بیستمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران
و ششمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۸ تا ۱۰ بهمن ماه۱۳۹۲ - دانشگاه صنعتی شیراز

بررسی طیف نور گسیلی از پدیده آوادرخشش

فرهاد ذوالفقارپور و فرشید نجفی‌نژاد

گروه فیزیک، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل

چکیده – در این مقاله تلاش داریم که طیف انرژی اثر آوادرخشش را با استفاده از درنظر گرفتن مدهای نوسانی برای حباب هوای داخل آب و نسبت دادن تکانه زاویه‌ای به این مدها، در چارچوب مدل تجمّعی هسته‌ای انرژی مدها را محاسبه کنیم که یک طیف انرژی کوانتیزه را بدست می‌دهد که با استفاده از آن، طیف حاصل برای پدیده آوادرخشش را محاسبه می‌کنیم. در طیف انرژی حالت‌های نوسانی آوادرخشش پارامترهایی از قبیل کشش سطحی آب، تکانه زاویه‌ای نسبت داده شده به حباب، فرکانس موج صوتی اعمال شده، سرعت صوت در آب و هوای داخل حباب و ضریب جذب آب وارد می‌شود.

کلید واژه- آوادرخشش، اسپکتروسکوپی، مدل تجمّعی هسته‌ای، فراصوت.

Survey emitted light spectrum from Sonoluminescence effect

Farhad Zolfagharpour and Farshid Najafi Nezhad

Department of physics, University of Mohaghegh Ardabili, P. O. Box 179, Ardabil, Iran

Abstract- In this paper, we tried to calculate energy spectrum of Sonoluminescence effect by considerate vibration modes that have quantized energy like nuclear collective model in nuclear physics. In this model we characterized excited mode by quantum angular momentum and energy of excited vibration modes comes from surface vibration parameters of bubble. We related this parameters to surface tension of water. In this model, we assume vibration modes of bubble with angular momentum of J excited by acoustic wave. We related probability of excitation that to acoustic wave frequency and angular momentum of modes. So in this article by using this assumption we tried to explain some characters of Sonoluminescence effect spectrum.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-02-01]

۱- مقدمه

اثر آوادرخشش پدیده‌ای است که انرژی صوتی را به نور تبدیل می‌کند [۱]. این اثر حدود ۸۰ سال پیش کشف شده است، نور گسیلی که از حباب برانگیخته در سال ۹۹۱ باربر و پوترمن مشاهده شد[۲و۱]. یکی از مهمترین نتایج حاصل از این اثر در طیف گسیلی از آن مشاهده شده و در این تحقیق مدلی می‌سازیم که بتواند رفتار طیف آن را توضیح دهد[۱۵-۳].

در این تحقیق سعی داریم که طیف گسیلی از تک حباب را آنالیز کنیم و شدّت نور گسیلی را به کشش سطحی آب، دمای آب و فرکانس موج صوتی نسبت دهیم. در این مقاله ما با کوانتیزه گرفتن انرژی حباب از مدلی همانند مدل تجمّعی هسته‌ای در فیزیک هسته‌ای استفاده می‌کنیم. در این مدل دمای هوای درون حباب‌ها را ۲۰۰۰ کلوین گرفته‌ایم در حالی که در بسیاری از تحقیقات این دما را حدوداً ۲۰۰۰۰ کلوین گرفته‌اند.

در این تحقیق ما آنالیز نور گسیلی از تک حباب درون آب را در شرایطی که انرژی حالات نوسانی حباب را مجزا گرفتیم. در چارچوب کاری مدل تجمّعی ما می‌توانیم انرژی مدهای نوسانی حباب را محاسبه کنیم. در این چارچوب کاری، نیروی کشش سطحی آب را در محاسبات وارد شده و از ارتباط کشش سطحی با دمای آب استفاده شده است. هنگامی که دمای آب کاهش می‌یابد، کشش سطحی آب افزایش خواهد یافت. به همین دلیل ما می‌توانیم پدیده کاهش شدّت نور گسیلی از حباب برانگیخته شده بر اثر موج صوتی با فرکانس ثابت هنگامی که دمای آب افزایش می‌یابد را توضیح دهیم.

ما احتمال حالات نوسانی سطحی حباب را به فرکانس موج صوتی فرودی مربوط ساخته‌ایم. این احتمال مانند رخ دادن تشدید در اثر مدهای نوسانی است. از تابع گاوسی برای بیان تابع احتمال استفاده نمودیم و تابع احتمال در این صورت یک پیک در طیف اسپکتروسکوپی حاصل از گسیل نور ایجاد می‌نماید که برای پدیده آوادرخشش این پیک در حدود ۲۸۰ نانومتر شده و سبب می‌شود که طیف حاصل تا ۱۵۰ نانومتر ادامه یابد. دلیل استفاده از جذب آب این است که از نظر تکنیکی آزمایش را به گونه‌ای انجام می‌دهند آب بین حباب و آشکارساز قرار می‌گیرد.

۲- فرمول‌بندی نظریه

در چارچوب مدل تجمّعی معادله سطح حباب در حال نوسان به صورت زیر بیان می‌شود [۱۶]:

$$R(\theta,\varphi) = R_0[1 + \sum_{l=2}^{\infty}\sum_{m=-l}^{l} \alpha_{lm} Y_{lm}(\theta,\varphi)] \qquad (1)$$

که در رابطه‌ی (۱)، l مربوط به تکانه زاویه‌ای است، با درنظر گرفتن انرژی جنبشی به صورت زیر داریم:

$$T = \frac{1}{2}\sum_{lm} B_l |\alpha_{lm}|^2 \,,\; B_l = \frac{\rho R_0^5}{l} \qquad (2)$$

R_0 شعاع متوسط حباب و ρ چگالی را نشان می‌دهد و داریم:

$$\rho = \frac{\rho_{0b} R_{0b}^3}{R_0^3}, \rho_{0b} = 1.18\, {}^{Kg}/_{m^3}, R_{0b} = 5\mu m \qquad (3)$$

در رابطه (۳) چگالی و شعاع حباب از نتایج تجربی درنظر گرفته شده است. همچنین انرژی پتانسیل را به صورت زیر درنظر می‌گیریم:

$$V = \frac{1}{2}\sum_{lm} C_l |\alpha_{lm}|^2 \,, C_l = S R_0^2 (l-1)(l+2) \qquad (4)$$

که در آن S مربوط به کشش سطحی آب بوده که وابستگی دمایی آن به صورت زیر است:

$$S = S_0 \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{1.2} \qquad (5)$$

که در آن $T_c = 374°\mathrm{C}$ و $S_0 = 0.0755\ {}^{N}/_{M}$.

با نوشتن لاگرانژی انرژی ($L = T - V$) مربوط به این نوسان و استفاده از معادلات اویلر لاگرانژی فرکانس نوسانی به صورت زیر است:

$$\omega_l = \left(\frac{C_l}{B_l}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (6)$$

برای انرژی نوسانگر از مکانیک کوانتومی داریم:

$$\epsilon_J = J\hbar\omega_J \qquad (7)$$

با توجّه به روابط بالا برای انرژی داریم:

$$\epsilon_J = \hbar\sqrt{\frac{S_0}{\rho_{0b} R_{0b}^3}}\left(-\frac{T}{T_c}\right)^{0.6}\left(J^3(J-1)(+2)\right)^{0.5} \qquad (8)$$

چگالی حالات نوسانی صوتی درون حباب را به صورت زیر داریم:

$$D_{inside}(\omega_A) = \frac{V_b \omega_A^2}{2\pi^2 v_{in}^3} \,,\; \omega_A = 2\pi v \qquad (9)$$

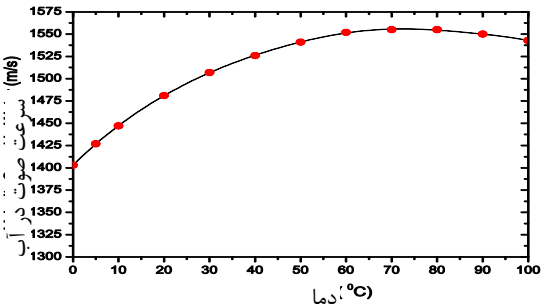
که در آن v فرکانس موج صوتی ، $V_b = \frac{4}{3}\pi R_b^3$ حجم حباب در زمان گسیل نور و v_{in} سرعت نوسانات صوتی درون حباب است. چگالی حالت‌های نوسان صوتی بر روی

[Downloaded from opsi.ir on 2026-02-01]

سطح حباب را به صورت زیر درنظر گرفتیم:

$$D_{Surface}(\omega_S) = \frac{2R_b^2\omega_S}{\pi v_{Sur}^2} \qquad (10)$$

که در آن R_b شعاع حباب و v_{Sur} سرعت موج روی سطح حباب است که داده‌های تجربی و نمودار برازش شده آن در شکل ۱ رسم شده است.



شکل۱: نقاط، سرعت صوت در دماهای مختلف در آب را به صورت تجربی نشان می‌دهد و نمودار برازش شده نمودار تابعی است که ما برای سرعت صوت درون آب استفاده کرده‌ایم.

حال می‌توان چگالی حالات کل را به صورت زیر داشت:

$$D_{Acoustic}(\omega_A,\omega_S) = D_{inside}(\omega_A)D_{Surface}(\omega_S)g(\varepsilon_J) = \frac{4R_b^5\omega_A^2\omega_S}{3\pi^2 v_{in}^3 v_{Sur}^2}J(J+2) \qquad (11)$$

در رابطه‌ی (۱۱)، $g(\varepsilon_J)$ تبهگنی حالات را نشان می‌دهد که از کوانتوم برابر $J(J+1)$ است.

موج صوتی عامل اصلی برانگیختگی حباب است و ما احتمال رخ دادن هر حالت برانگیخته را با تابعی با رفتار گاوسی درنظر گرفته و این تابع را به فرکانس صوت و مدهای تکانه زاویه‌ای مربوط کرده‌ایم.

$$|\psi\rangle = C_1|1\rangle + C_2|2\rangle + \cdots + C_n|n\rangle = \sum_J C_J|J\rangle \qquad (12)$$

$$|C_J|^2 \propto e^{\left(-a\left(v-\frac{J}{2\pi I}\right)^2\right)} \qquad (13)$$

که در آن $a =$ ۰/۰۰۰۰۰۰۰۳ انتخاب شده است، I نیز در نقش لختی برای حباب است که آن را نیز ۰/۰۱۳۸۵ درنظر گرفته‌ایم و J مد تکانه زاویه‌ای است. پس حال برای محاسبه شدّت گسیل نور در پدیده آوادرخشش از یک حباب را با:

$$D(\omega_J) \propto D_{Acoustic}(\omega_A,\omega_S)e^{\left(-a\left(v-\frac{J}{2\pi I}\right)^2\right)} \qquad (14)$$

برای موج سطح حباب $\omega_S \propto \sqrt{S}$ درنظر می‌گیریم و برای سرعت گاز درون حباب از ترمودینامیک داریم:

$$v_{in} = \sqrt{\frac{\gamma RT_{gas}}{M}} \qquad (15)$$

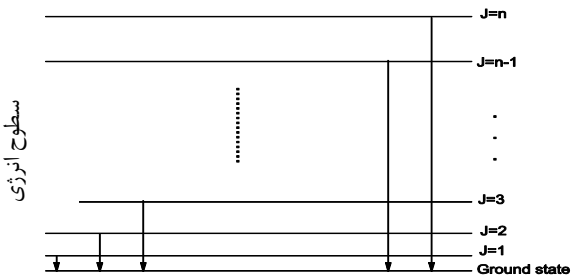
که در آن برای هوا $\gamma =$ ۱/۴، $R = 8.314\ {}^{J}/_{(Mol.K)}$ ، جرم مولی هوا را ۰/۰۲۸۹۵ ${}^{Kg}/_{Mol}$ و دمای گاز را ۲۰۰۰ کلوین می‌گیریم. حال می‌توان شدّت را به صورت زیر درنظر گرفت:

$$I(\lambda_J) = C\frac{v^2 S_0^{\frac{1}{2}} M^{\frac{3}{2}}\left(1-\frac{T}{T_c}\right)^{0.6}}{(\gamma RT_{gas})^{\frac{3}{2}} v_{Sur}^2} J(J+2)\epsilon_J e^{\left(-a\left(v-\frac{J}{2\pi I}\right)^2\right)} \qquad (16)$$

که در آن $\lambda_J = \frac{hc}{\epsilon_J}$ و C ثابت است.

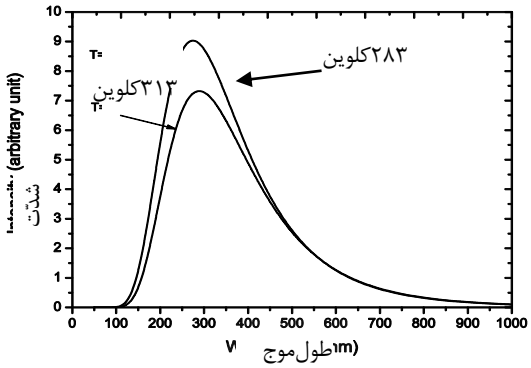
۳- بحث و نتایج عددی

ما در این مقاله اثر آوادرخشش را برای تک حباب با حالات نوسانی بررسی کردیم. در این مدل ما انرژی حالات برانگیخته نوسانی حباب را به صورت کوانتیزه درنظر گرفتیم (رابطه‌ی ۸)، و حالات برانگیزش و برگشت به حالت پایه را مستقیم در شکل (۲) آمده فرض نموده‌ایم.



شکل۲: گذارها در این مدل به این صورت درنظر گرفته شده است.

در طیف حاصل از پدیده‌ی آوادرخشش ما انرژی حالات را به صورت رابطه‌ی (۸)، بدست آوردیم و شدّت را به کشش سطحی حباب، دمای آب، جرم مولی گاز (هوا) درون حباب و فرکانس موج صوتی فرودی مربوط ساختیم.



شکل۳: طیف محاسبه شده برای نور گسیلی از پدیده آوادرخشش در دماهای ۲۸۳ و ۳۱۳ کلوین

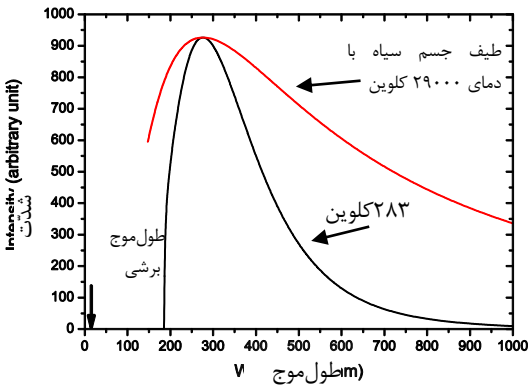
در شکل (۳) شدّت بدست آمده برای این پدیده را در دماهای ۲۸۳ و ۳۱۳ کلوین رسم کرده‌ایم. این شکل نشان می‌دهد که طیف تا ۱۰۰ نانومتر ادامه

[Downloaded from opsi.ir on 2026-02-01]

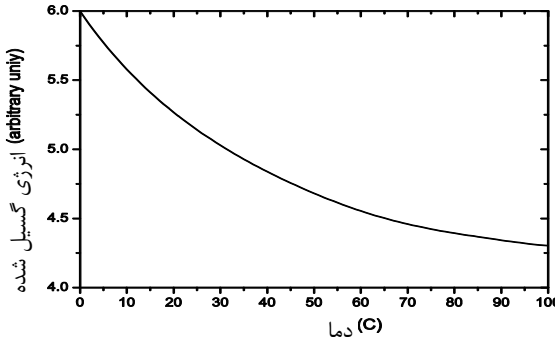
دارد و نیز بیشینه نمودار نیز در طول‌موج ۲۹۰ نانومتر قرار دارد. همچنین این شکل وابستگی شدّت به دمای آب را نیز نشان می‌دهد که در تجربه نیز چنین است. از آزمایشات تجربی می‌دانیم که اثر جذبی آب در طول‌موج کمتر از ۲۰۰ نانومتر بسیار زیاد است. در شکل (۳) ما بدون تأثیر جذب آب نمودار را رسم کرده‌ایم اما اگر اثر جذب آب را برای نور گسیلی از این پدیده را به صورت زیر درنظر بگیریم [۱۷]:

$$I_{\text{سنجشی}}(\lambda_J) = \left(\frac{I(\lambda_J)}{c}\right) e^{-\mu d}, \quad d: \text{ضخامت}, \ \mu: \text{ضریب جذب} \qquad (17)$$

در آزمایشات و محاسبات، نور دریافتی توسط آشکارساز از حدود ۵ سانتی‌متر عبور می‌کند (شکل ۴ را نگاه کنید). بنابراین در محاسبات ما نیز این مورد را وارد کردیم بعد از تأثیر این اثر طیف گسیلی از ۹۰۰ نانومتر تا ۱۸۵ نانومتر ادامه می‌یابد که بدون این اثر ما طیف را تا ۱۰۰ نانومتر داشتیم. ما در محاسبات نشان دادیم که احتمال رخ دادن حالات برانگیخته به صورت تابع گاوسی است، با توجّه به آزمایشات انجام گرفته ما در این مدل‌سازی فرکانس موج صوتی فرودی را ۲۶۰۰۰ هرتز گرفتیم ما در این مدل برای طیف گسیلی حدّی (یا برشی) درنظر گرفتیم که در شکل (۴) نیز مشخص شده است.



شکل ۴: نمودار طیف بدست آمده از محاسبات، در کنار طیف جسم سیاه که دارای یک بیشینه در طول‌موج یکسانی هستند و طول‌موج برشی پیش بینی شده برای اثر آوادرخش نشان داده شده است. در این مدل دمای گاز درون حباب را ۲۰۰۰ کلوین گرفتیم که از آن را با توجّه به درنظر گرفتن فرآیند بی‌دررو برای حباب در تراکم از شعاع R به شعاع $\frac{R}{8}$، می‌توان بدست آورد که حباب از دمای ۲۸۵ کلوین به ۲۰۰۰ کلوین می‌رسد. در شکل (۴) در نمودار ما نمودار توزیع جسم سیاه در دمای ۲۹۰۰۰ کلوین که پیک این دو نمودار روی هم قرار می‌گیرد که می‌توان تفاوت دو نمودار را مشاهده نمود. در شکل (۵) نیز مساحت زیر نمودار در دماهای مختلف محاسبه و در این شکل نشان داده شده، که با توجّه به تحقیقات تجربی که در مقالات آمده است هم‌خوانی وجود دارد و با افزایش دما مساحت زیر نمودار کاهش می‌یابد یعنی تابش در دماهای بالاتر کاسته می‌شود.



شکل۵: شدت نور گسیلی محاسبه شده از پدیده آوادرخشش برحسب دمای آب

۴- نتیجه‌گیری

با توجّه به نتایج بدست آمده، مدل ارائه شده توانست موارد زیر را در مورد پدیده آوادرخشش توضیح دهد:

- طیف انرژی حاصل از این پدیده
- رفتار پدیده در دماهای مختلف
- تأثیر فرکانس موج صوتی فرودی روی این پدیده
- دمایی که حباب در آن تابش می‌کند

مراجع

[1] B. P. Barber and S. J. Putterman, Observation of synchronous picosecond sonoluminescence, Nature. 352 (1991) 318.
[2] Kyuichi Yasui, Single-bubble Sonoluminescence from noble gases, Phys. Rev. E. 63 (2001) 035301.
[3] F. Ronald Young, Sonoluminescence, CRC Press, London, 2004.
[4] B. P. Barber, Robert A. Hiller, Ritva Lofstedt, Seth J. Pu. Defining the unknowns of Sonoluminescence, Phys. Rep. 281 (1997) 65-143.
[5] Kyuichi Yasui, Effect of liquid temperature on sonoluminescence, Phys. Rev. E. 64 (2001) 016310.
[6] D. F. Gaitan, L. A. Crum, C. C. Church, and R. A. Roy, J. Acoust. Soc. Am. 91 (1992) 3166.
[7] B. Gompf, R. Günther, G. Nick, R. Pecha, and W. Eisenmenger, Resolving Sonoluminescence Pulse Width with Time-Correlated Single Photon Counting, Phys. Rev. lett. 79 (1997) 1405-1408.
[8] C. C. Wu and P. H. Roberts, A Model of Sonoluminescence, The Royal Society. 445 (1994) 323-349.
[9] M. P. Brenner, Single-bubble Sonoluminescence, Reviews Of Modern Physics.74 (2002) 425-484.
[10] R. Hiller, Seth J. Putterman, and Badly P. Barber, Spectrum of Synchronous Picosecond Sonoluminescence, Phys. Rev. lett. 69 (1992) 1182-1184.
[11] W. Lauterborn, Cavitation and Inhomogeneities in Underwater Acoustics, Springer, Berlin, 1980.
[12] F. R. Young, Cavitation, McGraw Hill, New York, 1989.
[13] T.G. Leighton, The Acoustic Bubble , Academic Press, London, 1994.
[14] J.D.N. Cheeke, Single-bubble sonoluminescence: "bubble, bubble toil and trouble", Can. J. Phys. 75 (1997) 77.
[15] W. Lauterborn, in Encyclopedia of Acoustics, edited by M. J. Crocker, Wiley, New York, 1997.
[16] F. Zolfagharpour, et al., Advances in Applied Physics. 1(2013) 93-103.
[17] M. R. Querry, P. G. Cary, R. C. Waring, Appl. Opt. 17 (1978) 3587.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-02-01]