

پراکنش هواویزها در یک جریان تلاطمی

امید غفارپسند^۱، فهیمه حسینی بالام^۲ و اسماعیل حسن‌زاده^۳

^۱استادیار، گروه فیزیک، دانشگاه اصفهان، ایران

^۲دانشیار، گروه فیزیک، دانشگاه اصفهان، ایران

^۳استاد، گروه فیزیک، دانشگاه اصفهان، ایران

(دریافت: ۹۲/۹/۲۶، پذیرش نهایی: ۹۲/۷/۱)

چکیده

در این پژوهش با نگاهی جدید رفتار هواویزهای معلق در یک شاره متلاطم بررسی می‌شود. در این راه حرکت متلاطم یک شاره در یک مجرای مکعب‌مستطیلی با شرایط مرزی غیرلغزشی روی دیواره‌های آن به روش شبیه‌سازی عددی مستقیم شبیه‌سازی شد. در ادامه مسیرهای حرکت دو مجموعه هواویزها با عددهای استوکس ۵ و ۲۵ با رویکرد لاگرانژی مسیریابی شدند. با توجه به ابعاد و جرم هواویزهای مورد بررسی، تنها نیروی موثر در حرکت هواویزها، نیروی کشندگی شاره است و از نیروی برآونی صرف‌نظر می‌شود. با بررسی شدت شارهای گوناگون هواویزها مشاهده شد که شار تلاطم‌زدا و شار پخش تلاطمی فرایندهای اصلی پراکنش هواویزهای معلق در حرکت متلاطم یک شاره است و شکل نمایه غلظت نیز از تقابل این دو شار حاصل شده است. همچنین دیده شد که شدت شار تلاطم‌زدا و شارهای کوچک‌تر، از شدت شار هواویزهای بزرگ‌تر بیشتر است. این در حالی است که برای شار پخش تلاطمی، وارون این نامساوی مشاهده می‌شود. مقایسه نمایه‌های سرعت هواویزها و شاره حامل نیز نشان می‌دهد که هواویزهای ناحیه نزدیک دیوار از شاره حامل‌شان سرعت بیشتری دارند. این در حالی است که سرعت هواویزها در ناحیه مرکزی مجرا از سرعت شاره حامل کمتر است. تفاوت سرعت هواویزها و شاره حامل از مهاجرت عرضی هواویزها یا همان شار تلاطم‌زدا ناشی می‌شود.

واژه‌های کلیدی: هواویزها، پراکنش ذرات، تلاطم، شبیه‌سازی عددی مستقیم، شار تلاطم‌زدا، شار پرواز-آزاد، پخش

Dispersion of suspended aerosols in a turbulent flow

Ghaffarpassand, O.¹, Hosseinibalam, F.² and Hassanzadeh, S.³

¹Assistant Professor, Department of Physics, University of Isfahan, Iran

²Associated Professor, Department of Physics, University of Isfahan, Iran

³Professor, Department of Physics, University of Isfahan, Iran

(Received: 17 Dec 2013, Accepted: 23 Sep 2014)

Summary

In this study, the dispersion mechanisms of aerosols suspended in a turbulent plane channel flow is investigated using a novel numerical approach. A turbulent channel flow is simulated by a Direct Numerical Simulation (DNS) method, for which no-slip boundary conditions are assumed at the top and bottom walls, while periodicity conditions are applied on the other sides. DNS, in particular, allows a detailed analysis of the near wall region, where most of the particle transfer mechanisms take place. Hence, it is found the best simulating method for detailed analyzing the dispersion mechanisms compared to the other available methods. The simulation procedure of the turbulent flow is continued as long as enough, 14000 time units, when fully developed turbulent condition are achieved.

The aerosols with two Stokes number, 15 and 25, are then introduced in the simulated turbulent channel flow, and tracked by a Lagrangian approach. The drag force compared to

the effect of Brownian motion is a dominant force due to the aerosols size. The initial concentration of suspended aerosols is also assumed considerably low, so that the simulations conducted under the one-way coupling condition. Besides, the collisions of aerosols with the walls are assumed elastically. The particle tracking was continued throughout the fluid simulation time to obtain the all reliable interesting statistics.

Comparison of the particle flux intensities indicates that turbophoretic and turbulent diffusion fluxes are the dominant dispersion mechanisms. In other words, the free-flight flux can be neglected in comparison with the other fluxes in the wall region. The steady-state concentration distribution is not uniform across the channel, primarily due to the opposing actions of the turbophoretic and turbulent diffusion flux.

Turbulent diffusion flux separated the aerosols from the core and gathered them in the near wall region, while the turbophoretic flux migrate the particles from the near wall to the wall region. It was also observed that the turbophoretic flux for smaller aerosols is more efficient than that of larger ones. However, the opposite was observed for the turbulent diffusions flux. The smaller particles were less gathered in the near wall region due to a stronger turbulent diffusion flux and more migrated to the wall region due to stronger turbophoretic flux. We also investigated the cross channel fluid and particles velocity profiles. It was shown that the aerosol velocity components lag the fluid velocities in the near wall, but lead it in the core region. This is due to the transverse migration of aerosols across the channel.

Keywords: Aerosols, Particles dispersion, Turbulence, DNS, Turbophoretic flux, Free-flight flux, Diffusion.

۱ مقدمه

هوایزهای معلق در حرکت متلاطم یک شاره می‌پردازیم. با توجه به توسعه روزافزون رایانه‌های با توان پردازش زیاد، شبیه‌سازی عددی از بهترین روش‌های بررسی سامانه‌های شارشی چندفازی است. در برخی از موارد، نتایج به‌دست آمده از شبیه‌سازی با دقت بسیار زیادی با نتایج حاصل از آزمایش تجربی هم‌خوانی دارند (کیتوه و همکاران، ۲۰۰۵؛ کیتوه و اومکی، ۲۰۰۸؛ تورلو و کلویسکی، ۲۰۰۰). خلاصه‌ای از روش‌های متنوع شبیه‌سازی عددی سامانه‌های شارشی چندفازی را می‌توان در پژوهش ال‌گوباشی (۱۹۹۴) مرور کرد. شبیه‌سازی عددی مستقیم (DNS) (Direct Numerical Simulation) دقیق‌ترین روش بررسی سامانه‌های شارشی چندفازی است و نتایج آن نیز بیشترین هم‌خوانی را با نتایج تجربی دارد (ال‌تلبانی و رینولدز، ۱۹۸۰ و ۱۹۸۱). این روش نقاط ضعف‌هایی نیز دارد که از جمله آنها می‌توان به نیاز به رایانه‌هایی با توان پردازش بسیار زیاد، محدودیت شبیه‌سازی به

هوایزها از جمله مهم‌ترین آلاینده‌های معلق در جو هستند و فرایندهای گوناگونی بر حرکت‌شان تاثیرگذار است. به مجموعه این فرایندها، پراکنش هوایزها در شاره حامل می‌گویند (شیاو و همکاران، ۲۰۱۴؛ زایچیک و آلپ‌چنکو، ۲۰۱۰). بررسی پراکنش هوایزها و رفتارشان در شاره حامل از مهم‌ترین پژوهش‌هایی است که علاوه بر فناوری‌های کنترل غلظت آلاینده‌های جو، کاربردهای متنوع دیگری نیز در سامانه‌های پلاسمایی دمای بالا، مدیریت غلظت ذرات در اتاق‌های تمیز، فناوری‌های کپی‌برداری و مانند آن دارد (شیاو و همکاران، ۲۰۱۴؛ تسوکارا همکاران، ۲۰۰۶؛ هووانگ و کوسو، ۲۰۱۰). به مجموعه هوایزهای معلق در یک شاره حامل «سامانه شارشی چندفازی» می‌گویند. از مهم‌ترین و پرکاربردترین این سامانه‌ها، سامانه‌هایی هستند که در آنها هوایزها در یک شاره متلاطم (Turbulent flow) معلق‌اند (گوسوانی و کوماران، ۲۰۱۰). در این پژوهش به بررسی پراکنش و رفتار

سمت دیوار حرکت کنند. دریافت انرژی هواویزها از شاره حامل را انگیزش هواویزها می‌نامیم. هواویزهای بزرگ، جرم بزرگ تری دارند و فقط با گرداب‌های بزرگ انگیزخته می‌شوند؛ درحالی‌که عکس این موضوع صادق نیست. به عبارت دیگر هواویزهای کوچک، هم با گرداب‌های کوچک و هم با گرداب‌های بزرگ انگیزخته می‌شوند (سولداتی، ۲۰۰۵). در برخی موارد شدت این انگیزش به اندازه‌ای است که ذره به راحتی از ناحیه همدوس نزدیک دیوار عبور می‌کند و به دیوار می‌رسد. شار چنین هواویزهایی که معمولاً دارای سرعت‌های زیادی هستند «شار پرواز-آزاد» نامیده می‌شود.

همچنین شار به وجود آمده در اثر اختلاف غلظت عددی هواویزها «شار پخش تلاطمی» نامیده می‌شود. هواویزها از نواحی با غلظت عددی بیشتر به سمت نواحی با غلظت عددی کوچک‌تر حرکت می‌کنند تا از ناهمگنی وجود در غلظت عددی سامانه بکاهند. تقابل این شار با شار تلاطم‌زدای هواویزهای کوچک‌تر، سبب تجمع هواویزها در نزدیکی دیوار می‌شود که در بخش‌های بعدی مشاهده و بررسی خواهد شد.

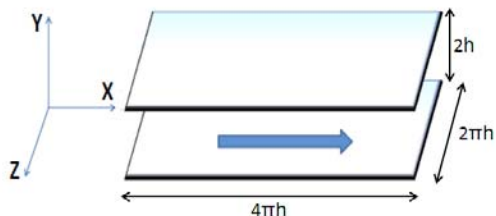
حرکت متلاطم یک شاره در یک مجرای مکعب مستطیل از متداول‌ترین انواع شاره‌های متلاطم است که با وجود پژوهش‌های بسیار در مورد رفتار هواویزهای معلق در این شارها هنوز یک نظریه واحد و قابل اطمینان در خصوص آن حاصل نشده است و همچنان مفاهیم بسیار زیادی از آن بی‌جواب مانده است (نارایانان و همکاران، ۲۰۰۳؛ مارکیولی، ۲۰۰۲؛ مارکیولی و همکاران، ۲۰۰۸). در تازه‌ترین پژوهشی که حسینی بالام و همکاران (۲۰۱۳) به انجام رسانده‌اند، فرایندهای پراکنش و رسوب ذرات در شاره متلاطم کوات (Couette) بررسی شده ولی فرایندهای پخش هواویزها در حرکت متلاطم یک شاره در یک مجرای مکعب مستطیل با جزئیات بررسی نشده است. همچنین تاکنون هیچ پژوهشی به زبان فارسی در این مورد

هندسه‌های ساده و ناتوانی در شبیه‌سازی شاره‌هایی با عددهای رینولدز خیلی بزرگ اشاره کرد. با توجه به دقت زیاد و توانایی این روش در شبیه‌سازی دقیق ساختارهای شاره متلاطم (جریان‌های گردابی) به‌ویژه در ناحیه نزدیک دیوار، در این پژوهش از این روش برای شبیه‌سازی حرکت متلاطم یک شاره در یک مجرای مکعب مستطیلی استفاده شد. گفتنی است که ساختارهای متلاطم نزدیک دیوار، نقش مهمی در رفتار هواویزهای معلق دارند (کتوری و همکاران، ۱۹۹۵؛ کولیک و همکاران، ۱۹۹۴). جریان‌های گردابی نزدیک دیوار نسبت به جریان‌های مرکزی، شدت کمتری دارند و از این رو ناحیه نزدیک دیوار را ناحیه همدوس می‌نامند (روزون و ایتون، ۲۰۰۱).

حرکت هواویزها از یک ناحیه شاره متلاطم به ناحیه دیگر را شار هواویزها می‌خوانند. بروک و همکاران (۱۹۹۲) و (۱۹۹۴) شارهای هواویزها در سامانه‌های شارشی چندفازی را به سه دسته تقسیم کردند که عبارت‌اند از: شار تلاطم‌زدا (Turbophoretic flux)، شار پرواز-آزاد (Free-flight flux) و شار پخش تلاطمی (Turbulent diffusional flux). مولفه‌های سرعت شاره متلاطم معمولاً به صورت جمع دو بخش $u = \bar{u} + u'$ نوشته می‌شود. بخش اول (\bar{u}) را میانگین مولفه‌های سرعت شاره و بخش دوم را مولفه آفت‌وخیزی سرعت شاره در یک نقطه می‌نامیم. میانگین مربع مولفه آفت‌وخیزی سرعت شاره در هر ناحیه را شدت تلاطم در آن ناحیه می‌خوانند. هواویزها از نواحی با شدت تلاطم بیشتر به سمت نواحی با شدت تلاطم کمتر حرکت می‌کنند تا از ناهمگنی تلاطمی ایجاد شده در سامانه بکاهند و سامانه شارشی را به یک سامانه تلاطمی همگن تبدیل کنند. به شار ایجاد شده در اثر اختلاف شدت تلاطم در دوناچه «شارتلاطم‌زدا» گفته می‌شود. از سوی دیگر هواویزهایی که در ناحیه مرکزی در حال حرکت‌اند در صورت برهم‌کنش با جریان‌های گردابی شاره متلاطم و دریافت تکانه لازم می‌توانند به

بالانویس «+» ظاهر می‌شوند. هدف اصلی در شبیه‌سازی عددی یک شاره، انتگرال‌گیری عددی معادلات ناویه استوکس (معادله ۱) به منظور تعیین بردارهای سرعت شاره در هر نقطه از فضا با در نظر گرفتن شرایط مرزی است. در روش‌های متنوع موجود با اعمال تقریب‌ها یا میانگین‌گیری‌های معینی این معادلات ساده و سپس انتگرال‌گیری می‌شوند. با این حال در روش DNS این معادلات که وابستگی‌های فضازمانی دارند روی شبکه‌های فضایی منظم گسسته‌سازی فضایی و در طول زمان با روش‌های متنوعی انتگرال‌گیری می‌شوند. روش شبیه‌سازی عددی مستقیم در کتاب اورلاندی (۲۰۰۰) به تفصیل بررسی شده است. در این پژوهش با کمک روش DNS حرکت متلاطم یک شاره در هندسه‌ای که در شکل ۱ نشان داده شده است شبیه‌سازی می‌شود.

در دستگاه سه‌بعدی استفاده شده جهت X در راستای شارش، جهت Y در راستای عمود بر شارش و دیوار و جهت Z در راستای پیرامونی در نظر گرفته می‌شود. جهت X را از این به بعد جهت شارش گرا می‌خوانیم. مولفه‌های سرعت در جهت‌های X، Y و Z هم به ترتیب u ، v و w در نظر گرفته می‌شوند. گفتنی است در اغلب شبیه‌سازی‌های عددی دیگر از چنین دستگاه مختصاتی استفاده شده است (روزون و ایتون، ۲۰۰۱؛ نارایانان و همکاران، ۲۰۰۳؛ مارکیولی و همکاران، ۲۰۰۸؛ گوسوانی و کوماران، ۲۰۱۰).



شکل ۱. هندسه مجرای شبیه‌سازی شده. جهت X در راستای شارش گرا، جهت Y در راستای عمود بر شارش و دیوار و جهت Z در راستای پیرامونی در نظر گرفته شده‌اند.

منتشر نشده و بسیاری از مفاهیم اولین بار است که به نوشتار فارسی در می‌آید و این پژوهش می‌تواند دریچه مناسبی به سامانه‌های شارشی چندفازی محسوب شود. از این رو در این پژوهش با نگاه و راهی جدید فرایندهای اصلی پخش هواویزهای معلق در شاره متلاطم را بررسی می‌کنیم. همچنین تاثیر ساختارهای متلاطم بر حرکت و پراکنش هواویزها نیز به دقت بررسی خواهد شد.

در بخش بعدی به معرفی روش شبیه‌سازی شاره حامل و مسیریابی هواویزهای معلق در آن پرداخته و نحوه به دست آوردن کمیت‌های مورد نیاز معرفی می‌شود. در بخش ۳ نمایه غلظت و همچنین شدت شارهای هواویزها در عرض مجرا مورد بررسی قرار می‌گیرد. در بخش ۴ نمودار تغییرات سرعت‌های میانگین و مولفه‌های اُفت‌وخیزی هواویزها در سوهای گوناگون مطالعه و بحث می‌شود. نتیجه‌گیری‌های پایانی در بخش ۵ آورده می‌شود.

۲ شبیه‌سازی‌های عددی

۲-۱- شاره حامل

دستگاه معادلات غیرخطی ناویر استوکس مدل ریاضی حاکم بر حرکت و دینامیک شاره‌ها است. این معادلات به همراه معادله پیوستگی برای یک شاره تراکم‌ناپذیز نیوتنی عبارت است از:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i \partial x_j} - H \delta_{i1} \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2)$$

که u_i مولفه‌های بردار سرعت شاره و H گرادیان فشار میانگین برای ثابت نگاه‌داشتن نرخ شارش است. در معادلات فوق عدد رینولدز به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$Re = uh/v \quad (3)$$

که v چسبندگی سینماتیک شاره حامل است. گفتنی است همه کمیت‌های مورد استفاده در این پژوهش با کمک سرعت اصطکاکی u_τ و نیم‌پهنای مجرا h بی‌بعد و از این پس با

چگالی جرمی معادل ۱۰۰۰ برابر چگالی جرمی شاره حامل فرض شدند. به منظور بررسی تاثیر ساختارهای تلاطم شاره حامل بر دینامیک حرکت هواویزها، از تاثیر شتاب گرانش و دیگر نیروهای خارجی صرف نظر شد. همچنین با توجه به بررسی هواویزهایی با ابعاد میکرومتر از نیروی براونی نیز چشم پوشی شد. از این رو تنها نیروی موثر در حرکت هواویزها، نیروی کشندگی وارد از سوی شاره حامل (نیروی دراگ) است و معادله حرکت هر ذره / هواویز عبارت است از:

$$\frac{du_p}{dt} = \frac{1}{\tau} (u_f - u_p) \quad (4)$$

هرگاه u_p بردار سرعت هواویز، u_f بردار سرعت شاره در مکان هواویز و τ زمان واهلش حرکت هواویز باشد که به صورت زیر تعریف می شود:

$$\tau = \frac{2}{9} \frac{d_p^2 S}{\nu C_D} \quad (5)$$

d_p شعاع هواویز، S نسبت میان چگالی های شاره و هواویز و C_D ضریب تصحیح کائینگهام و عبارت است از:

$$C_D = \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) \quad (6)$$

هرگاه Re_p عدد رینولدز ذره باشد ($Re_p = \rho u |u_p - u| / \mu$)، همه ضرایب و نیروهای فوق در کتاب هیندز (۱۹۹۹) به تفصیل بررسی شده اند. گفتنی است از تاثیر حضور دیواره ها بر مقدار کشندگی نیروی دراگ صرف نظر می شود. معادله حرکت ذره نشان می دهد که زمان واهلش یک ذره، در حرکت آن تاثیر بسیار زیادی دارد. در این پژوهش هواویزهایی بررسی می شوند که علاوه بر برهم کنش قابل قبول با ساختارهای تلاطمی بزرگ (گرداب های بزرگ)، دارای جرم لازم برای شرکت در فرایندهای پراکنش نیز باشند. زمان واهلش هواویزها با کمک زمان مشخصه شاره متلاطم $\tau_f = \nu / u_f^2$ بی بعدسازی می شود. این زمان مشخصه نیز در کتاب هیندز (۱۹۹۹) معرفی شده است. به زمان واهلش بی بعد شده

هوا با چگالی $\rho = 1.3 \text{ kgm}^{-3}$ و ضریب چسبندگی $\nu = 15.7 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ به مثابه شاره حامل انتخاب شد. عدد رینولدز براساس سرعت میانگین سامانه ۳۶۰۰ و براساس سرعت اصطکاکی آن ۱۵۰ است. در جهت های شارش گرا و پیرامونی شرایط مرزی دوره ای و روی دیواره ها شرایط مرزی سرعت صفر (بدون لغزش) فرض می شود. شبیه سازی در یک جعبه فرضی با ابعاد $L_1 = 4\pi h$ در راستای شارش گرا، $L_3 = 2\pi h$ در راستای پیرامونی و $L_2 = 2h$ عمود بر دیوار صورت گرفت. مرتبه گسسته سازی فضایی در سوهای متفاوت عبارت اند از:

$$N_x \times N_y \times N_z = 128 \times 128 \times 128$$

نتایج به دست آمده با نتایج شبیه سازی هایی که مارکیولی و همکاران (۲۰۰۸) عملی ساختند و در حکم یک مرجع محسوب می شود مقایسه شد تا روش مورد استفاده اعتبار آزمایی شود. نتایج حاصل از شبیه سازی مجرای مورد بررسی با دقت قابل قبولی با نتایج مارکیولی و همکاران (۲۰۰۸) هم خوانی دارد. شبیه سازی شاره متلاطم به مدت ۱۰۰۰ گام زمانی تا استقلال سامانه از شرایط اولیه ادامه داده شد و سپس هواویزها برای بررسی درون شاره معرفی شدند. مدت زمان لازم برای استقلال شاره متلاطم از شرایط اولیه در پژوهش حسینی بالام و همکاران (۲۰۱۳) بحث شده است. گام زمانی شبیه سازی عددی شاره حامل $\Delta t^+ = 0.1$ است که خیلی کوچک تر از زمان کولموگوروف شاره متلاطم است. همچنین شبیه سازی به اندازه ۱۴۰۰۰ گام زمانی پس از حصول تلاطم همگن ادامه داده شد تا بررسی جزئیات رفتار هواویزها با دقت قابل قبولی امکان پذیر باشد.

۲-۲ مسیربایی حرکت هواویزها

هواویزهای مورد بررسی کره هایی صلب با شعاع هایی کوچک تر از مقیاس طولی کولموگوروف شاره متلاطم و

غیرخطی در عرض مجرا توزیع شده‌اند از رابطه (۷) به دست می‌آید:

$$\Delta y^+(s) = \frac{Re\tau}{\tanh(\gamma)} \left[\tanh\left(\frac{\gamma s}{N_s}\right) - \tanh\left(\frac{s-1}{N_s}\right) \right] \quad (7)$$

$\gamma = 1/7$ و N_s نشان‌دهنده تعداد لایه‌ها هستند. این رابطه را اولین بار مارکیولی و همکاران (۲۰۰۸) عرضه کردند و به کار بردند. رابطه (۷) دارای این ویژگی مهم است که در نزدیکی دیوار که بیشترین فرایندهای پراکنش هواویزها رخ می‌دهد بیشترین تفکیک‌پذیری فضایی را فراهم می‌آورد ($\Delta y_{min}^+ = 0.361$). این در حالی است که این رابطه در مرکز مجرا کمترین تفکیک‌پذیری فضایی ($2/84$) Δy_{max}^+ را ایجاد می‌کند. هر هواویز در هر بازه زمانی رصد و شماره لایه آن معلوم شد. سپس ویژگی‌های هواویز در مشخصات لایه ذکر شده ثبت شد. فرض حضور هواویز در هر لایه به واسطه عبور مرکز جرم هواویز از خط میانی لایه تحقق می‌یابد. با میانگین‌گیری زمانی روی ویژگی‌های لایه‌ها در ۴۰ گام زمانی پایانی نمودار تغییرات سرعت‌های میانگین حاصل شده‌اند. اما برای رسم منحنی غلظت در هر گام زمانی تعداد هواویزهای موجود در هر لایه ثبت شده و در پایان مسیریابی بر تعداد اولیه هواویزها تقسیم می‌شود تا چگالی عددی هواویزها در هر زمان حاصل شود. گفتنی است هواویزها در ابتدای فرایند مسیریابی به صورت کاملاً یکنواخت در سراسر مجرا توزیع شده بودند.

۳ شار هواویزها

همان‌طور که در بخش ۱ اشاره شد، شارهای هواویز معلق در شارهای متلاطم به سه دسته تقسیم می‌شوند: شار تلاطم‌زدا، شار پرواز-آزاد و شار پخش تلاطمی. در این بخش ضمن مقایسه شدت شارهای موجود در سامانه، نمایه‌های غلظت هواویزهای معلق در مجرای متلاطم نیز بررسی می‌شود. حاصل ضرب میانگین غلظت محلی هواویزها در میانگین مولفه سرعت عمودی شان (\bar{V}_p) شار

«عدد استوکس» می‌گویند. در این پژوهش حرکت دو مجموعه از هواویزها با عددهای استوکس ۵ و ۲۵ در شار متلاطم بررسی شد. این هواویزها دارای قطرهای میانگین ۴۵ و ۱۰۰ میکرومتر هستند که در مقایسه با مقیاس طولی کولموگوروف به اندازه کافی کوچک‌اند. ویژگی‌های هواویزهای مورد بررسی در جدول ۱ گردآوری شده است.

معادله حرکت هواویزها با استفاده از روش انتگرال‌گیری عددی آدامز-بشفورت مرتبه ۲ با گام‌های زمانی مشابه با گام‌های زمانی انتگرال‌گیری شاره ($\Delta t^+ = 0.1$) انتگرال‌گیری شد. مولفه‌های بردار سرعت شاره با استفاده از روش درونیابی خطی مرتبه پنج از رأس‌های شبکه منظم به محل ذره درونیابی شد. در ابتدای شبیه‌سازی ۱۰۰۰۰۰ ذره از هر مجموعه از هواویزها در سراسر مجرا به صورت کاملاً یکنواخت توزیع می‌شود. به منظور ثابت نگاه‌داشتن تعداد هواویزها در هر بازه زمانی یا به عبارت دیگر، حفظ پایایی آماری سامانه (ثابت بودن تعداد هواویز در هر لحظه از زمان) که شرط لازم برای بررسی نمایه غلظت هواویزها است، هنگام خروج هر ذره از ناحیه شبیه‌سازی ذره دیگری در نقطه مقابل و با ویژگی‌های مشابه معرفی شد. چگالی عددی هواویزها به اندازه کافی کم در نظر گرفته شد تا برهم‌کنش‌های احتمالی ذره-ذره یا ذره-شاره، قابل صرف‌نظر کردن باشند و حضور هواویزها سبب تغییر ساختارهای تلاطمی شاره حامل نشود. به این حالت جفت‌شدگی یگانه می‌گویند. برخوردهای احتمالی هواویزها با دیواره مجرا نیز به صورت برخوردهای کاملاً کشسان در نظر گرفته شد.

۳-۲ روش گردآوری نتایج

برای محاسبه کمیت‌های گوناگون سامانه و میانگین‌گیری زمانی، ناحیه شبیه‌سازی به ۱۹۳ لایه فرضی موازی با دیواره تقسیم شد. ضخامت این لایه‌ها که به صورت

هواویزها در برابر شار پخش تلاطمی تقریباً قابل صرف نظر کردن است. در شکل ۳ شدت شار تلاطم‌زدا برای دو دسته هواویزهای مورد بررسی، مقایسه شده است. با مقایسه این دو شکل نکات مهمی قابل استنتاج است. اول آنکه در ناحیه مرکزی ($y^+ > 11$) شار تلاطم‌زدا منفی و از هر دو شار دیگر کوچک‌تر است. بدین ترتیب فرایندهای اصلی پراکنش ذرات در ناحیه مرکزی هستند یا مسافرتشان به سوی ناحیه نزدیک دیوار شار پرواز-آزاد و شار پخش تلاطمی است. از سوی دیگر هرچه به ناحیه دیوار نزدیک‌تر می‌شویم ($y^+ < 11$) شار تلاطم‌زدا افزایش می‌یابد به طوری که حتی تا چندین برابر شارهای دیگر نیز می‌رسد. لذا می‌توان نتیجه گرفت که عامل اصلی حرکت ذرات از ناحیه نزدیک دیوار به سوی ناحیه دیوار، شار تلاطم‌زدا است.

شدت شار پخش تلاطمی برای دو دسته هواویزهای مورد بررسی متفاوت است. بروک و همکاران (۱۹۹۲) نشان دادند که شار پخش تلاطمی رابطه مستقیمی با انگیزش تلاطمی هواویزها در راستای عمود بر دیوار دارد، به طوری که هرچه انگیزش هواویزها در این راستا بیشتر باشد، شدت این شار بیشتر است. انگیزش تلاطمی هواویزها همان میزان انرژی‌ای است که هواویزها از شاره حامل دریافت می‌کنند. در این پژوهش برای بررسی میزان انگیزش تلاطمی هواویزها در نواحی گوناگون مجرا، اختلاف میانگین مربع مولفه عمودی سرعت‌های اُفت‌وخیزی هواویزها و شاره حامل برحسب فاصله از دیوار در شکل ۴ برای هواویزهای مورد بررسی، مقایسه شده است.

جدول ۱. ویژگی‌های فیزیکی هواویزهای مورد بررسی.

$St = \tau_p^+$	$\tau_p(s)$	d_p^+	$D_p(\mu m)$	Re_p
5	5.66×10^{-3}	0.34	45.6	0.16
25	2.83×10^{-2}	0.76	102	1.80

جرمی هواویزها نامیده می‌شود. بروک و همکاران (۱۹۹۴) با میانگین‌گیری زمانی از معادله حرکت ذره و با فرض استقلال مولفه عمودی سرعت ذره از مولفه‌های دیگر، معادله زیر را برای شار جرمی هواویزها به دست آوردند:

$$\phi^+ \equiv \overline{V_p \bar{C}} = \overline{V_f \bar{C}} - \bar{C} \tau \left(\overline{V_p} \frac{\partial \overline{V_p}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{V_p^2}}{\partial y} \right) \quad (8)$$

این معادله را می‌توان به شکل زیر نوشت:

$$\phi^+ \equiv \phi_{tot} = \phi_{diff} + \phi_{turbo} + \phi_{free} \quad (9)$$

ϕ_{turbo} ، ϕ_{diff} و ϕ_{free} به ترتیب نشان‌دهنده شار تلاطم‌زدا، شار پخش تلاطمی و شار پرواز-آزاد است. برای محاسبه شار پخش تلاطمی ($\phi_{diff} = \overline{V_f \bar{C}}$) حاصل ضرب میانگین سرعت عمودی شاره و غلظت هواویزها در هر لایه محاسبه شد. برای محاسبه شار تلاطم‌زدا ($\phi_{turbo} = -\bar{C} \tau \left(\overline{V_p} \frac{\partial \overline{V_p}}{\partial y} \right)$) نیز ضمن محاسبه میانگین سرعت هواویزها در هر لایه ($\overline{V_p}$) تغییرات عمودی میانگین سرعت هواویزها به دست آمد. شار پرواز-آزاد ($\phi_{free} = -\bar{C} \tau \left(\frac{\partial \overline{V_p^2}}{\partial y} \right)$) با کمک محاسبه تغییرات میانگین مربع مولفه عمودی سرعت اُفت‌وخیزی هواویزها در هر لایه ($\frac{\partial \overline{V_p^2}}{\partial y}$) محاسبه شد.

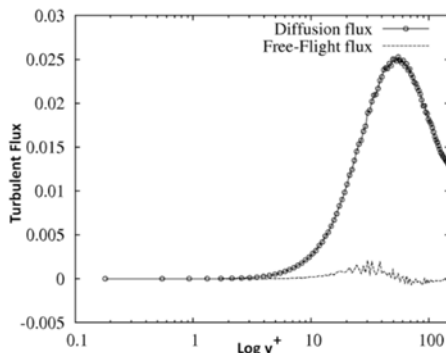
در شکل ۲ شدت شار پخش تلاطمی و شار پرواز-آزاد برای هواویزهای با $St = 5$ برحسب فاصله از دیوار مقایسه شده است. نتایج مشابهی نیز برای هواویزهای با عدد استوکس بزرگ‌تر به دست آمده که در اینجا آورده نشده است. محور افقی به صورت لگاریتمی داده شده است تا ناحیه نزدیک دیوار با دقت بیشتری قابل بررسی باشد. همه متغیرهای مورد استفاده در این پژوهش با کمک سرعت اصطکاک‌ی و نیم‌پهنای مجرا، بی‌بعدسازی شده‌اند و فاقد بُعد یا یکا هستند. گفتنی است نواحی $20 < y^+ < 150$ ، $10 < y^+ < 20$ و $y^+ < 10$ به ترتیب ناحیه مرکزی، ناحیه نزدیک دیوار و ناحیه دیوار نامیده می‌شوند.

شکل ۲ نشان می‌دهد که شار ناشی از پرواز-آزاد

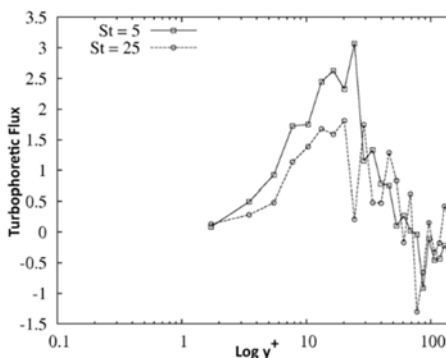
انگیزش تلاطمی کمتری نسبت به هواویزهای بزرگتر دارند. با توجه به یافته‌های بروک و همکاران (۱۹۹۲) که وجود رابطه‌ای مستقیم بین شدت شار پخش تلاطمی و میزان انگیزش آنها را نشان می‌داد می‌توان ادعا کرد که شدت شار پخش تلاطمی برای هواویزهای کوچکتر نسبت به هواویزهای بزرگتر، کوچکتر است. از سوی دیگر در شکل ۳ دیده می‌شود که شار تلاطم‌زدای هواویزهای کوچکتر در مقایسه با هواویزهای بزرگتر، بزرگتر است. به عبارت دیگر هواویزهای کوچکتر بیشتری ناحیه نزدیک دیوار با شدت تلاطم بیشتر را به سوی ناحیه دیوار با شدت تلاطم کمتر ترک می‌کنند. شدت تلاطم در عرض مجرا در بخش بعدی بررسی خواهد شد. در پایان این گونه نتیجه‌گیری می‌شود که هواویزهای کوچکتر در مقایسه با هواویزهای بزرگتر به علت وجود شار پخش تلاطمی کوچکتر، کمتر از ناحیه مرکزی به سوی ناحیه نزدیک دیوار مهاجرت و در آنجا تجمع می‌کنند، ولی به علت وجود شار تلاطم‌زدای بزرگتر، بیشتر به سوی دیوار مهاجرت می‌کنند. همان‌گونه که در شکل ۵ مشاهده می‌شود، این تقابل سبب شده است تا دو مجموعه هواویزهای مورد بررسی تقریباً نمایه غلظت عددی مشابه داشته باشند. با این حال، تجمع بیشتر هواویزهای کوچکتر در نزدیک دیوار ($y^+ < 1$) ناشی از شار تلاطم‌زدای بزرگتر این ذرات است.

۴ تغییرات سرعت هواویزها

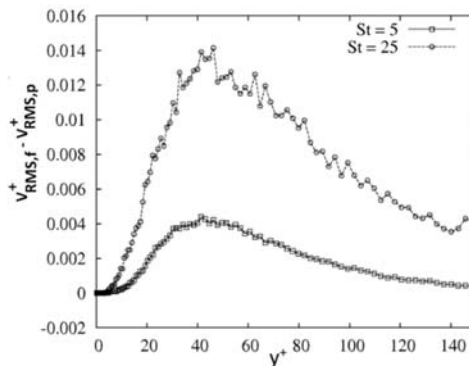
در شکل ۶ نمودار تغییرات میانگین سرعت هواویزها و شاره حامل در نیم‌پهنای پایینی مجرا برحسب فاصله از دیوار نشان داده شده است. میانگین سرعت شارش‌گرای هواویزها و شاره حامل با حرکت به سوی مرکز مجرا افزایش می‌یابد. همان‌گونه که گفته شد، سرعت روی دیواره‌ها صفر گرفته شده است.



شکل ۲. نمودار تغییرات شار پخش تلاطمی و پرواز-آزاد برحسب فاصله از دیوار برای مجموعه هواویزهای با $St = 5$.



شکل ۳. نمودار شار تلاطم‌زدای دو مجموعه هواویزهای مورد بررسی. از مقیاس لگاریتمی برای مرور دقیق ناحیه دیوار استفاده شد.



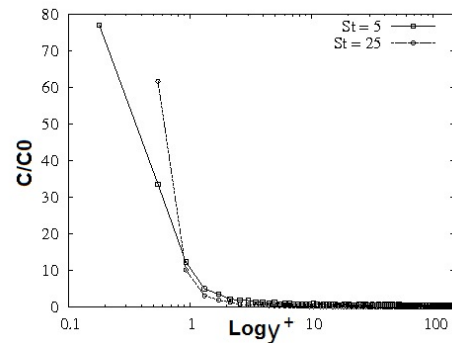
شکل ۴. اختلاف میانگین مربع مولفه‌های عمودی سرعت‌های آفت و نخیزی هواویزها و شاره حامل.

همان‌گونه که مشاهده می‌شود هواویزهای کوچکتر

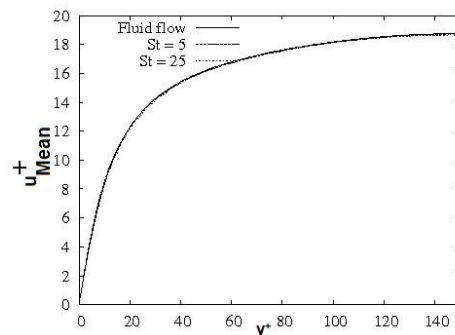
دیوار، سرعت بیشتری نسبت به شاره حامل خود دارند، درحالی که در ناحیه مرکزی، عکس این نامساوی مشاهده می شود. این پدیده از این نظر اهمیت دارد که سرعت های ذره و شاره حامل آن در جاهای یکسان، متفاوت اند. همان گونه که در شکل های ۶ و ۷ دیده می شود، این اختلاف سرعت در ناحیه ای که آهنگ تغییرات نمودار میانگین سرعت شارش گرا شیب تندی دارد، تغییر علامت می دهد. علت اصلی این پدیده مهاجرت عرضی هواویزها از نواحی با شدت تلاطمی بیشتر به نواحی با شدت تلاطمی کمتر یا همان شار تلاطم زدا است. به منظور بررسی این پدیده، ابتدا نمودار تغییرات میانگین مربع سرعت های اُفت و خیزی برحسب فاصله از دیوار مورد بررسی قرار می گیرد.

پژوهش های صورت گرفته روی سامانه های شارشی چندفازی نشان می دهد که انگیزش هواویزها بر اثر تلاطم های شارش گرا (مولفه های اُفت و خیز شاره حامل در جهت شارش گرا) از سوهای دیگر قوی تر است (سولداتی، ۲۰۰۵). به عبارت دیگر هواویزها بیشتر در راستای شارش گرا اُفت و خیزی می کنند و از شاره حامل، انرژی دریافت می کنند. این پدیده در شکل ۸ که در آن تغییرات میانگین مربع مولفه های اُفت و خیزی سرعت نسبت به فاصله از دیوار به نمایش گذاشته شده است نیز مشاهده می شود. میانگین مربع مولفه های اُفت و خیزی هواویزها در جهت های عمودی و پیرامونی نسبت به شاره حامل کوچک ترند. یعنی انگیزش هواویزها در این راستاها ضعیف تر است؛ درحالی که در راستای شارش گرا هواویزها به علت انگیزش بیشتر، سرعت های اُفت و خیزی بیشتری دارند.

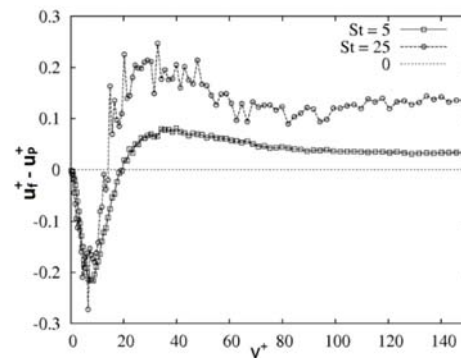
بررسی ها نشان می دهد هواویزها برای کاستن از شدت های تلاطمی در جهت عمود بر انگیزش حداکثری حرکت می کنند (پاپاواسیلیو و هانزاتی، ۱۹۹۷). به عبارت دیگر هواویزها در جهت عمود بر دیوار از ناحیه نزدیک دیوار که دارای شدت تلاطمی بیشینه است به سوی ناحیه



شکل ۵. نمایه غلظت هواویزها در عرض مجرا.



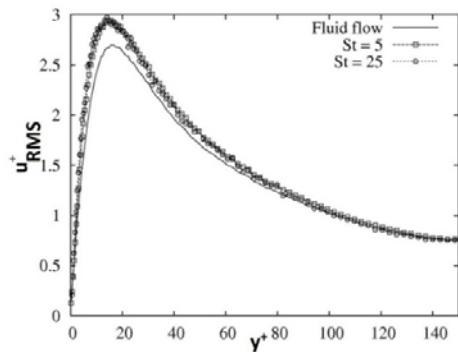
شکل ۶. نمودار میانگین سرعت های شارش گرای هواویزها و شاره حامل برحسب فاصله از دیوار.



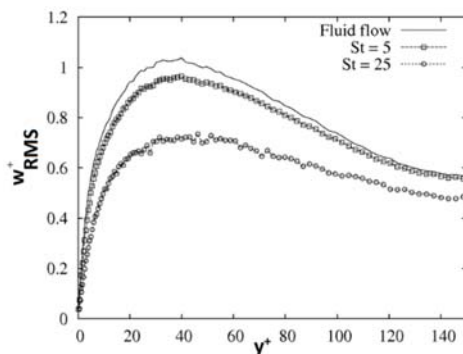
شکل ۷. میانگین اختلاف سرعت هواویزها و شاره حامل.

در شکل ۷ تفاوت بین میانگین سرعت شارش گرای هواویزها و شاره در نیم پهنای پایینی مجرا برای بررسی تاثیر ساختارهای متلاطم شاره حامل بر دینامیک حرکت هواویزها به تصویر کشیده شده است. هواویزها در ناحیه

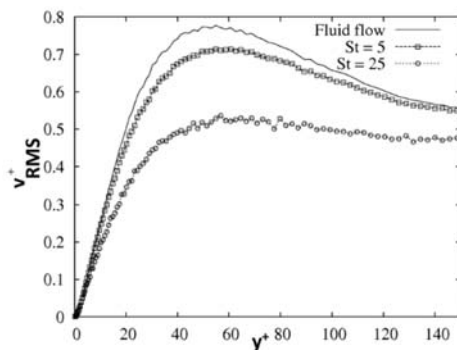
مسیریابی شد. با توجه به اندازه هواویزهای در نظر گرفته شده، تنها نیروی موثر در حرکت هواویزها نیروی کشندگی درآگ است و در نتیجه از باقی نیروها چشم‌پوشی شد.



(الف)



(ب)



(پ)

شکل ۸ نمودار تغییرات میانگین مربع مولفه‌های اُفت‌وخیزی سرعت، (الف) شارش‌گرا، (ب) پیرامونی، و (پ) عمودی سرعت اُفت‌وخیزی هواویزها.

دیوار که دارای شدت تلاطمی کمینه است حرکت می‌کنند. این مهاجرت همان شار تلاطم‌زدا است که در بخش پیشین بررسی و در مورد آن بحث شد. هواویزها در این مهاجرت، اندکی از کمیت‌های مبدا از جمله سرعت‌های محلی را با خود حمل کنند. در نتیجه، این حرکت منجر به افزایش میانگین مربع سرعت اُفت‌وخیزی شارش‌گرای محلی هواویزها در ناحیه مقصد و کاهش این کمیت‌ها در ناحیه مبدا می‌شود.

رویه مشابهی در مورد نمایه سرعت میانگین برقرار است با این تفاوت که دو نکته مهم باید مدنظر قرار گیرد. نخست آنکه تغییر علامت منحنی اختلاف سرعت در ناحیه‌ای صورت می‌گیرد که شیب تغییرات سرعت بسیار تند است. به عبارت دیگر هواویزها در ناحیه‌ای بیشترین جابه‌جایی را دارند و بیشترین اختلاف سرعت وجود دارد. حرکت هواویزها از ناحیه تلاطم زیاد و سرعت زیاد به سمت ناحیه تلاطم کم نزدیک دیوار سبب کاهش سرعت میانگین محلی ناحیه مبدا و افزایش سرعت میانگین محلی ناحیه مقصد می‌شود. پدیده‌ای که به‌وضوح با بازیابی شکل γ قابل مشاهده است. از سوی دیگر هواویزهای بزرگ‌تر دارای جرم بیشتری هستند و میزان اندوخته‌ای که از ویژگی‌های ناحیه مبدا با خود حمل می‌کنند نیز بیشتر است. در نتیجه مشاهده اختلاف سرعت‌های بزرگ‌تر برای هواویزهای بزرگ‌تر، منطقی به نظر می‌رسد.

۵ نتیجه‌گیری

حرکت تلاطم یک شاره در یک مجرای مکعب‌مسطبی به روش شبیه‌سازی عددی مستقیم شبیه‌سازی شد و پس از سپری شدن زمان لازم برای استقلال سامانه از شرایط اولیه، دو مجموعه هواویز با زمان‌های واهلش بی‌بعدسازی شده (عددهای استوکس) ۵ و ۲۵ جداگانه درون سامانه معرفی شد. مسیر حرکت هواویزها با یک رویکرد لاگرانژی و روش انتگرال‌گیری عددی آدامز - بش‌فورت مرتبه ۲

مراجع

- Brooke, J. W., Kontomaris, K., Hanratty, T. J. and McLaughlin, J. B., 1992, Turbulent deposition and trapping of aerosol at the wall, *Phys. Fluids*, (**A4**), 825-834.
- Brooke, J. W., Kontomaris, K., Hanratty, T. J. and McLaughlin, J. B., 1994, Free-flight mixing and deposition of aerosol, *Phys. Fluids*, **6**, 3404-3415.
- Elgobashi, S., 1994, On predicting particle-laden turbulent flows, *Appl. Sci. Res.*, **52**, 309-325.
- El Telbany, M. M. M., Reynolds, A. J., 1980, Velocity distributions in plane turbulent channel flows, *J. Fluid Mech.*, **100**, 1-29.
- El Telbany, M. M. M., Reynolds, A. J., 1981, Turbulence in plane channel flows, *J. Fluid Mech.* **111**, 283-318.
- Goswami, P. S. and Kumaran, V., 2010, Particle dynamics in a turbulent particle-gas suspension at high stokes number. Part 2. The fluctuating-force model, *J. Fluid Mech.*, **646**, 91-125.
- Hinds, W. C., 1999, *Aerosol technology: properties, behavior, and measurement of airborne particles*, 2nd Edition, John Wiley & Sond, Inc.
- Hosseiniebalam, F., Hassanzadeh, S. and Ghaffarpasand, O., 2013, Dispersion and deposition mechanisms of particles suspended in a turbulent plane Couette flow, *Appl. Math. Mod.*, **37**, 2417-2429.
- Hwang, Y. And Cossu, C., 2010, Amplification of coherent streaks in the turbulent Couette flow: an input-output analysis at low Reynolds number, *J. Fluid Mech.*, **643**, 333-348.
- Kaftori, D., Hetsroni, J. K. and Banerjee, S., 1995a, Particle behavior in the turbulent boundary layer. I. Motion, deposition, and entrainment, *Phys. Fluids*, **7**, 1095-1106.
- Kaftori, D., Hetsroni, J. K. and Banerjee, S., 1995b, Particle behavior in the turbulent boundary layer. II. Velocity distribution profiles, *Phys. Fluids*, **7**, 1107-1121.
- Kitoh, O. and Umeki, M., 2008, Experimental study on large-scale streak structure in the core region of turbulent plane Couette flow, *Phys. Fluids*, **20**, 025107.
- Kitoh, O., Nakabayashi, K. and Nishimura, F., 2005, Experimental study on mean velocity and turbulence characteristics of plane Couette flow: low-Reynoldsnumber effects and large longitudinal vortical structure, *J. Fluid Mech.*, **539**, 199-227.
- Kulick, J. D., Fessler, J. R. and Eaton, J. K., 1994, Particle response and turbulence modification in fully developed channel flow, *J. Fluid Mech.*
- همچنین به منظور بررسی اثر ساختارهای تلاطمی بر حرکت هواویزها از تاثیر نیروی گرانش نیز صرف نظر شد.
- در مجموعه هواویزهای مورد بررسی مشاهده شد که رفتار و پراکنش هواویزها در شاره حامل به تقابل و تعادل شارهای موجود در سامانه وابسته است. نخست هواویزها در اثر شار پخش تلاطمی و پرواز- آزاد ناحیه مرکزی را ترک می گویند و به سوی ناحیه نزدیک دیوار مهاجرت و در آنجا تجمع می کنند. سپس در اثر شار تلاطم زدا و به سبب اختلاف شدت تلاطم، به سوی دیوار حرکت می کنند. شدت شار پرواز- آزاد به ویژه در ناحیه دیوار و نزدیک دیوار در مقایسه با دو شار دیگر ناچیز است. شار پخش تلاطمی هواویزهای کوچک تر از شار پخش تلاطمی هواویزهای بزرگ تر، کمتر است و از این رو هواویزهای کوچک تر، کمتر در ناحیه نزدیک دیوار تجمع می کنند. از سوی دیگر شار تلاطم زدای هواویزهای کوچک تر، از شار تلاطم زدای هواویزهای بزرگ تر بیشتر است. به طوری که بیشتر هواویزهای کوچک تری که در ناحیه نزدیک دیوار تجمع کرده اند به سوی دیوار حرکت می کنند. این تقابل باعث شده است تا تقریباً هواویزهای مورد بررسی، نمایه غلظت عددی مشابهی داشته باشند.
- با بررسی نمودار تغییرات سرعت های سامانه، روشن شد که انگیزش هواویزها در راستای شارش گرا بیشتر است و هواویزها برای کاستن از اختلاف های شدت تلاطمی، عمود بر جهت انگیزش حداکثری حرکت می کنند. این مهاجرت عرضی هواویزها یا همان شار تلاطم زدا سبب افزایش سرعت اُفت و خیزی آنها در جهت شارش گرا نسبت به شاره حامل می شود. از سوی دیگر این مهاجرت باعث می شود تا میانگین سرعت شارش گرای هواویزها در ناحیه دیوار، از شاره حامل بیشتر شود. این در حالی است که عکس این وضعیت در ناحیه مرکزی برقرار است.

- turbulent channel flow, *J. Fluid Mech.*, **428**, 149-169.
- Sihao, L., Li, X. and Li, G., 2014, Effects of momentum transfer on particle dispersion of dense gas-particle two-phase turbulent flow, *Advanced Powder Technology*, **25**, 274-280.
- Soldati, A., 2005, Particles turbulence interactions in boundary layers, *ZAMM J. Appl. Math. Mech.*, **85**, 683-8699.
- Thurlow, E. M. and Klewicki, J. C., 2000, Experimental study of turbulent Poiseuille–Couette flow, *Phys. Fluids*, **12**, 865-875.
- Tsukahara, T., Kawamura, H. and Shingai, K., 2006, DNS of turbulent Couette flow with emphasis on the large-scale structures in the core region, *J. Turbulence*, **7**(19).
- Zaichik, L. and Alipchenkov, A., 2010, Modeling of transport and dispersion of arbitrary-density particles in turbulent flows, *Int. J., Heat and fluid flow*, **31**, 850-861.
- Mech.*, **277**, 109-134.
- Marchioli, C., Soldati, A., Kuerten, J. G. M., Arcen, B., Taniere, A., Goldensohn, G., Squires, K. D., Cargnelutti, M. F. and Portela, L. M., 2008, Statistics of particle dispersion in direct numerical simulations of wall-bounded turbulence: results of an international collaborative benchmark test, *Int. J. Multi-Phase Flow*, **34**, 879-893.
- Narayanan, C., Lakehal, D., Botto, L. and Soldati, A., 2003, Mechanisms of particle deposition in a fully developed turbulent open channel flow, *Phys. Fluids*, **15**, 763-775.
- Orlandi, P., 2000, Fluid flow phenomena: a numerical toolkit, Kluwer.
- Papavassiliou, D.V. and Hanratty, T. J., 1997, Interpretation of large-scale structure observed in a turbulent plane Couette flow, *Int. J. Heat Fluid Flow.*, **18**, 55-69.
- Rouson, D. W. I. and Eaton, J. K., 2001, On the preferential concentration of solid particles in