

تصحیح مدل گیل‌مور جهت بررسی تاثیر لزجت و تراکم پذیری مایع میزبان بر دینامیک کاویتاسیون تک حباب

الهه نحوی فرد^{۱*}، کاوه پسندیده^۲

۱. دانشگاه بین المللی امام خمینی (ره) قزوین، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک

۲. دانشگاه صنعتی کرمانشاه، دانشکده مهندسی فیزیک

دریافت: ۹۸/۱۱/۱۷ پذیرش: ۱۴۰۰/۰۹/۰۷

چکیده

یک تصحیح جدید روی مدل گیل‌مور برای شبیه سازی دقیق تر اثرات لزجت برشی و حجمی و تراکم‌پذیری مایع میزبان روی دینامیک شعاعی کاویتاسیون تک حباب تحت میدان فراصوت تحریکی معرفی می‌شود. همچنین برای توصیف دقیق تر ترمودینامیک گاز داخل حباب، از مدل هیدروشیمیایی استفاده می‌شود که در آن فرایندهای مهم شامل تبادل جرم و حرارت با مایع میزبان از طریق دیواره حباب و همچنین واکنش‌های شیمیایی داخل حباب در نظر گرفته می‌شوند. نتایج حاصل از مدل ارائه شده با نتایج حاصل از معادله پرکاربرد گیل‌مور مقایسه می‌شوند. نتایج شبیه‌سازی‌ها برای تک حباب آرگون در آب نشان می‌دهند که صرف نظر کردن از جملات مرتبط با لزجت و تراکم‌پذیری مایع در معادله پایداری تکانه می‌تواند روی بیشینه دما و فشار داخل حباب در انتهای رمبش تاثیرگذار باشد. تحت شرایط استفاده شده در این پژوهش بیشینه فشار تا بالای ۲٪ تغییر خواهد کرد. همچنین تحولات زمانی تعداد ذرات بخار آب داخل حباب تطابق بسیار خوبی با نتایج حاصل از شبیه‌سازی‌های دینامیک مولکولی دارند.

واژگان کلیدی: کاویتاسیون، لزجت، فراصوت، هیدروشیمیایی

مقدمه

کاویتاسیون صوتی، رشد و رمبش سریع حباب در مایعی که تحت تابش فراصوت قرار گرفته است، یک پدیده فیزیکی است که بسیار مورد توجه دانشمندان در حوزه علوم فیزیک و شیمی قرار گرفته است [۱-۳]. حباب اولیه می‌تواند توسط لیزر، خود موج صوتی یا یک سرنگ در مایع ایجاد شود. در طی این نوسان شعاعی غیرخطی، حباب در ابتدا رشد آرامی را تجربه می‌کند و سپس شروع به انقباض می‌کند. لحظات آخر انقباض حباب، در مقایسه با مقیاس زمانی کل چرخه، بسیار سریع است. سپس حباب پس از چندین نوسان میراثونده به شعاع اولیه خود باز می‌گردد [۴].

* نویسنده مسئول nahvifard@sci.ikiu.ac.ir

در لحظات آخر انقباض و رمبش حباب، دینامیک حرکتی دیواره حباب خیلی سریع و فرایند تقریباً بی در رو^۱ است، بنابراین دما و فشار داخل حباب به شدت بالا می‌روند، دما تا چند هزار درجه کلوین و فشار تا بالای ۱۰۰۰ بار [۱]. در طول رمبش، محتویات داخل حباب، که شامل بخار آب و ذرات گازهای حل شده در مایع است، وقت کافی برای خروج از حباب ندارند. با توجه به حجم بسیار کوچک حباب و دما و فشار بالا، این ذرات شکسته و یونیزه شده و داخل حباب پلاسما تشکیل می‌شود. در این حالت حباب می‌تواند پالس نوری ساطع کند. این پدیده به آوایی^۲ معروف است و در حال حاضر بسیار مورد توجه است [۵،۶]. همچنین ذرات شکسته شده در داخل حباب می‌توانند واکنش شیمیایی انجام دهند. مطالعه واکنش‌های شیمیایی با بررسی نور ساطع شده از حباب امکان پذیر است. امروزه این مبحث با نام سونوشیمی معروف است و یک شاخه علمی بسیار غنی است [۱].

قسمت بیشتر فیزیک مسئله در انتهای رمبش فوق سریع حباب، وقتی حباب در اطراف شعاع کمینه‌اش است، پنهان شده است. تبادل جرم و حرارت با مایع میزبان، واکنش‌های شیمیایی داخل حباب، تبخیر و چگالش از سطح داخلی حباب، توزیع دما و فشار در داخل و خارج حباب و تغییر پارامترهای فیزیکی مایع و گاز در اثر دما و فشار در لایه مرزی مسئله را بسیار پیچیده می‌کنند [۷]، بنابراین تحقیقات تئوری در این حوزه همچنان در حال پیشرفت است [۸،۹].

چندین مدل برای توصیف دینامیک حباب ارائه شده‌اند. مدل‌های کِلر- میکسیس^۳، گیلور^۴ و یاسویی^۵ مهمترین و پرکاربردترین مدل‌ها برای تحقیقات در این حوزه هستند [۱۰-۱۲]. همه این مدل‌ها از معادله ریلی- پلست^۶، که برای کاویتاسیون حباب در مایع تراکم ناپذیر به دست آمده است، مشتق شده‌اند [۱۳]. در همه این مدل‌ها از تقریباتی برای گنجاندن تراکم‌پذیری مایع میزبان در معادله دینامیک شعاعی حباب استفاده شده است. لازم به ذکر است که مدل کِلر- میکسیس، به علت سادگی برای محاسبات عددی، پرکاربردترین مدل برای دامنه فشارهای صوتی تحریکی متوسط است.

یک تقریب مهم که در استخراج این مدل‌ها استفاده می‌شود نادیده گرفتن لزجت و تراکم‌پذیری در معادله پایستگی تکانه است [۷]. اثر لزجت فقط در معادله شرط مرزی برای تعادل فشار در دو طرف دیواره حباب وارد می‌شود. همچنین از لزجت حجمی مایع میزبان نیز صرف نظر می‌شود. این کمیت در مایع‌های تراکم‌پذیر و هر گاه که تغییرات ناگهانی چگالی داشته باشیم مهم می‌شود. با توجه به اینکه در پژوهش‌های مختلف نشان داده شده است که چگالی لایه مرزی مایع در سطح حباب در انتهای رمبش حباب به شدت بالا می‌رود [۱۴]، به نظر می‌رسد که لزجت حجمی حداقل در دامنه فشارهای بالای موج

¹ adiabatic

² sonoluminescence

Keller -1Miksis

⁴ Gilmore

⁵ Yasui

⁶ Rayleigh-Plesset

صوتی تحریکی بر دینامیک کاویتاسیون تاثیر داشته باشد.

با در نظر گرفتن لزجت حجمی مایع در معادله شرایط مرزی تعادل فشار و استفاده از مدل کِلر- میکسیس نشان داده شده است که این عامل می‌تواند تاثیر بسیار بالایی روی دینامیک کاویتاسیون تک حباب داشته باشد [۱۵]. با توجه به اینکه در دامنه فشارهای تحریکی پایین نتایج تجربی و تئوری تطابق بسیار خوبی دارند به نظر نمی‌رسد که این نتیجه دقیق باشد. از طرفی به تازگی در مرجع [۱۶]، با اصلاح معادله کِلر- میکسیس اثر لزجت حجمی را بررسی کرده‌اند. در این کار نشان داده شده است که وقتی لزجت مایع میزبان کم باشد اثر این عامل زیاد نخواهد بود. ولی در لزجت‌های بالاتر اثر این عامل خیلی بیشتر می‌شود. در این پژوهش واکنش‌های شیمیایی در نظر گرفته نشده‌اند. این واکنش‌ها انرژی زیادی از حباب می‌گیرند و به عنوان یک عامل میراکننده موثر عمل می‌کنند. از طرفی فرض ثابت بودن سرعت صوت در لایه مایع مرزی در این مدل برای فشارهای تحریکی بالاتر دقیق نیست و باید در این ناحیه از مدل گیلور استفاده شود.

در این پژوهش قصد داریم با استفاده از معادلات پایستگی جرم و تکانه معادله جدیدی برای توصیف دینامیک شعاعی کاویتاسیون تک حباب ارائه دهیم. برای این کار از تقریب‌های متداول در سایر مدل‌ها استفاده نمی‌کنیم و هم تراکم‌پذیری و هم لزجت حجمی مایع را وارد معادلات می‌کنیم. همچنین برای توصیف دقیق ترمودینامیک گاز داخل حباب از مدل هیدروشیمیایی استفاده خواهیم کرد. فرایندهای کلیدی مانند تبادل جرم و حرارت بین حباب و مایع میزبان و واکنش‌های شیمیایی در لحظات آخر رمبش در این مدل در نظر گرفته شده‌اند. با حل عددی معادلات به دست آمده و مقایسه با نتایج مدل گیلور میزان تاثیر جملات حذف شده را بررسی می‌کنیم.

فرمول بندی

برای مدل سازی فرایند، یک حباب کروی در حجم نامحدود مایع در نظر گرفته می‌شود. شار مایع غیر چرخشی و از اثرات جاذبه روی دینامیک حباب صرف نظر می‌شود. معادلات پایستگی جرم و تکانه برای شار مایع متقارن کروی و غیر چرخشی، به ترتیب، به صورت زیر نوشته می‌شوند [۱۷].

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial r} + \frac{2\rho u}{r} = 0 \quad (۱)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \left(\lambda + \frac{4\mu}{3}\right) \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2u}{r} \right] \quad (۲)$$

در معادله بالا ρ چگالی مایع، μ لزجت برشی، λ لزجت حجمی، u سرعت شعاعی محلی مایع و p فشار مایع در سطح حباب است. قابل ذکر اینکه لزجت حجمی و برشی به صورت یکسان بر دینامیک شعاعی حباب تاثیر می‌گذارند که به دلیل فرض حرکت کروی و غیر چرخشی مایع است.

در اکثر پژوهش‌ها، از جمله دوم در سمت راست معادله (۲) صرف نظر می‌کنند. برای تبدیل این معادلات دیفرانسیل جزئی به معادلات دیفرانسیل معمولی، که مناسب برای شبیه سازی عددی باشند، ما از روش ارائه شده در مرجع [۱۸] استفاده می‌کنیم.

سرعت صوت در لایه مایع روی حباب به علت تغییرات چگالی مایع، ناشی از تغییرات فشار در آن محل، ثابت نیست $c^2 = \partial p / \partial \rho$. می‌توان معادله (۱) را به صورت زیر بازنویسی کرد.

$$\frac{1}{\rho c^2} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{u}{\rho c^2} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2u}{r} = 0 \quad (۳)$$

با استفاده از مشتق ذره ای^۷، $D / Dt = \partial / \partial t + u \partial / \partial r$ ، و آنتالپی مایع، $dh = dp / \rho$ ، می‌توان معادلات (۲) و (۳) را به صورت زیر بازنویسی کرد.

$$\frac{Du}{\partial t} = -\frac{\partial h}{\partial r} + \left(\lambda + \frac{4\mu}{3} \right) \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2u}{r} \right] \quad (۴)$$

$$-\frac{1}{c^2} \frac{Dh}{Dt} = \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2u}{r} \quad (۵)$$

طبق فرض کِروود-بِث^۸ کمیت y در امتداد هر مسیر طی شده توسط یک نقطه متحرک به سمت بیرون حباب با سرعت متغیر مجموع سرعت صوت در مایع و سرعت خود مایع ثابت است [۱۹]. ما این کمیت را با توجه به شرایط مسئله به صورت زیر تعریف می‌کنیم.

$$y = r \left(\frac{u^2}{2} + h + A \right), \quad h = \int_{p_\infty}^{p(r)} \frac{1}{\rho} dp \quad (۶)$$

در رابطه بالا h اختلاف آنتروپی مایع در فشار $p(r)$ و p_∞ است. همچنین برای ساده سازی کمیت جدید $A = \left(\lambda + \frac{4\mu}{3} \right) \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2u}{r} \right]$ را تعریف کرده‌ایم. کمیت y ، معادله صوتی برای امواج کروی واگرا شونده را ارضا می‌کند.

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + (c + u) \frac{\partial}{\partial r} \right) y = 0 \quad (۷)$$

با جایگزینی y از معادله (۶) در (۷) و حذف مشتقات نسبت به r ، با استفاده از معادلات (۴) و (۵)، می‌توان معادله زیر را بدست آورد.

⁷ Particle derivative

⁸ Kirkwood-Bethe

$$r \frac{Dh}{Dt} \left(1 - u/c \right) + ch \left(1 + u/c \right) - rc \frac{Du}{Dt} \left(1 - u/c \right) - \frac{3}{2} cu^2 \left(1 - u/3c \right) + (\lambda + 4\mu/3) \frac{1}{\rho c} \frac{Dh}{Dt} \left(1 + u/c \right) = 0 \quad (8)$$

در به دست آوردن معادله بالا از مشتقات مکانی مرتبه ۲ و بالاتر صرف نظر کرده‌ایم. چون نوسانات دیواره حباب در راستای مسیر ذره انجام می‌شود، می‌توان مشتقات ذره‌ای را در سطح حباب با مشتقات زمانی جایگزین کرد. همچنین همه متغیرها می‌توانند با مقدارشان در دیواره حباب جایگزین شوند. برای این کار در معادله بالا متغیرها را با حروف بزرگ جایگزین می‌کنیم.

$$R\ddot{R} \left(1 - \dot{R}/C \right) + \frac{3}{2} \dot{R}^2 \left(1 - \dot{R}/3C \right) = H \left(1 + \dot{R}/C \right) + \dot{H} \left[\frac{R}{C} \left(1 - \dot{R}/C \right) + \frac{1}{\rho C^2} (\lambda + 4\mu/3) \left(1 + \dot{R}/C \right) \right] \quad (9)$$

در معادله بالا $u \equiv \dot{R}$ است. این معادله، حرکت شعاعی دیواره حباب را به دست می‌دهد. معادله جدید در قسمت دوم داخل براکت در طرف راست با معادله گیلر متفاوت است [۱۱]. در معادله گیلر این قسمت وجود ندارد. با اضافه شدن این جمله به مدل گیلر، اثرات تراکم پذیری و لزجت مایع میزبان با دقت بیشتری مدل شده‌اند. قابل ذکر است که با بازنویسی معادله کِلر-میکسیس دوباره به این جمله جدید خواهیم رسید. به منظور شبیه سازی دینامیک حباب ما نیاز به یک معادله اضافی در مرز داریم که فشار گاز داخل حباب، P_g ، را به فشار مایع در سطح حباب، P_l ، ارتباط دهد. معمولاً این رابطه را با تعادل نیروهای مکانیکی در دو طرف دیواره حباب به دست می‌آوردند [۱۹].

$$P_l = P_g - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\mu\dot{R}}{R} \quad (10)$$

در رابطه (۱۰)، σ ضریب کشش سطحی مایع است. برای محاسبه آنتالپی مایع، دانستن معادله حالت مایع لازم است. یعنی باید رابطه بین فشار و چگالی مایع را داشته باشیم. این معادله را از رابطه تایت^۹ به دست می‌آوریم [۱۴].

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{P + B}{P_0 + B} \right)^{1/n} \quad (11)$$

در رابطه بالا P_0 و ρ_0 به ترتیب فشار و چگالی آب در شرایط استاندارد هستند. برای آب $B = 3049.13 \text{ atm}$ و $n = 7.15$ تا فشار 10^5 اتمسفر معتبر هستند.

برای توصیف ترمودینامیک گاز داخل حباب از مدل ارائه شده در مراجع [۲۰، ۲۱]، که با نام مدل انتشار محدود^{۱۰} شناخته

^۹ Tait's equation

^{۱۰} diffusion limited model

می‌شود، استفاده می‌کنیم. کار ادامه این مدل به صورت خلاصه توضیح داده می‌شود. همچنین دمای دیواره حباب ثابت و برابر دمای مایع در بی نهایت فرض می‌شود. فشار گاز داخل حباب در این مدل از معادله حالت واندروالس به دست می‌آید.

$$P_g = \frac{N_{tot} k_B T_g}{V - N_{tot} b} \quad (12)$$

در رابطه بالا N_{tot} ، T_g و V و k_B به ترتیب تعداد کل ذرات داخل حباب، دمای گاز، حجم حباب و ثابت بولتزمن هستند. همچنین $b = 5.1 \times 10^{-29} m^3$ شعاع هسته سخت است که برای همه ذرات برابر فرض می‌شود. تعداد کل ذرات داخل حباب به علت واکنش‌های شیمیایی و نفوذ از طریق دیواره حباب تغییر می‌کند. همچنین حباب می‌تواند از طریق دیواره با مایع مبادله انرژی انجام دهد.

با استفاده از توازن انرژی داخلی حباب، با در نظر گرفتن اتلاف حرارتی در دیواره حباب، کار انجام شده روی حباب توسط فشار خارجی، واکنش‌های شیمیایی و تغییر آنتالپی حباب به دلیل تبادل جرم با مایع پیرامون، تحول زمانی دمای گاز داخل حباب

به صورت زیر به دست می‌آید.

$$\begin{aligned} \dot{T}_g \sum_i \frac{\partial e_{th,i}}{\partial T_g} N_i &= \dot{Q} - P_g \dot{V} - \sum_i e_{th,i} \dot{N}_i + E_{chem} + \sum_i h_{w,i} \dot{N}_i^d \\ e_{th,i} &= \frac{f_i}{2} k_B T_g + \sum_l \frac{k_B \theta_{i,l}}{\exp \frac{\theta_{i,l}}{T_g} - 1}, \quad h_{w,i} = (1 + f_i / 2) k_B T_0 \end{aligned} \quad (13)$$

در معادله بالا E_{chem} اتلاف انرژی ناشی از واکنش‌های شیمیایی، $\dot{Q}$ نرخ اتلاف حرارتی ناشی از تبادل حرارت با مایع و $P_g \dot{V}$ نشان دهنده کار انجام شده روی حباب است. $e_{th,i}$ انرژی گرمایی مولکول i ، $\theta_{i,l}$ تعداد درجات آزادی انتقالی + دورانی ذره i ، f_i دماهای مشخصه ارتعاشی مولکول i است. همچنین $h_{w,i}$ آنتالپی مولکولی ترکیب i در دمای دیواره حباب، T_0 ، است. لازم به ذکر است که در اثر شکستن مولکول‌های آب، رادیکال‌ها و مولکول‌های H_2 ، H ، OH ، O و O_2 در حباب ایجاد می‌شوند و در واکنش‌های شیمیایی شرکت می‌کنند. برای جزئیات معادلات توصیف کننده نرخ تبادل حرارت و جرم از طریق دیواره و همچنین جزئیات واکنش‌های شیمیایی به مراجع [۲۰، ۲۲] مراجعه کنید.

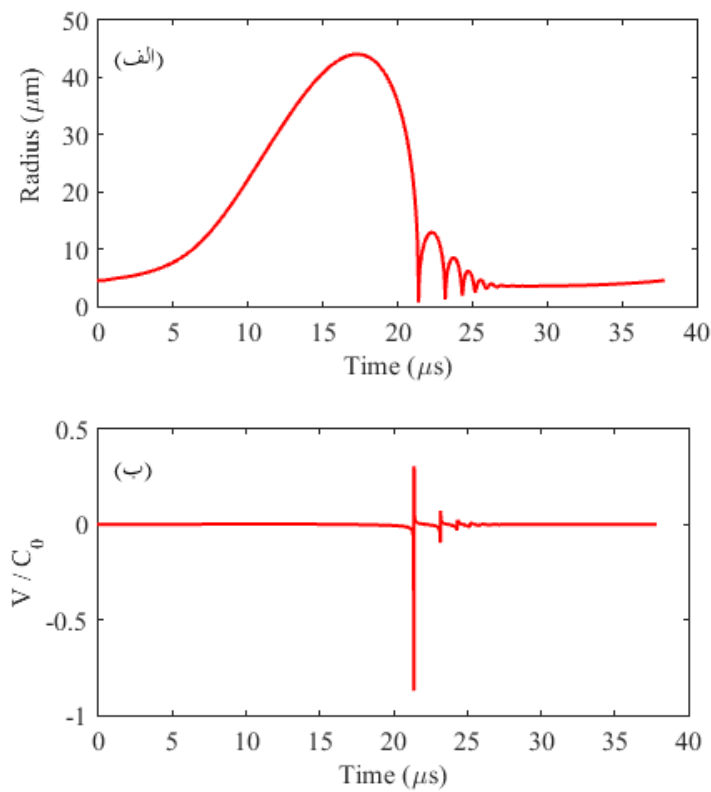
نتایج و بحث

در این بخش ابتدا دینامیک حباب، شامل تحولات یک حباب ۴/۵ میکرومتری آرگون در آب را که تحت موج فراصوت، $P_u = -p_u \sin(\omega t)$ ، با فرکانس ۲۶/۵ کیلوهرتز و

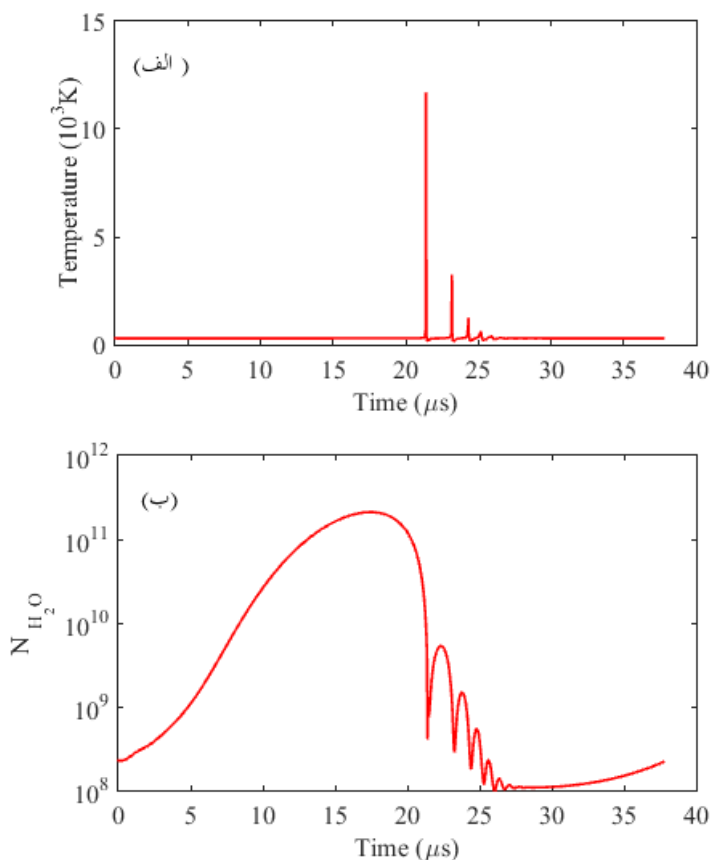
دامنه ۱/۳۲۵ اتمسفر قرار گرفته است، در نظر می‌گیریم. مقادیر پارامترهای استفاده شده در شبیه‌سازی

$P_0 = 1 atm$ ، $\sigma = 0.070 N / m$ و $\rho_0 = 998 kg / m^3$ ، $C_0 = 1483 m / s$ ، $T_0 = 20^\circ C$ هستند. همچنین

مقدار لزجت حجمی و برشی را برابر $0.001 Pa s$ می‌گیریم. برای مقادیر سایر پارامترهای مربوط به معادلات شیمیایی و داده‌های جنبشی از مرجع [۲۰] استفاده شده است. در شکل ۱ تحول زمانی شعاع و سرعت نسبی دیواره حباب V/C_0 ، که $V \equiv \dot{R}$ است، را در طی یک چرخه موج فراصوت تحریکی نشان داده‌ایم.



شکل ۱. تحولات زمانی (الف) شعاع حباب و (ب) سرعت نسبی دیواره حباب در طی یک چرخه موج فراصوت تحریکی.

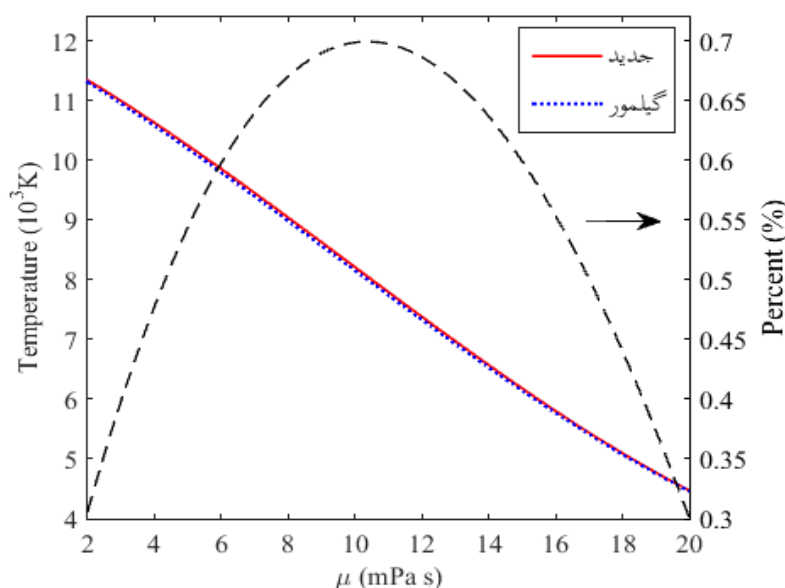


شکل ۲. تحول زمانی (الف) دمای گاز داخل حباب و (ب) تعداد ذرات بخار آب داخل حباب. محور عمودی در شکل ۲(ب) لگاریتمی است.

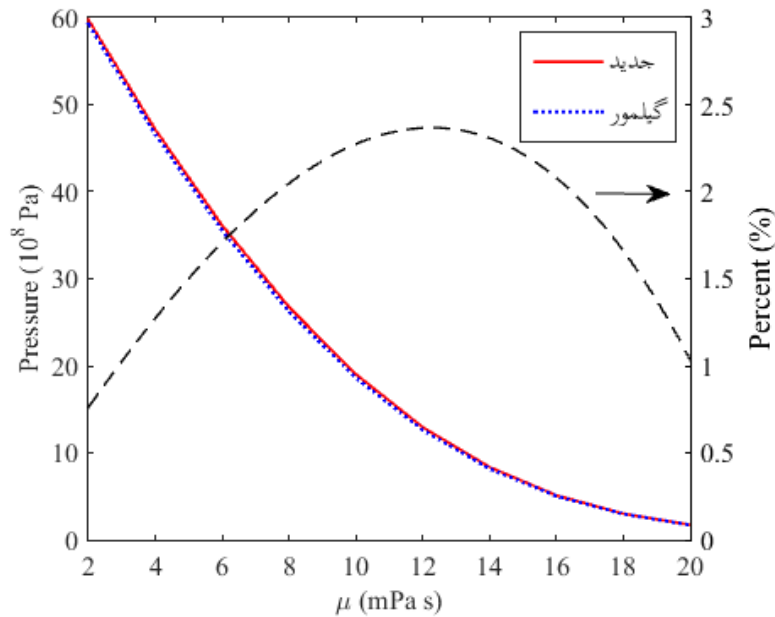
شعاع کمینه حباب در پایان رمبش بسیار کمتر از شعاع اولیه آن است. در شکل ۲ می‌بینیم که در انتهای مرحله رمبش دما و فشار حباب شدیداً بالا می‌روند. این همان چیزی است که از این فرایند بی‌در رو انتظار داریم. در این دما و فشار بسیار بالا مولکول‌های بخار آب می‌شکنند و رادیکال‌ها و ذرات دیگری تولید و در واکنش‌های شیمیایی شرکت می‌کنند. همانطور که در شکل ۲(ب) نشان داده‌ایم، دقیقاً در انتهای مرحله انقباض، که دما و فشار داخل حباب بالا هستند، مولکول‌های بخار آب شروع به شکستن می‌کنند و واکنش‌های شیمیایی شروع به شکل‌گیری می‌کنند. تغییر تعداد کل ذرات بخار آب در حباب ناشی از شکسته شدن، تبادل با مایع اطراف از طریق دیواره و واکنش‌های شیمیایی است. نکته قابل توجه اینکه حتی در پس‌جهش‌های ابتدایی حباب در مراحل آخر حرکت هم تعداد ذرات بخار آب تغییر می‌کند. ذکر این نکته مهم است که مطابق انتظار روند کلی تغییرات زمانی پارامترهای مورد بررسی مانند نتایج به دست آمده از مدل گیلور یا کِلر-میکسیس است [۴]. نتایج حاصل از تحول زمانی تعداد ذرات داخل حباب با نتایج حاصل از شبیه‌سازی انجام شده با روش دینامیک مولکولی مطابقت بسیار خوبی دارد [۴،۲۳].

برای مقایسه مدل جدید با مدل گیل‌مور، و تعیین نقش لزجت روی پارمترهای مختلف، یک سری شبیه‌سازی تحت شرایط یکسان انجام گرفت. در شکل ۳ تاثیر لزجت روی اختلاف بین بیشینه دماهای به دست آمده توسط دو مدل مورد اشاره نشان داده شده است. مقادیر سایر پارامترها را تغییر نداده‌ایم. مشخص است که وقتی مقدار لزجت مایع پایین است دو مدل اختلاف بسیار کمی باهم دارند. با افزایش مقدار لزجت تفاوت بین دو مدل بیشتر می‌شود و جمله جدید تاثیر خود را نشان می‌دهد. با این حال، با افزایش بیشتر لزجت نتایج به هم نزدیک می‌شوند و اختلاف کاهش می‌یابد. نکته قابل ذکر اینکه اختلاف در این شرایط زیر ۱٪ است.

در شکل ۴ بیشینه فشارهای به دست آمده از دو مدل را در مقادیر مختلف لزجت مایع را با هم مقایسه کرده‌ایم. مشاهده می‌کنیم که روند مانند شکل قبل است. ولی تاثیر جملات جدید در این شکل مشخص‌تر است. و تا بالای ۲٪ اختلاف بالا می‌رود. دلیل این امر حساسیت زیاد فشار به شعاع کمینه حباب است. شعاع کمینه حباب در مدل جدید کمتر است.



شکل ۳: تاثیر لزجت مایع روی بیشینه دمای داخل حباب به دست آمده توسط مدل جدید و مدل گیل‌مور.



شکل ۴: تاثیر لزجت مایع روی بیشینه فشار داخل حباب به دست آمده توسط مدل جدید و مدل گیلومر.

برای تحلیل هر چه بهتر این نتایج باید به شکل جملات جدید در مدل ارائه شده نگاه کنیم. همانطور که از معادله (۹) مشخص است تاثیر قسمت جدید به حاصل ضرب لزجت و تراکم پذیری نهفته در $\dot{H}$ بستگی دارد. اگر دامنه فشار موج فراصوت تحریکی ثابت باشد و لزجت افزایش یابد شدت رهمبش کاهش می‌یابد. با کاهش شدت رهمبش، نرخ افزایش چگالی لایه مرزی مایع هم کاهش می‌یابد. یعنی اثر تراکم‌پذیری مایع کم می‌شود. بنابراین، انتظار داریم که با افزایش لزجت بعد از یک مقدار خاص، تاثیر جملات جدید در معادله دینامیکی توسعه داده شده در این پژوهش کم شده و نتایج دو مدل به هم نزدیک شوند. با توجه به نتایج به دست آمده می‌توان گفت که حذف جمله مرتبط با حاصل ضرب لزجت و تراکم‌پذیری مایع میزبان از معادله پایداری تکانه می‌تواند تحت شرایطی باعث ایجاد خطا شود. این خطا برای بیشینه فشار داخل حباب مشهودتر از بیشینه دمای آن است. با این حال انتظار داریم که تاثیر قابل توجه‌تری روی شدت نور ساطع شده از حباب در انتهای مرحله رهمبش داشته باشد. دلیل این امر حساسیت زیاد شدت نور به کمینه شعاع حباب و بیشینه فشار داخل آن است. می‌توان برای ادامه کار با استفاده از مدل‌های موجود برای گسیل نور از حباب و مدل جدید ارائه شده در این کار برای دینامیک حباب، برآورد دقیقی به دست آورد. همچنین در دامنه فشارهای تحریکی بالاتر نیز می‌توان با در نظر گرفتن شرط پایداری کاپیتاسیون تک حباب شبیه‌سازی‌ها را تکرار کرد.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش معادله جدیدی برای توصیف دقیق‌تر اثرات ناشی از تراکم‌پذیری و لزجت مایع بر دینامیک کاویتاسیون تک حباب در مایع تحت موج فراصوتی تحریکی استخراج شد. با شروع از معادلات پایستگی جرم و تکانه، با در نظر گرفتن لزجت حجمی و برشی مایع میزبان، معادله جدیدی برای توصیف دینامیک شعاعی حباب استخراج شد. معادله به دست آمده، نوع اصلاح شده معادله گیل‌مور، که در دامنه فشارهای تحریکی بالاتر تطابق بهتری با نتایج تجربی دارد، است. دینامیک گاز داخل حباب را با مدل هیدروشیمیایی توصیف کردیم. در این مدل تبادل جرم و حرارت بین داخل و خارج حباب و همچنین واکنش‌های شیمیایی در نظر گرفته می‌شوند. تک حباب آرگون در آب با شعاع اولیه $4/5$ میکرومتر تحت میدان فراصوت $26/5$ کیلوهرتز و دامنه $1/325$ اتمسفر مورد بررسی قرار گرفت. نتایج حل عددی معادلات نشان می‌دهند که حذف جملات مرتبط با لزجت و تراکم‌پذیری مایع می‌تواند تولید خطا کند. مقدار بیشینه فشار داخل حباب در انتهای رمبش بسیار بیشتر از بیشینه دما تحت تاثیر قرار می‌گیرد. تحت شرایط استفاده شده در این پژوهش، تفاوت در بیشینه فشار تا 2% و برای بیشینه دما زیر 1% خواهد بود. همچنین تحول زمانی تعداد ذرات بخار آب داخل حباب، تطابق بسیار خوبی با شبیه‌سازی‌های دینامیک مولکولی دارد.

منابع

1. Suslick K.S., Flannigan D.J., "Inside a Collapsing Bubble: Sonoluminescence and the Conditions During Cavitation, Annu". Rev. Phys. Chem. 59 (2008) 659–683.
<https://doi.org/10.1146/annurev.physchem.59.032607.093739>.
2. Nazari-Mahroo H., Pasandideh K., Navid H.A., Sadighi-Bonabi R., "How important is the liquid bulk viscosity effect on the dynamics of a single cavitation bubble?", Ultrason. Sonochem. (2018) 07.013.
<https://doi.org/10.1016/j.ultsonch.2018.07.013>.
3. Cairós C., Mettin R., "Simultaneous High-Speed Recording of Sonoluminescence and Bubble Dynamics in Multibubble Fields", Phys. Rev. Lett. 118 (2017) 64301.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.064301>.
4. Lauterborn W., Kurz T., "Physics of bubble oscillations, Reports Prog". Phys. 73 (2010) 106501.
<https://doi.org/10.1088/0034-4885/73/10/106501>.
5. Bemani F., Sadighi-Bonabi R., "Plasma core at the center of a sonoluminescing bubble", Phys. Rev. E. 87 (2013) 13004.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.87.013004>.

6. Brenner M.P., Hilgenfeldt S., Lohse D., "Single-bubble sonoluminescence", *Rev. Mod. Phys.* 74 (2002) 425–484. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.74.425>.
7. Yasui K., "Acoustic Cavitation, in: *Acoust. Cavitation Bubble Dyn.*", Springer International Publishing, Cham, (2018)1–35. https://doi.org/10.1007/978-3-319-68237-2_1.
8. Pishchalnikov Y.A., "Comment on Effect of liquid temperature on sonoluminescence", *Phys. Rev. E* 97 (2018) 27101. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.97.027101>.
9. Kerboua K., Hamdaoui O., "Influence of reactions heats on variation of radius, temperature, pressure and chemical species amounts within a single acoustic cavitation bubble", *Ultrason. Sonochem.* 41 (2018) 449–457. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.ultsonch.2017.10.001>.
10. Keller J.B., Miksis M., "Bubble oscillations of large amplitude", *J. Acoust. Soc. Am.* 68 (1980) 628–633. <https://doi.org/10.1121/1.384720>.
11. Gilmore F.R., "The growth or collapse of a spherical bubble in a viscous compressible liquid, *Hydrodynamics Laboratory*", California Institute of Technology, Pasadena, California, USA, 1952.
12. Yasui K., "Alternative model of single-bubble sonoluminescence", *Phys. Rev. E - Stat. Physics, Plasmas, Fluids, Relat. Interdiscip. Top.* 56 (1997) 6750–6760. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.56.6750>.
13. Rayleigh L., "VIII. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity", London, Edinburgh, Dublin *Philos. Mag. J. Sci.* 34 (1917) 94–98. <https://doi.org/10.1080/14786440808635681>.
14. Godínez F.A., Navarrete M., "Influence of liquid density on the parametric shape instability of sonoluminescence bubbles in water and sulfuric acid", *Phys. Rev. E* 84 (2011) 16312. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.84.016312>.
15. Moshaii A., Sadighi-Bonabi R., Taeibi-Rahni M., "Effects of bulk viscosity in non-linear bubble dynamics", *J. Phys. Condens. Matter.* 16 (2004) 1687. <http://stacks.iop.org/0953-8984/16/i=10/a=001>.
16. Shen Y., Yasui K., . Zhu T, Ashokkumar M., "A model for the effect of bulk liquid viscosity on cavitation bubble dynamics", *Phys. Chem. Chem. Phys.* 19 (2017) 20635--20640. <https://doi.org/10.1039/c7cp03194g>.
17. Doinikov A.A., Dollet B., Marmottant P., "Model for the growth and the oscillation of a cavitation bubble in a spherical liquid-filled cavity enclosed in an elastic medium", *Phys. Rev. E* 97 (2018)

13108.<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.97.013108>.

18. Saclier M., Peczalski R., Andrieu J., "A theoretical model for ice primary nucleation induced by acoustic cavitation", *Ultrason. Sonochem.* 17 (2010) 98–105.

<https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.ultsonch.2009.04.008>.

19. Cogné C., Labouret S., Peczalski R., Louisnard O., Baillon F., Espitalier F., "Theoretical model of ice nucleation induced by acoustic cavitation. Part 1: Pressure and temperature profiles around a single bubble", *Ultrason. Sonochem.* 29 (2016) 447–454.

<https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.ultsonch.2015.05.038>.

20. Lu X., Prosperetti A., Toegel R., Lohse D., "Harmonic enhancement of single-bubble sonoluminescence", *Phys. Rev. E.* 67 (2003) 56310.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.034301>.

21. Toegel R., Hilgenfeldt S., Lohse D., "Suppressing Dissociation in Sonoluminescing Bubbles: The Effect of Excluded Volume", *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002) 4.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.034301>.

22. Nazari-Mahroo H., Pasandideh K., Navid H.A., Sadighi-Bonabi R., "Influence of liquid compressibility on the dynamics of single bubble sonoluminescence", *Phys. Lett. A.* 382 (2018) 1962–1967.

<https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.physleta.2018.04.058>.

23. Schanz D., Metten B., Kurz T., Lauterborn W., "Molecular dynamics simulations of cavitation bubble collapse and sonoluminescence", *New J. Phys.* 14 (2012) 113019.