

sshouri@gmail.com :

(دریافت مقاله: ۱۳۸۸/۹/۹؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۸۹/۳/۲۴)

صفحه‌ای^۲ تعریف می‌شود. در لایه‌های مرزی هوموتروپیک امتداد محور آسان زیرلایه، عمود بر صفحه سطح بلور و در لایه‌های مرزی صفحه‌ای، منطبق بر صفحه سطح آن است. مطالعه سمت‌گیری مولکول‌های بلور مایع و تغییرات آن چه به لحاظ بنیادی- نظری و چه کاربردی- تجربی اهمیت به‌سزایی دارد [۱ و ۲].

گذارهای سمت‌گیری نقش عمده‌ای در تعیین خواص الکتریکی، مغناطیسی و اپتیکی بلورهای مایع دارند. در یک سلول بلور مایع نماتیک [۳] ساختار تعادلی موضعی بلور با اعمال میدان‌های مغناطیسی و الکتریکی کوچک تغییر نمی‌کند. اما به ازای یک مقدار بحرانی ساختار بلور مختل شده و با اعمال میدان‌های بزرگ‌تر پیکربندی

بلورهای مایع مواد ناهمسانگرد با نظم سمت‌گیری بلند برد هستند که نظم مکانی دور برد در آنها مختل گشته است. جهت مرجعی که محور طولی مولکول‌ها در امتداد آن سمت‌گیری می‌کنند با بردار جهت نما، \mathbf{n} ، تعریف می‌شود و امتدادهایی که انرژی سطحی را کمینه می‌کنند امتدادهای آسان می‌نامند. این امتدادها به طبیعت سطوح مرزی بلور بستگی دارند. به طور کلی بافت بلور مایع و میدان جهت نما شدیداً تحت اثر میدان‌های خارجی قرار می‌گیرند. جفت شدگی‌های قوی سطحی به شرایط چنگ زدگی قوی در سطح زیرلایه‌های بلور می‌انجامند که در آن جهت نما کاملاً منطبق بر امتداد محور آسان خواهد بود. برای بلورهای مایع دو لایه مرزی هوموتروپیک^۱ و

چگالی‌های انرژی آزاد کشسانی و مغناطیسی است که به ترتیب با عبارت‌های زیر داده می‌شوند [۳ و ۱۰]:

$$F_e = \frac{1}{2} [K_{11} (\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + K_{22} (\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{n})^2 + K_{33} (\mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{n})^2], \quad (3)$$

$$F_m = \mu_0^{-1} (\chi_{\perp} B^2 + \Delta \chi (\mathbf{n} \cdot \mathbf{B}))^2, \quad (4)$$

K_{11} ، K_{22} و K_{33} ثابت‌های کشسانی بلور مایع به ترتیب وابسته به تغییرشکل‌های پخ^۳، پیچش^۴، و خمش^۵ هستند. $\Delta \chi$ ناهمسانگردی پذیرفتاری مغناطیسی را نشان می‌دهد، $\Delta \chi = \chi_{\parallel} - \chi_{\perp}$. به ترتیب پذیرفتاری مغناطیسی در امتدادهای عمود بر جهت نما و موازی با آن می‌باشند. انرژی آزاد کل را می‌توان با استفاده از رابطه زیر به دست آورد:

$$G = \int (F_e + F_m) d^3 r, \quad (5)$$

با جایگذاری رابطه‌های (۱) و (۲) در روابط (۳) و (۴) و پس از انجام یک سری عملیات ریاضی چگالی انرژی آزاد کل به شکل زیر ساده می‌شود [۵]

$$F = \frac{1}{2} (K_{11} \cos^2 \theta + K_{33} \sin^2 \theta) \left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 - \frac{1}{2} \mu_0^{-1} (\chi_{\perp} \cos^2 \theta + \chi_{\parallel} \sin^2 \theta) B^2, \quad (6)$$

در این حالت با توجه به هندسه مسئله و چنگ زدگی‌های صفحه‌ای نامتناهی در سطوح مرزی بلور شرایط مرزی به صورت $\theta(0) = \theta(d) = 0$ در نظر گرفته می‌شود. با اعمال شرایط مرزی و به کار بردن روش اویلر-لاگرانژ مجموعه معادلات زیر به دست می‌آیند [۵]:

$$f(\theta) \frac{d^2 \theta}{dz^2} + \frac{1}{2} f'(\theta) \left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 + \mu_0^{-1} \Delta \chi B^2 \sin \theta \cos \theta = 0, \quad (7)$$

با

$$f(\theta) = K_{11} \cos^2 \theta + K_{33} \sin^2 \theta, \quad (8)$$

و $f'(\theta)$ مشتق نسبت به θ را نشان می‌دهد. با انجام محاسبات برای تیغه نماتیک MBBA [۲] توزیع میدان جهت نما در این وضعیت به دست می‌آید، (شکل ۱). ملاحظه می‌شود که به ازای میدان‌های بزرگتر از میدان بحرانی گشتاور مغناطیسی بر گشتاور

وایپجیده‌ای^۱ خواهیم داشت که در آن مولکول‌ها جز در نواحی گذار مرزی تقریباً در امتداد میدان سمت‌گیری می‌کنند. گذار فازی که بین این دو نوع پیکربندی صورت می‌گیرد به گذار فردریکز^۲ [۲ و ۳] معروف است. نشان داده شده است که میدان بحرانی این گذار متناسب با عکس ضخامت نمونه است [۴].

تغییرات سمت‌گیری مولکول‌های بلور مایع در وضعیت یک بعدی، با اندازه‌گیری زاویه سمت‌گیری در یک تیغه نماتیک و تعیین بستگی آن با ضخامت تیغه، در کارهای پیشین مورد مطالعه قرار گرفته است [۵ و ۶]. در بررسی‌های فوق محاسبات با در نظر گرفتن شرایط مرزی صفحه‌ای و چنگ زدگی‌های قوی نامتناهی انجام شده است. مطالعات انجام شده در سال‌های اخیر عمدتاً محدود به بررسی‌های تجربی یا نظری با یک نوع چنگ زدگی و تغییرات زاویه‌ای در یک بعد بوده است [۷-۹]. در این مقاله ما ضمن مطالعه اثر چنگ زدگی‌های متناهی و ضعیف در تیغه‌های نماتیک با شرایط مرزی صفحه‌ای، به حل مسئله در وضعیت‌های دو بعدی با دو نوع سطوح مرزی متفاوت هوموتروپیک و صفحه‌ای می‌پردازیم که در آنها تغییرات سمت‌گیری مولکول‌های بلور مایع در دو بعد صورت می‌گیرند و با یک هندسه بلوری دو بعدی روبه‌رو هستیم.

یک لایه بلور مایع نماتیک در نظر می‌گیریم که به دو سطح $z=0$ و $z=d$ ، با چنگ زدگی‌های صفحه‌ای محدود شده است. یک میدان مغناطیسی در امتداد محور z عمود بر سطوح مرزی، اعمال می‌کنیم. فرض می‌کنیم تغییرات سمت‌گیری در صفحه رخ دهد (صفحه $z-y$). در این هندسه بلور بردار جهت نما تنها با یک زاویه اویلر توصیف می‌شود و اغتشاش ایجاد شده در الگوی سمت‌گیری فقط در یک بعد صورت می‌گیرد:

$$\mathbf{n} = (\cos \theta(z), \sin \theta(z), 0), \quad (1)$$

$$\mathbf{B} = (0, 0, B). \quad (2)$$

در شرایط چنگ زدگی نامتناهی چگالی انرژی آزاد کل شامل

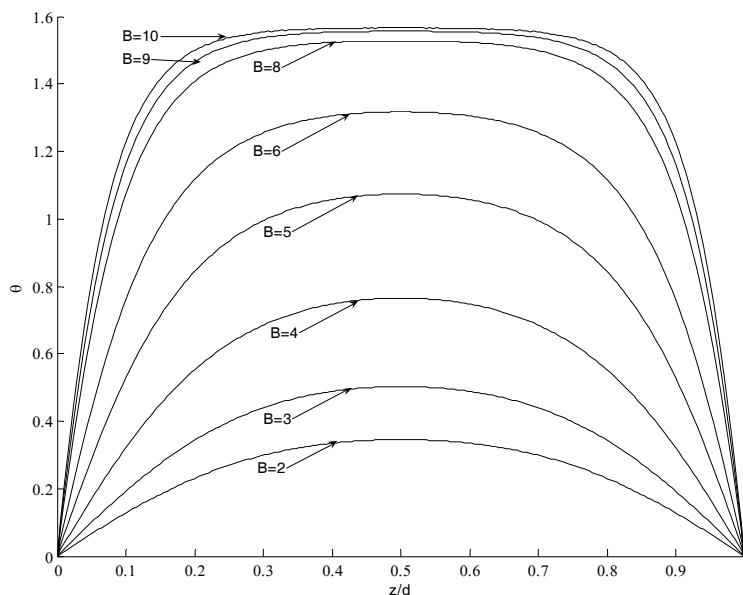
۳. Splay

۴. Twist

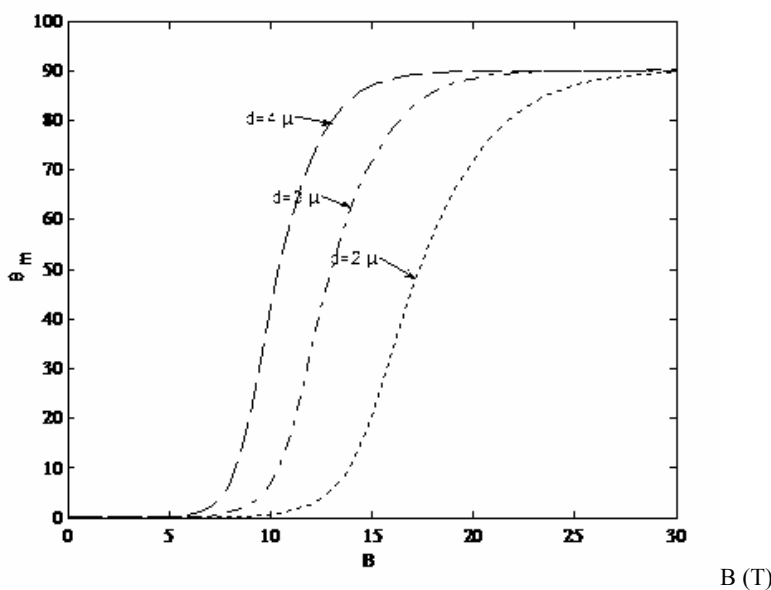
۵. Bend

۱. Distorted configuration

۲. Fredericks transition



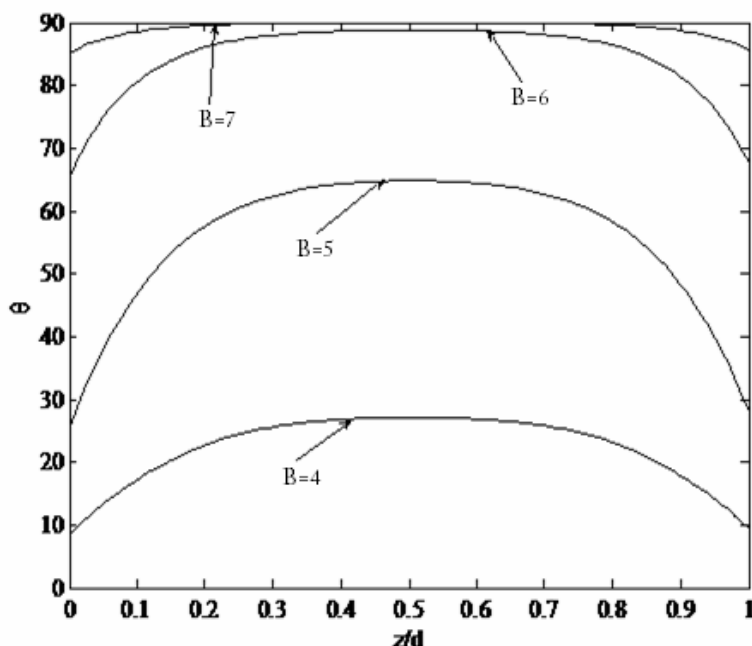
شکل ۱. توزیع میدان جهت نما در شرایط چنگ زدگی نامتناهی، تغییرات امتداد جهت نما بر حسب ضخامت بدون بعد Z/d ، به ازای میدان های مغناطیسی متغیر به ترتیب از $B=10T$ تا $B=2T$.



شکل ۲. تغییرات بیشینه واپیچش بر حسب میدان، از صفر تا $30T$ ، به ازای ضخامت های مختلف سلول 2μ ، 3μ و 4μ ، در شرایط چنگ زدگی نامتناهی.

میدان مغناطیسی برای تیغه هایی با ضخامت های به ترتیب 2μ ، 3μ و 4μ به دست آوردیم. مطالعه نتایج، شکل ۲، نشان داد که میدان آستانه گذار مطابق انتظار متناسب با عکس ضخامت تیغه تغییر می کند. هم چنین با افزایش میدان مغناطیسی، بر مقدار θ_m نیز افزوده می شود. ملاحظه می شود که برای تیغه های با ضخامت های کم میدان های بسیار قوی نیاز داریم.

کشسانی غالب گشته و دستگاه به وضعیت تعادل ناپایدار در کمترین افت و خیزهای جهت نما انتقال فاز می دهد. با افزایش میدان به بیش از این حد، $B \gg B_c$ ، زاویه بین بردار جهت نما و صفحه $x-y$ در وسط این تیغه نماتیک از صفر تا 90° درجه تغییر می کند. به منظور تعیین میدان آستانه گذار و بستگی آن به ضخامت و هندسه تیغه بلور، تغییرات بیشینه واپیچش θ_m را با افزایش



شکل ۳. توزیع میدان جهت نما در شرایط چنگ زدگی ضعیف، برای میدان‌های مختلف از $B=4T$ تا $B=7T$.

با قراردادن رابطه‌های (۱)، (۲) و (۱۰) در رابطه (۱۱) معادلات غیر خطی نسبتاً پیچیده‌تری به دست می‌آیند که با حل این معادلات و استفاده از روش اویلر-لاگرانژ انرژی آزاد را کمینه می‌کنیم [۱۰].

$$\frac{\partial F_b}{\partial \theta} + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\partial F_b}{\partial (\partial \theta / \partial z)} \right] = 0, \quad (13)$$

که در آن F_b نمایانگر چگالی انرژی آزاد کپه‌ای دستگاه می‌باشد. برای این وضعیت، شرایط مرزی نمونه را با توجه به چنگ زدگی‌های ضعیف در سطوح محدود کننده بلور به صورت زیر می‌نویسیم:

$$\frac{\partial F_s}{\partial \theta} + \frac{\partial F_b}{\partial (\partial \theta / \partial z)} = 0. \quad (14)$$

با حل همزمان معادلات حاصل و به کارگیری روش‌های عددی [۱۳]، توزیع تعادلی میدان جهت نما را تحت این شرایط مرزی تعیین می‌کنیم. نتایج در شکل ۳ نشان داده شده‌اند. چنانچه مشاهده می‌شود با افزایش میدان، علاوه بر تغییر زاویه بین بردار جهت نما و صفحه $x-y$ در وسط تیغه، این زاویه در نقاط مجاور سطوح تیغه نیز تغییر می‌کنند و به ازای میدان‌های بسیار بزرگتر از میدان بحرانی، گشتاور مغناطیسی قادر به فائق آمدن بر گشتاورهای القایی ناشی از چنگ زدگی‌های سطحی است.

حال چنانچه در سطوح مرزی این تیغه نماتیک چنگ زدگی‌های صفحه‌ای متناهی داشته باشیم با معادلات غیر خطی نسبتاً پیچیده‌تری روبه‌رو خواهیم بود. در این حالت لازم است به معادلات (۳) و (۴) عبارت چگالی انرژی آزاد سطحی را نیز اضافه کنیم [۱۱]:

$$F_s = -\frac{1}{2} A (\mathbf{n} \cdot \mathbf{e})^2, \quad (9)$$

A شدت چنگ زدگی و بردار یکه \mathbf{e} امتداد آسان سطوح مرزی را مشخص می‌کنند:

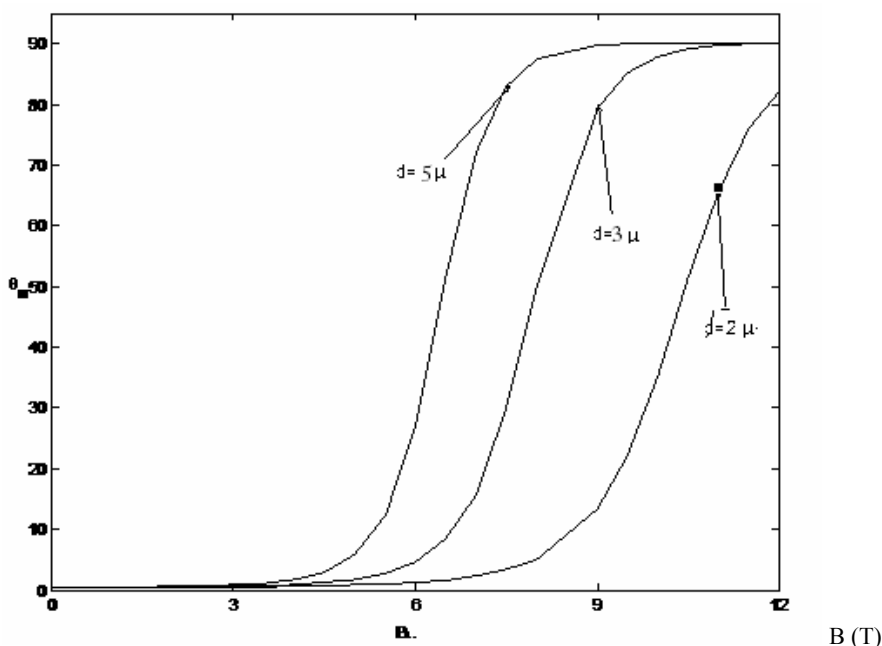
$$\mathbf{e} = (\cos \theta_0, 0, \sin \theta_0), \quad (10)$$

انرژی آزاد کل شامل انرژی آزاد کپه‌ای و انرژی آزاد سطحی خواهد بود:

$$G = \frac{1}{2} \int [K_{11} (\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + K_{22} (\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{n})^2 + K_{33} (\mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{n})^2 - \mu_0^{-1} (\chi_{\perp} B^2 + \Delta \chi (\mathbf{n} \cdot \mathbf{B})^2) d^3 r - \frac{1}{2} \int A (\mathbf{n} \cdot \mathbf{e})^2 d^2 r. \quad (11)$$

چگالی انرژی آزاد سطحی در چارچوب این مدل ساده یک بعدی با عبارت زیر تقریب زده می‌شود [۱۱ و ۱۲]:

$$F_s = \frac{1}{2} A \sin^2 \theta(z). \quad (12)$$



شکل ۴. تغییرات بیشینه واپیچش بر حسب میدان، از صفر تا ۱۲T، به ازای ضخامت‌های مختلف سلول، ۲μ، ۳μ و ۵μ، در شرایط چنگ زدگی ضعیف.

و شرایط چنگ زدگی قوی در دیواره‌های سلول داشته باشیم به گونه‌ای که طول برون یابی در مقایسه با ابعاد نمونه و طول همدوسی مغناطیسی بسیار کوچک باشد [۳].

با اعمال میدان مغناطیسی در امتداد z تغییرات سمت گیری مولکول‌های بلور مایع و توزیع میدان جهت نما در دو بعد صورت می‌گیرد، بنابراین داریم:

$$n = n(y, z) = (\cos \theta, \sin \theta) ; \theta = \theta(y, z), \quad (15)$$

شرایط مرزی نمونه را به صورت زیر می‌نویسیم:

$$\theta = \theta(y, 0) = \theta(y, l_z) = 0^\circ, \quad (16)$$

$$\theta = \theta(0, z) = \theta(l_y, z) = 90^\circ. \quad (17)$$

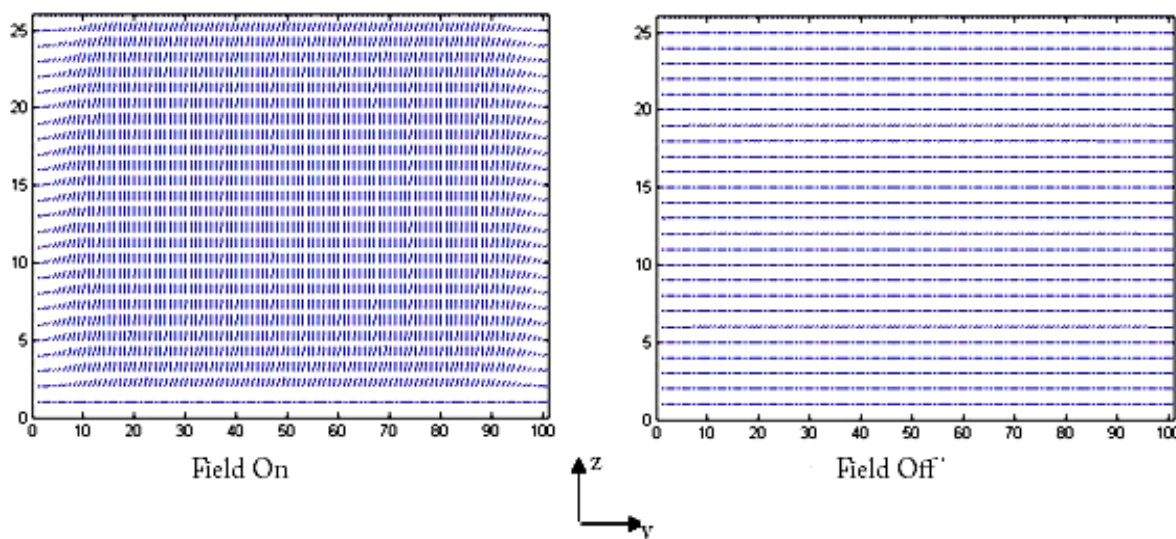
چگالی انرژی آزاد کل را با استفاده از معادلات اویلر-لاگرانژ کمینه می‌کنیم:

$$\frac{\partial F_t}{\partial \theta} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\partial F_t}{\partial (\partial \theta / \partial x_i)} \right] = 0, \quad (18)$$

با جایگذاری روابط (۱۵) در معادلات (۳) و (۴) برای این حالت دو بعدی و پس از انجام عملیات ریاضی نسبتاً طولانی و مرتب نمودن جملات، از کمینه کردن چگالی انرژی آزاد کل به عبارت زیر می‌رسیم:

برای این حالت نیز تغییرات بیشینه واپیچش θ_m را با افزایش میدان مغناطیسی برای تیغه‌هایی با ضخامت‌های قبلی به دست می‌آوریم، (شکل ۴). در این مورد نیز تناسب عکس میدان بحرانی گذار با ضخامت تیغه آشکار می‌گردد. اما از مقایسه نتایج به دست آمده در این وضعیت با مورد چنگ زدگی نامتناهی شکل ۲، می‌توان نتیجه گرفت که در تیغه‌هایی با شرایط چنگ زدگی صفحه‌ای ضعیف به دلیل اثر غالب گشتاورهای مغناطیسی در رقابت با گشتاورهای کشسانی القایی سطوح محدود کننده که به همسو سازی بردار جهت نما با امتداد آسان سطوح می‌انجامد، آستانه گذار پایین می‌آید و بافت واپیچیده بلور مایع به ازای میدان‌های مغناطیسی کوچکتری تشکیل می‌گردد.

سلول نماتیکی با سطح مقطع مربع مستطیلی (صفحه z-y) در نظر می‌گیریم که در امتداد سوم (x) تا بی نهایت ادامه دارد. فرض می‌کنیم در سطوح $z = l_z$ و $z = 0$ شرایط مرزی صفحه‌ای و در سطوح $y = l_y$ و $y = 0$ شرایط مرزی هوموتروپیک برقرار باشد



شکل ۵. میدان جهت نما برای هندسه چهارگوشی، در حالت اولیه که میدان خاموش است و حالت بعد از روشن شدن میدان به ازای میدانهای بزرگتر از میدان بحرانی، جهت نما در مرزها به دلیل چنگ زدگی قوی ثابت می ماند.

از به کارگیری روش های عددی هستیم.

با این نوع هندسه دو بعدی، به ویژه در بلورهای مایع محدود شده روبه رو می شویم که از نقطه نظر تجربی در نمونه های بلوری محدود به تیوب هایی با سطح مقطع مربع مستطیلی کاربرد دارند. به علاوه کنترل سمت گیری در شرایط چنگ زدگی های مختلف از مسائل حساس در ساخت اسباب اپتیکی نماتیک به ویژه نمایشگرهای LC می باشد که مثال خوبی از کاربرد نتایج حاصل از حل معادلات فوق است.

حال برای یافتن میدان جهت نما، بررسی تغییرات سمت گیری و ایجاد بافت های واپیچیده، بلور مایع نماتیک درون این سلول را از نوع MBBA در نظر می گیریم و با استفاده از روش های عددی [۱۳] به حل مسئله در چارچوب این هندسه دو بعدی می پردازیم. محاسبات را از حالت خاموش ($B=0$) شروع می کنیم و با روشن کردن میدان و افزایش آن تغییرات سمت گیری جهت نما را تعیین می کنیم. میدان جهت نما برای این هندسه دو بعدی در شکل ۵ نشان داده شده است. ملاحظه می شود که سمت گیری در سطوح مرزی به دلیل چنگ زدگی های قوی ثابت می ماند.

$$\begin{aligned} & (K_{11} \cos^2 \theta + K_{33} \sin^2 \theta) \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + (K_{11} \sin^2 \theta + K_{33} \cos^2 \theta) \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \\ & + (K_{33} - K_{11}) \sin \theta \cos \theta \left[\left(\frac{\partial \theta}{\partial y} \right)^2 - \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} \right)^2 \right] \\ & + K_{33} (\sin^2 \theta - \cos^2 \theta) \frac{\partial \theta}{\partial y} \frac{\partial \theta}{\partial z} \\ & + K_{33} \cos \theta \sin \theta \frac{\partial^2 \theta}{\partial y \partial z} + \mu_e^{-1} \Delta \chi B^2 \sin \theta \cos \theta = 0. \end{aligned} \quad (19)$$

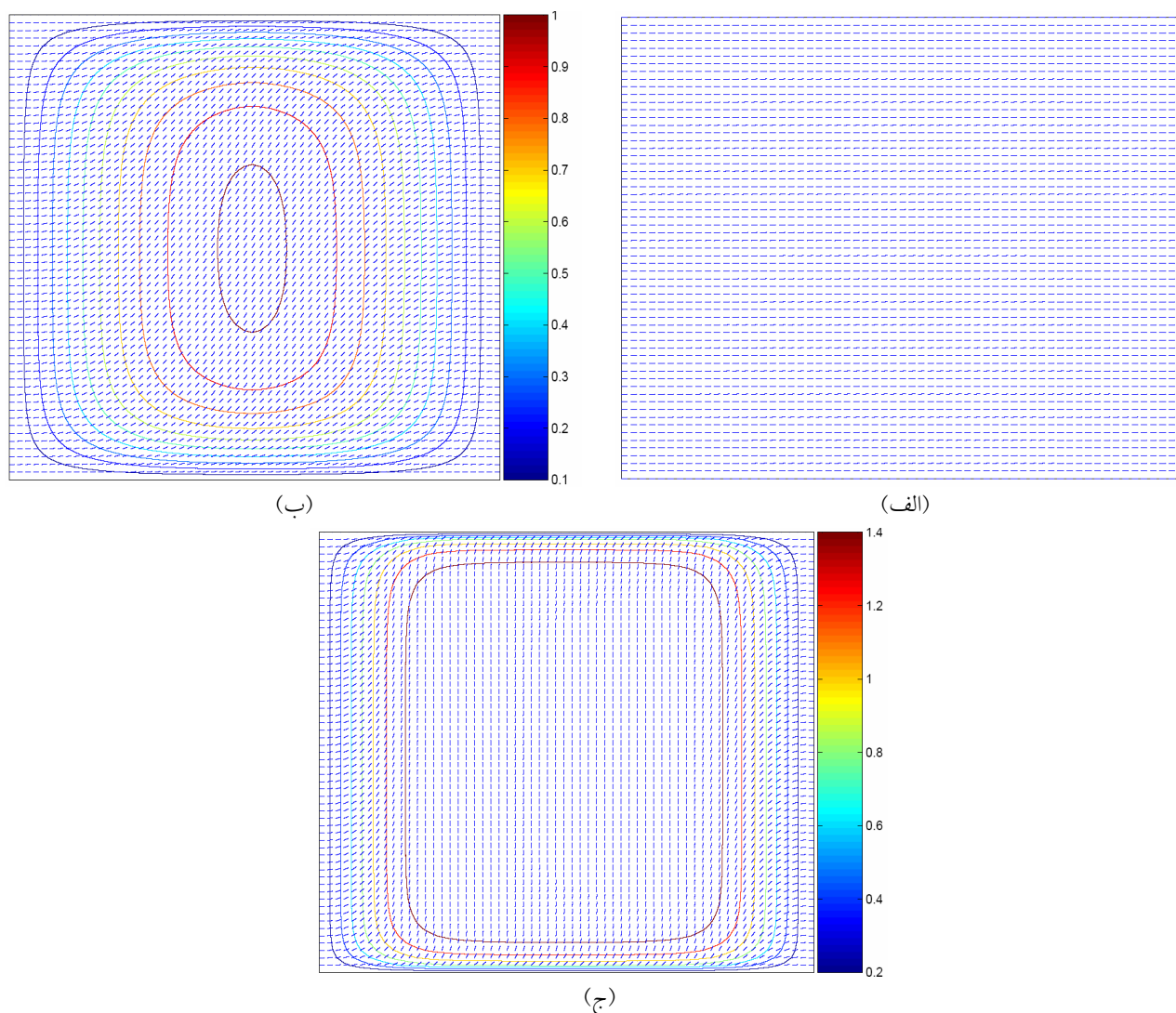
با تعریف تابع های $f(\theta)$ و $g(\theta)$ به صورت زیر

$$\begin{aligned} f(\theta) &= K_{11} \cos^2 \theta + K_{33} \sin^2 \theta, \\ g(\theta) &= K_{11} \sin^2 \theta + K_{33} \cos^2 \theta, \end{aligned} \quad (20)$$

معادله (۱۹) را به شکل ساده تری می نویسیم:

$$\begin{aligned} & f(\theta) \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + g(\theta) \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{1}{2} f'(\theta) \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} \right)^2 \\ & + \frac{1}{2} g'(\theta) \left(\frac{\partial \theta}{\partial y} \right)^2 + K_{33} (\sin^2 \theta - \cos^2 \theta) \frac{\partial \theta}{\partial y} \frac{\partial \theta}{\partial z} \\ & + K_{33} \cos \theta \sin \theta \frac{\partial^2 \theta}{\partial y \partial z} + \mu_e^{-1} \Delta \chi B^2 \sin \theta \cos \theta = 0, \end{aligned} \quad (21)$$

علامت پریم مشتق نسبت به θ را نشان می دهد. توزیع میدان جهت نما و تغییرات سمت گیری را برای وضعیت دو بعدی توصیف شده فوق می توان با حل این معادله تعیین نمود. اما برای حل این معادله، به دلیل ماهیت شدیداً غیر خطی آن ناچار

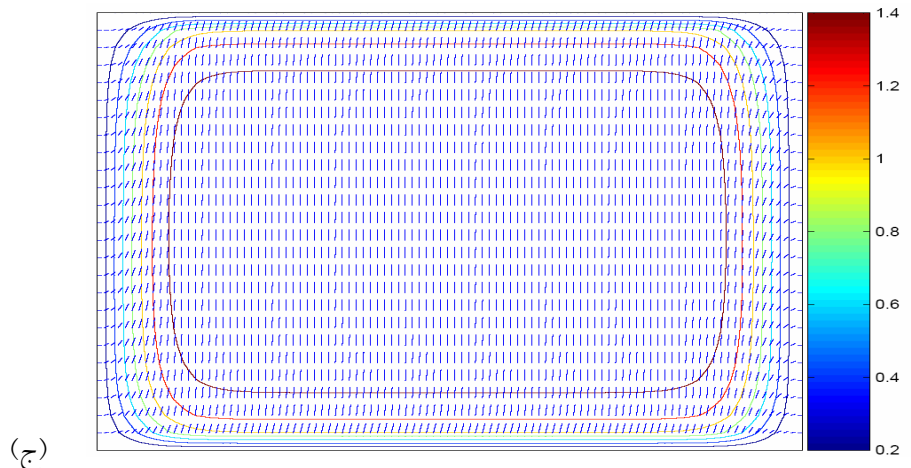
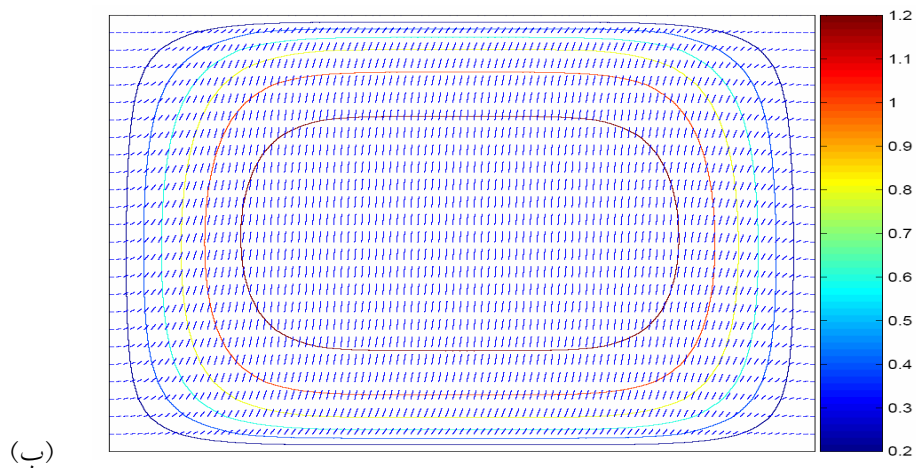
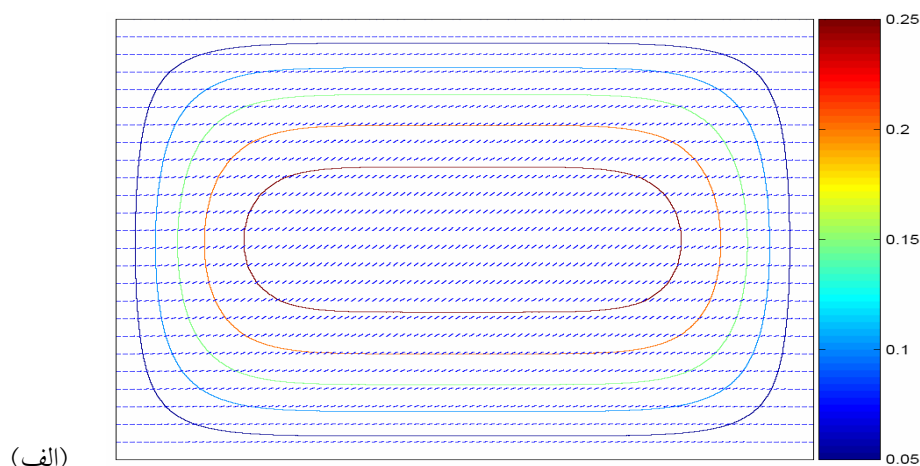


شکل ۶. میدان جهت نما به صورت تابعی از ابعاد برای هندسه چهارگوشی به ازای میدان های مغناطیسی در شرایط (الف) کوچکتر از میدان بحرانی $B_c \langle B \rangle$ ، (ب) بزرگتر از میدان بحرانی، $B \langle B \rangle$ و (ج) بسیار بزرگتر از میدان بحرانی، $B \langle B \rangle$.

مورد می توان گفت که ساختار مختل نشده^۱ حتی در حضور میدان مغناطیسی نیز شرایط تعادل موضعی خود را حفظ می کند. با افزایش میدان مغناطیسی و انجام محاسبات طبیعت گذار فردریکز مانند مورد یک بعدی، کاملاً آشکار می گردد طوری که به ازای میدان های بزرگتر از یک حد بحرانی بافت میدانی تشکیل می گردد (شکل ۶-ب) و با افزایش بیشتر میدان تقریباً کل نمونه جز در نواحی نزدیک به سطوح مرزی در امتداد میدان مغناطیسی سمت گیری می شوند، (شکل ۶-ج).

همچنین برای بررسی اثر ابعاد سلول و دیواره های

حال به منظور مطالعه و بررسی دقیق تر پاسخ سلول نماتیک به میدان خارجی، ماهیت گذار سمت گیری در هندسه دو بعدی و بستگی میدان گذار به ابعاد هندسی سلول، محاسبات را برای وضعیت های مختلف از نظر ابعاد و شدت میدان انجام می دهیم. ابتدا سلولی با ابعاد یکسان در دو بعد در نظر می گیریم و با اعمال میدان های مغناطیسی کوچک جهت نما را تعیین نموده و تغییرات سمت گیری آن را با افزایش میدان بررسی می کنیم. نتایج نشان می دهند که مولکول ها هیچ گونه پاسخی به میدان های خارجی اعمال شده کوچک نمی دهند، (شکل ۶-الف). لذا در این



شکل ۷. میدان جهت نما به صورت تابعی از ابعاد برای مورد $I_y = 5I_z$ ، (جهت وضوح تصاویر مقیاس‌ها تغییر داده شده‌اند). (الف) به ازای میدان‌های مغناطیسی بزرگتر از میدان بحرانی $B > B_c$ ($B = 10T$)، (ب) و (ج) به ازای میدان‌های بسیار بزرگتر از میدان بحرانی $B > B_c$ ، به ترتیب $B = 20T$ و $B = 30T$.

مورد دو بعدی نیز شدت میدان بحرانی با ابعاد سلول نسبت عکس دارد. در این مورد اثر دیواره‌ها در $y = 0$ و $y = l_y$ در سمت‌گیری‌ها کاهش می‌یابد. با کاهش ضخامت سلول (l_z) میدان بحرانی گذار افزایش می‌یابد و همسویی میدان جهت نما

محدودکننده، ابعاد سلول را طوری تغییر می‌دهیم که $I_y = 5I_z$ و مسئله را برای این مورد حل می‌کنیم. تغییرات سمت‌گیری و میدان جهت نما را به دست می‌آوریم. از مقایسه نتایج حاصل، شکل‌های ۷-الف و ۷-ب، همان گونه که انتظار داشتیم در

میدان بحرانی گذار با عکس ابعاد سلول متناسب است. اما در این شرایط آستانه گذار پایین می‌آید و بافت واپیچیده بلور مایع به ازای میدان‌های کوچکتر و در نواحی گسترده تری از سلول تشکیل می‌گردد. با انجام محاسبات برای وضعیت دو بعدی رفتار مولکول‌ها در سلول نماتیک با چنگ زدگی‌های صفحه‌ای و هموتروپیک در دو بعد آن مورد مطالعه قرار گرفتند. در این وضعیت نیز طبیعت گذار فردریکز آشکار شد. ما در این مقاله صرفاً به بررسی ناپایداری‌های استاتیکی پرداختیم. مطالعه رفتارهای دینامیکی گذار فردریکز در جای دیگری انجام شده است [۵]. هم‌چنین در این کار بلور مایع نماتیک را خالص و تک حوزه‌ای (Monodomain) در نظر گرفتیم و از اثر حضور عیوب توپولوژیکی و ناخالصی‌ها چشم پوشی کردیم. وارد کردن ذرات کلونیدی در حجم بلور مایع به ایجاد عیوب خاصی منجر می‌گردد که در مقالات دیگری مورد بحث قرار گرفته است [۱۴-۱۸]. اما بررسی مسئله حاضر در حضور چنین عیوبی با پیچیدگی‌های خاصی همراه است که نیاز به مطالعات بیشتری دارد و در کارهای آتی به آن خواهیم پرداخت.

و میدان خارجی به ازای میدان‌های بزرگتری رخ می‌دهد. بدیهی است در این مورد اثر گوشه‌ها در امتداد طول سلول‌ها کم می‌شود. به علاوه توجه به این نکته ارزشمند است که در لایه‌های مرزی به دلیل شرایط چنگ زدگی قوی، هم‌چنان تغییرات کشسانی القا شده از طرف دیواره‌ها اثر غالب را دارند.

در این مقاله به بررسی گذار فردریکز در سلول‌های بلور مایع نماتیک در وضعیت‌های هندسی یک و دو بعدی پرداختیم. این مطالعات در چارچوب نظریه پیوستگی و مدل فرانک انجام شدند. با استفاده از روش‌های عددی میدان جهت نما و چگونگی توزیع آن تعیین شدند. اثر ابعاد سلول، تغییرات بیشینه واپیچش θ_m در اثر افزایش میدان مغناطیسی و هم‌چنین اثر چنگ زدگی‌های متناهی و نامتناهی مورد مطالعه قرار گرفتند. نشان داده شد که در شرایط چنگ زدگی‌های متناهی نیز مانند شرایط چنگ زدگی نامتناهی، بافت بلور مایع به ازای میدان‌های بزرگتر از یک حد بحرانی ایجاد می‌شود که در این مورد نیز تغییر آرایش بندی مولکول‌ها و شدت آن تابع میدان می‌باشد و

9. D O Krimer, *Phys. Rev. E*, **79** (2009) 030702.
10. D Demus, J Goodby, G W Gray, H W Spiess, V Vill, "Physical Properties of Liquid Crystals", Wiley-VCH (1999).
11. Y Guo-Chen, Z Shu-jing, H Li-Jun and G Rong-Hua, *Liquid Crystals*, **31** (2004) 8.
12. A Rapini and Papoular, *J. Phys. (Paris) Colloq.* **30**, (1969) C4-54.
13. C A J Fletcher, "Computational Techniques for Fluid Dynamics", Springer-Verlag, London (1988).
14. M A Shahzamanian and S Shoarinejad, *J. Phys.: Condens. Matter*, **19** (2007) 156101.
15. H Stark, D Venzki and M Reichert, *J. Phys.: Condens. Matter* **15** (2003) S191.
16. J Fukuda, H Stark, M Yoneya and H Yokoyama, *Phys. Rev. E* **69** (2004) 041706.
17. R W Ruhwandl and E M Terentjev, *Z. Natureforsch. A* **50** (1995) 1023.
18. F R Hung and S Bale, *Molecular Simulation*, **35** (2009) 10.

1. M A Shahzamanian and M Ghafari, *J. Molecular Crystals and Liquid Crystals*, **414** (2004) 11.
2. W H de Jeu, "Physical Properties of Liquid Crystalline Materials", Gordon and Breach Publishers, New York (1980).
3. P G De Gennes and J Prost, "The Physics of Liquid Crystals", OXFORD University Press (1995).
۴. محمد علی شاهزمانیان و مجید غفاری، مجله پژوهشی علوم پایه دانشگاه اصفهان، ۲۱، ۱(۱۳۸۴) ۴۳.
5. S Shoarinejad and M Shahzamanian, *J. Molecular Liquids*, **138** (2008) 14.
۶. محمد علی، شاهزمانیان و مجید غفاری، مجله پژوهش فیزیک ایران ۴، ۲(۱۳۸۳) ۱۱۷.
7. W Jian, L Yu, C Yonglie, L Zhaoxi, X Ying, L Ziyang, S Longpei and Z Jianying, *J. Materials Science*, **12** (2001) 10.
8. K Urayama, S Honda and T Takigawa, *Macromolecules*, **39** (2006) 5.