

УДК 539.538

ГЕНЕРАЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАВИТАЦИИ БЫСТРОЙ СТРУИ ЖИДКОСТИ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КАНАЛАХ

© 2009 г. А. А. Корнилова¹, В. И. Высоцкий², Н. Н. Сысоев¹, А. В. Десятов³

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²Киевский национальный университет имени Т. Шевченко, Киев, Украина

³Унитарное федеральное предприятие “Центр Келдыша”, Москва, Россия

Поступила в редакцию 20.8.2008 г.

Представлены результаты исследования комбинированных ударно-волновых радиационных процессов, связанных с кавитационными явлениями при быстром направленном движении струи жидкости сквозь тонкие диэлектрические каналы в закрытую рабочую камеру. Эти процессы приводят к генерации интенсивного перестраиваемого рентгеновского излучения за пределами камеры. Показано, что при относительно малом давлении жидкости процесс кавитации возбуждает ударные волны в стенках камеры, которые возбуждают поверхностные атомы, что ведет к испусканию рентгеновского излучения с внешней поверхности камеры. При большом давлении струя жидкости не соприкасается со стенками камеры, и кавитационные ударные волны приводят к возбуждению поверхностных атомов струи и последующей генерации оптического и рентгеновского излучения в струе. Эта генерация также наблюдается в экспериментах.

ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] были рассмотрены некоторые аномальные оптические явления, сопровождающие процессы кавитации при прокачке жидкости под большим давлением сквозь тонкий диэлектрический канал в камеру большого диаметра. Схема используемой экспериментальной установки изображена на рис. 1. Процесс кавитации в такой системе был связан с резким снижением давления, действующего на жидкость сразу после ее выхода из канала в рабочую камеру.

Цилиндрическая рабочая камера имела длину 15 см, диаметр 8 см и была изготовлена из плексигласа с толщиной стенок около 3 см. Для наблюдения оптических эффектов на двух противоположных боковых сторонах цилиндра были сделаны вертикально расположенные площадки. В пределах этих площадок толщина стенки изменялась от 2 до 3 см. В центре камеры находилась диэлектрическая перегородка длиной 2 см, сквозь которую проходила съемная диафрагма с тонким прямолинейным каналом диаметром около 1 мм.

В случае экспериментов с кавитацией в струе воды сразу после канала внутри рабочей камеры располагалась дополнительная система специальных диафрагм (так называемая конфузурно-диффузорная система) для формирования дополнительных вихрей в воде. Наличие такой системы приводило к уменьшению продольного размера

объема области, в которой наблюдались кавитационные процессы.

Постановка экспериментов по возбуждению кавитации в объеме прокачиваемой жидкости (веретенное масло или вода) проводилась в режиме поэтапного возрастания давления. В исходном состоянии цвет веретенного масла был светлорыжевато-коричневым и достаточно прозрачным (рис. 2а). При давлении около 25–30 атм в объеме масла за выходным отверстием канала возникает начальная турбулентность в виде вихрей, видимых невооруженным глазом. При возрастании давления до 35–40 атм средний размер турбулентных вихрей становится очень маленьким, в результате чего

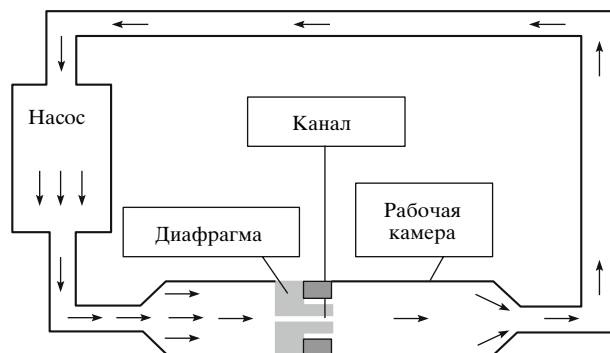


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

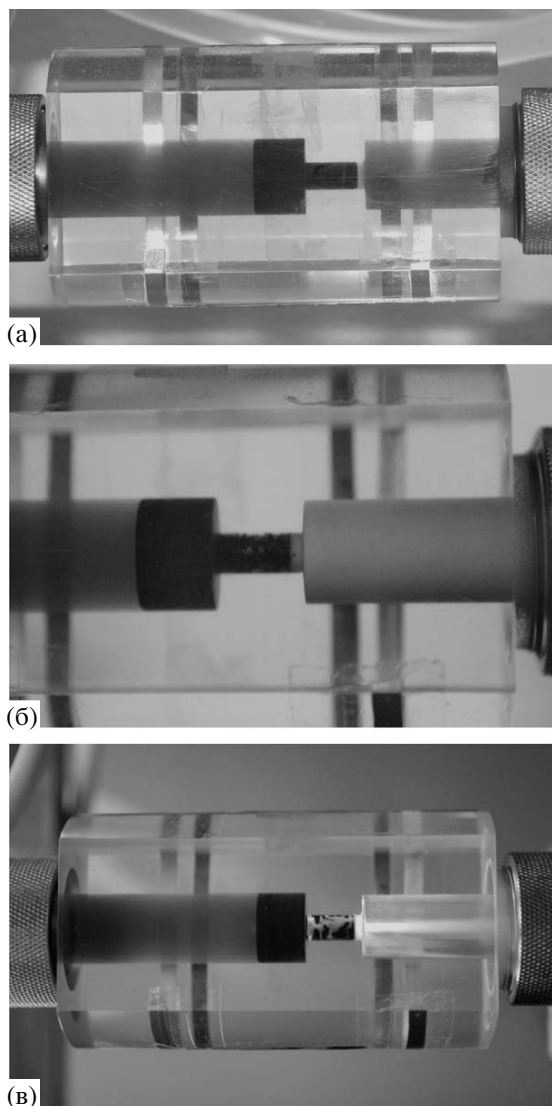


Рис. 2. Режимы работы камеры с кавитирующим веретенным маслом: а – исходная жидкость при малом давлении $P \leq 20\text{--}25$ атм; б – давление в камере $P \approx 30\text{--}40$ атм; в – яркое свечение направленной струи жидкости с кавитационными пузырьками при давлении $P \geq 80\text{--}90$ атм.

веретенное масло в пространстве за каналом становится молочно-белым и похожим на густой туман, что соответствует формированию режима кавитации в объеме всей камеры (рис. 2б). При дальнейшем возрастании давления до 60 атм происходит поэтапное и синхронизированное с ростом давления увеличение прозрачности движущегося масла в пространстве после выхода из канала, и начинается отрыв движущейся жидкости от стенок камеры.

При увеличении давления до 70–80 атм в центральной и правой частях рабочей камеры появляется ярко светящийся, прямолинейный и слабо-расходящийся световой пучок бело-голубого цве-

та, конфигурация которого полностью совпадает с формой струи быстро движущегося веретенного масла (рис. 2в).

Очевидно, что хотя это яркое свечение непосредственно связано с процессом кавитации, оно очень сильно отличается по многим параметрам от низкоинтенсивной сонолюминесценции, которая считалось единственным оптическим проявлением кавитации. В работе [1] было высказано несколько версий о возможном механизме этого свечения, но окончательный вывод не был сделан.

В данной работе приводятся результаты дальнейшего исследования физических процессов (включая акустические колебания и рентгеновское излучение), протекающих в струе кавитирующей жидкости и регистрируемых за пределами кавитационной камеры, и показано, что наиболее вероятной причиной интенсивного свечения струи жидкости с кавитацией является возбуждение атомов поверхности струи ударными волнами, формируемыми кавитацией.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ГЕНЕРАЦИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ КАВИТАЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЯХ

При детальном исследовании эффектов, которые сопровождают процесс кавитации, было обнаружено, что в определенном критическом режиме протекания жидкости за пределами толсто-стенной герметичной диэлектрической рабочей камеры регистрируется интенсивное рентгеновское излучение.

Регистрация спектра проводилась двумя разными спектрометрами.

Основная часть измерений проводилась с использованием комбинированного амплитудного рентгеновского и гамма-детектора XR-100T-CdTe на основе монокристалла CdTe, который позволяет регистрировать излучение с энергией до 500 кэВ с разрешением не хуже 250–300 эВ во всем диапазоне. В ряде случаев использовался амплитудный детектор рентгеновского излучения X-123 на основе монокристалла кремния. Оба детектора работают с внутренней системой охлаждения и могут регистрировать ионизирующее излучение, начиная с энергии 200–300 эВ. Конструкция регистрирующей части обоих детекторов была идентичной и включала массивный толсто-стенный коллиматор в форме цилиндра длиной $L \approx 5\text{--}6$ см и внутренним сечением $S_0 \approx 0.5$ см². Входное сечение коллиматора перекрыто очень тонкой фольгой из бериллия, пропускающей даже самое мягкое рентгеновское излучение. Кристалл детектора располагался около противоположного конца коллиматора, что обеспечивало телесный угол детектирования $\Delta\Omega \approx 0.02$ ср.

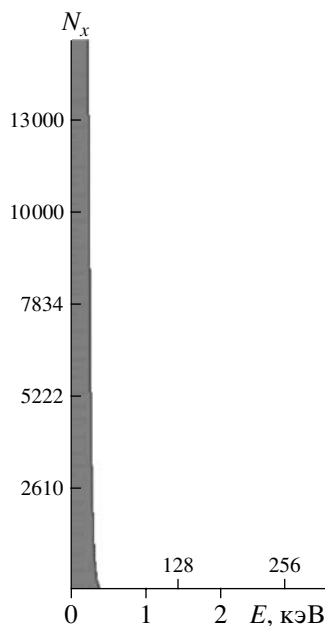


Рис. 3. Собственный шум спектрометра XR-100T-CdTe при движении жидкости без режима кавитации. N_x – полное число регистрируемых рентгеновских квантов в каждом из каналов спектрометра за 5 мин.

Спектр внутренних шумов детектора XR-100T-CdTe соответствует низкой энергии (около 200 эВ) и представлен на рис. 3. Этот шум может компенсироваться специальной системой шумоподавления.

Генерация рентгеновского излучения была синхронизирована со стадией массового формирования микроскопических кавитационных пузырьков и соответствовала режиму протекания жидкости, при котором жидкость заполняет весь объем камеры и имеет молочно-белый цвет (рис. 2б). Регистрируемый спектр этого излучения изменялся в зависимости от давления протекающей жидкости. На рис. 4 представлен вид спектра при поэтапном возрастании давления от 20 до 60 атм. Спектр снимался при расположении детектора непосредственно возле поверхности камеры. Видно, что увеличение давления приводит к увеличению частоты излучения от 0.7 до 1.2 КэВ и одновременно к значительному снижению его интенсивности. При дальнейшем повышении давления жидкости сигнал на рентгеновском детекторе отсутствовал.

Для предупреждения проявления так называемого “микрофонного эффекта” были предприняты специальные меры подавления акустических колебаний в системе регистрации (в частности, акустическое демпфирование как всего детектора, так и экранирование его коллиматора и др.). Эти меры не влияют на наличие линий.

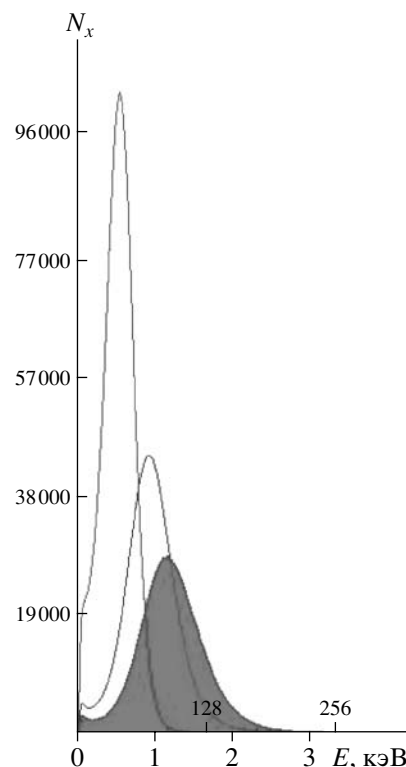


Рис. 4. Изменение спектра внешнего рентгеновского излучения кавитационной камеры при поэтапном увеличении давления масла (слева направо – 20, 40 и 60 атм). N_x – полное число регистрируемых рентгеновских квантов в каждом из каналов спектрометра за 5 мин.

Появление этого излучения за пределами камеры неожиданно, поскольку длина пробега мягкого рентгеновского излучения в диапазоне $E \approx 0.7\text{--}1.2$ КэВ в плексигласе не превышает долей или единиц микрон. Если полагать, что излучение возникает в зоне кавитации, то оно не может проходить сквозь слой жидкости и стенки камеры к детектору.

Для исследования этого аномального явления на внешнюю поверхность камеры (на ее плоскую поверхность) был нанесен мелкодисперсный порошок меди. Механический и акустический контакт этого порошка был обеспечен за счет использования специального акустического геля. Вид спектра при нанесении такого дополнительного порошкового покрытия представлен на рис. 5. Видно, что появление мелкодисперсного порошка меди приводит к появлению дополнительных линий более жесткого излучения с энергией в максимуме около 3.4 КэВ. При расположении тонкой медной фольги (0.1 мм) перед входным окном детектора происходит естественное обрезание (экранирование) более мягкой части спектра. Итоговый вид спектра в этом случае соответствует на-

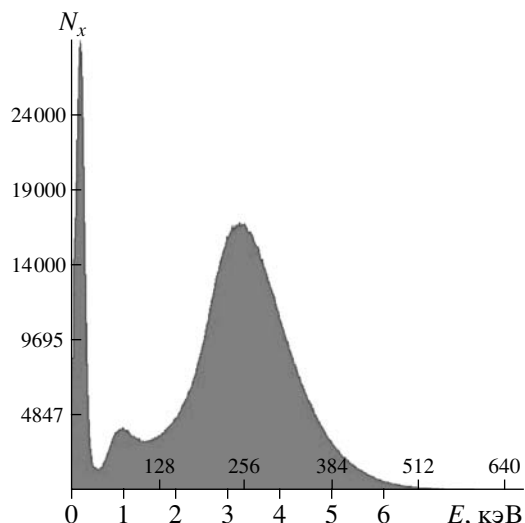


Рис. 5. Спектр рентгеновского излучения, регистрируемый за пределами камеры при наличии порошка меди, механически и акустически связанного с ее внешней поверхностью, $P = 37$ атм. N_x – полное число регистрируемых рентгеновских квантов в каждом из каналов спектрометра за 5 мин.

личию только более жесткой компоненты рентгеновского излучения (рис. 6).

Возникает естественный вопрос о природе и механизме генерации этого излучения.

Результаты проведенного анализа позволили выдвинуть предположение, что эффект генерации рентгеновского излучения обусловлен воздействием на поверхностные атомы кавитационной камеры ударной акустической волны, которая образуется на внутренней поверхности камеры в результате схлопывания пузырьков в жидкости, протекающей под давлением через канал в камеру. При этом источником рентгеновского излучения является поверхность камеры. Это утверждение было частично подтверждено при изучении зависимости интенсивности более жесткой части рентгеновского излучения от расстояния между поверхностью камеры, покрытой медным порошком, находящимся в акустическом контакте с этой поверхностью, и входным окном детектора. Эта зависимость представлена на рис. 7. Видно, что при увеличении расстояния вначале происходит возрастание интенсивности регистрируемого потока квантов, а затем его уменьшение. Максимум эффективности регистрации соответствует расстоянию $x_{\text{opt}} \approx 3.5\text{--}4$ см от поверхности камеры до входного окна коллиматора детектора. Этот результат становится очевидным, если учесть сравнительно малый телесный угол детектирования рентгеновских квантов $\Delta\Omega$ и малое сечение коллиматора $S_0 \approx 0.5$ см², а также сильное поглощение мягкого рентгеновского излучения в воздухе (средняя длина пробега $\langle l \rangle$).

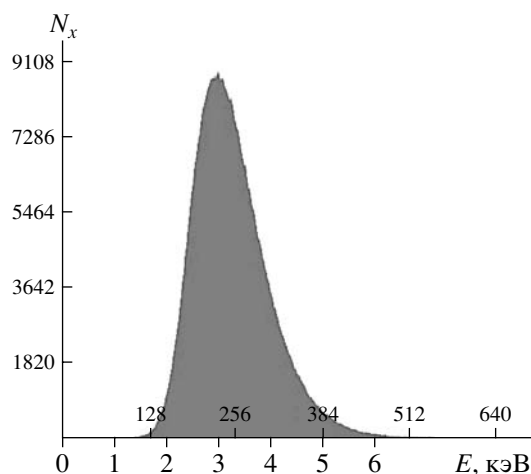


Рис. 6. Вид спектра излучения, соответствующего условиям рис. 5, при наличии дополнительного тонкого сплошного медного поглотителя, механически не связанного с кавитационной камерой. N_x – полное число регистрируемых рентгеновских квантов в каждом из каналов спектрометра за 5 мин.

Соответствующее уравнение зависимости интенсивности регистрируемого рентгеновского излучения от расстояния для измерительной схемы, представленной на рис. 8, имеет вид:

$$J(x) = J(0) \left(1 + \frac{x}{L}\right)^2 \exp(-x/\langle l \rangle). \quad (1)$$

При увеличении расстояния видимая площадь поверхности кавитационной камеры, на которой генерируется излучение, увеличивается пропорционально квадрату расстояния, что ведет к возрастанию регистрируемого излучения. При дальнейшем возрастании расстояния очень значительно (по экспоненциальному закону) увеличивается погло-

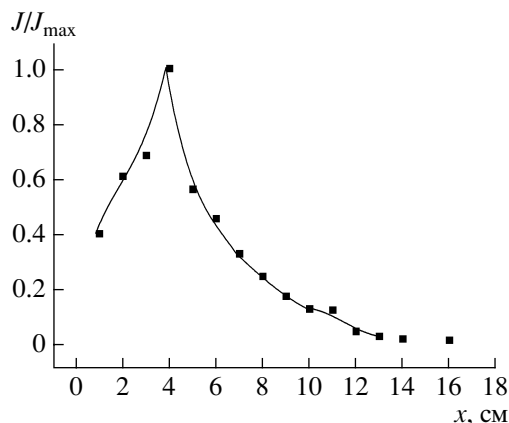


Рис. 7. Зависимость скорости регистрации квантов рентгеновского излучения от расстояния между входным окном коллиматора детектора и поверхностью кавитационной камеры.

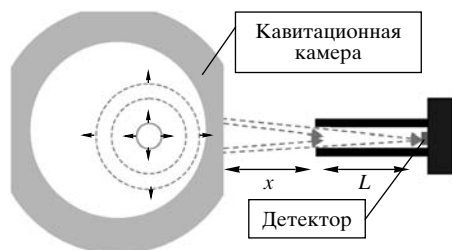


Рис. 8. Особенности детектирования квантов с поверхности камеры удаленным детектором с пространственным коллиматором.

шение рентгеновского излучения в воздухе, что приводит к уменьшению его потока на поверхность кристалла детектора.

Максимальная интенсивность излучения должна регистрироваться на расстоянии

$$x_{\text{opt}} = 2 \langle l \rangle - L > 0. \quad (2)$$

Из этого соотношения, используя экспериментальное значение для x_{opt} , находим выражение для длины пробега рентгеновских квантов в воздухе $\langle l \rangle = (L + x_{\text{opt}})/2 \approx 4$ см, что соответствует энергии квантов 3.3–3.5 КэВ. Эти данные хорошо согласуются с результатами прямого измерения высокочастотной компоненты спектра. Длина пробега в воздухе более мягкого излучения с энергией около 1.1 КэВ не превышает 1–2 мм, и оно не влияет на данные этих измерений.

Для окончательного выяснения вопроса о механизме генерации рентгеновского излучения было проведено исследование акустических колебаний

на поверхности камеры, вызванных действием кавитирующих пузырьков в текущей жидкости.

РЕГИСТРАЦИЯ И ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ КАВИТАЦИЕЙ ПУЗЫРЬКОВ В ЖИДКОСТИ

Для измерения импульсов давления был использован плоский пьезоэлектрический преобразователь диаметром 20 мм. Акустический контакт преобразователя с поверхностью плексигласа обеспечивался при помощи специального геля, применяемого в прецизионных ультразвуковых процедурах. Сигнал датчика регистрировался осциллографом Tektronix 3032 В. Было обнаружено, что помещение акустического преобразователя на плоскую грань камеры (противоположную по отношению к направлению регистрации рентгеновского излучения) приводит к тому, что рентгеновское излучение прекращается и регистрируются только акустические импульсы. Это, по-видимому, обусловлено тем, что плоский пьезоэлектрический преобразователь выполнял функцию демпфера и ослаблял акустические импульсы, бегущие по поверхности камеры. Таким образом, данный преобразователь позволял одновременно измерять только один параметр – ослабленные импульсы акустического давления или рентгеновское излучение без контроля акустических сигналов.

На рис. 9 представлена временная выборка сигнала акустического преобразователя при давлении жидкости 37 атм и ее температуре 37°C. Количество одновременно существующих пузырьков в жидкости при таком режиме очень ве-

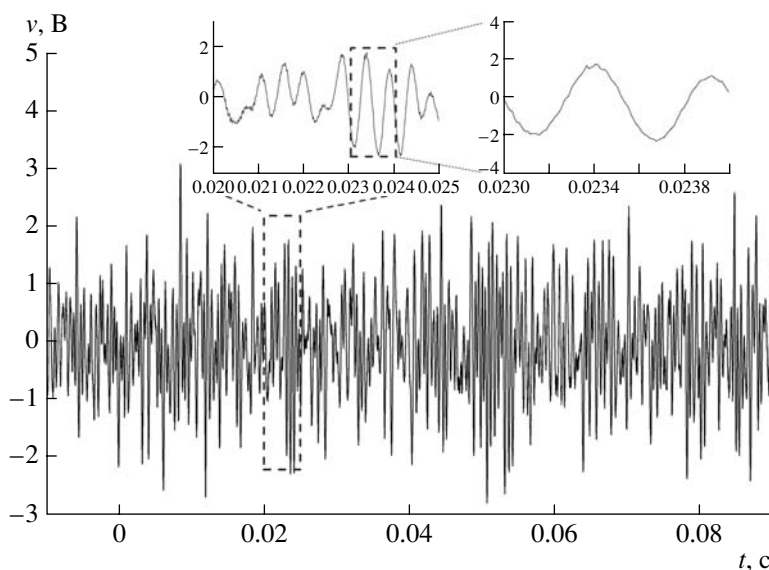


Рис. 9. Временная выборка сигнала длиной 100 мс, снимаемого с плоского акустического преобразователя, регистрирующего акустические сигналы на поверхности камеры при кавитации, давление масла $P = 37$ атм. В верхней части рисунка представлены увеличенные по временному масштабу фрагменты акустического сигнала.

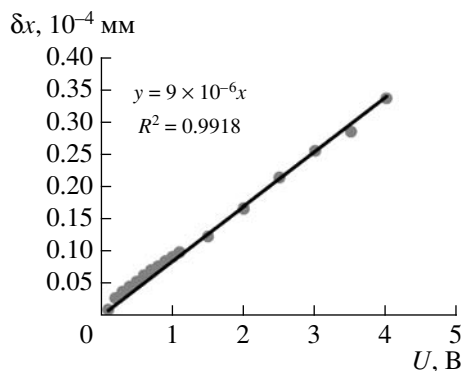


Рис. 10. Калибровка системы регистрации акустических импульсов.

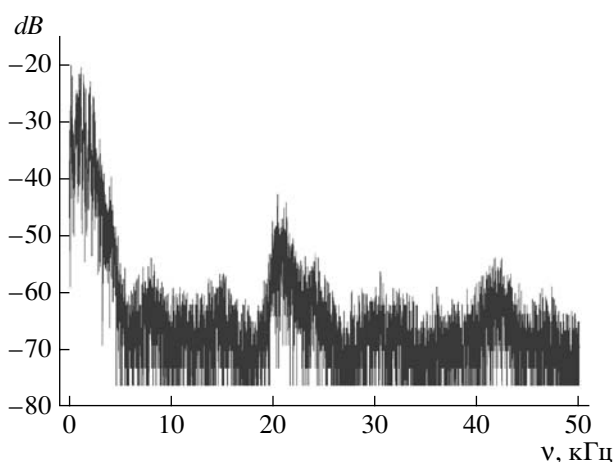


Рис. 11. Спектр последовательности импульсов с акустического преобразователя.

лико, и характер их рождения и схлопывания можно считать почти хаотическим. Поскольку для измерений применялся плоский приемник достаточно большого размера, то полученный сигнал является откликом пьезоэлектрического преобразователя на волну, усредненную по всей поверхности преобразователя. Это обстоятельство, а также ограничение ширины полосы осциллографа были причиной того, что не удавалось зарегистрировать более тонкую структуру акустических импульсов, соответствующих ударным волнам. Известно, что размер фронта ударной волны соответствует нескольким межатомным расстояниям.

Для определения реальных амплитуд акустических импульсов на поверхности камеры с использованием данного пьезоэлектрического преобразователя были проведены калибровочные измерения с использованием эталонного источника акустических импульсов на частоте 20 кГц. Их результаты представлены на рис. 10. Итоговая эффективность акустоэлектрического преобразования определялась выражением $dx/dU \approx 10^{-6}$ см/В.

Исходя из этих данных и результатов, представленных на рис. 10, находим, что усредненные амплитуды регистрируемых акустических импульсов на поверхности камеры достигали величины $\delta x \approx (2-3) \times 10^{-6}$ см.

На рис. 11 представлен вид фурье-спектра этих акустических колебаний, полученный методом Блэкмана–Харриса. В этом спектре можно выделить два пика на частотах 22 и 44 кГц. Они могут быть связаны с колебаниями излучающих пузырьков или соответствовать пространственным акустическим резонансам камеры. Основные шумы установки лежат в низкочастотной области спектра. В области частот выше 50 кГц спектр является почти однородным, и на фоне шума невозможно выделить значимого сигнала.

В дальнейшем для регистрации ударных волн с шириной ударного фронта порядка нескольких межатомных расстояний предлагается использовать высокочувствительный гидрофон малых размеров, который можно поместить в камеру в непосредственной близости от канала с потоком жидкости с пузырьками. Другой возможный вариант регистрации таких волн – применение сфокусированного преобразователя с наведением фокуса в область наиболее интенсивно схлопывающихся пузырьков.

КОМБИНИРОВАННЫЙ (КАВИТАЦИОННО-УДАРНЫЙ) МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЗА ПРЕДЕЛАМИ ОБЛАСТИ КАВИТАЦИИ

В данной работе впервые исследован способ получения рентгеновского излучения, формируемого на внешней поверхности кавитационной камеры за счет влияния на атомы этой поверхности ударных волн, образуемых при разрушении кавитационных пузырьков в жидкости, вытекающей при большом давлении из тонких каналов в эту камеру. Процесс возбуждения атомов и последующей генерации рентгеновского излучения происходит при импульсном воздействии (ускорении, торможении или деформации) на атомы, расположенные на поверхности внешней стенки кавитационной камеры или акустически связанных с ее внешней поверхностью. Это воздействие имеет место на фронте ударной волны, формируемой за счет кавитационных явлений в жидкости внутри камеры. Этот многоэтапный процесс схематически представлен на рис. 12.

Рассмотрим более детально процесс формирования и последующего разрушения кавитационных пузырьков. Он связан с потерей устойчивости пустотелых пузырьков, которые образуются в жидкости при резком снижении внешнего давления, действующего на эту жидкость. Эволюция

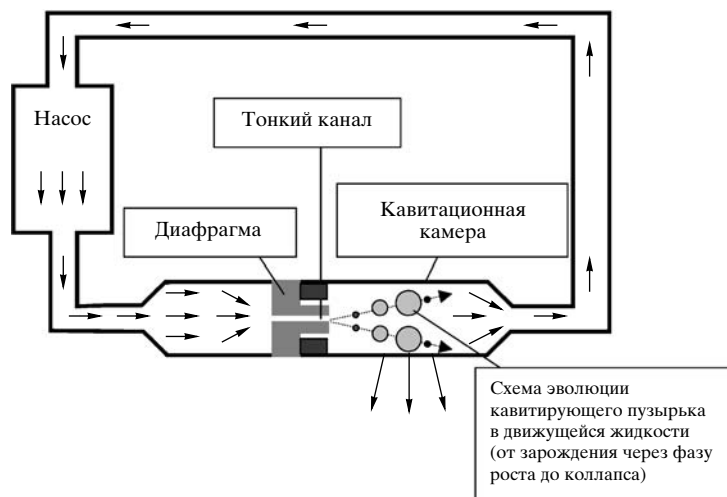


Рис. 12. Последовательная динамика формирования кавитационных пузырьков и ударных волн в текущей жидкости.

кавитационных пузырьков характеризуется несколькими последовательными этапами.

Вначале уменьшение внешнего давления приводит к разрушению сплошности жидкости и появлению внутренних разрывов – в ее объеме происходит рост флуктуационно появляющихся зародышей (микропузырьков). В качестве таких зародышей могут быть, например, молекулы примеси или молекулы растворенного газа. Начальная стадия роста кавитационных пузырьков соответствует давлению, меньшему давления насыщающего пара жидкости при данной температуре. Это обстоятельство способствует испарению жидкости в объем расширяющегося пузырька и повышает внутреннее давление, что, в свою очередь, способствует росту пузырька. Исследования на основе уравнений Навье–Стокса [2] показали, что скорость роста пузырьков намного меньше, чем скорость звука в окружающей жидкости. Рост кавитационных пузырьков прекращается при прекращении падения внешнего давления, действующего на жидкость. Это состояние является неустойчивым, и сразу после него наступает фаза коллапса (самосхлопывания) этих пузырьков.

Причиной коллапса являются силы поверхностного натяжения стенки кавитационного пузырька, резко возрастающие при уменьшении его радиуса $R(t)$. Под действием этих сил происходит очень быстрое сжатие пузырька, чему способствуют процессы конденсации на его стенках паров, находящихся в объеме пузырька. Скорость движения стенок сжимающегося кавитационного пузырька на завершающей стадии самосхлопывания может превышать скорость звука в жидкости [2]. В процессе коллапса происходит резкое повышение температуры и давления в центре сжимаемого пузырька. Процесс коллапса прекраща-

ется, когда резко возросшее внутреннее давление остатков газа и пара уравнивается давлением стенок пузырька и давлением жидкости, которая находится сразу за поверхностью пузырька и движется к центру коллапса.

Эти стадии эволюции пузырька сопровождаются изменением состояния жидкости, окружающей сжимаемый пузырь [3]. Вначале (в фазе роста пузырька) жидкость сравнительно медленно раздвигается, слабо увеличивая свою плотность в области, примыкающей к растущему пузырьку. В фазе коллапса происходит ускоренное движение большой массы жидкости, примыкающей к стенке пузырька, в направлении к центру коллапса. После завершения коллапса инерционное движение жидкости к центру приводит к импульсному сжатию (“пережатию”) жидкости и кратковременному очень резкому возрастанию давления в зоне коллапса в фазе максимального сжатия. Это состояние аналогично очень сильно сжатой пружине. После этого начинается интенсивное обратное движение жидкости и формирование мощного акустического импульса, который затем превращается в ударную волну, распространяющуюся от области кавитации в объем жидкости. При удалении от зоны коллапса амплитуда ударной волны быстро падает из-за сильного поглощения высокочастотного ультразвука в жидкости и пространственной расходимости волны [4].

Такие акустические импульсы в форме ударной волны являются основной причиной кавитационного разрушения материалов. При детальных измерениях [5] было обнаружено, что скорость ударной волны на расстоянии 50 мкм от зоны коллапса “схлопнувшегося” пузырька составляет $v_{sw} = 4000$ м/с, что намного превышает скорость звука $v = 1430$ м/с в воде при нормальных условиях. Амплитуда этой ударной волны со-

ответствовала величинам 40–60 атм. В работе [6] с помощью пьезоэлектрического гидрофона измерены параметры импульсов акустического давления в жидкости за пределами зоны коллапса. На расстоянии 1 мм от области кавитации импульс давления имел длительность фронта 5.2 нс и амплитуду давления 1.7 атм. В работе [7] были обнаружены импульсы избыточного давления, превышающего 1 атм на расстоянии 2.5 мм от пузырька.

Процесс кавитации и схлопывания пузырька и сопутствующий ему процесс формирования мощного акустического импульса в окружающей жидкости связаны с протеканием жидкости сквозь каналы с резко изменяющимся сечением. В этом случае процесс изменения давления обусловлен выходом жидкости, движущейся под воздействием большого давления сквозь тонкий канал, в кавитационную камеру большого диаметра. Очень резкое уменьшение давления, действующего на движущуюся жидкость, приводит к зарождению, росту и последующему схлопыванию кавитационных пузырьков в объеме струи жидкости, выходящей из тонкого канала. При таком методе возбуждения кавитации положение изменяющихся центров кавитационных пузырьков смещается вместе с движущейся жидкостью. Такой способ формирования кавитационных пузырьков реализуется, например, в работе [1]. Необходимо отметить, что изменение амплитуды давления в объеме движущейся жидкости при резком изменении сечения каналов оказывается очень большим и может достигать 80–100 атм, что обеспечивает формирование очень интенсивных ударных волн сразу за границами зоны коллапса.

Для того чтобы ударные волны от зоны коллапса кавитационных пузырьков достигли стенок кавитационной камеры, необходимо, чтобы жидкость полностью заполняла пространственный промежуток между зоной коллапса и стенкой камеры. В этом случае ударная волна, распространяющаяся в объеме жидкости, воздействует на стенки камеры и возбуждает в них вторичную упругую волну, движущуюся перпендикулярно поверхности стенки, которая быстро преобразуется в ударную волну. Для того чтобы такой процесс повторного возбуждения имел большую эффективность, необходимо выполнение следующих условий: небольшое расстояние от зоны коллапса кавитационного пузырька до стенки камеры, которое сопоставимо с длиной области формирования ударных волн при коллапсе кавитационного пузырька; хорошее акустическое согласование между жидкостью и стенками камеры, обеспечивающее большой коэффициент передачи энергии ударной волны от жидкости в энергию упругой волны в материале экрана; достаточно большая толщина стенки кавитационной камеры, которая обеспечивает преобразова-

ние упругой волны в ударную в пространстве между внутренней и внешней поверхностями стенки камеры.

При выполнении этих условий имеет место процесс возбуждения вторичной ударной волны в объеме стенок камеры. Эта волна движется к внешней поверхности стенки камеры, увеличивая амплитуду на переднем фронте и синхронно с этим уменьшая протяженность самого фронта. Волна доходит до внешней стороны стенки, отражается от границы с внешней средой (в частности – границы с воздухом). В процессе этого отражения происходит возбуждение электронных состояний в атомах, что ведет к последующей генерации рентгеновского излучения. Процесс возбуждения связан с импульсным воздействием на атомы (импульсным ускорением атомов) на поверхности мишени, а также с их столкновением и деформацией электронных оболочек в этой области под воздействием ударной волны. Рассмотрим некоторые из механизмов воздействия ударной волны, которые могут приводить к возбуждению внутренних электронных состояний атомов на поверхности стенки кавитационной камеры.

Первый из механизмов связан с внезапным ускорением атомов при прохождении фронта ударной волны. Для примера рассмотрим процесс возбуждения перехода $1s_0 \rightarrow 2p_0$ при внезапном ускорении атома с зарядом ядра Z до скорости v на фронте ударной волны. Вероятность такого импульсного ускорения достаточно большая, поскольку скорость движения фронта ударной волны намного превышает скорость звука, а ширина фронта ΔL очень мала и в плотных средах может составлять единицы или десятки ангстрем.

Волновая функция атома в исходном состоянии $1s_0$ имеет вид:

$$\Psi_{100}(\mathbf{r}, t) = \sqrt{\frac{Z^3}{4\pi a^3}} \exp(-Zr/a) \exp(-iE_1 t/\hbar). \quad (3)$$

Волновая функция электрона в атоме, находящемся в $2p_0$ -состоянии и движущемся со скоростью $v = \mathbf{e}_z v$ вдоль оси z , имеет вид [8]:

$$\begin{aligned} \Psi_{210}(\mathbf{r}', t) = & r' \sqrt{\frac{Z^5}{32\pi a^5}} \cos\theta \exp(-Zr'/2a) \times \\ & \times \exp(im_e v z'/\hbar) \exp\left\{-i\left(E_2 + \frac{m_e v^2}{2}\right) \frac{t}{\hbar}\right\}, \quad (4) \\ & \mathbf{r}' = \mathbf{r} + \mathbf{e}_z vt. \end{aligned}$$

При быстром изменении скорости атома вероятность возбуждения конкретного электронного перехода $100 \rightarrow 210$ описывается выражением:

$$W_{100, 210} = \left| \int_V \Psi_{100}^*(\mathbf{r}, 0) \Psi_{210}(\mathbf{r}, 0) \exp(im_e v z / \hbar) dV \right|^2 =$$

$$= \left| \frac{iZ^4}{4\pi a^4 \sqrt{2}} \int_0^\infty \int_0^\pi \exp(-3Zr/2a) \exp(im_e v r \cos \theta / \hbar) r^3 \cos \theta \sin \theta d\theta dr \right|^2 = \frac{9}{32} \frac{(v/v_{100})^2}{\left\{ \frac{9}{4} + (v/v_{100})^2 \right\}^6}, \quad (5)$$

где

$$v_{100} = Ze^2/\hbar \approx 2.3 \times 10^8 Z \text{ см/с},$$

– среднеквадратичная скорость электрона в исходном состоянии ($\Psi_{100}(r, t)$), $a = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} \approx 5 \times 10^{-9} \text{ см}$ – боровский радиус.

Учитывая, что скорость движения атомов v на фронте ударной волны мала по сравнению с v_{100} , окончательно находим:

$$W_{100, 210} \approx 2.2 \times 10^{-3} (v/v_{100})^2. \quad (6)$$

Если подставить в это соотношение приведенное выше значение для скорости ударной волны $v = v_{sw} = 4 \times 10^6 \text{ см/с}$, то получим выражение для вероятности возбуждения K_α -линии излучения в атоме с зарядом ядра Z :

$$W_{100, 210} \approx 4 \times 10^{-12} / Z^2. \quad (7)$$

Возбужденные атомы распадаются за счет обратного спонтанного радиационного перехода $210 \rightarrow 100$ с излучением кванта характеристического излучения с энергией

$$\hbar \omega_{210, 100} = 3Z^2 m_e e^4 / 8\hbar^2. \quad (8)$$

Аналогичным образом можно оценить вероятность возбуждения других состояний в атомах, находящихся на поверхности камеры. Если на внешнюю поверхность камеры нанести отдельные малоразмерные фрагменты (мелкодисперсный порошок) из более тяжелых атомов и обеспечить их акустический контакт с поверхностью, то при воздействии ударной волны они также будут возбуждаться, что приведет к испусканию более жесткого излучения.

Другой механизм возбуждения рентгеновского излучения при отражении ударной волны от границы плотного вещества и воздуха связан с сильной деформацией электронных оболочек атомов на фронте ударной волны из-за большого градиента давления $\nabla P \approx P_{\max}/\Delta L \approx 10^{11} - 10^{12} \text{ бар/см}$ в пределах очень узкого фронта [9, 10]. При таком напряжении происходит деформация электронных оболочек атомов на поверхности, что ведет к появлению вакансий на внутренних оболочках и,

вследствие этого, к генерации характеристического рентгеновского излучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты свидетельствуют о возможности передачи энергии кавитационных пузырьков из объема струи быстротекущей жидкости, выходящей из тонкого канала, к внешней поверхности кавитационной камеры посредством формирования в ней ударных волн с последующим возбуждением ее атомов и испусканием рентгеновского излучения. При повышении давления интенсивность возникновения кавитационных пузырьков возрастает, но одновременно происходит сжатие струи жидкости и уменьшается эффективность передачи акустических волн к внутренней стенке камеры. Этот процесс объясняет смещение пика излучения в сторону больших значений энергии с одновременным уменьшением его амплитуды (рис. 4). При дальнейшем повышении давления струя “отрывается” от стенок камеры, ударные волны в стенках камеры не возбуждаются, а внешнее рентгеновское излучение исчезает. В этом случае ударные волны, возбуждаемые в струе в результате многочисленных актов кавитации, отражаются от внешней поверхности самой струи. Следствием этого процесса является возбуждение атомных и молекулярных переходов на поверхности движущейся струи. Последующее излучение на этих переходах приводит к яркому свечению струи как в оптическом, так и в рентгеновском диапазонах. Он не относится к сонолюминесценции и является новым видом свечения при кавитации.

Выражаем искреннюю благодарность сотрудникам МГУ Хаиту Е.И., Волковой Н.Х., Голованову А.Ю., Трошкову Е., Алексееву С., Цысарю С.А. за организацию и обеспечение экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Корнилова А.А., Высоцкий В.И., Колдамасов А.И. и др. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2007. № 3. С. 55.
2. Barber B.P., Hiller R.A., Lofstedt R. et al. // Phys. Rep. 1997. V. 281. P. 65.

3. Маргулис М.А. // Успехи физических наук. 2000. № 170. № 3. С. 279.
4. Селиванов В.В., Соловьев В.С., Сысоев Н.Н. Ударные и детонационные волны (методы исследований). М.: Изд-во МГУ, 1990. 261 с.
5. Pecha R., Gompf B. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 1328.
6. Matula T.J., Hallaj I.M., Cleveland R.O. et al. // J. Acoust. Soc. Am. 1998. V. 3. P. 1377.
7. Wang Z.Q., Pecha R., Gompf B., Eisenmenger W. // Phys. Rev. E. 1999. V. 59. P. 1777.
8. Блохинцев Д.И. Основы квантовой механики. М.: Высшая школа. 1963. 619 с.
9. Аврорин Е.Н., Водолага Б.К., Симоненко В.А., Фортков В.Е. и др. // Успехи физических наук. 1993. Т. 163. № 5. С. 1.
10. Фортков В.Е. // Успехи физических наук. 2007. Т. 177. № 4. С. 347.

Generation of X-Ray Radiation at Bubble Cavitation of Fast Liquid Jet in Dielectric Channels

A. A. Kornilova, V. I. Vysotskii, N. N. Sysoev, A. V. Desyatov

The results of examination of combined shock-wave radiation processes connected with the cavitation phenomena at fast directional motion of liquid jet through a thin dielectric channels in closed working chamber are presented. These processes lead to the generation of intensive controlled X-Ray radiation outside the chamber. It is shown that at relatively small liquid pressure the process of cavitation generates shock waves in chamber walls. These waves excite surface atoms, that leads to the emission of X-Ray radiation from an exterior surface of the chamber. At high liquid pressure the liquid jet does not touch chamber walls and the cavitation shock waves lead to the excitation of jet surface atoms and to the subsequent generation of optical and X-ray radiation in the jet. This generation is also observed experimentally.