



بیستمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران  
و ششمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران  
۸ تا ۱۰ بهمن ماه ۱۳۹۲ - دانشگاه صنعتی شیراز



## بررسی طیف نور گسیلی از پدیده آوادرخشش

فرهاد ذوالفقارپور و فرشید نجفی نژاد

گروه فیزیک، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل

چکیده - در این مقاله تلاش داریم که طیف انرژی اثر آوادرخشش را با استفاده از در نظر گرفتن مدهای نوسانی برای حباب هوای داخل آب و نسبت دادن تکانه زاویه‌ای به این مدها، در چارچوب مدل تجمعی 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 تجمعی 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.

## 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 گسلی که از حباب برانگیخته در سال ۹۹۱ باربر و پوترمن مشاهده شد [۲ و ۳]. یکی از مهمترین نتایج حاصل از این اثر در طیف گسلی 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 گسلی از تک حباب را آنالیز کنیم و شدت نور گسلی 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 تجمعی هسته‌ای در فیزیک هسته‌ای استفاده می‌کنیم. در این مدل دمای هوای درون حباب‌ها را ۲۰۰۰ کلون گرفته‌ایم در حالی که در بسیاری از تحقیقات این دما را حدوداً ۲۰۰۰ کلون گرفته‌اند.

در این تحقیق ما آنالیز نور گسلی از تک حباب درون آب را در شرایطی که انرژی حالات نوسانی حباب را مجزا گرفتیم. در چارچوب کاری مدل تجمعی 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 شدت نور گسلی 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 تجمعی معادله سطح حباب در حال نوسان به صورت زیر بیان می‌شود [۱۶]:

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

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

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

$R_0$  شعاع متوسط حباب و  $\rho$  چگالی را نشان می‌دهد و داریم:

$$\rho = \frac{\rho_{ob} R_{ob}^3}{R_0^3}, \quad \rho_{ob} = 1.18 \text{ Kg/m}^3, \quad R_{ob} = 5 \mu\text{m} \quad (3)$$

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

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

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

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

که در آن  $T_c = 374^\circ\text{C}$  و  $S_0 = 0.0755 \text{ N/m}$  با نوشتن لاگرانژی انرژی ( $L = T - V$ ) مربوط به این نوسان و استفاده از معادلات اویلر لاگرانژی فرکانس نوسانی به صورت زیر است:

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

برای انرژی نوسانگر از مکانیک کوانتومی داریم:

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

با توجه به روابط بالا برای انرژی داریم:

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

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

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

که در آن  $\nu$  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

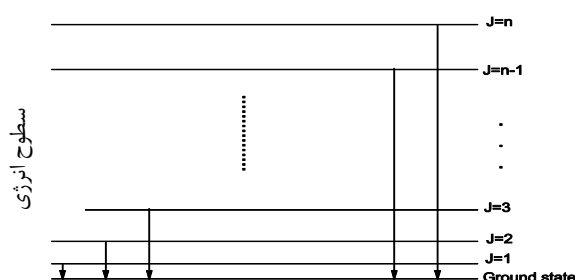
که در آن برای هوا  $\gamma = 1/4$  ، جرم مولی هوا را  $R = 8.314 \text{ J/(Mol.K)}$  ،  $2895/0$  و دمای گاز را  $2000$  کلین می‌گیریم. حال می‌توان شدت را به صورت زیر در نظر گرفت:

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

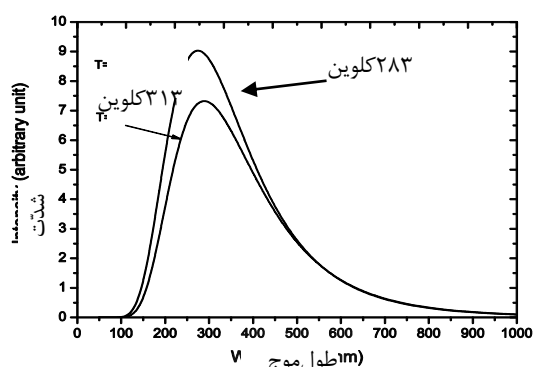
که در آن  $\lambda_J = \frac{hc}{\epsilon_J}$  و  $C$  ثابت است.

### ۳- بحث و نتایج عددی

ما در این مقاله اثر آوا درخشش را برای تک حباب با حالات نوسانی بررسی کردیم در این مدل ما انرژی حالات برانگیخته نوسانی حباب را به صورت کوآنتیزه در نظر گرفتیم (رابطه ۸). و حالات برانگیزش و برگشت به حالت پایه را مستقیم در شکل (۲) آمده فرض نمودیم.



شکل ۲: گذارها در این مدل به این صورت در نظر گرفته شده است. در طیف حاصل از پدیده آوا درخشش ما انرژی حالات را به صورت رابطه ۸)، بدست آوردیم و شدت را به کشش سطحی حباب، دمای آب، جرم مولی گاز (هوا) درون حباب و فرکانس موج صوتی فرودی مربوط ساختیم.



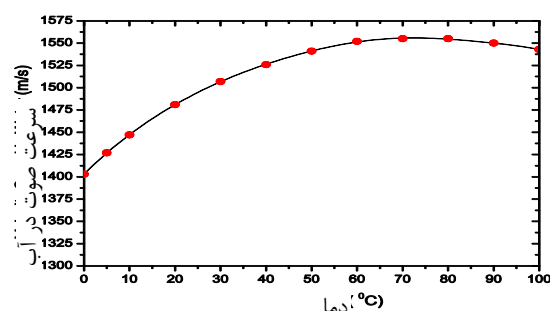
شکل ۳: طیف محاسبه شده برای نور گسیلی از پدیده آوا درخشش در دماهای  $283$  و  $313$  کلین

در شکل (۳) شدت بدست آمده برای این پدیده را در دماهای  $283$  و  $313$  کلین رسم کردیم. این شکل نشان می‌دهد که طیف تا  $100$  نانومتر ادامه

سطح حباب را به صورت زیر در نظر گرفتیم:

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

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.



شکل ۱: 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:

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

در رابطه ۱۱)،  $g(\epsilon_J)$  تبهگنی حالات را نشان می‌دهد که از کوآنتوم 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 در نظر گرفته و این تابع را به فرکانس صوت و مدهای تکانه زاویه‌ای مربوط کرده‌ایم.

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

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

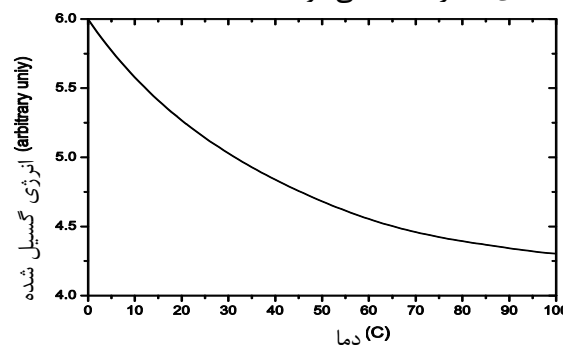
که در آن  $a = 0.0000003$  انتخاب شده است،  $I$  نیز در نقش لختی برای حباب است که آن را نیز  $0.1385$  در نظر گرفته‌ایم و  $I$  مد تکانه زاویه‌ای است. پس حال برای محاسبه شدت گسیل نور در پدیده آوا درخشش از یک حباب را با:

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

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

$$v_{in} = \sqrt{\frac{\gamma R T_{gas}}{M}} \quad (15)$$

دما مساحت زیر نمودار کاهش می‌یابد یعنی تابش در دماهای بالاتر کاسته می‌شود.



شکل ۵: شدت نور گسیلی محاسبه شده از پدیده آوادرخشش برحسب دمای آب

#### ۴- نتیجه‌گیری

با توجه 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

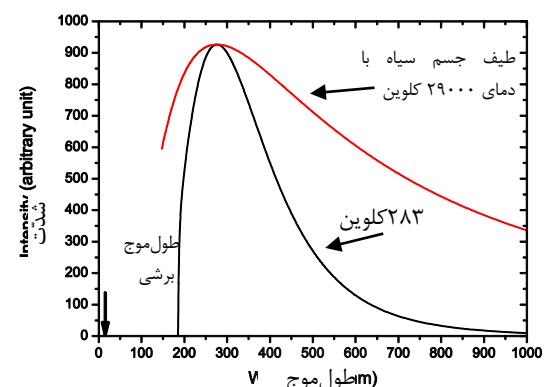
#### مراجع

- [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-Related 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. Query, P. G. Cary, R. C. Waring, *Appl. Opt.* 17 (1978) 3587.

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

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

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 گلوئی است. با توجه به آزمایشات انجام گرفته ما در این مدل سازی فرکانس موج صوتی فرودی را ۲۶۰۰۰ هرتز گرفتیم ما در این مدل برای طیف گسیلی حدی (یا برشی) در نظر 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 طول موج یکسانی هستند و طول موج 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 توجه به در نظر گرفتن فرآیند بی‌دررو برای حباب در تراکم از شعاع  $R$  به شعاع  $\frac{R}{2}$ ، 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 توجه به تحقیقات تجربی که در مقالات آمده است هم‌خوانی وجود دارد و با افزایش