

Ю. Дудзінський

Д-р фіз.-мат. наук

В. Вітков

Інженер

Одеський національний
політехнічний університет,
м. Одеса

УДК 534.222.2

ВПЛИВ ПОРОГУ КАВІТАЦІЇ В РІДИНІ НА ІНТЕНСИВНІСТЬ ЗВУКОЛЮМІНІСЦЕНЦІЇ

На підставі отриманих у роботі експериментальних даних сформульовано феноменологічне правило залежності інтенсивності звуколюмінісценції (ЗЛ) від порогу кавітації в рідині. Відповідно до цього правила максимум інтенсивності звуколюмінісценції, що відповідає оптимальній інтенсивності ультразвуку, завжди вищий у рідині з більшим порогом кавітації.

порог кавітації, інтенсивність звуколюмінісценції

Звуколюмінісценція (ЗЛ) — це явище генерування світіння в рідині під дією потужного ультразвуку. Відомо, що звуколюмінісценція має кавітаційну природу й пов'язана з утворенням і колапсом (захлопуванням) мікроскопічних порожнин (пухирців) у рідині [1 — 3]. В експериментах з поодинокими пухирцями [4 — 6] підтверджена теплова теорія ЗЛ, відповідно до якої світіння викликається розігрівом парогазової суміші всередині пухирця в результаті його швидкого адіабатичного стиску (колапсу) або при утворенні сферичної збіжної ударної хвилі в пухирці [7 — 9].

Наприклад, в умовах звуколюмінісценції від одного пухирця кількість фотонів у кожному спалаху сягає 105 — 110 [1], у той час, як кількість фотонів у спалаху за умов ЗЛ від багатьох пухирців їх кількість не перевищує 100 [4, 5]. Оцінки температури, до якої розігривається парогазова суміш усередині пухирця, дають значення 3000 — 6000 К для багатопухирцевої ЗЛ [2, 3, 5] і 30000 — 50000 К, або навіть більше, для однопухирцевої [1, 6]. Відповідні максимальні тиски сягають при колапсі 10^{10} Па. Основною причиною таких розходжень можливою є втрата сферичної форми пухирців при їх колапсі. Це може призводити до зменшення тиску парогазової суміші всередині них і відповідного зменшення температур, що досягаються при цьому. Відхилення від сферичної форми може ініціюватися в багатопухирцевій кавітаційній області

внаслідок взаємодій між пухирцями за допомогою ударних хвиль і гідродинамічних сил. Особливо сильно взаємодіють пухирці в складі стійких утворень: кластерів і стримерів [7, 8]. Іншими факторами, що знижують активність кавітації, є неоднорідність розподілу пухирців по розмірах і екранування внутрішнього об'єму кавітаційної області периферійними пухирцями [9, 10]. При цьому пухирці великого радіуса поглинають і розсіюють енергію.

Ця експериментальна праця присвячена дослідженню залежності максимальної інтенсивності звуколюмінісценції від порогу виникнення кавітації в рідині, тобто мінімальної інтенсивності ультразвуку, при якій виникає кавітація. При цьому підбиралась оптимальна інтенсивність ультразвуку в досить широких межах. Схему експериментальних вимірів подано на рис. 1а. Робоча ємність 1 з ілюмінатором 2 (внутрішнім діаметром 150 мм і довжиною 250 мм заповнюється досліджуваною рідиною при температурі $(23 \pm 1)^\circ\text{C}$. Випромінювач 3 — сегмент п'єзокерамічної сфери (матеріал ЦТС-23) діаметром 45 мм з резонансною частотою 800 кГц. Випромінювачі 3 збуджуються сигналом від електронного генератора (на схемі не показано). В робочій ємності на рівні фокальної плями випромінювача розташовано світловод 4 фотосенсора діаметром 20 мм. Гідрофон 5 (п'єзокерамічна сфера діаметром 6 мм) розташовано на віддалі 25 мм від

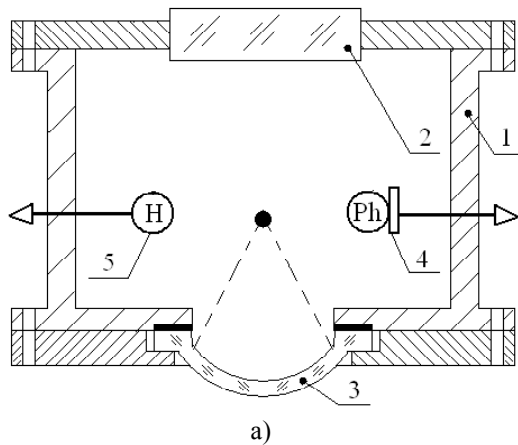


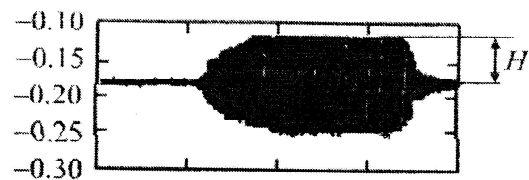
Рис. 1. Функціональна схема експерименту (а), фотографія звуколюмінесценції рідини у фокусній плямі випромінювача (б)

фокальної плями. На рис. 1б показано фотографію випромінювання світла фокальною зоною випромінювача. Проводилась попередня дегазація рідини під дією ультразвуку протягом 15 хв. У результаті такої обробки частка газу в рідині зменшується на 20 — 25% у порівнянні зі станом насичення [10] і потім уже мало міняється під дією ультразвуку в ході експериментів.

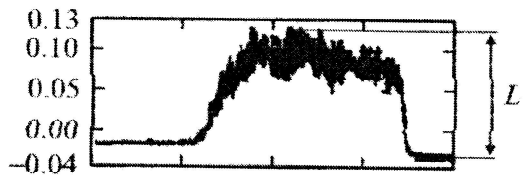
Сигнал з гідрофона (Н) подавався на електронний підсилювач і потім на багатоканальний з пам'яттю осцилограф. На осцилографі записувався також сигнал з фотосенсора (L), за допомогою якого вимірялася інтенсивність звуколюмінесценції. Зразки реєстрації вихідних сигналів гідрофона й фотосенсора, відповідно, подано на рис. 2а і рис. 2б.

У наведених нижче даних величини (L) і (H) — це усереднені значення відповідних величин за час імпульсу ультразвукового сигналу (рис. 2в). Виміри (L) і (H) з використанням каліброваного гідрофона, показали, що в режимі докавітаційному звуковий тиск p у фокальній плямі випромінювача пов'язаний з напругою U на вході випромінювача співвідношенням $p[\text{Па}] = M \cdot U$. При цьому випромінювана потужність у досліджуваному діапазоні напруг пропорційна U^2 з точністю не нижче точності вимірів. Тут коефіцієнт $M = 9.3 \cdot 10^5 \text{ Па/В}$.

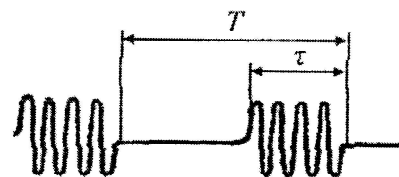
Смність заповнювалася рідиною з допоміжного резервуара через зливальну трубку в ламінарному режимі, щоб запобігти захопленню пухирців газу. Активність кавітації оцінювалася за інтенсивністю звуколюмінесценції. Для різних рідин досліджувалися залежності інтенсивності ЗЛ



а)



б)



в)

Рис. 2. Вихідні сигнали гідрофона (а) й фотосенсора (б), часова функція сигналу збудження випромінювача (в)

від напруги U , прикладеної від генератора до випромінювача. Період послідовності імпульсів $T = 30 \text{ мс}$, їх тривалість $\tau = 3 \text{ мс}$. Результати експериментів представлено на рис. 3. Кожна точка на графіках — це середнє арифметичне п'яти незалежних вимірів. Наведені залежності $L(U)$ підпорядковуються такій закономірності: чим більший поріг кавітації, тим вищий і максимум інтенсивності звуколюмінесценції, що досягається при варіюванні напруги, прикладеної до випромінювача (або інтенсивності ультразвуку) у досить широкому діапазоні. У табл. 1 наведено результати вимірювання порогів кавітації в різних рідинах і відповідні до них максимальні інтенсивності ЗЛ. Ці результати також підпорядковуються такій закономірності. Поріг кавітації в цій серії експериментів визначався за виникненням високочастотного кавітаційного шуму за допомогою кавітометра ИК-3.

На рис. 4 наведено залежності вихідного сигналу гідрофона (Н) та інтенсивності звуколюмінесценції (L), отримані в цій статті для води й етилового спирту. У докавітаційному режимі, як відомо, звуковий тиск пропорційний амплітуді коливальної швидкості частинок рідини. Коливальна швидкість у будь-якій точці поля, у свою чергу, пов'язана лінійно з коливальною швидкістю випромінювача. Тому тиск у будь-якій точці звукового поля у хвилі, що поширюється, пропорційний амплітуді коливальної швидкості випромінювача, а отже, пропорційний напрузі U , прикладеній до випромінювача. Відповідно, на початковій ділянці залежності $H(U)$ рівень сигналу з гідрофона лінійно пов'язаний з величиною U (рис. 4).

Інтенсивність сигналу, прийнятого гідрофоном на частоті ультразвуку, пропорційна випромінюваній інтен-

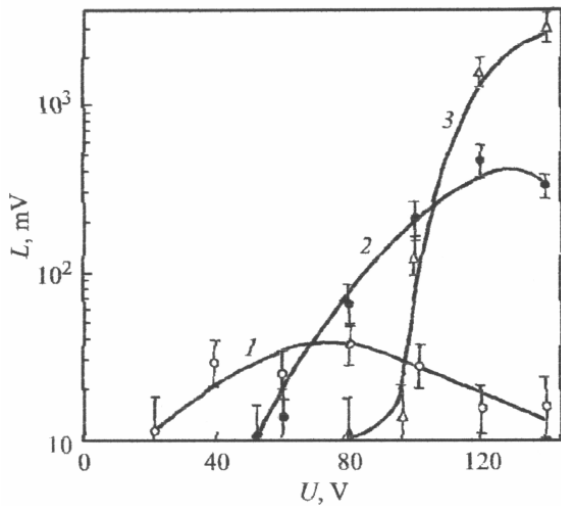


Рис. 3. Залежності інтенсивності звуколюмінесценції від напруги на вході випромінювача для різних рідин: 1 — ацетон, 2 — дистильована вода, 3 — розчин хлористого натрію у воді з концентрацією 270 г / л

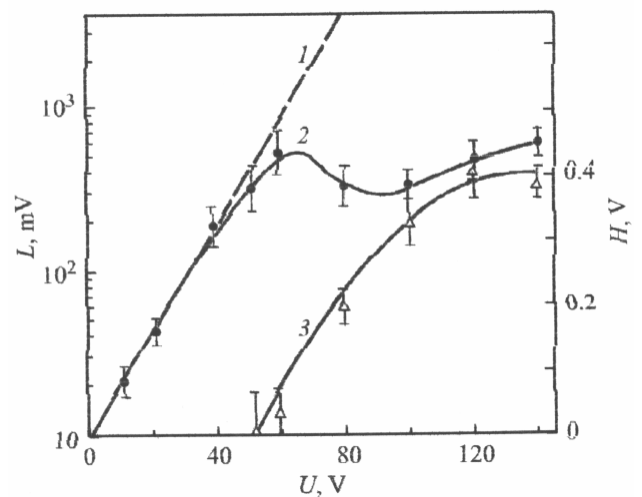


Рис. 4. Залежності інтенсивності звуколюмінесценції (L) (крива 3) і вихідного сигналу гідрофона (H) (крива 2) від напруги на випромінювачі (робоча рідина — дистильована вода)

Таблиця 1

Максимальна інтенсивність звуколюмінесценції і поріг виникнення кавітації для деяких рідин

Параметр	Рідина						
	2N NaCl	1N NaCl	Дистиллят води	Хлорбензин	Бензин А 95	Етиловий спирт	Ацетон
$P_{cav} \cdot 10^{-5}$, Па	8.5	5.7	4.6	3.4	2.7	1.6	1.40
L_{max} , мВ	1385	797	430	110	46.7	19.2	8.1
U , В	88.1	60.2	47.0	34.1	22.9	16.5	15.2

сивності. У цьому діапазоні інтенсивності ультразвуку залежності $H(U)$ — це прямі лінії, що збігаються для заданих рідин. За відсутності кавітації залежність була б лінійною у всьому діапазоні значень напруги на випромінювачі, що показано штриховою лінією на рис. 4.

Відхилення $H(U)$ від лінійної залежності (тобто збільшення поглинання ультразвуку) починається, очевидно, з початком росту кавітаційних пухирців за рахунок направленої дифузії пару через поверхню розподілу рідина — порожнина й, можливо, внаслідок коалесценції мікроскопічних пухирців. Приблизно при цих же напругах U на випромінювачі спостерігається виникнення звуколюмінесценції. Імовірно, при такій інтенсивності ультразвуку кавітаційні пухирці починають інтенсивно захоплюватися, розпадаючись на останній стадії на кілька осколків. При подальшому збільшенні інтенсивності ультразвуку це приводить до лавинного росту концентрації кавітаційних порожнин в області фокусної плями за механізмом, описаним у праці [11]. Поглинання росте настільки сильно, що інтенсивність акустичного сигналу, прийнятого гідрофоном, уже не збільшується, а зменшується з ростом напруги на випромінювачі — провал на залежності $H(U)$. Приблизно при цьому рівні інтенсивності ультразвуку спостерігається швидке збільшення інтенсивності ЗЛ (крива 3 на рис. 4).

При подальшому збільшенні рівня U інтенсивність ультразвуку в точці, де розташований гідрофон, починає знову збільшуватись, але повільніше, ніж в докавітаційному режимі. Ріст інтенсивності ЗЛ (крива 3, рис. 3) при цьому вповільнюється і вона досягає максимуму. Це означає, що концентрація пухирців у кавітаційній області досягає стану, близького до насичення, при якому активність кавітації вже не збільшується з ростом випромінюваної інтенсивності ультразвуку. Починаючи з цього рівня інтенсивності ультразвуку концентрація пухирців у кавітаційній області або практично не збільшується, або це збільшення вже не викликає відповідного збільшення інтенсивності ЗЛ. Крім цього, це мало впливає на поглинання ультразвуку в кавітаційній області — фокусній плямі випромінювача. Інтенсивність звуколюмінесценції або залишається сталою, або зменшується (див. рис. 3, рис. 4).

З ростом концентрації пухирців на шляху звукової хвилі збільшується поглинання ультразвуку в кавітаційній області. Крім цього, погіршуються умови передачі енергії від випромінювача в рідину внаслідок зменшення її хвильового опору $Z = \rho \cdot c$, де ρ — густина, c — швидкість звуку в двофазній рідині з пухирцями [12, 13]. При більших концентраціях пухирців в одиниці об'єму рідини вони можуть впливати один на одного, наприклад,

за рахунок ударних хвиль або сил Б'йоркнеса [14]. У результаті взаємодій пухирців підвищується ймовірність деформації пухирця на ранній стадії колапсу. Оскільки сферична форма нестійка, то це може викликати розпад пухирця на ранній стадії захоплення й відповідне зменшення максимальних температур і тисків, що досягаються у пухирці. Починаючи з деякого рівня випромінюваної інтенсивності ультразвуку, в будь-якій заданій точці звукового поля інтенсивність ЗЛ досягає максимуму й потім або мало міняється зі збільшенням інтенсивності акустичних хвиль, або починає зменшуватися.

Можна показати, що й у загальному випадку максимальна активність кавітації завжди вища в тій рідині, в якій вищий поріг кавітації. Нехай, наприклад, є дві рідини P1 і P2 такі, що в рідині P1 поріг кавітації нижчий, ніж у рідині P2. Відповідно до наведених вище результатів досліджень, у кавітаційній області першої рідини ріст інтенсивності ультразвуку починає уповільнюватися при менших значеннях напруги U збудження випромінювача. Інакше кажучи, в кавітаційній області рідини P2 буде досягнута більша інтенсивність ультразвуку, коли наступить насичення кавітаційної області пухирцями. Отже, потенційна енергія, що запасається пухирцями на стадії їх розширення, буде вищою в рідині P2, ніж у P1, за однакової інтенсивності ультразвуку. З іншого боку, оскільки в рідині P1 поріг кавітації нижчий, ніж у P2, то сили, що перешкоджають розтягання пухирця, нижчі в P1, ніж у P2. Але на стадії колапсу ці ж сили визначають швидкість захоплення пухирця і ступінь стиску парогазової суміші всередині. Тому захоплення пухирців у рідині P2 супроводжується виділенням більшої енергії, ніж у P1. При цьому досягаються й більше високі температури, тиск і інтенсивність звуколюмінісценції.

Отримані результати дозволяють сформулювати таке правило: максимальна інтенсивність звуколюмінісценції, що досягається при варіюванні інтенсивності випромінюваного ультразвуку, завжди вищий у тій рідині, яка має більш високий поріг кавітації, тобто в якій кавітація виникає при більш високій інтенсивності ультразвуку.

Література

1. Hiller R., Putterman S.J., Barber B.P. Spectrum of synchronous picosecond sonoluminescence // *Phys. Rev. Lett.* — 1992. — V. 69, N 8. — P. 1182—1184.
2. Matula T.J., Roy R.A., Mourad P.D. Comparison of Multibubble and Single-Bubble Sonoluminescence Spectra // *Phys. Rev. Lett.* — 1995. — V. 75, N 13. — P. 2602—2605.
3. Suslick K.S., Mc. Namara III, Didenko Y. Temperature of Multibubble Sonoluminescence in Water // *Proc. NATO*

Adv. Study In. St(udy). Sonochemistry & Sonoluminescence. — Boston: Kluwer Publ., 1998.

4. Gimenez G.J. The simultaneous study of light emissions and shock waves produced by cavitation bubbles // *Acoust. Soc. Am.* — 1982. — V. 71, N 4. — P. 839—846.

5. Didenko Yu.T., Nastich D.N., Pugach S.P. et al. Optical spectra of water sonoluminescence // *Ultrasonics.* — 1994. — V. 32. — P. 71—76.

6. Bernstein L.S., Zakin M.R., Flint E.B. Cavitation Thermometry Using Molecular and Continuum Sonoluminescence // *J. Phys. Chem.* — 1996. — V. 100. — P. 6612—6619.

7. Parlitz U., Luther S., Mettin R. et al. Spatio-temporal dynamics of acoustic cavitation bubble clouds // *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* — A. 1999. — V. 357. — P. 313—334.

8. Doinikov A.A., Zavtrak S.T. Radiation forces between two bubbles in a compressible liquid // *J. Acoust. Soc. Am.* — 1996. — V. 99. — P. 3849—3851.

9. Leighton T.G. *The Acoustic Bubble.* — London: Academic Press. — 1996. — 604 p.

10. Dezhkunov N.V., Francescutto A., Ciuti P. et al. Enhancement of sonoluminescence emission from a multibubble cavitation zone // *Ultrasonics Sonochemistry.* — 2000. — V. 7. — P. 19—24.

11. Сиротюк М.Г. // Мощные ультразвуковые поля / Под ред. Л.Д. Розенберга. — М: Наука, 1968. — 450 с.

12. Вовк И.В., Гринченко В.Т., Дудзинский Ю.М. О возможном механизме автоколебаний в струйных гидродинамических излучателях с развитой кавитацией // *Акуст. вісн.* — 2008. — 11, № 2. — С. 16—23.

13. Дудзинский Ю.М., Жукова А.В. Свойства кавитационной области струйного гидродинамического излучателя в условиях гидростатического давления // *Акуст. вісн.* — 2009. — 12, № 3. — С. 27—32.

14. Doinikov A.A. Bjerkness forces and translational bubble dynamics. Bubble and Partical Dynamics in Acoustic Fields: Modern Trends and Applications. — Kerala: Research Signpost. — 2005. — 95 p.

Отримана 12.06.10

Yu. Dudzinski, V. Vitkov

Influence of threshold of cavitations in liquid on the intensity of sound luminescence

*Odessa National Polytechnic University,
Odessa*

Based on results of the experimental work the phenomenological rule of dependence of intensity of sound luminescence with the threshold of cavitations in a liquid is formulated. According to this rule there is a maximum of intensity of sound luminescence, which corresponds optimum intensity of ultrasound, always higher in a liquid with the large threshold of cavitations.