

Research Paper

Adjusted Structures in Nematic Liquid Crystals¹

Zahra Keikavousi², Saeedeh Shoarinejad^{*3}
and Mohammad Reza Mozaffari⁴

Received:2020.09.03
Revised:2020.11.23
Accepted:2020.12.20

Abstract

Controlling the orientational ordering of liquid crystal molecules by confined surfaces is one of the main reasons for the widespread use of liquid crystals in the industry. The anchoring condition is an essential feature of the liquid crystalline materials in vicinity of boundaries. As known, surface interaction energy in a confined liquid crystal can be studied in the framework of Rapini-Papoular model. However, for the uneven surfaces, other models, such as a model based on Fukuda theory should be used. The surface-like energy is not usually considered in energy calculations. In this work, we consider a nematic slab confined with two infinite surfaces and investigate the director field and anchoring effects in the total energy of the slab with a sinusoidal surface by taking into account this term of energy. We consider a surface with a grooved sinusoidal form and calculate the anchoring energy within the framework of Fukuda theory. We also obtain the dependence of energy on geometric parameters, such as grooves amplitude. By utilizing theoretical model proposed by Fukuda, we determine the director components and anchoring energy of the system under an external electric field. The variation of the director components and surface effects are discussed. It is shown that the anchoring energy has a maximum value in the absence of the field. Moreover, we find that the trend of anchoring energy variations is reduced due to the presence of an electric field.

Keywords: *Nematic Liquid Crystal, Anchoring Energy, Electric Field.*

¹ DOI: 10.22051/ijap.2020.32949.1174

² M.Sc. in Physics, Department of Physics, Faculty of Physics and Chemistry, Alzahra University, Tehran, Iran. Email: zahrakeikavousi@gmail.com

³ Associate Professor, Department of Physics, Faculty of Physics and Chemistry, Alzahra University, Tehran, Iran. (Corresponding Author). Email: sshoari@alzahra.ac.ir

⁴ Assistant Professor, Department of Physics, University of Qom, Qom, Iran.
Email: reza.mozaffari@gmail.com

فصلنامه علمی فیزیک کاربردی ایران، دانشگاه الزهرا
سال دهم، پیاپی ۲۱، تابستان ۱۳۹۹

مقاله پژوهشی

ساختارهای تنظیم شده در بلورهای مایع نماتیک^۱

زهرا کیکاوسی^۲، سعیده شعاری نژاد^{۳*} و محمدرضا مظفری^۴

تاریخ دریافت: ۱۳۹۹/۰۶/۱۳

تاریخ بازنگری: ۱۳۹۹/۰۹/۰۳

تاریخ پذیرش: ۱۳۹۹/۰۹/۳۰

چکیده

کنترل نظم و سمت گیری ملکولهای بلور مایع توسط سطوح محدود کننده، از دلایل اهمیت استفاده آنها در صنایع مختلف است. چنگ زدگی سطحی در مجاورت سطوح مرزی، از مهم ترین ویژگی های این مواد به شمار می رود. انرژی برهم کنشی در سطوح محدود کننده تخت، در چارچوب نظریه راینی-پاپولار قابل بررسی است. اما سطوح غیر تخت در چارچوب هایی مانند نظریه فوکودا باید بررسی شود. عموماً در بررسی های نظری، از اثر انرژی شبه سطحی چشم پوشی می کنیم. در این مقاله، ما با در نظر گرفتن اثر این انرژی در انرژی سطحی، تغییرات میدان جهت نما و انرژی چنگ زدگی یک تیغه با سطحی به شکل سینوسی با دامنه مشخصی را بررسی می کنیم و بستگی صریح انرژی دستگاه به پارامترهای هندسی آن نظیر دامنه شیارها را تعیین می کنیم. به این منظور، تیغه

^۱ DOI: 10.22051/ijap.2020.32949.1174

^۲ دانش آموزخته کارشناسی ارشد فیزیک، گروه فیزیک، دانشکده فیزیک و شیمی، دانشگاه الزهرا، تهران، ایران.
zahrakeikavousi@gmail.com

^۳ دانشیار، گروه فیزیک، دانشکده فیزیک و شیمی، دانشگاه الزهرا، تهران، ایران. (نویسنده مسئول).
ssohari@alzahra.ac.ir

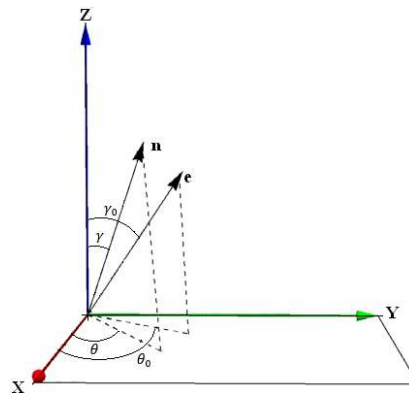
^۴ استادیار، گروه فیزیک، دانشگاه قم، قم، ایران. reza.mozaffari@gmail.com

نماتیک با دو سطح مرزی بی‌نهایت در نظر می‌گیریم و انرژی چنگ‌زدگی را با استفاده از نظریه فوکودا برای لایه گذار سطحی در مجاورت سطح شیاردار سینوسی به دست می‌آوریم. سپس در مورد تغییرات مؤلفه‌های میدان جهت‌نما و انرژی چنگ‌زدگی برای این تیغه تحت اثر میدان الکتریکی، بحث می‌کنیم. نشان می‌دهیم که بیشترین انرژی چنگ‌زدگی، متناظر با شرایطی است که میدان خارجی وجود ندارد. همچنین در می‌یابیم که حضور میدان به کاهش روند تغییرات انرژی چنگ‌زدگی می‌انجامد.

واژگان کلیدی: بلور مایع نماتیک، انرژی چنگ‌زدگی، میدان الکتریکی.

۱. مقدمه

بلورهای مایع را می‌توان موادی تعریف کرد که فازی میان فازهای جامد بلوری و مایعات همسانگرد دارند، به طوری که با افزایش دما از فاز جامد و با کاهش دما از فاز مایع همسانگرد می‌توان به این فاز رسید. این مواد مانند مایعات جریان می‌یابند، در حالی که برخی ویژگی‌های جامدات بلورین را دارند [۱]. به همین دلیل، این فاز از مواد به مزوفاز معروفند. مزوفازهای بلور مایع بر اساس تغییرات پارامتر نظم آن‌ها به چند دسته تقسیم می‌شود که مهم‌ترین آن‌ها عبارت است از: نماتیک‌ها، کلستریک‌ها و اسمکتیک‌ها [۲]. نماتیک‌ها معمولاً به عنوان ساده‌ترین فاز بلورهای مایع شناخته می‌شوند. در این فاز، میانگین جهت‌گیری ملکول‌ها را با امتداد مشخصی به نام جهت‌نما \mathbf{n} تعریف می‌کنند [۲]. وقتی فاز نماتیک در تماس با فاز دیگری قرار گیرد، سطح میانی دو فاز، بلور مایع را محدود می‌کند، در نتیجه، ملکول‌های بلور مایع در نواحی نزدیک این سطح، تمایل به جهت‌گیری در امتداد خاصی از تیغه پیدا می‌کنند [۳، ۴]. این امتداد با محور آسان سطح \mathbf{e} مشخص می‌شود (شکل ۱).



شکل ۱ جهت‌گیری جهت‌نما \mathbf{n} و محور آسان \mathbf{e} با زوایای قطبی γ و سمتی θ .

انرژی سطحی عامل مهمی در تعیین ساختار بلورهای مایع است، که توسط قدرت چنگ زدگی W مشخص می شود و تعیین کننده انرژی لازم برای انحراف جهت نما از امتداد محور آسان تحت زاویه ای خاص است [۵]. چنانچه برهم کنش ملکول های بلور با سطح تیغه به حدی قوی باشد که جهت نما در این بستر همیشه بر امتداد محور آسان منطبق باشد، وضعیت چنگ زدگی قوی داریم. اما اگر این جفت شدگی محدود باشد، به طوری که جهت نمای تیغه بلور مایع از محور آسان سطح منحرف شود، در این وضعیت، چنگ زدگی ضعیف خواهیم داشت [۳، ۶]. انرژی برهم کنشی در واحد سطح بلور مایع با رابطه راینی و پاپولار [۷]، به شکل $f_s = \frac{1}{2} W \sin^2 \alpha$ بیان می شود. در این رابطه، α زاویه بین جهت نما \mathbf{n} و محور آسان \mathbf{e} است [۷، ۸]. این رابطه برای تعیین انرژی چنگ زدگی در سطح صاف بسیار مناسب است [۷، ۹]. اما در صورتی که سطح تیغه صاف نباشد استفاده از این رابطه مناسب نیست. یکی از وضعیت هایی که در کاربردهای مختلف بلورهای مایع مطرح می شود سطوحی با شیارهای سینوسی است که در بررسی آن ها استفاده از مدل های دیگری پیشنهاد شده است. اولین بار برمن [۱۰] و سال ها بعد از او، فوکودا و همکارانش [۱۱]، مطالعات خود را بر سطوح شیاردار آغاز و مدل هایی پیشنهاد کردند [۱۱، ۱۲]. در این مقاله، ما از مدلی استفاده خواهیم کرد که بر پایه نظریه و مدل پیشنهادی فوکودا بنا شده است؛ در این مدل بلور مایع در تیغه ای دارای سطح شیاردار سینوسی قرار می گیرد و اعوجاج بلور مایع نسبت به همسویی یکنواخت، به اندازه کافی کوچک فرض می شود [۱۱، ۱۳]. در نتیجه، با استفاده از این تقریب می توان مؤلفه های جهت نما و نیز انرژی چنگ زدگی بلور مایع نماتیک را تحت شرایط مختلف تعیین کرد.

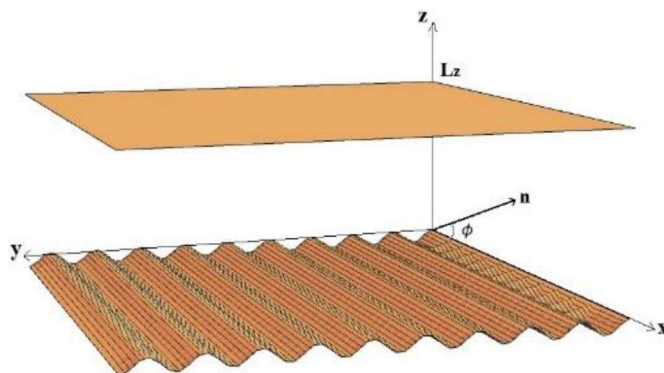
۲. فرمول بندی و محاسبات

تیغه بلور مایع نماتیک را با قرار دادن بلور مایع بین دو سطح به فاصله L_z از هم می سازیم. سطح پایینی سطح شیاردار با ساختار سینوسی و شیارهایی در امتداد محور x فرض می شود و سطح بالایی را صاف در نظر می گیریم (شکل ۲). ساختار هندسی این تیغه و سطوح آن را می توان با روابط ۱ و ۲ تعریف کرد [۱۱، ۱۴]،

$$z = A \sin[q(x \sin \phi + y \cos \phi)] \quad (1)$$

$$z = L_z \quad (2)$$

در این هندسه، ϕ زاویه بین امتداد جهت نما و شیارهای سطح و A دامنه شیارهای سطح سینوسی است. $q = 2\pi/\lambda$ عدد موج این ساختار سینوسی را نشان می دهد [۱۰، ۱۱، ۱۳].



شکل ۲ هندسه مسئله تیغه بلور مایع نماتیک؛ ϕ زاویه بین جهت نما و محور X (امتداد شیارها) است.

چگالی انرژی آزاد کشسانی در چارچوب نظریه فرانک به صورت زیر تعریف می‌شود [۲، ۱۳]:

$$f = \frac{1}{2}(K_1(\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + K_2(\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{n})^2 + K_3(\mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{n})^2 - K_s \nabla \cdot (\mathbf{n} \nabla \cdot \mathbf{n} + \mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{n})) \quad (۳)$$

در رابطه (۳)، K_1 و K_2 و K_3 به ترتیب ثابت‌های کشسانی گسترده و پیچیده و خمیده است و K_s ثابت کشسانی شبه سطح است که به صورت $K_s = \frac{1}{2}(K_1 + K_2)$ تعریف می‌شود [۱۵-۱۷]. از آنجا که، شیارهای سطح در راستای محور x فرض شده‌اند، طبق نظریه فوکودا [۱۱]، اعوجاج بلور مایع نماتیک از امتداد همسویی یکنواخت را می‌توانیم به اندازه کافی کوچک در نظر بگیریم [۱۱]، در این صورت، $n_x \approx 1$ و رابطه (۳) به رابطه (۴) ساده می‌شود [۱۱، ۱۳]،

$$f_F = \left(K_1(\partial_y n_y + \partial_z n_z)^2 + K_2(\partial_y n_z - \partial_z n_y)^2 + K_3 \left((\partial_x n_y)^2 + (\partial_x n_z)^2 \right) - 2K_s(\partial_y n_y \partial_z n_z - \partial_y n_z \partial_z n_y) \right) \quad (۴)$$

انرژی کشسانی فرانک را نیز می‌توان با استفاده از رابطه (۵) محاسبه کرد:

$$F = \frac{1}{2} \int f_F \, dr \quad (۵)$$

با در نظر گرفتن شرایط مرزی زیر [۱۳]،

$$K_2(\partial_y n_z - \partial_z n_y) = K_s \partial_y n_z, \quad (۶)$$

$$n_z = Aq \sin \phi \cos[q(x \sin \phi + y \cos \phi)], \quad (۷)$$

در چارچوب نظریه فوکودا و با به کار بردن معادلات اوپلر-لاگرانژ [۱۱، ۱۸-۲۰]، مؤلفه‌های میدان جهت نما در نواحی نزدیک سطح شیاردار یا در واقع در یک لایه گذار سطحی به عنوان لایه همسویی، به صورت زیر به دست می‌آید [۱۳]،

$$n_x = 1 \quad (۸)$$

$$n_y = Aq \sin\phi \sin[q(x \sin\phi + y \cos\phi)] \left(\frac{\cos\phi}{g_1} e^{-qzg_1} + \frac{K_s}{K_3} \cot^2\phi \left(\frac{\cos\phi}{g_1} e^{-qzg_1} - \frac{\cos\phi}{g_2} e^{-qzg_2} \right) \right) \quad (9)$$

$$n_z = Aq \sin\phi \cos[q(x \sin\phi + y \cos\phi)] \left(e^{-qzg_1} + \frac{K_s}{K_3} \cot^2\phi (e^{-qzg_1} - e^{-qzg_2}) \right) \quad (10)$$

با

$$g_i(\phi) = \sqrt{\cos^2\phi + (K_3/K_i)\sin^2\phi} \quad (i = 1,2) \quad (11)$$

همچنین، نزدیک سطح بالایی تیغه که سطح کاملاً صاف فرض شده است، داریم: $n_x = 1$ و $n_y = n_z = 0$

با توجه به روابط (۹) و (۱۰) که توصیف کننده مؤلفه‌های میدان جهت‌نما در ناحیه نزدیک سطح شیاردارند و همچنین با استفاده از رابطه (۵)، می‌توانیم انرژی چنگ‌زدگی در واحد سطح را به دست آوریم،

$$F = \frac{1}{8} A^2 q^3 K_3 ((\cos 2\phi - 1) - \frac{2K_s}{K_3} (\cos 2\phi + 1)) (-1 + e^{-2Lzq}) \quad (12)$$

حال، میدان الکتریکی $\mathbf{E} = (0, 0, E)$ را به تیغه اعمال می‌کنیم تا تغییرات انرژی چنگ‌زدگی آن را در حضور میدان‌های الکتریکی مختلف بررسی کنیم. تحت این شرایط، چگالی انرژی آزاد کل این تیغه با عبارت زیر داده می‌شود،

$$f_T = f_{elastic} + f_{field} \quad (13)$$

بنابراین، انرژی آزاد کل به صورت زیر به دست می‌آید،

$$F_T = \int dr \left(\frac{1}{2} (K_1 (\partial_y n_y + \partial_z n_z)^2 + K_2 (\partial_y n_z - \partial_z n_y)^2 + K_3 [(\partial_x n_y)^2 + (\partial_x n_z)^2]) - 2K_s (\partial_y n_y \partial_z n_z - \partial_y n_z \partial_z n_y) \right) - \frac{1}{2} \frac{\epsilon_a}{4\pi} (n_z E)^2 \quad (14)$$

حال، با توجه به شرایط مرزی مسئله که توسط رابطه‌های (۶) و (۷) داده می‌شود و با استفاده از معادلات اوایلر-لاگرانژ، می‌توانیم مؤلفه‌های میدان جهت‌نما را برای این شرایط جدید تعیین کنیم. نتایج این محاسبات به صورت روابط (۱۵) و (۱۶) به دست می‌آید،

$$n_y = Aq \sin\phi \sin[q(x \sin\phi + y \cos\phi)] \left\{ \left(\frac{\cos\phi}{g_1} e^{-qzg_1} + \frac{K_s}{K_3} \cot^2\phi \left(\frac{\cos\phi}{g_1} e^{-qzg_1} - \frac{\cos\phi}{g_2} e^{-qzg_2} \right) \right) - \frac{\epsilon_a z}{K_1 4\pi} E^2 \frac{1}{q \cos\phi} \right\} \quad (15)$$

$$n_z = Aq \sin\phi \cos[q(x \sin\phi + y \cos\phi)] \left\{ \left(e^{-qzg_1} + \frac{K_s}{K_3} \cot^2\phi (e^{-qzg_1} - e^{-qzg_2}) \right) + \frac{\epsilon_a}{K_1 4\pi} E^2 \frac{1}{q^2 \cos^2\phi} \right\} \quad (16)$$

به این ترتیب، با قرار دادن این مؤلفه‌ها (روابط (۱۵) و (۱۶)) در رابطه (۱۴) و انجام چند عمل ریاضی نسبتاً ساده، تغییرات انرژی در لایه گذار سطحی در حضور میدان الکتریکی، به دست می‌آید که نتیجه آن با رابطه (۱۷) نشان داده شده است،

$$F = -\frac{1}{64\pi q} A^2 e^{-2L_z q} (-1 + e^{2L_z q}) \sin \phi \left(2q^2 (\varepsilon_a E^2 - 4\pi q^2 ((K_3 + 2K_s) - (K_3 - 2K_s) \cos(2\phi))) \sin \phi + \varepsilon_a E^2 \sec \phi \sin(q \cos \phi) (-\sin(q \cos \phi) + \sin(q(\cos \phi + 2\sin \phi))) \right) \quad (17)$$

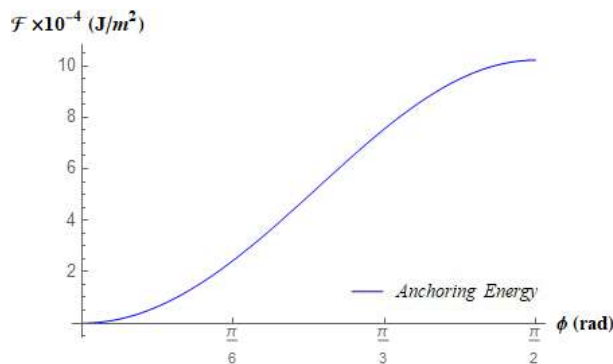
این رابطه بستگی صریح انرژی را به پارامترهای هندسی تیغه از جمله دامنه شیارها و عدد موجی وابسته به سطح تیغه نشان می‌دهد.

۳. نتایج و بحث

در این بخش با بررسی نتایج بخش قبل، تغییرات ساختاری بلور مایع را در یک تیغه مطالعه می‌کنیم و به این ترتیب سعی در تعمیق در کمان از آثار شکل سطوح تیغه در تنظیم رفتار بلورهای مایع نماتیک داریم. برای این منظور، نمودار انرژی چنگ‌زدگی به دست آمده در واحد سطح (رابطه (۱۲)) را با استفاده از مقادیر نوعی جدول ۱، رسم می‌کنیم (شکل ۳).

جدول ۱ مقادیر مورد نیاز برای رسم منحنی انرژی چنگ‌زدگی در نزدیکی سطوح [۱۱، ۱۲].

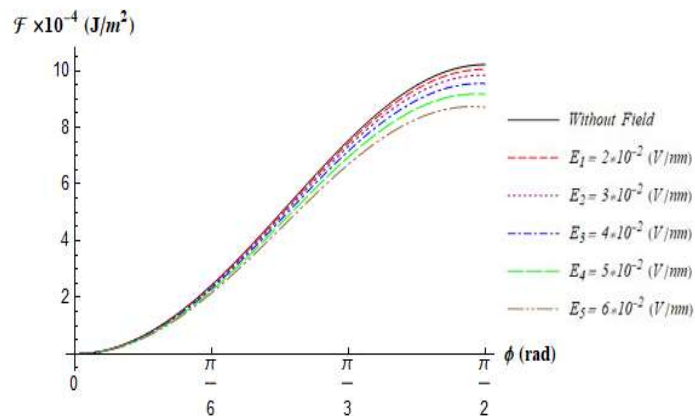
A (nm)	q (nm) ⁻¹	K_3 (nN)	K_s (nN)	L_z (nm)
0.5	$3\pi/8$	0.01	0.0047	5



شکل ۳ انرژی چنگ‌زدگی بلور مایع نماتیک در نزدیکی سطح شیاردار در چارچوب نظریه فوکودا.

در شکل ۳، تغییرات انرژی چنگ‌زدگی در واحد سطح برحسب زاویه ϕ (زاویه بین امتداد شیارهای سطح و جهت نما) رسم شده است. همان‌طور که در این شکل دیده می‌شود، به ازای

زاویه $\phi = 0^\circ$ ، انرژی چنگ زدگی صفر است. از آنجا که، محور آسان سطح پایینی تیغه در راستای محور x قرار دارد و در واقع دارای چنگ زدگی صفحه‌ای^۱ هستیم، لذا به ازای این زاویه، امتدادهای جهت نما و محور آسان بر هم منطبق می‌شوند که متناظر به کمترین مقدار انرژی چنگ زدگی در واحد سطح خواهد بود. اما با افزایش زاویه ϕ ، این انرژی نیز افزایش می‌یابد، تا جایی که در زاویه $\phi = \frac{\pi}{2}$ بیشترین مقدار انرژی چنگ زدگی را خواهیم داشت. به ازای این زاویه، امتدادهای محور آسان و جهت نما نسبت به هم به صورت عمود بر یکدیگر قرار خواهند گرفت. اینک، نحوه پاسخ‌دهی این تیغه نماتیک را به میدان الکتریکی خارجی بررسی می‌کنیم. برای این کار، می‌توانیم از مقایسه دو رابطه (۱۲) و (۱۷) و رسم نمودار تغییرات انرژی چنگ زدگی به ازای میدان‌هایی با شدت‌های مختلف، کمک بگیریم. در حقیقت، ما در اینجا برای بررسی این نکته که میدان‌های الکتریکی متفاوت چه تأثیری در انرژی چنگ زدگی چنین تیغه ای خواهد داشت، از مقادیر نوعی جدول ۱ استفاده می‌کنیم و با در نظر گرفتن $\epsilon_a = 11$ [۲۱]، تغییرات انرژی چنگ زدگی برحسب زاویه ϕ را برای میدان‌های با شدت‌های مختلف از $2 \times 10^{-2} V/nm$ تا $6 \times 10^{-2} V/nm$ رسم می‌کنیم. نتایج در شکل ۴ آمده است.



شکل ۴ تغییرات انرژی چنگ زدگی بلور مایع نماتیک نسبت به زاویه ϕ بدون حضور میدان الکتریکی خارجی (نمودار توپر) و در حضور میدان‌های الکتریکی با شدت‌های مختلف از $2 \times 10^{-2} V/nm$ تا $6 \times 10^{-2} V/nm$ (نمودارهای خط‌چین).

^۱ همانطور که در شکل ۱ اشاره شد، سمت‌گیری محور آسان و جهت نما با زوایای قطبی γ و سمتی θ مشخص می‌شود. اگر $\gamma_0 = 0$ باشد و زاویه سمتی جهت‌گیری ترجیحی نداشته باشد، جهت نما موازی با زیرلایه است. در این حالت جهت‌گیری صفحه‌ای یا مماسی داریم [۵، ۱۷، ۲۲].

همانطور که از شکل ۴ ملاحظه می‌شود، به ازای زاویه‌های کوچک ϕ ، تغییرات انرژی صفر است و تقریباً تمام نمودارهای مربوط به شدت‌های مختلف میدان نیز بر هم منطبقند. اما وقتی جهت‌نما نسبت به سطح شیاردار زاویه پیدا می‌کند، انرژی افزایش می‌یابد. در حالتی که میدان وجود ندارد یا $\mathbf{E} = \mathbf{0}$ (نمودار توپر)، انرژی چنگ‌زدگی بیشترین مقدار را دارد. بدیهی است که افزایش انرژی ناشی از افزایش زاویه بین امتداد جهت‌نما و محور آسان است. اما وقتی میدان اعمال می‌شود (نمودارهای خط‌چین)، علاوه بر زاویه بین جهت‌نما و محور آسان، زاویه بین میدان جهت‌نما و میدان الکتریکی خارجی نیز تغییر خواهد کرد. این تغییر جهت‌گیری ناشی از آن است که در شرایط ناهمسانگردی دی‌الکتریکی مثبت $\epsilon_a > 0$ ، جهت‌نما تمایل دارد موازی با میدان (در راستای محور z) قرار گیرد [۱۷] و در زاویه $\phi = 90^\circ$ درجه شاهد این رخداد خواهیم بود. بنابراین به ازای این زاویه، بیشترین تغییرات انرژی الکتریکی را نسبت به شرایطی با هر زاویه دیگر ϕ خواهیم داشت، به طوری که برای تیغه‌ای که تحت اثر میدان‌های الکتریکی از مرتبه $E = 2 \times 10^{-2} \frac{V}{nm}$ و $E = 3 \times 10^{-2} \frac{V}{nm}$ قرار گرفته است، کمترین مقدار تغییرات را نسبت به وضعیتی که هیچ میدان خارجی وجود ندارد، مشاهده می‌کنیم. در صورتی که در میدان‌های بزرگتر از $E = 4 \times 10^{-2} \frac{V}{nm}$ تغییرات انرژی نسبت به وضعیت بدون میدان افزایش یافته است. می‌توان گفت یکی از دلایل اعمال میدان‌های الکتریکی خارجی به بلورهای مایع، پاسخ مناسب و تغییر سریع جهت آن‌ها نسبت به میدان اعمالی است. همین امر سبب شده است که این مواد در صنعت بسیار استفاده شود [۱۷].

۴. نتیجه‌گیری

در این پژوهش، ما با استفاده از مدل فوکودا، اثر میدان الکتریکی خارجی را در تغییرات پروفایل جهت‌نما و انرژی چنگ‌زدگی تیغه‌ای با سطح شیاردار بررسی کردیم. محاسبات در چارچوب نظریه پیوستگی کشسانی و با در نظر گرفتن انرژی کشسانی شبه سطح انجام شد. با محاسبه انرژی آزاد کل و تغییرات انرژی در لایه گذار سطحی در حضور میدان الکتریکی، بستگی صریح انرژی دستگاه به پارامترهای هندسی آن نظیر دامنه شیارها را به دست آوردیم. مقایسه نتایج برای میدان‌های الکتریکی با شدت‌های مختلف نشان داد که بیشترین میزان انرژی چنگ‌زدگی، مطابق انتظارات، متناظر با شرایطی است که میدان الکتریکی وجود ندارد. با اعمال میدان الکتریکی و افزایش شدت آن، انرژی کل دستگاه کاهش و همچنین زاویه بین امتدادهای جهت‌نما و محور آسان سطح افزایش می‌یابد. به علاوه، در حالت تعادل این دو امتداد، بیشترین میزان انرژی

چنگ زدگی به دست می آید. از طرفی، اعمال میدان الکتریکی با شدت های مختلف به این تیغه نشان داد که حضور میدان به کاهش روند تغییرات انرژی چنگ زدگی می انجامد، به طوری که در میدان های کوچک (از مرتبه $10^{-2} \frac{V}{nm}$) تغییرات کمتری داریم، در حالی که در میدان های بزرگتر، تغییرات بیشتری را نسبت به حالتی که میدان خارجی وجود ندارد، مشاهده می کنیم. بر این اساس و با توجه به اینکه میدان الکتریکی خارجی باعث تغییر جهت و نیز انرژی بلور مایع می شود، اهمیت استفاده از بلورهای مایع در صنایع مختلف از جمله در نمایشگرها، ناشی از این حقیقت است که نظم ساختاری بلور مایع توسط عوامل مختلف تنظیم پذیر است [۱۷].

۵. تقدیر و تشکر

حمایت معاونت پژوهشی دانشگاه الزهراء مورد قدردانی و تشکر است.

منابع

- [1] Khoo I-C, *Liquid Crystals*, 2nd ed., John Wiley & Sons, New Jersey, pp.1-3, 2007.
- [2] Gennes P. and J. Prost, *The physics of liquid crystals*, 2nd ed., Oxford University, Oxford, pp.10-18, 1993.
- [3] Andrienko D., "Introduction to Liquid crystals," *Molecular liquids* 267, vol. 267, pp. 520-541, 2018.
- [4] Jerome B., "Surface effects and anchoring in liquid crystals," *Reports on progress in physics*, vol. 54, no. 3, pp. 391-451, 1991.
- [5] Yaroshchuk O. and Reznikov Y., "Photoalignment of liquid crystals: basics and current trends," *Journal of materials chemistry*, vol. 22, no. 2, pp. 286-300, 2012.
- [6] Kleman M. and Lavrentovich O. D., *Soft matter physics: an introduction*, Springer, New York, pp.158-160, 2003.
- [7] Rapini A. and Papoular M., "Distorsion d'une lamelle nematique sous champ magnetique conditions d'ancrage aux parois," *journal de physique*, vol. 30, no. C4, pp. C4-54- C4-56, 1969.
- [8] Guo-Chen Y., Shu-Jing Z., Li-Jun H. and Rong-Hua G., "The formula of anchoring energy for a nematic liquid crystal," *Liquid Crystals*, vol. 31, no. 8, pp. 1093-1100, 2004.
- [9] Shoarinejad S. and Shahzamanian M., "Director structure in a chiral nematic slab: Threshold field and pitch variations," *Research Letters in Physical Chemistry*, vol. 1, no. 2, pp. 134-141, 2013.
- [10] W. Berreman D., "Alignment of liquid crystals by grooved surfaces," *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, vol. 23, no. 3-4, pp. 215-231, 1973.
- [11] Fukuda J.-i., "Surface-groove-induced azimuthal anchoring of a nematic liquid crystal: Berreman's model reexamined," *Physical Review Letters*, vol. 98, no. 18, 2007.
- [12] Fukuda J.-i., Yoneya M. and Yokoyama H., "Anchoring of a nematic liquid crystal induced by surface grooves: a numerical study," *Physical Review E*, vol. 77, no. 3, 2008.
- [13] Fukuda J.-i., Yoneya M. and Yokoyama H., "Erratum: Surface-groove-induced azimuthal anchoring of a nematic liquid crystals: Berreman's model reexamined [Phys.Rev.Lett.98,187803 (2007)]," *Physical review letters*, vol. 99, no. 13, 2007.
- [14] Choi Y., Yokoyama H. and Seog Gwag J., "Determination of surface nematic liquid crystal anchoring strength using nano-scale surface grooves," *Optical Express*, vol. 21, no. 10, p. 12135, 2013.

- [15] Demus D., Goodby J., Gray G., Spiess H. and Vill V., *Handbook of liquid crystals Low molecular weight liquid crystals I*, vol. 2A, Wiley-VCH, Weinheim, pp.256-257, 1998.
- [16] Nehring J. and Saupe A., "On the elastic theory of uniaxial liquid crystals," *The journal of chemical physics*, vol. 54, no. 1, pp. 337-343, 1971.
- [17] Yang D.-K. and Wu S.-T., *Fundamentals of Liquid crystals devices*, John Wiley & Sons, Chichester, pp.20-38, 2006.
- [18] Shoarinejad S. and Shahzamanian M., "On the numerical study of Frederick transition in nematic liquid crystals," *journal of molecular liquids*, vol. 138, no. 1-3, pp. 14-19, 2008.
- [19] Chen R. H., *Liquid crystal displays fundamental physics and technology*, John Wiley & Sons, Hoboken, pp. 132-138, 2011.
- [20] Ball J. M., "Mathematics and liquid crystals", *Molecular crystals and liquid crystals*, vol. 647, no. 1, pp. 1-27, 2017.
- [21] Ravnik M., *Colloidal structures confined to thin nematic layers*, PhD Thesis, Faculty of mathematics and physics, Department of Physics, University of Ljubljana, Ljubljana, Slovenia, 2009.
- [22] Alla R. A., *On the control of nematic liquid crystal alignment*, PhD Thesis, Department of Physics, University of Gothenburg, Gothenburg, Sweden, 2013.