоское или трехмерное хлыстообразное движение струи (появления зависимости от переменной r цилиндрической системы координат), по-видимому, связано с особенностями установки для электродиспергирования: с несиммет-

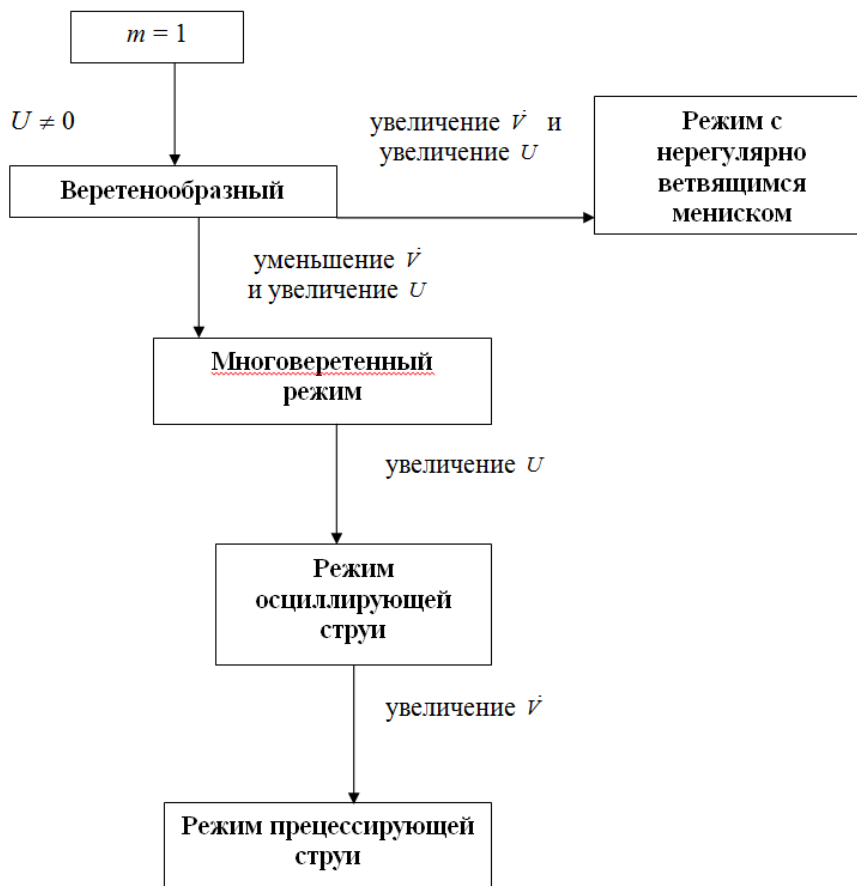


Рис. 9. Диаграмма расположения режимов, связанных с азимутальной модой $m = 1$.

ричностью и неоднородностью внешнего электрического поля или с отклонением формы капилляра, по которому жидкость подается в разрядную систему от строго цилиндрической формы. При отсутствии строгой симметрии в установке играет роль и величина инкремента неустойчивости моды с $m = 1$, а также вязкость жидкости.

На рис. 9 приведена схема режимов, связанных с возбуждением моды струи с азимутальной модой $m = 1$.

ОСЕНЕСИММЕТРИЧНАЯ МОДА СТРУИ С АЗИМУТАЛЬНЫМ ЧИСЛОМ $m = 2$ – ДЕФОРМАЦИОННО-ИЗГИБНАЯ МОДА

Режим ветвящихся струй (ramified jet)

Схематично этот режим изображен на рис. 10 и описан в [10, 12]. В последние годы он зафиксирован в [26]. Но наиболее разнообразно (сказать «подробно» язык не поворачивается: разным проявлениям режима (при разных напряжениях) посвящено по полторы строчки) этот режим описан в [10]. Ввиду скудности экспериментальных данных теоретический комментарий ограничен.

По всей видимости, этот режим связан с возбуждением в струе, эмитированной мениском (или каплей) в конусно-короткоструйном

режиме, электростатической неустойчивости волн с азимутальным числом $m = 2$, что достигается увеличением разности потенциалов U , прикладываемой к разрядному промежутку. При этом возбуждаются моды с $m = 0$ и $m = 1$, что накладывает отпечаток на видимую в эксперименте картину диспергирования, которая получается более сложной, чем на рис. 10, за счет хлыстообразного движения дочерних струек и материнской струи.

Поверхность струи при возбуждении моды $m = 2$ оказывается сильно деформированной, и при достаточно большой напряженности электрического поля в окрестности струи неоднородности на ее поверхности могут функционировать как самостоятельные эмиссионные выступы, с вершин которых выбрасываются дочерние струйки. В [10] приведены рисунки разных вариантов (по мере увеличения напряжения на разрядном промежутке) реализации этого режима. Теоретически этот режим описан в [32].

Других режимов, связанных с модой $m = 2$ и с более высокими модами, пока не обнаружено, и схему режима, связанного с $m = 2$, можно представить в виде рис. 11.

Если объединить вместе капельное и струйное диспергирования, то получится общая схема связи всех режимов, приведенная на рис. 12.

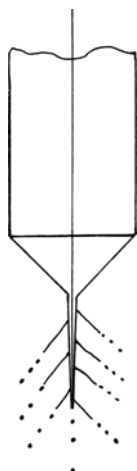


Рис. 10. Режим ветвящихся струй.

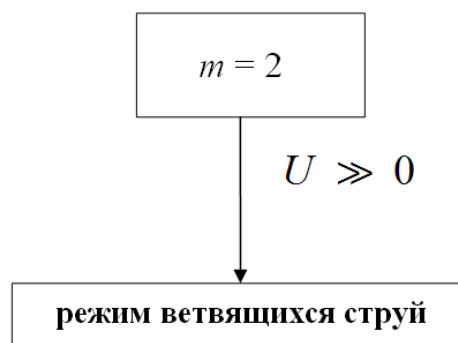
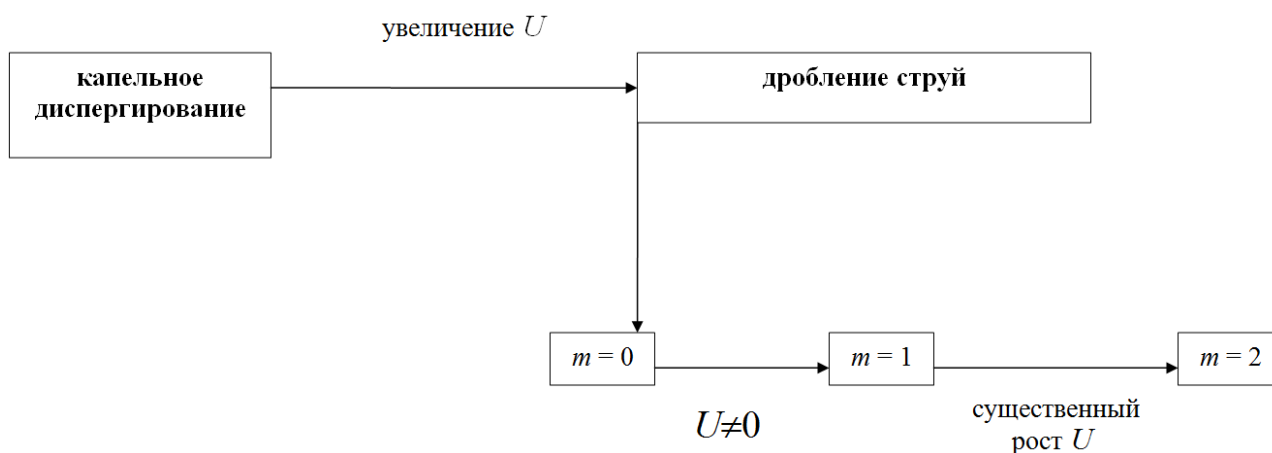
Рис. 11. Диаграмма расположения режимов, связанных с азимутальной модой $m = 2$.

Рис. 12. Общая диаграмма связи всех режимов на уровне номеров азимутальных мод.

Следует отметить, что имеют место переходы между режимами, соответствующими разным значениям азимутального числа m , и от капельных режимов к различным струйным. Такие переходы происходят, как правило, при варьировании не одного, а нескольких различных определяющих параметров (вязкость, диэлектрическая проницаемость, электропроводность и коэффициент поверхностного натяжения жидкости; разность потенциалов, приложенная к разрядному промежутку; давление в капилляре, расход жидкости через капилляр). В реальности от любого из режимов можно перейти к любому другому, изменяя различные параметры. Поэтому мы не приводим общую схему связей между всеми режимами, ибо таких связей множество, и их можно точно установить в специально поставленном эксперименте.

Отметим также, что отдельные определяющие параметры могут быть связаны между собой: так, увеличение вязкости и напряжения на разрядном промежутке или уменьшение давления приводят к уменьшению расхода жидкости через капилляр.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен обзор публикаций по классификации режимов электродиспергирования жидкости. Предложен новый по сравнению с ранее существовавшими принцип классификации режимов электродиспергирования, основанный на физических и теоретических представлениях о закономерностях распада на отдельные капельки заряженных капель и струй, а не на визуальных различиях различных режимов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Baily A.G. *Sci Progr.* 1974, **61**, 555–581.
2. Коженков В.И., Фукс Н.А. *Успехи химии.* 1976, **45**(12), 2274–2284.
3. Габович М.Д. *УФН*, 1983, **140**(1), 137–151.
4. Ентов В.М., Ярин А.Л. *Итоги науки и техники. Серия «Механика жидкости и газа».* 1984, **17**, 112–197.
5. Eggers J. *Rep Prog Phys.* 2008, **71**(036), 1–79.
6. Shrimpton I. J., Mashayek F. *Report in 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting.* 5–8 January 2009, Orlando, Florida. 2009, 1–36.

7. Fenn J.B., Mann M., Meng C.K. et al. *Science*. 1989, **246**(4926), 64–71.
8. Ergene E.L. *Investigation of the Electrostatic Atomization Method for Remote Injection and High Pressure*. Thesis. University of Illinois at Chicago, 2012. 1–148 p.
9. Pfeifer R.J. *Phys Fluids*. 1973, **16**(3), 454–455.
10. Cloupeau M., Prunet Foch B. *J Electrostat.* 1990, **25**, 165–184.
11. Shiryayeva S.O., Grigor'ev A.I. *J Electrostat.* 1995, **34**, 51–59.
12. Jaworek A., Krupa A. *J Aerosol Sci.* 1999, **30**(7), 873–893.
13. Григорьев А.И., Ширяева С.О. *ЖТФ*. 2012, **82**(10), 7–17.
14. Григорьев А.И. *ЖТФ*. 2007, **77**(2), 31–40.
15. Sample S.B., Bollini R. *Int J Eng Sci.* 1970, **8**, 97–109.
16. Sample S.B., Bollini R. *J Coll Sci.* 1972, **41**(2), 185–193.
17. Zemskov A.A., Shiryayeva S.O., Grigor'ev A.I. *J Colloid Interface Sci.* 1993, **158**, 54–63.
18. Cloupeau M., Prunet Foch B. *J Electrostat.* 1989, **22**, 135–159.
19. Taylor G. Electrically Driven Jets. *Proc Roy Soc.* 1969, **A313**, 453–470.
20. Saville D. Stability of an Electrically Charged Viscous Cylinders. *Phys Fluids*. 1971, **14**(6), 1095–1099.
21. Ширяева С.О., Григорьев А.И., Левчук Т.В., Рыбакова М.В. *ЖТФ*. 2003, **73**(4), 5–12.
22. Magarvey R., Outhouse L. *J Fluid Mech.* 1962, **13**(1), 151–157.
23. Huebner A., Chu H. *J Fluid Mech.* 1971, **49**(2), 361–372.
24. Hoburg J.F., Melcher J.R. *IEEE Transaction on Power Apparatus System*. 1975, **94**(1), 128–136.
25. Kim K., Turnbull R. *J Appl Phys.* 1976, **47**(5), 1964–1969.
26. Kim O.V., Dunn P.F. *Langmuir*. 2010, **26**, 15807–15813.
27. Левич В.Г. *Физико-химическая гидродинамика*. М.: Физматгиз, 1959. 700 с.
28. Masky W.A. *Proc Roy Soc. London*. 1931, **133A**(822), 565–587.
29. Tonks L. *Phys Rev.* 1935, **48**, 562–568.
30. Taylor G.I., McEwan A.D. *J Fluid Mech.* 1965, **22**(1), 1–15.
31. Френкель Я.И. *ЖЭТФ*. 1936, **6**(4), 348–350.
32. Ширяева С.О. *ЖТФ*. 2011, **81**(6), 36–41.

Поступила 20.09.16

После доработки 24.11.16

Summary

The semi-theoretical classification of experimentally observed modes of electrodispersion of liquids is offered, which starts from the theory of dispersion of jets and disintegrating of drops (meniscuses) of a liquid and considers the phenomenon phenomenology. The classification is based on consecutive consideration of instability of various azimuthal modes of jets, then it deals with physical and chemical properties of liquids, and, next, it turns to technological features of installations and processes. Axisymmetric and nonsymmetric disintegrations of jets are considered, namely, their capillary, electrostatic and bending disintegrations related to the excitation of zero, first and second azimuthal modes.

Keywords: liquid electrodispersion, modes, classification.