

СТРУКТУРА СХОДЯЩЕЙСЯ ВОЛНЫ РАЗРЕЖЕНИЯ И РАЗВИТИЕ КАВИТАЦИИ ЗА ЕЕ ФРОНТОМ В МНОГОФАЗНОЙ ЖИДКОСТИ

© 2021 г. В. К. Кедринский^{а, *}, Е. С. Большакова^{а, **}

^аФедеральное государственное бюджетное учреждение Институт Гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, пр. Академика Лаврентьева 15, Новосибирск, Новосибирская обл., 630090 Россия

*e-mail: kedr@hydro.nsc.ru

**e-mail: skwore3@gmail.com

Поступила в редакцию 26.01.2021 г.

После доработки 26.01.2021 г.

Принята к публикации 08.02.2021 г.

Экспериментальный анализ структуры течения и динамики формирования квази-пустого разрыва при ударном возбуждении слоя жидкости показал, что замыкание разрыва на конечной стадии принимает близкий к одномерному цилиндрический характер. Исследуется новая постановка по динамике кавитационной зоны за фронтом сходящейся волны разрежения. Процесс развития кавитации инициируется при ударно-волновом нагружении поршнем в окрестности оси жидкого слоя, ограниченного свободной поверхностью. Приводятся результаты анализа влияния размеров микропузырьков, концентрации газовой фазы на динамику зоны кавитации и структуру волны при фокусировке. Статья подготовлена по материалам доклада на 3-й Всероссийской акустической конференции (21–25 сентября 2020 г., г. Санкт-Петербург).

Ключевые слова: ударное возбуждение, фокусировка, микропузырьки

DOI: 10.31857/S0320791921030059

ВВЕДЕНИЕ

Начало интенсивных исследований по созданию математических моделей двухфазных жидкостей можно отнести к 60-м годам 20 века, когда были опубликованы работы [1–3]. Принципиальная особенность этих работ – включение уравнения Рэлея в систему законов сохранения как нелинейную динамическую систему, в которой концентрация газовой фазы $k(t)$ или радиус пузырьков $R(t)$ становится определяющей и правой искомой 4-ой переменной. В 1968 г. в [4] три упомянутых работы в упрощенном виде были представлены в качестве математической модели Иорданского–Когарко–ван Виингаардена (IKvanW). Это позволило впервые численно оценить раздвоение ударной волны, распространяющейся в пузырьковой жидкости, на предвестник и осциллирующую волну. При этом удается рассчитать также “акустически прозрачное окно” в области резонансных частот, экспериментально зарегистрированное в [5]. При этом хорошее согласование с экспериментом объясняется существованием непрерывного начального спектра концентрации пузырьков (при полном отсутствии диссипативных потерь). Экспериментальные данные по плотности ядер кавитации от единицы до сотни штук в см^3 в диапазоне от 1 до 6 микрон,

опубликованные в [6, 7], можно отнести к одним из первых. Ряд принципиальных экспериментальных результатов был получен по измерению распределения по размерам ядер кавитации в воде, используя систему методов голографии и рассеяния света [8–10], измеритель кавитационной чувствительности [11], метод ABS (Акустический Пузырьковый Спектр) [12, 13]. Кривые распределения размеров ядер кавитации в кавитирующих водных туннелях и в океане представлены в [14]. В начале 21 века на базе IKvanW-модели была сформулирована задача о развитии взрывных вулканических извержений, происходящих при практически мгновенном разрыве диафрагмы, отделяющей сжатую до давления порядка 0.17 тысяч МПа магму от свободной атмосферы. В этом случае начинает формироваться мощная волна разрежения, распространяющаяся в глубину канала. Под действием волны разрежения состояние тяжелой магмы переходит из однофазного в многофазную систему с диффузионными процессами и резким ростом объемной концентрации газовой фазы и массовой скорости [15]. Те же проблемы характерны для открытых вулканических систем, подобных вулкану Erebus. Принципиальные экспериментальные результаты по структуре выброса из этого вулкана получены в

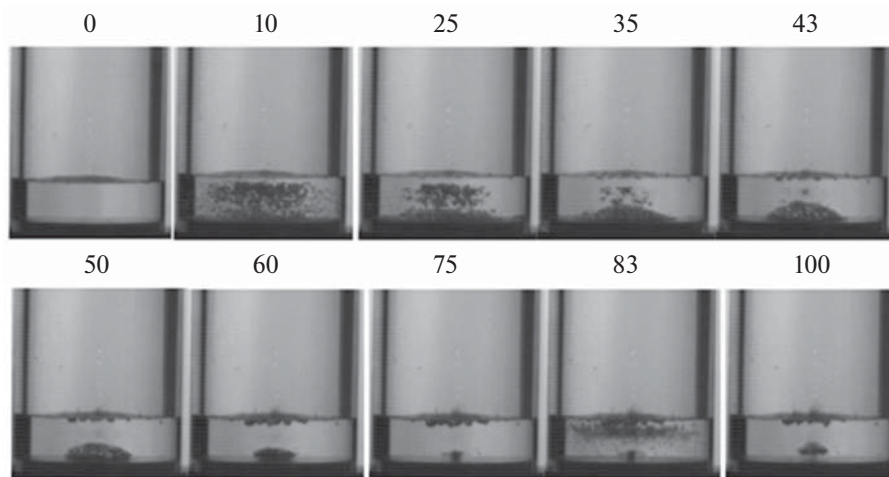


Рис. 1. Формирование (кадры 0–43) и замыкание разрыва (кадры 50–100), образование микрокластера на мембране (кадр 75), формирование второй кавитационной зоны под свободной поверхностью при отражении вторичной ударной волны (кадр 83), формирование и подъем кавитационного тора (кадр 100).

[16]. Лабораторные эксперименты по моделированию извержений открытых вулканических систем были начаты около 10–15 лет тому назад в связи с изучением динамики разрыва потока, формирования и схлопывания квази-пустой полости в слое дистиллированной воды при ударно-волновом воздействии [17]. Согласно экспериментальным данным схлопывание квази-пустой полости приводит к генерации ударной волны и трансформации микропузырькового слоя, покрывающего полость, в кольцевой кавитационный кластер [18], который начинает подниматься к свободной поверхности жидкого слоя. Представленная статья посвящена новому направлению численного моделирования (на базе IKvanW-модели) динамики структуры сходящейся одномерной цилиндрической волны разрежения и зоны пузырьковой кавитации за ее фронтом в слое дистиллированной воды, ограниченной свободной поверхностью.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПОСТАНОВКА

Процесс разрыва потока моделировался во взрывной прозрачной камере с проводящим дном на 2-х электромагнитных гидродинамических ударных трубах с импульсным нагружением слоя дистиллированной воды на накопительных батареях с энергией до 100 Дж и 5 кДж. Как было показано в [9], дистиллированная вода является многокомпонентной системой, содержащей свободные микропузырьки и твердые микрочастицы размером порядка 1.5 мкм при их общем количестве около 10^6 в см^3 . При мгновенной ионизации высоковольтным импульсом промежутка в цепи батарея конденсаторов разряжается на плоскую спираль, расположенную непосредственно под

дном мембраны. В результате скин-эффекта удар мембраны по слою жидкости генерирует в ней ударную волну и, в силу апериодичности процесса, примерно через 10–20 мкс мембрана возвращается на место. Жидкость в силу инерции продолжает движение вверх, формируя на поверхности мембраны разрыв [16].

На рис. 1 демонстрируется полный процесс формирования и схлопывания разрыва в интервале кадров от 0 до 100 в слое высотой 4 см на мембране диаметром 12 см, при энергии в накопителе 0.8 кДж и частоте съемки 10^4 кадров в секунду. При схлопывании разрыва (теоретически до нуля) происходит излучение ударной волны, отражение ее от горизонтальной свободной поверхности, образование вторичной зоны кавитации вблизи свободной поверхности (кадр 83), а слой пузырьков, окружающий разрыв, превращается в пузырьковый кластер. Возникает проблема поиска механизма превращения тонкого пузырькового кластера, покрывающего поверхность разрыва, в тороидальную структуру, достаточно быстро всплывающую к свободной поверхности (кадр 100) [17]. Анализ динамики структуры разрыва показал, что процесс его замыкания на конечной стадии принимает близкий к одномерному цилиндрический характер (кадры 75–83).

IKvanW-МОДЕЛЬ ПУЗЫРЬКОВОЙ ЖИДКОСТИ

Динамика состояния сходящейся цилиндрической волны разрежения и зоны кавитации за ее фронтом в дистиллированной воде описывается многофазной математической IKvanW-моделью, которая включает в себя комбинацию законов сохранения для средних значений давления p , плот-

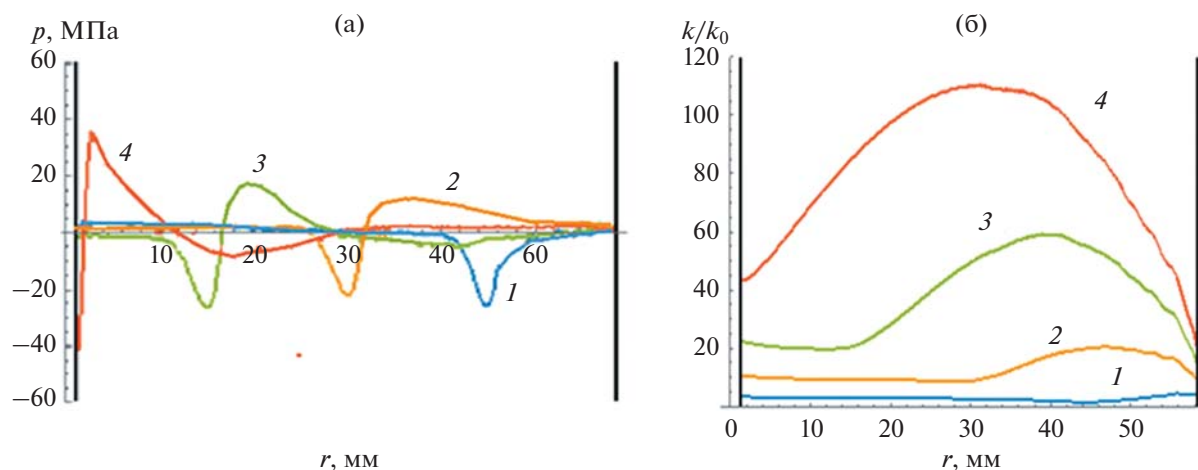


Рис. 2. Динамика в слое радиусом $r = 60$ мм при $R_0 = 4.6$ мкм, $k_0 = 10^{-3}$ для моментов времени 50 (1), 60 (2), 70 (3) и 80 мкс (4): (а) – структуры волны разрежения $P(r)$ с появлением положительной фазы давления в процессе ее фокусировки; (б) – распределения объемной концентрации газовой фазы $k/k_0(r)$.

ности ρ и массовой скорости v , уравнение состояния пузырьковой смеси $\rho(p, k)$ и уравнение, описывающее динамику объемной концентрации газовой фазы k (аналог уравнения Рэлея):

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} v = 0, \quad \frac{dU}{dt} + \rho^{-1} \operatorname{grad} p = 0,$$

$$\rho \equiv \rho_0 \left(1 + \frac{p - p_0}{c_0^2 \rho_0} \right) (1 - k k_0),$$

$$\frac{d^2 k}{dt^2} = \frac{3k^{1/3}}{\rho_0 R_0^2} (p_\infty k^{-\gamma} - p) + \frac{1}{6k} \left(\frac{dk}{dt} \right)^2.$$

Здесь γ означает индекс газовой адиабаты, k_0 – начальное значение объемной концентрации газовой фазы, $k = (R/R_0)^3$ – относительное изменение объемной концентрации. При расчете использовались конечно-разностная схема второго порядка и метод Рунге–Кутты четвертого порядка.

При расчетах задавались следующие граничные условия: 1) на свободной поверхности ($r = 60$ и 100 мм) давление постоянно (0.1 МПа); 2) в окрестности оси симметрии коаксиальным поршнем задается диапазон констант экспоненциального профиля: амплитуд массовых скоростей и набор временных констант в показателе экспоненты.

При расчетах использовались следующие начальные условия: на поршне задаются массовая скорость ($v = U_{\max}$) и временная константа, в диапазоне расстояний от поршня до свободной поверхности $v = 0$, давление $p = 0.1$ МПа.

Выполнен анализ динамики зоны кавитации и структуры волны разрежения в зависимости от параметров ударно-волнового нагружения (констант профиля экспоненты), инициирующего

процесс, от начальных размеров ядер кавитации R_0 и объемной концентрации газовой фазы k_0 . Начальное состояние микронеоднородностей дистиллированной воды: размеры микропузырьков и твердых микрочастиц имеют порядок $R_0 = 1.5$ мкм, объемная концентрация газовой фазы $k_0 = 10^{-5}$, число микрочастиц 10^6 см^{-3} , канал замыкается свободной поверхностью, радиус канала принимается равным 60 или 100 мм.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

На рис. 2 показана последовательность развития структуры волны разрежения (справа–налево) и зоны кавитации (снизу–вверх) при ударно-волновом нагружении с амплитудой 100 м/с и с постоянной времени экспоненты 10 мкс для моментов времени 50, 60, 70 и 80 мкс и радиусе слоя 60 мм (координата свободной поверхности). Данные по динамике структуры волны разрежения получены для начального состояния микронеоднородностей среды: размер микрочастиц 4.6 мкм, объемная концентрация 10^{-3} . На графике показаны две вертикальные прямые: (а) – положение поршня и (б) – положение свободной поверхности.

Показана прямая связь изменений в структуре волны разрежения с процессом развития кавитации за ее фронтом при начальном состоянии среды, определяемом размером микророзродышей и величиной концентрации k . Увеличение начального размера зародыша всего в три раза (стандартные значения размера зародыша 1.5 мкм, концентрации $k_0 = 10^{-5}$) и изменение начальной концентрации на 2 порядка (при сохранении числа частиц 10^6 см^{-3}) привели к росту максимума концентрации на порядок (11%) в момент 80 мкс по сравнению с 1%, характерным для стандартно-

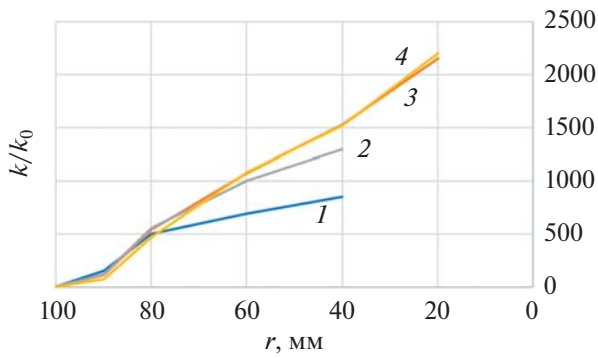


Рис. 3. Распределения объемной концентрации газовой фазы $k/k_0(r)$ при заданных $U_{\max} = 100$ м/с и постоянных спада экспоненты 10 (1), 20 (2), 30 (3) и 40 мкс (4) показывают, что для стандартного состояния $R_0 = 1.5$ мкм, $k_0 = 10^{-5}$ постоянная спада 30 мкс становится верхним пределом при импульсном нагружении ударной волной с экспоненциальным профилем.

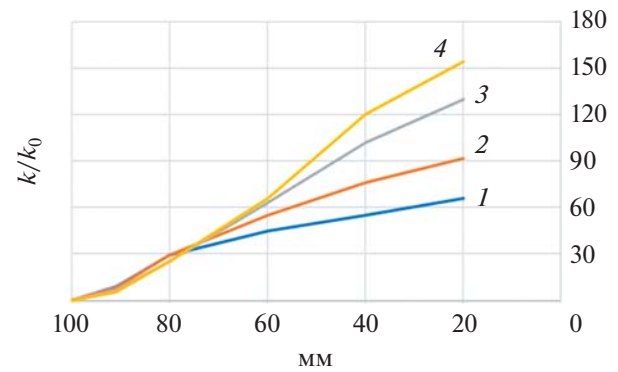


Рис. 4. Распределения объемной концентрации газовой фазы $k/k_0(r)$ при заданных $U_{\max} = 100$ м/с и постоянных спада экспоненты 10 (1), 20 (2), 30 (3) и 40 мкс (4) показывают, что с увеличением начального радиуса зародыша $R_0 = 7$ мкм и объемной концентрации газовой фазы $k_0 = 10^{-3}$ пороговый эффект исчезает.

го состояния в тот же момент времени. При этом к 80 мкс волна разрежения в стандартном состоянии достигла поверхности поршня с амплитудой “–105 МПа”, а для увеличенного размера зародышей потеряла значительную часть энергии на развитии кавитации – “–40 МПа”. Следует отметить появление положительной фазы давления в профиле волны разрежения и рост этой фазы в интервале 60–80 мкс.

При начальном состоянии дистиллированной воды, описанном выше, получены непрерывные данные для относительной объемной концентрации k от свободной поверхности $r = 100$ мм до радиуса, равного 20 мм, для каждой из максимальных амплитуд экспоненты $U_{\max} = 40, 80, 120, 160, 200$ м/с, при одном и том же значении постоянной времени экспоненты, равной 10 мкс. Расчет показал относительно равномерный рост объемной концентрации для всего диапазона амплитуд U_{\max} в процессе фокусировки в диапазоне радиусов слоя 100–40 мм. Затем, при приближении к оси в диапазоне от 40 до 20 мм наблюдается резкий рост концентраций, составивший 3500 относительных единиц для волны с $U_{\max} = 200$ м/с. Максимальное значение объемной концентрации достигло при этом 5.6%.

При фиксированной величине массовой скорости $U_{\max} = 100$ м/с численно исследовано влияние изменения постоянной времени экспоненты ударной волны от 10 до 40 мкс, увеличивающего положительную фазу нагружения, на динамику развития кавитации за фронтом волны разрежения. При стандартных условиях двухфазного состояния (начальных значений радиуса ядра кавитации $R_0 = 1.5$ мкм и объемной концентрации $k_0 = 10^{-5}$) обнаружен пороговый эффект (рис. 3), заключающийся в том, что данные по распределениям кон-

центраций для постоянных времени 30 и 40 мкс практически сливаются на всем протяжении расчета. Константа 30 мкс становится предельным значением, превышение которого практически не влияет на конечный результат – концентрацию около 2.25%.

Результат расчета распределения концентрации по радиусу слоя (рис. 4) принципиально меняется при тех же постоянных времени 10, 20, 30 и 40 мкс профиля ударной волны и той же амплитуде, инициирующей процесс, при увеличении начальных размеров ядер кавитации до 7 мкм и объемной концентрации до 10^{-3} . Исчезает пороговый эффект, наблюдается равномерный для всего диапазона постоянных времени рост концентраций при приближении к фокусу, который, в частности, для постоянной времени профиля ударной волны 40 мкс достигает максимального значения концентрации – около 16%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показана прямая связь изменений в структуре волны разрежения с процессом изменения концентрации пузырьков за ее фронтом и состоянием среды, определяемым начальными размерами микрзародышей и величиной концентрации газовой фазы. Увеличение начального размера зародыша всего в три раза, что соответствовало начальному изменению концентрации на 2 порядка (при сохранении числа частиц 10^6 см $^{-3}$, рис. 2), привело к росту максимума концентрации на порядок (11%) в момент 80 мкс по сравнению с 1%, характерным для стандартного состояния в тот же момент времени. При этом к 80 мкс волна разрежения для увеличенного размера зародышей потеряла значительную часть энергии на развитие кавитации, достигнув поршня с амплитудой “–40 МПа”.

При начальном состоянии дистиллированной воды ($R_0 = 1.5$ мкм, $k_0 = 10^{-5}$) расчет, выполненный для всего диапазона амплитуд $U_{\max} = 40, 80, 120, 160$ и 200 м/с и при одном и том же значении константы экспоненты, равной 10 мкс, показал относительно равномерный рост объемной концентрации в процессе фокусировки в диапазоне $100\text{--}40$ мм и резкий выброс концентрации в диапазоне $40\text{--}20$ мм практически по всему рассматриваемому диапазону скоростей, составив для волны с максимальной амплитудой 200 м/с значение объемной концентрации около 5.6% .

Расчеты, проведенные при различных значениях постоянных времени ($10, 20, 30$ и 40 мкс) для экспоненты ударной волны, инициирующей процесс при $U_{\max} = 100$ м/с, показали существенное влияние начального состояния системы на концентрацию пузырьков в области кавитации. При начальном состоянии системы ($R_0 = 1.5$ мкм, $k_0 = 10^{-5}$) расчет показал, что для постоянных времени экспоненты, равных 30 и 40 мкс, распределения концентрации практически сливаются на всем интервале расчета. Константа 30 мкс оказывается предельным значением, при котором полное значение концентрации немного превысило 2% . Изменение параметров начального состояния (радиус ядра 7 мкм, концентрация 10^{-3}) для той же системы констант экспоненты существенно меняет распределение концентрации пузырьков в зоне кавитации. При приближении к фокусу для всего диапазона констант экспоненты замечен равномерный рост концентрации, максимальное значение которой приближается к 16% .

Обнаружено появление положительной фазы давления в волне разрежения, сильное влияние начальных размеров и концентрации зародышей микропузырьков, при которых конечная концентрация газовой фазы менялась от 2 до 16% .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Иорданский С.В.* Об уравнениях движения жидкости, содержащей пузырьки газа // ПМТФ. 1960. Т. 1. № 3. С. 102.
2. *Когарко Б.С.* Об одной модели кавитирующей жидкости // Докл. Акад. Наук СССР. 1961. Т. 137. № 6. С. 1331.
3. *van Wijngaarden L.* On the equations of motion for mixtures of liquid and gas bubbles // J. Fluid Mech. 1968. V. 33. P. 65.
4. *Кедринский В.К.* Распространение возмущений в жидкости, содержащей пузырьки газа // ПМТФ. 1968. Т. 9. № 4. С. 29.
5. *Fox F., Kerly S., Larson G.* Phase velocity and absorption measurements in water containing air bubbles // J. Acoust. Soc. Am. 1955. V. 27. № 3. P. 534. <https://doi.org/10.1121/1.1907955>
6. *Strasberg M.* Cavitation in Hydrodynamics // National Phys. Lab., London. 1956.
7. *Hammitt F.G., Koller A., Ahmed O. et al.* Cavitation threshold and superheat in various fluids // Proc. Conf. on Cavitation. Edinburgh, Sept. 3–5, 1974. Mech. Eng. Publ. London. 1976. P. 341–354.
8. *Magintyre F.* On Reconciling optical and acoustical bubble spectra in the mixed layer // Oceanic Whitecaps. Monahan E.C., Mac Niocaill G. (Eds.) Reidel Publishing Company, 1986. P. 75–94. <https://doi.org/10.1007/978-94-009-4668-2>
9. *Бесов А.С., Кедринский В.К., Пальчиков Е.И.* Изучение начальной стадии кавитации с помощью дифракционной оптической методики // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. № 4. С. 241.
10. *Kedrinskiy V.K.* On multiplication mechanism of cavitation nuclei // Proc. 12th Int. Congress on Acoustics (Toronto). Ed. by Shaw E. (Eds) 1986. P. 14.
11. *Oldenzel D.M.* // J. Fluids Engr. 1982. V. 104. P. 136.
12. *Breitz N., Medwin H.* Instrumentation for *in situ* acoustical measurements of bubble spectra under breaking waves // J. Acoust. Soc. Am. 1989. V. 86. P. 739–743.
13. *Duraiswami R., Prabhukumar S., Chahine G.L.* Bubble counting using an inverse acoustic scattering method // J. Acoust. Soc. Am. 1998. V. 104. № 5. P. 2699–2717.
14. *Franklin R.E.* // ASME Cavitation and Multiphase Flow Forum. 1992. FED V. 135. P. 77.
15. *Kedrinskiy V.K.* Hydrodynamic aspects of explosive eruptions of volcanoes: simulation problems // Shock Waves. 2009. V. 18. № 6. P. 451.
16. *Gerst A. et al.* The First Second of a Strombolian Eruption: Velocity Observations at Erebus Volcano, Antarctica // EOS Trans. AGU, 2006. V. 87. № 52. Fall Meet. Suppl. Abstract V31G-04.
17. *Bol'shakova E.S., Kedrinskiy V.K.* State dynamic of bubble cavitation in a vicinity of quasi-empty rupture at its collapse // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 894. № 1. P. 012141.
18. *Большакова Е.С., Кедринский В.К.* Динамика разрыва в кавитирующем слое жидкости при ударно-волновом нагружении // ПМТФ. 2017. Т. 58. № 5. С. 93–101.