بررسی عددی هدایت ذرات زیرمیکرونی در گردابههای صوتی ایجاد شده در میکروکانالهای سینوسی و دندانهدار

الناز عطار جاننثار*، حسین حمزهپور دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی، دانشکدهٔ فیزیک _{دریافت: ۹۹/۷/}۲۶

چکیدہ

تشکیل جریانهای پایا به صورت گردابههای ناخواسته در داخل میکروکانالهای تحت تأثیر میدان فراصوتی، پدیدهای غیر خطی با رفتار پیچیده است که تا مدتها به عنوان عامل مزاحم در پدیده آکوستوفورزی برای هدایت میکروذرات محسوب میشد. در سالهای اخیر دانشمندان با شناخت بیشتر این پدیده و عوامل مؤثر بر آن، از این پدیده نه به عنوان عامل مزاحم بلکه به عنوان نیروی مؤثر برای متمرکز کردن ذرات زیر میکرونی یا مخلوط کردن سیالات در سیستمهای تحت تاثیر میدان فراصوتی استفاده کردهاند. یکی از عوامل مؤثر بر طرح گردابه های تشکیل شده از این نوع، هندسه دیوارههای میکروکانال است که به علت پیچیدگی اثرات آن، با محاسبههای عددی قبل از ساخت میتوان طرح مناسب با کاربرد مورد نظر را پیشبینی نمود. در این مقاله به بررسی اثر دیوارههای سینوسی شکل و همچنین دندانهدار میکروکانالها بر طرح گردابههای استریمینگ و مقایسهٔ آن با اثر دیوارههای تخت پرداخته شده است. در این مقاله، سه گردابهٔ بزرگ در کنار هم در محیط مرکزی میکروکانال با دیوارههای سینوسی و دندانهدار در ابعادی معین مشاهده شده است. چنین طرحی در کنال ها بر طرح گردابههای استریمینگ با دیوارههای سینوسی و دندانهدار در ابعادی معین مشاهده شده است. چنین طرحی در کنال با دیوارههای تخت به هیچ عنوان قابل دستیابی نبوده است. به این ترتیب برای کانالهای سینوسی و دندانهدار با دامنه هندسی معین، مخلوط کردن سیالات و یا به تله انداختن ذرات بسیار ریز در نقاطی در مرکز کانال، امکان پذیر خواهد بود.

واژگان کلیدی: آکوستوفورزی، میکروشاره، آکوستیک استریمینگ، دیوارههای سینوسی، دیوارههای دندانهدار

مقدمه

پدیده آکوستوفورزی در چند دهه اخیر به عنوان یک روش غیرمخرب، دقیق و بدون نیاز به نشانه گذاری برای هدایت میکروذرات و سلولهای زیستی همچون تومورهای سرطانی چرخنده [۱و۲]، سلولهای مخمر [۳]، چربیها [۴]، گلبولهای قرمز [۵]، باکتریها [۶–۸] و سلولهای بنیادی [۹ و۱۰] در داخل میکروکانالها مورد توجه پژوهشگران قرار گرفته است. در این روش، ویژگیهای ذاتی میکروذرات همچون سایز، چگالی و تراکم پذیری نقش تعیین کنندهای در

^{*} نويسندهٔ مسئول: e.jannesar@mail.kntu.ac.ir

مسیر حرکت آنها در سیال تحت تأثیر امواج فراصوت ایفا میکند [۱۱]. آزمایشگاههای ریزتراشهٔ صوتی، کاربردهای وسیعی در بیوتکنولوژی، صنعت داروسازی، دارورسانی، تشخیصهای بالینی، آنالیز غذایی و علوم جرمشناسی پیدا کردهاند [۱۲].

در تمامی نمونههای فوق، دو پدیده غیرخطی تحت تأثیر امواج ایستاده صوتی در داخل میکروکانالها ظاهر میشوند که عامل هدایت ذرات به نقاط مختلف داخل سیال خواهند بود. نیروی تابش صوتی که در اثر تابش امواج صوتی از سطح ذرات داخل سیال به وجود میآید، بسته به خواص ذاتی ذرات، آنها را به سمت گره های میدان فشار یا شکمهای آن سوق میدهد [۱۳–۱۶]؛ اما نیروی رانشی استوکس که به آن جریان استریمینگ صوتی میگویند، جریانهای پایا ناشی از گرانروی لایهٔ مرزی هستند که ذرات متمرکز شده را از نقاط گرهٔ فشار پراکنده میسازند [۱۹–۱۹]. شعاع بحرانی ذرات، به عنوان آستانه تقابل بین این دو نیرو شناخته میشود و مشخص میکند که در سیستم مورد بررسی، کدامیک از نیروها بر دیگری غلبه کند. ذرات با شعاع بزرگتر از شعاع بحرانی، تحت تأثیر نیروی تابش صوتی قرار میگیرند و ذرات با شعاع

یکی از عوامل مژثر بر طرح جریانهای پایای استریمینگ صوتی، هندسه دیوارههای میکروکانال است. رایلی نظریه کلاسیک استریمینگ آکوستیکی خود را برای دو دیواره صلب موازی و تخت بی انتها بنا نهاد [۱۷]. اشلیختینگ نیز محاسبات خود را برای یک دیواره صلب تخت با طول بینهایت ارائه داد [۱۸]. بسیاری از بررسیهای بعدی که انجام شدند، همین هندسه را مدنظر قرار دادند تا اینکه مولر و همکارانش در سال ۲۰۱۳ نیروی استریمینگ صوتی را با در نظر گرفتن اثر دیوارههای جانبی کانال محاسبه کردند [۱۹]. برای هندسههای دیگر میکروکانالها غیر از هندسه تخت، مطالعات عددی و تجربی زیادی انجام شده است. به عنوان مثال ناما و همکارانش در دانشگاه پنسیلوانیا میکروکانالهای با دیوارههای دندانهٔ تیز را به عنوان میکرومیکسرهای صوتی معرفی کردهاند [۲۱]. مطالعات بیشتر نشان داد که کیفیت و سرعت مخلوط شدن سیالات داخل چنین میکروکانالهایی در فرکانسهای مختلف و زوایای مختلف برای تیزی دیوارهها، متفاوت است [۲۲]. در نهایت هوانگ و همکارانش با طراحی میکروکانالهایی با زائدههای نوک تیز و متحرک در داخل، میکروپمپهایی با قابلیت برنامهریزی را نیز ارائه کردهاند [۳۲]. فنگ و همکارانش در هندسهای نوک تیز و متحرک سلولها و ذرات زیستی را مورد بررسی قرار دادهاند [۲۴]. اخیراً باخ و همکارانش مطالعات تعلیای میگروکان را روی اثر در داخل، میکروپمپهایی با قابلیت برنامهریزی را نیز ارائه کردهاند [۳۲]. فنگ و همکارانش در هندسهای مشابه، چرخش

در این مقاله اثر دیوارههای سینوسی و دندانهدار میکروکانالها تحت تأثیر فرکانس تشدید فراصوتی را بررسی و نتایج آن را با نتایج مربوط به میکروکانالهای با دیوارههای تخت مقایسه میکنیم. کاربردهایی برای طرح ویژهای که در ابعاد مشخص و فرکانس تشدید مشاهده میشود نیز ارائه خواهد شد. به این منظور ابتدا تئوری مربوط به حل مسأله و سپس شرایط مرزی و روش حل عددی اتخاذ شده بیان میشود. در نهایت نتایج شبیهسازی به دست آمده و کاربردهای پیشنهادی ارائه خواهد شد.

معادلات حاکم بر سیستم

در غیاب نیروی خارجی و منابع حرارتی، سه معادله اصلی در سیستمهای میکروشاره حاکم است [۱۱].

$$\partial_t \rho + \nabla \cdot \rho \nu = 0 \tag{1}$$
$$\partial_t (\rho \nu) + \nabla \cdot [\sigma - \rho \nu \nu] = 0 \tag{1}$$

$$\partial_t(\rho \boldsymbol{v}) + \boldsymbol{\nabla} \cdot [\boldsymbol{\sigma} - \rho \boldsymbol{v} \boldsymbol{v}] = 0 \tag{(Y)}$$

$$\partial_t \left(\rho \varepsilon + \frac{1}{2} \rho v^2 \right) - \nabla \cdot \left[k^{th} \nabla T + \boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{\sigma} - \left(\rho \varepsilon + \frac{1}{2} \rho v^2 \right) \boldsymbol{v} \right] = 0 \tag{(7)}$$

رابطه (۱)، معادله پیوستگی است که بقای جرم را نشان میدهد و در آن ho چگالی جرمی سیال است. رابطه (۲) معادله نویر-استوکس نمایانگر بقای تکانه میباشد. چگالی جریان تکانه ho m v بوده و m v سرعت سیال در هر نقطه است. همچنین $m \sigma$ تانسور تنش کوشی از عبارت زیر به دست میآید

$$\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\tau} - p\mathbf{I} = \eta[\boldsymbol{\nabla}\boldsymbol{\nu} + (\boldsymbol{\nabla}\boldsymbol{\nu})^T] + \left[\left(\eta^b - \frac{2}{3}\eta\right)(\boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{\nu}) - p\right]\mathbf{I}$$
^(f)

ضریب η بیانگر گرانروی برشی دینامیکی و ضریب η^b گرانروی حجمی دینامیکی یک سیال تراکم ناپذیر است. همچنین I ماتریس واحد و p نمایانگر میدان فشار سیال است. معادلهٔ (۳) رابطهٔ انتقال حرارتی، بقای انرژی سیستم را نشان میدهد.

 $k^{th} = \frac{1}{2}\rho v^2$ چگالی جریان انرژی است. منظور از *E* انرژی داخلی در واحد جرم سیال و k^{th} رسانش گرمایی سیال است. با توجه به این که در پدیده استریمینگ آکوستیکی لایه مرزی اثرات دما در مقایسه با گرانروی ناچیز است و لایه مرزی حرارتی تشکیل شده در مقایسه با لایهٔ مرزی گرانروی، نازکتر است، میتوان از اثرات دمایی صرفنظر کرد [۱۱]. مرزی حرارتی تشکیل شده در مقایسه با لایهٔ مرزی گرانروی، نازکتر است، میتوان از اثرات دمایی صرفنظر کرد [۱۱]. لایهٔ مرزی گرانروی ناچیز است و لایهٔ مرزی حرارتی تشکیل شده در مقایسه با لایهٔ مرزی گرانروی، نازکتر است، میتوان از اثرات دمایی صرفنظر کرد [۱۱]. لایهٔ مرزی گرانروی سیستم یا لایهٔ استوکس در شرایط مرزی غیرلغزشی در سطح مقطع جامد و سیال به وجود میآید و نقش مؤثری در تشکیل گردابهها و الگوی جریان آکوستیکی سیال در داخل میکروکانال دارد. ضخامت این لایه از رابطهٔ زیر به دست میآید:

$$\delta_{\nu} = \sqrt{2\nu/\omega} \tag{(a)}$$

که در اینجا $\eta/
ho = v$ گرانروی جنبشی سیال و ω فرکانس زاویهای موج صوتی فرودی است. با توجه به غیرخطی بودن پدیده آکوستوفورزی، لازم است برای حل معادلات فوق روشهای تقریبی به کار رود تا بتوان نیروهای مربوطه را

Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2024-11-29

محاسبه نمود. یکی از روشهای پیشنهاد شده، روش اختلال است به شکلی که میدان آکوستیکی خارجی به عنوان اختلال سیستم پایا محسوب شود و همه میدانهای درگیر، تا مرتبهٔ دوم اختلال به شکل $g = g_0 + g_1 + g_2$ بسط داده شوند [11]. برای یک محیط که در آن سرعت صوت برابر c_0 باشد، پارامتر اختلال بر اساس کمیت بدون بعد ماخ قابل تعریف است

$$Ma = v_1 / c_0 = |\rho_1| / \rho_0 \ll 1 \tag{9}$$

که در آن ρ_0 چگالی سیال در حالت تعادل و ρ_1 اولین جمله اختلالی چگالی سیال است. امواج فراصوت در حجم سیال رفتاری بسیار مشابه با شرایط بیدررو یا آنتروپی ثابت سیستم، رفتاری بسیار مشابه با شرایط بیدررو یا آنتروپی ثابت دارند. کمیت فشار بر حسب چگالی با فرض آنتروپی ثابت سیستم، به صورت $p(\partial \rho)_s \rho_1 = p_0 + (\partial p/\partial \rho)$ تا مرتبه اول قابل بسط است. ضریب $\partial \rho/\partial \rho_s$ بُعد مجذور سرعت دارد. از طرفی تراکم پذیری یک سیال بیدررو از رابطهٔ زیر به دست میآید:

$$\kappa_s = \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_s \tag{Y}$$

بنابراین فشار در مرتبه اول اختلال رابطهی خطی با چگالی خواهد داشت. [۱۱]

$$p_1 = c_0^2 \rho_1 = \frac{1}{\rho_0 \kappa_s} \rho_1 \tag{(A)}$$

اگر میدانهای صوتی که به صورت اختلالهای کوچکی به سیستم اعمال شدهاند، به صورت هارمونیک ساده باشند شکل معادلات برای میدانهای صوتی در مرتبه اول اختلال به این صورت خواهد بود [۲۶]

$$\nabla \cdot \boldsymbol{v}_1 - i\omega\kappa_s p_1 = 0 \tag{9}$$
$$\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}_1 + i\omega\rho_0 \boldsymbol{v}_1 = 0 \tag{1}$$

تانسور تنش کوشی در مرتبه اول اختلال برابر است با

$$\boldsymbol{\sigma}_{1} = \boldsymbol{\tau}_{1} - p_{1}\mathbf{I} = \eta_{0}[\boldsymbol{\nabla}\boldsymbol{\nu}_{1} + (\boldsymbol{\nabla}\boldsymbol{\nu}_{1})^{T}] + \left[\left(\eta_{0}^{b} - \frac{2}{3}\eta_{0}\right)(\boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{\nu}_{1}) - p\right]\mathbf{I}$$
⁽¹¹⁾

در مرتبه دوم اختلال نیز متوسط زمانی معادلات سیستم به این شکل خواهند بود [۲۶]

(17)

$$\nabla \cdot \langle \boldsymbol{v}_2 \rangle + \kappa_s \langle \boldsymbol{v}_1 \cdot \nabla \boldsymbol{p}_1 \rangle = 0$$

$$\nabla \cdot [\langle \boldsymbol{\sigma}_2 \rangle - \rho_0 \langle \boldsymbol{v}_1 \boldsymbol{v}_1 \rangle] = 0$$
(17)

تانسور تنش کوشی در مرتبه دوم اختلال برابر است با

$$\boldsymbol{\sigma}_{2} = \langle \boldsymbol{\tau}_{2} \rangle - \langle \boldsymbol{p}_{2} \rangle \mathbf{I} = \langle \eta_{0} [\boldsymbol{\nabla} \boldsymbol{\nu}_{2} + (\boldsymbol{\nabla} \boldsymbol{\nu}_{2})^{T}] \rangle + \left[\left(\eta_{0}^{b} - \frac{2}{3} \eta_{0} \right) (\boldsymbol{\nabla} \cdot \langle \boldsymbol{\nu}_{2} \rangle) - \langle \boldsymbol{p}_{2} \rangle \right] \mathbf{I}$$
 (14)

با حل معادلات حرکت در مرتبه اول و دوم اختلال، نیروهای آکوستوفورزی که به یک ذره با شعاع a وارد می شود به دست خواهد آمد. نیروی تابش آکوستیکی وارد بر یک ذره که شعاع آن بسیار کوچک تر از طول موج آکوستیکی وارد بر سیستم باشد، از رابطهٔ زیر به دست می آید:

$$\boldsymbol{F}_{rad} = -\pi a^3 \left[\frac{2}{3} \kappa_s Re(f_1^* p_1^{*in} \boldsymbol{\nabla} p_1^{in}) - \rho_0 Re(f_2^* \boldsymbol{v}_1^{*in} \cdot \boldsymbol{\nabla} \boldsymbol{v}_1^{in}) \right]$$
(10)

که در آن p_1^{in} و p_1^{in} میدانهای صوتی فرودی در مرتبهی اول و f_1 و f_2 نیز به ترتیب ضرایب تک قطبی و دوقطبی پراکندگی از یک ذرهی معلق در سیال هستند

$$f_1(\tilde{\kappa}) = 1 - \tilde{\kappa}$$
 , $\tilde{\kappa} = \kappa_p / \kappa_s$ (19)

$$f_2(\tilde{\rho}, \tilde{\delta}) = \frac{2\left[1 - \Gamma(\tilde{\delta}_{\nu})\right](\tilde{\rho} - 1)}{2\tilde{\rho} + 1 - 3\Gamma(\tilde{\delta}_{\nu})} , \tilde{\rho} = \rho_p / \rho_0$$
^(1Y)

$$\Gamma(\tilde{\delta}) = -\frac{3}{2} \left[1 + i (1 + \tilde{\delta}_{\nu}) \right] \tilde{\delta}_{\nu} \qquad , \tilde{\delta}_{\nu} = \delta_{\nu} / a \qquad (1\lambda)$$

تراکم پذیری ذره و ho_p چگالی ذره مورد مطالعه است. متوسط زمانی نیروی رانش استریمینگ آکوستیکی برای κ_p ذرهای با شعاع a که با سرعت u حرکت کند نیز از رابطه زیر به دست میآید

$$\boldsymbol{F}_{drag} = 6\pi\eta_0 \boldsymbol{a}(\langle \boldsymbol{v}_2 \rangle - \boldsymbol{u}) \tag{19}$$

این که کدامیک از نیروهای آکوستوفورزی بر دیگری غالب باشد، تعیین کننده مسیر نهایی ذرات داخل میکروکانال خواهد بود.

روش حل عددی و شرایط مرزی سیستم

در مقاله حاضر سطح مقطع دوبعدی در صفحه *y*z برای دو هندسه سینوسی و دندانهدار مورد مطالعه قرار گرفته است و نتایج به دست آمده از آنها با نتایج مروط به میکروکانال مستطیلی مقایسه شدهاند. ارتفاع و پهنای مؤثر میکروکانالها به ترتیب برابر μm۲۰۰ و μm۲۰۰ است. در هندسه سینوسی، مرزهای بالا و پایین از رابطه زیر پیروی میکنند

$$z = \pm \left(\frac{h}{2}\right) \pm A \sin\left(\frac{2m\pi y}{w}\right) \tag{(1)}$$

که در این رابطه، A نشانگر دامنه و m به صورت قراردادی نشان دهنده تعداد قله های مرزهای سینوسی شکل است. علامت \pm اول مکان دیوارههای سینوسی را تعیین می کند و علامت \pm هم فاز یا آینه ی بودن دیوارههای بالا و پایین را نشان می دهد. در هندسه دندانه دار، A ارتفاع هر دندانه است. برای مقایسه مناسبتر، تعداد دندانه مساوی قلههای سطح سینوسی در نظر گرفته می شود.



شکل ۱ : الف) سطح مقطع میکروکانال مستطیلی در صفحه yz با ارتفاع ۲۰۰ µm و پهنای ۰۰۰µm و. ب) سطح مقطع یک میکروکانال با دیواردهای سینوسی همفاز. ج) سطح مقطع یک میکروکانال با دیواردهای دندانهدار همسان. دیواردهای بالا و پایین در راستای z با فرکانس f = c₀/2h و دامنه d=۰/۱ nm نوسان مییابند.

معادلات حرکت سیستم با استفاده از نرم افزار کامسول نسخه 5.2a با روش المان محدود حل می شوند. به علت mathematics-weak-form-PDE انعطاف بیشتری که تعریف معادلات در ماژول ویک فرم فراهم می آورد، از ماژول mathematics-weak-form-PDE استفاده شده است. مراحل کار به این شکل است که ابتدا معادلات حرکت سیستم در مرتبه اول و دوم اختلال به صورت روابط جریان یعنی $\mathbf{V} \cdot \mathbf{J} + F = 0$ نوشته می شوند. در مجموع چهار معادله جفت شده برای حل چهار مجهول

Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2024-11-29

 $p_1, v_1, \langle p_2 \rangle$, $\langle v_2 \rangle$ جند از اعمال شرایط مرزی سیستم مورد مطالعه، این معادلات به کمک تابع آزمون و چندجملهای های لاگرانژ توسط نرم افزار حل می شود. شرایط مرزی در نظر گرفته شده برای این سیستم، شار صفر به صورت $J \cdot n = 0$ است. به این معنا که جریان سیال به محیط مورد مطالعه وارد یا از آن خارج نمی شود. همچنین دیواره های بالا و پایین در همه حالتها (تخت، سینوسی و دندانه دار) در راستای z با دامنه بسیار کوچک $d = \cdot/\text{Inm}$ و فرکانس زاویه ی w نوسان دارند. شرایط مرزی سرعتها در مرتبه اول اختلال به این صورت قابل تعریف است

(۲۰)
$$v_{y1} = 0, v_{z1} = v_{bc} \sin \omega t,$$

 $v_{y1} = 0, v_{z1} = 0,$
 $v_{y1} = 0, v_{z1} = 0,$

که $v_{bc} = \omega d$ دامنه سرعت نوسان دیوارهها و $\omega = 2\pi f$ فرکانس زاویه ای امواج صوتی است. شرایط مرزی در مرتبه دوم اختلال نیز به این صورت خواهد بود

(۲۱)
$$v_{y2} = 0, v_{z2} = -\frac{\langle \rho_1 v_{z1} \rangle}{\rho_0},$$
$$v_{y2} = 0, v_{z2} = 0,$$

در شبیه سازی پدیده آکوستوفورزی با گستره ی وسیعی از شاخصه های طول و زمان مواجه هستیم. طول مشخصه از اندازه یک شیء در حال ارتعاش که در سیستم های میکرو شاره در حدود میلیمتر است تا ضخامت میکرونی لایه مرزی صوتی به اندازه چندین مرتبه بزرگی تغییر میکند. بنابراین مش بندی سیستم های آکوستوفورزی به ویژه در مرزها لازم است به حد کافی کوچک باشد. در هندسه سینوسی، دیواره های مجاور با ضخامت $1 \cdot \delta_{\nu}$ با بیشینه مش بندی سرتم های آکوستوفورزی به ویژه در مرزها لازم است به حد کافی کوچک باشد. در هندسه سینوسی، دیواره های مجاور با ضخامت $1 \cdot \delta_{\nu}$ با بیشینه مش بندی سیستم های آکوستوفورزی به ویژه در مرزها لازم و محیط بالک با بیشینه مش بندی سیستم های مجاور با ضخامت $1 \cdot \delta_{\nu}$ محیط بالک با بیشینه مش بندی سیستم های مجاور با مخامت $1 \cdot \delta_{\nu}$ محیط بالک با بیشینه مش بندی می از سیاد و در هندسه دندانه دار دیواره های مجاور با بیشینه مش بندی محاور با می محاور با می محاور با می محاور با بیشینه مش بندی محاور با بیشینه مش بندی محاور با می محاور با محاور با محاور با می محاور با می محاور با بیشینه مش بندی محاور با بیشینه مش بندی محاور محاور در محاور محای محاور می محاور با بیشینه مش بندی محاور و محیط بالک با بیشینه مش بندی محاور در نظر گرفته شده است. در شرایط ذکر شده اگر سرعت رشد مش ها ۱/۳ باشد همگرایی مناسبی به دست خواهد آمد. همچنین در محاسبات انجام شده، سیال داخل میکروکانال ها رشد محام از در محای ۵۰۵ و فشار در ای محام محاور از محاور در محاسبات انجام شده، سیال داخل میکروکانال ها در در می ها ۱/۳ باشد همگرایی مناسبی به دست خواهد آمد. همچنین در محاسبات انجام شده، سیال داخل میکروکانال ها رشد مرام محام محاور از محاور از محاور محامی مرده می مرد.

جدول ۱ . برخی کمیتهای فیزیکی مربوط به آب در دمای ۲۵ $^\circ$ و فشار MPa و از ۲۶ $p_0 = -1/10$

واحد	مقدار	نماد علمی	كميت فيزيكى
Kg/m ³	$9/97. \times 1.^{7}$	ρ	چگالی جرمی
m/s	۱/۴۹۷ × ۲۰ ^۳	С	سرعت صوت داخل سيال
Pa.s	$\lambda/9 \cdot \cdot \times {}^{F_{-}} $	η	گرانروی برشی دینامیکی
Pa.s	r/r	η^{b}	گرانروی حجمی دینامیکی

نتايج و بحث

ابتدا یک سطح مقطع مستطیلی با ارتفاع ۳۳۲۰۰ و پهنای ۵۰۰ μ m و پهنای ۵۰۰ μ m را در نظر می گیریم. اگر امواج فراصوت با فرکانس تشدید $f = c_0/2h$ و دامنه نوسانی بسیار کوچک $d = \cdot/1$ nm در راستای z بر دیوارههای بالا و پایین اعمال شود، طبق انتظاری که از مطالعات عددی انجام شده توسط مولر و همکارانش نیز وجود دارد [۲۰]، مطابق شکل ۲ لایه مرزی گرانروی در مجاورت دیوارههای راست و چپ تشکیل خواهد شد. در نتیجه این اتفاق، گردابههای استریمینگ



شکل ۲: الف) پروفایل فشار مرتبه اول p_1 و ب) متوسط زمانی پروفایل سرعت مرتبه دوم $\langle v_2 \rangle$ در سطح مقطع میکروکانال مستطیلی شکل با ارتفاع ۰۰ μm و پهنای $\dots m$ ۰۰ که دیوارههای بالا و پایین با فرکانس $f = c_0/2h$ و دامنه $d = \cdot/1$ nm در نوسان هستند. جریان سرعت استریمینگ مرتبه دوم نشان دهنده مسیر پایای جریان سیال تحت تأثیر میدان صوتی است.

آکوستیکی که جریان سیال را نشانمیدهند نیز در مجاورت لایه مرزی تشکیل میشوند.

در ادامه، سطح مقطع میکروکانال با دیوارههای سینوسی شکل را مورد بررسی قرار میدهیم. اگر هندسه سینوسی شامل ۱۰ دوره تناوب کامل باشد، نتایج شبیهسازی به ترتیب برای دامنههای هندسی ۱۲/۵μ*m* و ۳۷/۵μ*m* وقتی دیوارههای بالا و پایین با همان فرکانس تشدید مستطیلی و دامنه نوسانی *d* = ۰/۱nm به ارتعاش در بیایند مطابق شکل ۳ به دست میآید.





شکل۳: پروفایلهای میدان فشار مرتبه اول p₁ (ستون سمت راست) و متوسط زمانی سرعت مرتبه دوم (v₂> (ستون سمت چپ) در سطح مقطع میکروکانالهایی با دیواره های هم فاز سینوسی شکل با دامنههای هندسی μ^{-(۷} و μm^{o ۲} و چپ) در سطح مقطع میکروکانالهایی با دیواره های سینوسی با فرکانس f = c₀/2h و دامنه d = ۰/۱ nm در راستای عمود در نوسان هستند.

بر این اساس، اثر انحنای دیوارهها خود را به صورت تشکیل گردابههای استریمینگ صوتی جدید نشان میدهند. در ابعاد ذکر شده وقتی دامنه هندسی سینوسی دیوارهها به اندازه ۲۵µ۳ باشد، سه گردابه بزرگتر که سطح مقطع را فرا میگیرند قابل مشاهده اند. همچنین سه گردابه ظاهر شده در هندسه سینوسی، پایداری قابل قبولی دارند به شکلی که با افزایش دامنه هندسی، اگرچه از سرعت جریان استریمینگ آکوستیکی ایجاد شده کاسته میشود اما طرح پروفایل جریان سرعت سیال تغییر چشمگیری نخواهد داشت. در طرح سه گردابه تمرکز ذرات بسیار ریز در سه نقطه با فاصله از هم در سطح مقطع میکروکانال امکان پذیر خواهد بود .از این نوع میکروکانال میتوان برای به تله انداختن میکرو ذرات یا جداسازی آنها استفاده کرد.. مسیر ذرات با شعاع ۵۰۰۳۳ در میکروکانال سینوسی با دامنه سیم و ۲۵µ۳



شکل ٤: مسیر و سرعت حرکت ذرات با شعاع ۰۰۰m در میکروکانال سینوسی شکل پس از ۳۰۰ ثانیه برای دامنه های الف) ۲۰*۹*μ۳ و ب) ۳۷°/۳.

پس از ۳۰۰ ثانیه در شکل ۴ نمایش داده شده است.

برای تعیین مسیر حرکت ذرات، در شبیه سازی انجام شده از ذرات پلی استایرن با شعاع ۵۰۰nm یا ۱µm استفاده شده است که برخی کمیتهای فیزیکی به کار رفته در محاسبات، در جدول۲ نمایش داده شده اند.

واحد	مقدار	نماد علمی	كميت فيزيكى
Kg/m ³	۱۰۵۰	$ ho_P$	چگالی جرمی ذرہ
m/s	۲۳۵۰	C _p	سرعت صوت داخل ذره
1/Pa	۲/۴۹ × ۱۰-۱۰	κ_p	تراکم پذیری بیدررو

جدول ۲: برخی کمیتهای فیزیکی مربوط به ذرات پلی استایرن [۲۰]

باید توجه داشت که گردابههای سه گانه مستقیماً در اثر شکل هندسی مرزهای میکروکانال به وجود آمدهاند. در تأیید این مطلب، اگر ارتفاع میکروکانال بزرگتر شود، اثری از این گردابهها دیده نمی شود. بلکه طرح گردابههای استریمینگ صوتی به حالت تخت نزدیکتر خواهد شد.



شکل ۰: مقایسه طرح استریمینگ سطح مقطع مستطیلی (الف) و سینوسی شکل (ب) با ارتفاع *۴۰۰ µm* و پهنای µm^٤۰۰.

نتایج دیگری که تأیید کننده اثر خاص دیوارهها در ایجاد طرح سه گردابه در مرکز میکروکانال هستند آن است که اگر دیوارههای مقابل، به جای هم فاز بودن در فاز هندسی، غیر هم فاز و به شکل آینهای باشند، اثری از این گردابهها دیده نمی شود و در عوض با طرح جریانهای استریمینگ سراسری دیگری روبرو خواهیم بود. نتایج این محاسبات در شکل۶ به نمایش در آمده است.



شکل ۲: پروفایلهای میدان فشار مرتبه اول p_1 (ستون سمت راست) و متوسط زمانی سرعت مرتبه دوم $\langle v_2 \rangle$ (ستون سمت چپ) در سطح مقطع میکروکانالهایی با دیواره های غیر هم فاز آینه ای سینوسی شکل با دامنه های هندسی μm ۲/۰ و μm ۲ و m ۳۷/۰ μm (به ترتیب از بالا به پایین). دیواره های سینوسی با فرکانس $f = c_0/2h$ و دامنه mm در راستای عمود در نوسان هستند.

بر اساس نتایج به دست آمده به جای طرح سه گردابه، مسیر سیال از یک سمت به سمت مقابل است به شکلی که سیال و تمامی ذراتی که سایز آنها از شعاع بحرانی کوچکتر باشد، از یک سمت سطح مقطع به سمت مقابل آن در جهت مرجحی جاروب خواهند شد. این پدیده نیز به نوبه خود میتواند کاربردهای خاص خود را پیدا کند. به عنوان مثال میتواند مخلوط شدن دو سیال با یکدیگر را تسریع ببخشد. ر محاسبات عددی مشابه را برای سطح مقطع دندانهدار دنبال کنیم، خواهیم دید که طرح سه گردابه برای این هندسه نیز قابل مشاهده است. برای مقایسه بهتر، ارتفاع دندانهها ۲ برابر با دامنه سینوسی در نظر گرفته شده است. اگر هندسه دندانهدار شامل ۱۰ دوره تناوب کامل باشد، نتایج شبیهسازی به ترتیب برای ارتفاع پله *μμ* ۲۵ و *μμ* ۲۵ وقتی دیوارههای بالا و پایین با فرکانس تشدید مستطیلی و دامنه نوسانی بسیار کوچک ۲۰۱mm *ط* باشد، سه گردابه بزرگتر که سطح مقطع را فرا میگیرند با همان مرتبه بزرگی که در سطح مقطع سینوسی قابل مشاهده بود، دیده میشوند.





شکل ۷: پروفایلهای میدان فشار مرتبه اول p_1 (ستون سمت راست) و متوسط زمانی سرعت مرتبه دوم $\langle v_2
angle$ (ستون سمت چپ) در سطح مقطع میکروکانالهای دندانهدار با ارتفاع دندانه های μ ۳۷ و μ ۳۷ و μ ۳۰ (به ترتیب از بالا به پایین). دیوارههای دندانهدار با فرکانس $f = c_0/2h$ و دامنه $d = \cdot/1$ m در راستای عمود در نوسان هستند.

مسیر حرکت ذرات با شعاع ۱µm پس از ۱۰۰ ثانیه برای زمانی که ارتفاع دندانه برابر ۳۷/۵µm باشد در شکل ۸ نمایش داده شده است.



شکل ۸: مسیر و سرعت حرکت ذرات با شعاع µm ادر میکروکانال دندانهدار با دامنههای ۳۷/۰µm پس از ۱۰۰ ثانیه.

محاسبات عددی مربوط به هندسه دندانهدار را برای حالتی که دندانه ها به صورت آینهای مقابل یکدیگر قرار گرفته باشند نیز تکرار میکنیم. نتیج به دست آمده نشان میدهد که برای سطح مقطع دندانهدار نیز تقارن یا عدم تقارن دندانههای دیوارهها اثرگذاراند. مشابه نتایجی که در هندسه سینوسی به دست آمده بود، شکل ۹ نشان میدهد که در



شکل ۹: پروفایلهای میدان فشار مرتبه اول p_1 (ستون سمت راست) و متوسط زمانی سرعت مرتبه دوم $\langle v_2 \rangle$ (ستون سمت چپ) در سطح مقطع میکروکانالهایی با دیواره های غیر هم فاز دندانهدار با ارتفاع دندانه های m ۷ و $m \rho \vee \rho$ و $\mu n \circ (به$ $ترتیب از بالا به پایین). دیوارههای دندانهدار با فرکانس <math>f = c_0/2h$ و دامنه $d = \cdot/1$ من راستای عمود در نوسان هستند.

هندسه دندانهدار به جای طرح سه گردابه، مسیر سرعت سیال با ۱۰ مرتبه بزرگی بیشتر از یک سمت به سمت مقابل است به شکلی که سیال و تمامی ذراتی که سایز آنها از شعاع بحرانی کوچکتر باشد، از یک سمت سطح مقطع به سمت مقابل آن در جهت مرجحی جاروب خواهند شد.

نتيجهگيرى

در این مقاله به اثر هندسه دیواره سینوسی و دندانهدار میکروکانالها در تشکیل طرح گردابههای از مرتبه ابعاد عرض میکروکانال تحت تأثیر میدان فراصوت پرداخته شده است. نتایج نشان میدهند که ارتفاع دامنهها یا همفاز بودن یا آینهای بودن دیوارهها در تشکیل یا عدم تشکیل گردابههای بزرگ مرکزی مؤثر هستند. از طرف دیگر به نظر میرسد تفاوت چشمگیری به غیر از مرتبه بزرگی سرعتها در هندسه سینوسی و دندانهدار وجود ندارد. میکروکانالها کاربردهای وسیعی در علوم زیستی و دارویی پیدا کردهاند و طرح هندسی مطالعه شده در این مقاله میتواند در شرایطی که گردابههای بزرگ در مرکز میکروکانال تشکیل میشوند برای متمرکز ساختن ذرات زیر میکرونی در نقاط مشخص به کار برود. از طرفی در شرایطی که به جای طرح گردابه های بزرگ با طرح سرعت سیال از یک سمت به سمت مقابل کانال روبهرو هستیم، میدان فراصوتی در جاروب کردن افقی ذرات مؤثر است بدون اینکه سیال قبل از اعمال میدان فراصوت در حال حرکت بوده باشد.

منابع

- Augustsson P., Magnusson C., Nordin M., Lilja H., Laurell T., "Microfluidic, label-free enrichment of prostate cancer cells in blood based on acoustophoresis", Anal Chem., 84 (2012) 7954-7962.
- Antfolk M., Magnusson C., Augustsson P., Lilja H., Laurell T., "Acoustofluidic, label-free separation and simultaneous concentration of rare tumor cells from white blood cells", Anal Chem., 87 (2015) 9322-9328.
- Wiklund M., "Acoustofluidics 12: Biocompatibility and cell viability in microfluidic acoustic resonators", Lab Chip., 12 (2012) 2018-2028.
- 4. Petersson F., Nilsson A., Holm C., Jönsson H., Laurell T., "Separation of lipids from blood utilizing ultrasonic standing waves in microfluidic channels", Analyst., 129 (2004) 938-943.
- 5. Lenshof A., Ahmad-Tajudin A., Järås K., et al., "Acoustic whole blood plasmapheresis chip for prostate specific antigen microarray diagnostics", Anal Chem., 81(2009) 6030-6037.
- Antfolk M., Muller P.B., Augustsson P., Bruus H., Laurell T., "Focusing of sub-micrometer particles and bacteria enabled by two-dimensional acoustophoresis", Lab Chip.,14 (2014) 2791-2799.
- Hammarström B., Nilson B., Laurell T., Nilsson J., Ekström S., "Acoustic trapping for bacteria identification in positive blood cultures with MALDI-TOF MS", Anal Chem., 86 (2014) 10560-10567.
- Yazdi S., Ardekani A.M., "Bacterial aggregation and biofilm formation in a vortical flow", Biomicrofluidics., 6 (2012) 44114.
- Evander M., Johansson L., Lilliehorn T., et al., "Noninvasive acoustic cell trapping in a microfluidic perfusion system for online bioassays", Anal Chem., 79 (2007) 2984-2991.

- Topal T., Hong X., Xue X., et al., "Acoustic Tweezing Cytometry Induces Rapid Initiation of Human Embryonic Stem Cell Differentiation", Sci Rep., 8 (2018) 12977.
- 11. Laurell T., Lenshof A., "Microscale Acoustofluidics", Royal Society of Chemistry, (2014).
- Bruus H., Dual J., Hawkes J., et al., "Forthcoming Lab on a Chip tutorial series on acoustofluidics: Acoustofluidics—exploiting ultrasonic standing wave forces and acoustic streaming in microfluidic systems for cell and particle manipulation", Lab Chip., 11 (2011) 3579-3580.
- King L. V., "On the acoustic radiation pressure on spheres", In: Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, Vol 147. The Royal Society, (1934) 212-240.
- Yosioka K., Kawasima Y., "Acoustic radiation pressure on a compressible sphere", Acta Acust united with Acust., 5 (1955) 167-173.
- 15. Gor'Kov L.P., "On the forces acting on a small particle in an acoustical field in an ideal fluid", In: Soviet Physics Doklady, Vol 6., (1962) 773.
- Doinikov A.A., "Acoustic radiation force on a spherical particle in a viscous heat-conducting fluid. I", General formula. J Acoust Soc Am., 101 (1997) 713-721.
- 17. Rayleigh, L., "On the circulation of air observed in Kundt's tubes, and on some allied acoustical problems", Philos Trans R Soc London., 175 (1884) 1-21.
- Schlichting H., Gersten K., Krause E., Oertel H., "Boundary-Layer Theory", Vol 7. Springer, (1955).
- Muller P.B., Rossi M., Marín Á.G., et al., "Ultrasound-induced acoustophoretic motion of microparticles in three dimensions", Phys Rev E., 88 (2013) 23006.
- Muller P.B., Barnkob R., Jensen M.J.H., Bruus H., "A numerical study of microparticle acoustophoresis driven by acoustic radiation forces and streaming-induced drag forces", Lab Chip., 12 (2012) 4617-4627.
- Nama, N., Huang, P.-H., Huang, T. J., and Costanzo, F., "Investigation of acoustic streaming patterns around oscillating sharp edges", Lab Chip., 14 (2014) 2824-2836.

- 22. Huang P-H., Xie Y., Ahmed D., et al., "An acoustofluidic micromixer based on oscillating sidewall sharp-edges", Lab Chip.,13 (2013) 3847-3852.
- 23. Huang P-H., Nama N., Mao Z., et al., "A reliable and programmable acoustofluidic pump powered by oscillating sharp-edge structures", Lab Chip., 14 (2014) 4319-4323.
- 24. Feng L., Song B., Zhang D., Jiang Y., Arai F., "On-Chip Tunable Cell Rotation Using Acoustically Oscillating Asymmetrical Microstructures", Micromachines., 9 (2018) 596.
- 25. Bach J.S., Bruus H., "Theory of pressure acoustics with viscous boundary layers and streaming in curved elastic cavities", J Acoust Soc Am., 144 (2018) 766-784.
- 26. Muller P.B., Bruus H., "Theoretical study of time-dependent, ultrasound-induced acoustic streaming in microchannels", Phys Rev E., 92 (2015) 63018.