



تعیین ناپایداری کششی غیر خطی وابسته به اندازه برای نانو تیرهای دو سر درگیر با استفاده از تئوری گرادیان کرنش و روش پریشیدگی هوموتوپی

ایمان کریمی پور¹، احمدرضا کریمی پور²، یعقوب طادی بنی^{3*}

- 1- کارشناس ارشد، دانشکده فنی و مهندسی، دانشگاه شهرکرد، شهرکرد
 - 2- مربی، بخش مهندسی عمران، دانشگاه پیام نور، تهران
 - 3- استادیار دانشکده فنی و مهندسی، دانشگاه شهرکرد، شهرکرد
- *شهرکرد، صندوق پستی 115، tadi@eng.sku.ac.ir

چکیده

در دهه اخیر مدل کردن ناپایداری سازه‌های نانویی علاقه‌مندان زیادی را در زمینه نانو مکانیک و میکاترونیک به خود جلب کرده است. سوئیچ‌های نانو مکانیکی اساس ساخت و طراحی سیستم‌های میکرو الکترومکانیکی مانند نانو عملگرها هستند. یک نوع معمول سیستم‌های میکرو الکترومکانیکی نانو تیرهای دو سر درگیر بوده که در آینه‌های میکرو استفاده می‌شود. در مقیاس نانو کاهش فاصله بین دو الکترود باعث ایجاد تعامل مولکولی نیروی واندروالس می‌شود که باید در طراحی و ساخت سیستم‌های نانو مورد توجه قرار گیرد. در این مقاله نظریه گرادیان کرنش برای پیش‌بینی ناپایداری ولتاژ کششی وابسته به اندازه نانو تیرها که شامل زیرمجموعه‌ای از سیستم‌های الکترومکانیکی هستند بکار برده می‌شود. نظریه کرنش غیرخطی ون کارمن برای به دست آوردن معادله حاکم غیرخطی بر تیر استفاده شده و نیز اثر نیروی واندروالس در معادلات حاکم در نظر گرفته شده است. روش تحلیلی پریشیدگی هوموتوپی برای حل معادلات غیرخطی سیستم بکار برده شد و اثر نیروی جاذبه بین مولکولی واندروالس و اثر وابستگی به اندازه و نیز اهمیت اثر توام وجود این دو پارامتر روی عملکرد ناپایداری سیستم، از جمله خیز میانی ماکزیمم و ولتاژ ناپایداری مورد بحث قرار گرفته است. بر اساس یافته‌های این تحقیق می‌توان نتیجه گرفت که نیروی بین مولکولی واندروالس ولتاژ ناپایداری را کاهش می‌دهد و پارامتر اثر اندازه در مقیاس‌های نانو منجر به افزایش پارامترهای ناپایداری از جمله ولتاژ ناپایداری می‌گردد. همچنین روش پریشیدگی هوموتوپی می‌تواند به عنوان یک روش کارآمد برای تحلیل سازه‌های نانویی در مقیاس کمتر از میکرون مورد استفاده قرار گیرد.

اطلاعات مقاله

مقاله پژوهشی کامل
دریافت: 30 شهریور 1393
پذیرش: 08 آبان 1393
ارائه در سایت: 03 دی 1393
کلید واژگان:
نیروی واندروالس
روش پریشیدگی هوموتوپی
اثر اندازه
نظریه گرادیان کرنش
ناپایداری کششی

Determination of size-dependent non-linear pull-in instability of clamped nano-Beam based on the modified strain gradient theory using HPM

Iman Karimipour¹, Ahmadreza Karimipour², Yaghoub Tadi Beni^{1*}

- 1- Faculty of Engineering, Shahrkord University, Shahrkord, Iran
 - 2- Department of Civil Engineering, Payam Noor University, Tehran, Iran
- * P.O.B. 115, Shahrkord, Iran, tadi@eng.sku.ac.ir

ARTICLE INFORMATION

Original Research Paper
Received 21 September 2014
Accepted 30 October 2014
Available Online 26 December 2014

Keywords:

Van der Waals force
HPM
size effect
strain gradient theory
pull-in instability

ABSTRACT

In recent decades, modeling the instability of nanostructures has attracted a great deal of attention in nanomechanics. Nanomechanical switches are fundamental building blocks for the design of NEMS applications, such as nanotweezers and nanoscale actuators. One common type of NEMS including nano-bridge in micro mirrors, is used. At nano-scales, the decreasing gap between the two electrodes produces surface traction due to molecular interaction such as van der Waals that must be taken into account in the analysis of NEMS. In this study, strain gradient theory has been used to investigate the size dependent pull-in instability of beam-type (NEMS) where an inherent instability is found in them. The von-Karman nonlinear strain has been applied to derive the constitutive equation of the system. Effect of intermolecular force has been included in the nonlinear governing equations of the system. Homotopy perturbation method (HPM) has been employed to solve the nonlinear equations. Effect of intermolecular attraction and the size dependency and the importance of coupling between them on the instability performance i.e., critical deflection and instability voltage have been discussed. According the findings of this research, it can be concluded that intermolecular forces decrease pull-in voltage, and size effect parameter in nano scale leads to an increase of pull-in parameters. Also, HPM method can be applied as an efficient method to analyze beam type nano structures.

1- مقدمه

در ادامه پس از ذکر مقدمه‌ای به بررسی دومین پدیده مهم در سیستم‌های میکرو الکترومکانیکی پرداخته می‌شود. ایده اصلی، وارد کردن مشتقات کرنش در رابطه انرژی کرنش برای اولین بار توسط برنولی و اویلر ارائه شده است [12] ولی برای مدت زیادی رابطه ارائه شده توسط آن‌ها مورد توجه محققان قرار نگرفت. برادران کوسرات [13] برای اولین بار فرمولاسیونی برای تأثیرات گرادیان کرنش در روابط الاستیسیته بیان کردند و مفهوم کوپل تنش را بیان کردند؛ لذا برادران کوسرات در بیان رفتار مواد اقدام به در نظر گرفتن شش درجه آزادی (سه درجه آزادی جابجایی و سه درجه آزادی دورانی) در هر نقطه از جسم نمودند. در سال 1965 میندلین با وارد کردن مشتقات مرتبه دوم کرنش در فرم خطی سازی شده از نظریه کوسرات، فرم جدیدی از نظریه الاستیسیته گرادیان کرنش را ارائه کرد [14]. محققان زیادی از نظریه گرادیان کرنش برای تحلیل رفتار مواد استفاده کرده‌اند، ولی کاربرد این نظریه در پیش‌بینی رفتار مواد در مقیاس میکرو است. مطالعات تجربی نشان داده است که وقتی ابعاد جسم در مقیاس میکرو باشد نظریه الاستیسیته کلاسیک قادر به پیش‌بینی رفتار مواد نخواهد بود. از این رو با توجه به گسترش روزافزون کاربرد مواد در ابعاد میکرو، بسط و گسترش نظریه‌های الاستیسیته غیر کلاسیک برای پیش‌بینی رفتار مواد در مقیاس میکرو ضروری به نظر می‌رسد. با توجه به اینکه نظریه الاستیسیته گرادیان کرنش با وارد کردن طول مشخصه ماده در معادلات ساختاری خصوصیات ماده را نیز در نظر می‌گیرد، نتایج متفاوتی نسبت به نظریه‌های کلاسیک دارد. در نانو ساختارها، فضای خالی بین اتم‌ها نسبت به ابعاد نانو ساختار شایان توجه بوده و نمی‌توان آن را نادیده گرفت ضمناً، طول مشخصه داخلی نانو ساختارها در مرتبه طول مشخصه خارجی آن‌ها می‌باشد. بنابراین توجیه استفاده از نظریه مکانیک محیط پیوسته کلاسیک برای مدل‌سازی نانو ساختارها که اساساً بر فرض پیوستگی استوار است، مبهم می‌باشد. برای رفع این ابهام، برخی محققین بجای نظریه کلاسیک از نظریه‌های محیط پیوسته غیر کلاسیکی که می‌توانند تأثیرات ابعاد کوچک (در حد نانومتر) و ناپیوستگی ذاتی نانو ساختارها را در نظر بگیرند، بهره می‌برند. نظریه گرادیان کرنش، یکی از نظریه‌های محیط پیوسته غیر کلاسیک است که تأثیرات مقیاس‌های کوچک و عدم پیوستگی محیط مادی در معادلات مشخصه این نظریه لحاظ شده است. دومین پدیده ایجاد شده در مقیاس نانو وابستگی به اندازه مشخصات مادی می‌باشد. در نظریه گرادیان کرنش برخلاف آنچه در مکانیک کلاسیک بیان می‌شد تنش علاوه بر کرنش به گرادیان کرنش نیز وابسته است. روابط جدید در نظریه گرادیان کرنش با استفاده از اصل مینیمم انرژی پتانسیل کل استخراج شده است. در نظریه گرادیان کرنش پارامتری به نام پارامتر اثر طول معرفی می‌شود که ماهیتی آماری داشته و نشان می‌دهد که رفتار ماده در مقیاس میکرومتر به ابعاد ماده بستگی دارد، این موضوع در نظریه الاستیسیته کلاسیک به دلیل نبود این پارامتر در معادلات قابل‌بیان نبود. باید توجه داشت در غیاب پارامتر اثر طول معادلات به دست آمده در نظریه گرادیان کرنش به همان معادلات ارائه شده در مکانیک کلاسیک تبدیل می‌شود. این ضریب باید در معادلات غیرخطی و تغییر شکل‌های بزرگ ماده ظاهر شود. بطور کلی مواد نانو چون ساختار آن‌ها در ابعاد نانومتر است و مشاهدات تجربی نشان می‌دهد که رفتار مواد در ابعاد میکرومتر و نانومتر به ابعاد بستگی دارد لذا پارامتر اثر ابعاد (که به آن اثر طول نیز گفته می‌شود) در معادلات تغییر شکل الاستیک مواد در ابعاد نانومتر بایستی لحاظ گردد. در کاربردهای مهندسی اثر ابعاد ماده اهمیت به خصوصی دارد.

در سال‌های اخیر سیستم‌های میکرو الکترومکانیک به عنوان یک فناوری جدید در شاخه‌های مختلف همانند مکانیک، حرارت، شیمیایی، نورانی، مغناطیس، الکترونیک و غیره کاربردهای بسیار متنوعی پیدا نموده است. برای نمونه می‌توان به کاربرد میکرو تیرها در میکروسکوپ‌های اتمی¹، میکرو سوئیچ‌ها، حسگرهای جرم، شتاب سنح‌های میکرو، آینه‌های میکرو²، پنجره‌های تنظیم نور³ اشاره کرد. امروزه سیستم‌های نانو الکترومکانیک به طور گسترده‌ای برای توسعه ابزارهای نانویی همانند گیره‌ها، سوئیچ‌ها و غیره استفاده می‌شود [1]. عملکرد عمده این سیستم‌ها بر اساس تغییر شکل یک تیر در ابعاد میکرو است. لذا مطالعه رفتار و کنترل میکرو تیرها از اهمیت خاصی در علوم و مهندسی برخوردار خواهد بود. مطالعه مشخصات ناپایداری در سیستم‌های میکرو الکترواستاتیک در دو دهه اخیر توسط محققین مختلفی بررسی شده است اما این مطالعات در مقیاس نانو انجام نگرفته است [2,3]. با کاهش ابعاد از میکرو به نانو، پدیده‌های مختلفی ظاهر می‌گردد که در این مقاله دو اثر از این پدیده‌ها مورد بررسی قرار گرفته است. اولین پدیده‌ای که در مقیاس نانو ظاهر می‌شود نیروهای بین‌مولکولی همانند نیروی کازمیر و واندروالس می‌باشد که در این مطالعه تنها نیروی واندروالس مورد بررسی قرار گرفته است. مدل‌های زیادی برای شبیه‌سازی پدیده‌ی جذبی در رفتار استاتیکی و دینامیکی میکرو و نانو تیرهایی که توسط جریان الکتروسیسته تحریک می‌شوند، ارائه شده‌اند که به بیان تعدادی از آن‌ها می‌پردازیم.

یونس و نایفه یک مدل غیرخطی برای میکرو تیرهایی که تحت نیروی الکترواستاتیکی قرار گرفته بودند، ارائه کردند که نیروی ذخیره شده در میکرو تیر و کشش صفحه‌ی میانی تیر را شامل می‌شد. آن‌ها به صورت عددی به حل مسئله پرداختند و تغییر مکان استاتیکی میکرو تیر تحت تأثیر ولتاژ مستقیم را مورد بررسی قرار دادند. آن‌ها با استفاده از روش شویتینگ⁴ به حل مقادیر ویژه مسئله ارتعاش تیر حول نقطه‌ی پایدار آن پرداختند. نتایج آن‌ها نشان داد که در نظر نگرفتن کشش صفحه‌ی میانی باعث خطای قابل توجهی در به دست آوردن ولتاژ پدیده ناپایداری جذبی می‌شود [4]. مطالعه اثر نیروهای کازمیر و واندروالس روی ناپایداری میکرو سازه‌ها در مطالعات مختلفی انجام شده است [5,6]. طادی و کریمی پور با استفاده از تئوری گرادیان کرنش اثرات نیروی واندروالس بر روی تیر یکسر درگیر را مطالعه کردند [7]. نیروی واندروالس در صورتی که فاصله بین اجزای یک نانو عملگر کمتر از ده نانومتر باشد، دارای اهمیت خواهد بود [2]. در این حالت جاذبه بین دو جزء متناسب با عکس توان سوم فاصله جدایی دو جزء می‌باشد [8]. فرخ‌آبادی و همکارانش رفتار ناپایداری را در ورق‌های میکرو با فرض اثر نیروی واندروالس بررسی نمودند [6]. دکوسنس و همکارانش اثر نیروی واندروالس را بر روی ولتاژ ناپایداری در نانولوله کربنی بر پایه عملگرهای میکرو الکترومکانیکی انجام دادند [9]. رهایی فرد و همکارانش خیز و ناپایداری استاتیکی میکرو تیرهای دو سر درگیر را بر اساس نظریه کوپل تنش اصلاح شده ارائه دادند. آن‌ها در این مطالعه اثرات نیروهای بین‌مولکولی را نادیده گرفتند و تنها اثر نیروی الکترواستاتیک را در معادلات خود اعمال نمودند [10]. اثر نیروی واندروالس توسط طادی و همکارانش بر نانو تیرها با استفاده از تئوری کوپل تنش مورد بررسی قرار گرفت. آن‌ها در مدل خود از اثرات نیروی محوری و کشش صفحه میانی نانو تیر صرف نظر کردند [11].

1- Atomic Force Microscopy
2- Micro Mirrors
3- Grating Light Valves
4- Shouting Method

خوبی حاصل شده است. در ضمن تأثیر اثر اندازه، بر روی ولتاژ ناپایداری در مقایسه با مدل‌های کلاسیک و کوپل تنش ارائه شده است و می‌توان گفت این تحقیق برای اولین بار با روش پریشیدگی هوموتوبی حل مسائل نانو تیر در مقیاس نانو را با نظریه گرادیان کرنش به کار می‌گیرد. همان‌طور که مشاهده می‌شود بررسی پدیده ولتاژ ناپایداری با حضور نیروی مولکولی و اندروالس [2]، همراه با اثر اندازه توسط نظریه گرادیان کرنش در تحقیقات قبلی برای مسائل نانو تیر دوسر درگیر انجام نشده است، لذا در این مقاله، نظریه گرادیان کرنش به کار گرفته می‌شود تا اثرات اندازه بر روی پارامترهای ناپایداری نمازهای تیر شکل بررسی شود. در مراجع [34,35] رفتار ناپایداری کششی سیستم‌های میکرو/نانو با استفاده از تئوری تنش کوپل اصلاح شده با صرف نظر از اثر کشش میان صفحه‌ای مطالعه شده است. در حالی که در این مقاله تئوری گرادیان کرنش اصلاح شده به کار برده شده است که در آن سه پارامتر مقیاس طول داخلی وجود دارد و همچنین کشش صفحه میانی نانو تیر در ساختار مدل در نظر گرفته شده است.

2- تئوری گرادیان کرنش

با توجه به نظریه گرادیان کرنش غیرخطی پیشنهاد شده توسط لام و همکارانش [17]، انرژی کرنش ذخیره شده \bar{U} در محیط تشکیل شده از مواد الاستیک خطی به همراه تغییر شکل بسیار ناچیز به صورت رابطه (1) تا (6) نوشته می‌شود:

$$\bar{U} = \frac{1}{2} \left(\sigma_{ij} \varepsilon_{ij} + p_i \gamma_i + \tau_{ijk}^{(1)} \eta_{ijk}^{(1)} + m_{ij}^S \chi_{ij}^S \right) \quad (1)$$

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} (u_{i,j} + u_{j,i}) \quad (2)$$

$$\gamma_i = \varepsilon_{mm,i} \quad (3)$$

$$\eta_{ijk}^{(1)} = \frac{1}{3} (\varepsilon_{jk,i} + \varepsilon_{ki,j} + \varepsilon_{ij,k}) - \frac{1}{15} [\delta_{ij} (\varepsilon_{mm,k} + 2\varepsilon_{mk,m}) + \delta_{jk} (\varepsilon_{mm,i} + 2\varepsilon_{mi,m}) + \delta_{ki} (\varepsilon_{mm,j} + 2\varepsilon_{mj,m})] \quad (4)$$

$$\chi_{ij}^S = \frac{1}{2} e_{jkl} u_{l,ki} \quad (5)$$

در معادلات (1) تا (6) پارامترهای u_i و γ_i و $\eta_{ijk}^{(1)}$ و χ_{ij}^S و δ_{ij} و θ_{ijk} ترتیب نشان‌دهنده بردار جابه‌جایی، بردار گرادیان انحراف، تانسور گرادیان کششی انحراف، تانسور گرادیان چرخشی متقارن، دلتا کرونگر و نماد جایگشت می‌باشند. همچنین σ_{ij} و p_i و $\tau_{ijk}^{(1)}$ و m_{ij}^S تنش‌های کوشی و تانسورهای تنش مرتبه بالا هستند: (رابطه‌های (6) تا (9)) [17]

$$\sigma_{ij} = 2\mu \left(\varepsilon_{ij} + \frac{\nu}{1-2\nu} \varepsilon_{mm} \delta_{ij} \right) \quad (6)$$

$$p_i = 2\mu l_0^2 \gamma_i \quad (7)$$

$$\tau_{ijk}^{(1)} = 2\mu l_1^2 \eta_{ijk}^{(1)} \quad (8)$$

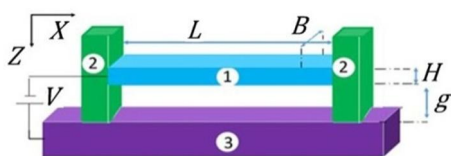
$$m_{ij}^S = 2\mu l_2^2 \chi_{ij}^S \quad (9)$$

در معادلات (6) تا (9) ضرایب ν و μ به ترتیب ضریب پواسون و مدول برشی هستند و همچنین پارامترهای l_0 و l_1 و l_2 به ترتیب

نظریه کلاسیک، قابلیت توصیف رفتار وابستگی به اندازه را در سازه‌های بسیار کوچک ندارد بنابراین نظریه‌های غیرکلاسیک همانند الاستیک غیر موضعی [15]، تنش کوپل [16]، نظریه گرادیان کرنش [17]، نظریه تنش کوپل اصلاح شده [18] و غیره در سال‌های اخیر برای در نظر گرفتن اثر اندازه پیشنهاد شده است. برای حضور پارامتر اثر طول در معادلات معمولاً از نظریه کوسرات [13] استفاده می‌شود. مطالعات بر روی نتایج پارامتر اثر طول ماده در عمل بر روی فلزات در ابعاد میکرومتر (با ساختار نانومتری) توسط فلک و همکارانش در سال 1994 [19] شروع شد و از آن پس توسط محققین دیگر استفاده شده است [20-22]. اثرات وابستگی به اندازه به صورت قابل توجهی خود را در آزمایش‌های تغییر شکل میکرو سازه‌ها نشان می‌دهد. بررسی‌ها نشان داده است که سختی پیچشی سیم مسی با کاهش یافتن قطر سیم از 170 به 12 میکرومتر سه برابر افزایش می‌یابد [19]. همچنین رفتار قابل توجه اثر اندازه در تعدادی از انواع پلیمرها مشخص شده است [23]. در آزمایش‌های دیگر با استفاده از تست خمش در مقیاس میکرو، طول مشخصه برای مس 4 میکرومتر و برای نیکل 5 میکرومتر تعیین شد [24]. همه این آزمایش‌های تجربی نشان می‌دهند که در مقیاس میکرو/نانو ثابت‌های الاستیک ماده وابستگی شدیدی به ابعاد سازه دارد [25]. لذا برای در نظر گرفتن اثر اندازه سازه از تئوری‌های مربوطه که قابلیت مدلسازی این اثر را دارند همانند گرادیان کرنش باید استفاده شود. در مراجع روش‌هایی همانند روش دینامیک ملکولی و آزمایشگاهی برای اندازه گیری پارامتر اثر اندازه بیان شده است. با توجه به رفتار آماری پارامترهای اثر طول، قابل پیش‌بینی است که در نظر گرفتن تغییر شکل‌ها به صورت تغییر شکل‌های بزرگ و متعاقباً معادلات غیرخطی جواب‌های مناسب‌تری را برای میکرو سازه‌ها حاصل می‌نمایند. اثر دیگر در مقیاس نانو وجود اثرات لایه سطحی می‌باشد. اثر لایه سطحی یکی از پدیده‌های قابل توجهی است که روی پاسخ مکانیکی و فیزیکی نانو سازه‌ها تأثیر زیادی دارد. هی و لیل [26] پی بردند که مدول یانگ در نانو ساختارها وابستگی قابل توجهی به اثرات لایه سطحی دارد که تأثیر قابل توجه این پدیده بر روی رفتار سازه‌ها در مقیاس نانو را تأیید می‌کند. این پدیده در مراجع زیر بررسی شده اما در این مطالعه از اثر آن صرف نظر شده است [27-29].

در سال‌های اخیر پیشرفت‌های زیادی برای حل عددی مسائل، بعنوان نمونه معادلات دیفرانسیل وابسته به زمان و مکان که منجر به حل دستگاه‌های معادلات خطی با بعد بالا می‌شوند انجام گرفته است. هی روش پریشیدگی هوموتوبی را برای اولین بار در سال 1998 ارائه نمود [30] و نشان داد که این روش جدید بر روش پریشیدگی کلاسیک مزیت دارد و حدس اولیه می‌تواند با ثابت‌های مجهول آزادانه تقریب زده شود، که این مقادیر ثابت را می‌توان با روش‌های زیادی تعیین کرد و نیز تقریب‌های بدست آمده از این روش نه تنها برای مقادیر کوچک از پارامتر پریشیدگی بلکه برای مقادیر بزرگ نیز دارای اعتبار است. در بخش چهارم نحوه کارکرد این روش بیشتر توضیح داده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود از این روش در تحلیل ناپایداری کشیدگی نانو تیرها استفاده شده است [31-33].

در مقاله حاضر حل معادلات حاکم بر نانو تیر دو سر درگیر برای تعیین پارامترهای ناپایداری از جمله ولتاژ رهاشدگی نانو تیر بر اساس نظریه الاستیسته گرادیان کرنش انجام می‌گیرد. به دلیل اهمیت برخی پدیده‌ها در مقیاس نانو به مطالعه اثر اندازه و نیروی و اندروالس به صورت توأمان بر روی ناپایداری این سیستم‌ها با استفاده از روش پریشیدگی هوموتوبی پرداخته می‌شود و نتایج حاصله با روش عددی و مراجع مقایسه شده و تطابق بسیار



۱- نیر دو سر درگیر ۲- حدی الکتریک جدا کننده ۳- صفحه نایت با ولتاژ صفر

شکل 1 نانو تیر دو سر درگیر

$$\eta_{111}^{(1)} = \frac{2}{5} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial X^2} - Z \frac{\partial^3 w}{\partial X^3} + \frac{\partial w}{\partial X} \frac{\partial^2 w}{\partial X^2} \right),$$

$$\eta_{113}^{(1)} = \eta_{311}^{(1)} = \eta_{131}^{(1)} = -\frac{4}{15} \frac{\partial^2 w}{\partial X^2},$$

$$\eta_{122}^{(1)} = \eta_{133}^{(1)} = \eta_{212}^{(1)} = \eta_{221}^{(1)} = \eta_{313}^{(1)} = \eta_{331}^{(1)}$$

$$= \frac{1}{5} \left(-\frac{\partial^2 u}{\partial X^2} + Z \frac{\partial^3 w}{\partial X^3} - \frac{\partial w}{\partial X} \frac{\partial^2 w}{\partial X^2} \right),$$

$$\eta_{223}^{(1)} = \eta_{232}^{(1)} = \eta_{322}^{(1)} = \frac{1}{15} \frac{\partial^2 w}{\partial X^2},$$

$$\eta_{333}^{(1)} = \frac{1}{5} \frac{\partial^2 w}{\partial X^2} \quad (12)$$

$$\gamma_1 = \frac{\partial^2 u}{\partial X^2} - Z \frac{\partial^3 w}{\partial X^3} + \frac{\partial w}{\partial X} \frac{\partial^2 w}{\partial X^2},$$

$$\gamma_3 = -\frac{\partial^2 w}{\partial X^2} \quad (13)$$

$$\chi_{12}^S = \chi_{21}^S = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 w}{\partial X^2} \quad (14)$$

با جایگذاری معادلات (11-14) در معادلات (6-9) به ترتیب مؤلفه‌های

غیر صفر σ_{ij} و p_i و $\tau_{ijk}^{(1)}$ و m_{ij}^S به صورت روابط (15-18) محاسبه می‌شوند:

$$\sigma_{11} = E \left(\frac{\partial u}{\partial X} - Z \frac{\partial^2 w}{\partial X^2} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial X} \right)^2 \right) \quad (15)$$

$$p_1 = 2\mu l_0^2 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial X^2} - Z \frac{\partial^3 w}{\partial X^3} + \frac{\partial w}{\partial X} \frac{\partial^2 w}{\partial X^2} \right),$$

$$p_3 = -2\mu l_0^2 \frac{\partial^2 w}{\partial X^2} \quad (16)$$

$$\tau_{111}^{(1)} = \frac{4}{5} \mu l_1^2 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial X^2} - Z \frac{\partial^3 w}{\partial X^3} + \frac{\partial w}{\partial X} \frac{\partial^2 w}{\partial X^2} \right),$$

$$\tau_{113}^{(1)} = \tau_{311}^{(1)} = \tau_{131}^{(1)} = -\frac{8}{15} \mu l_1^2 \left(\frac{\partial^2 w}{\partial X^2} \right),$$

$$\tau_{122}^{(1)} = \tau_{133}^{(1)} = \tau_{212}^{(1)} = \tau_{221}^{(1)} = \tau_{313}^{(1)} =$$

$$\tau_{331}^{(1)} = \frac{2}{5} \mu l_1^2 \left(-\frac{\partial^2 u}{\partial X^2} + Z \frac{\partial^3 w}{\partial X^3} - \frac{\partial w}{\partial X} \frac{\partial^2 w}{\partial X^2} \right),$$

$$\tau_{223}^{(1)} = \tau_{232}^{(1)} = \tau_{322}^{(1)} = \frac{2}{15} \mu l_1^2 \frac{\partial^2 w}{\partial X^2},$$

$$\tau_{333}^{(1)} = \frac{2}{5} \mu l_1^2 \frac{\partial^2 w}{\partial X^2} \quad (17)$$

پارامترهای مقیاس طول ماده هستند که بستگی به بردار گرادیان انحراف و تانسور گرادیان کششی انحراف و تانسور گرادیان چرخشی متقارن دارند.

3. معادله حاکم غیر خطی

یک ناپایداری ذاتی که معروف به ناپایداری جذبی می‌باشد در سیستم‌های نانو الکترومکانیکی (نمز) وجود دارد. یک سویچ نمز به‌طور کلی از دو الکتروود رسانای جریان الکتریسیته تشکیل شده است که یکی از این الکتروودها ثابت و دیگری توانایی حرکت دارد. اختلاف پتانسیل بین دو الکتروود باعث ایجاد نیرو بین دو الکتروود و در نتیجه حرکت الکتروود بالایی و تغییر مکان آن به سمت الکتروود ثابت پایینی می‌شود. هنگامی که اختلاف پتانسیل بین دو صفحه زیاد می‌شود، تغییر مکان الکتروود متحرک زیاد شده و فاصله‌ی بین دو الکتروود بسیار کم می‌شود. در این زمان نیروی الکترواستاتیکی به‌طور غیر خطی زیاد می‌شود در حالی که نیروی الاستیک نانو تیر به‌صورت خطی زیاد می‌شود تا در یک ولتاژ مشخص مقدار این دونیرو برابر شده و همدیگر را بالانس کنند. در این زمان الکتروود بالایی در یک وضعیت به حالت تعادل می‌رسد به‌طوری که در این حالت با کمی افزایش ولتاژ، نانو تیر متحرک بالایی به سمت الکتروود پایینی رها می‌شود. ولتاژ ناپایداری جذبی ولتاژی است که باعث ایجاد ناپایداری در سیستم می‌شود. لازم به ذکر است که اکثراً الکتروود متحرک بالایی به‌صورت تیر در نظر گرفته می‌شود. در این حالت ولتاژ و تغییر مکان سویچ، پارامترهای پدیده‌ی ناپایداری جذبی نامیده می‌شود. ذکر این نکته لازم است که در عمل باید بین ولتاژ ناپایداری جذبی استاتیک و دینامیک تفاوت گذاشت. حالت استاتیک تنها به دلیل وجود نیروی الکترواستاتیک است و اثر اینرسی حرکت تیر نادیده گرفته می‌شود در این حالت فرض می‌شود که ولتاژ به آرامی به سیستم وارد می‌شود و کم‌کم زیاد می‌شود. در حالی که در ولتاژ ناپایداری جذبی دینامیکی اختلاف پتانسیل به‌طور ناگهانی ایجاد شده و اینرسی تیر نقش بسزایی در آن دارد و به همین دلیل است که این ولتاژ معمولاً پایین‌تر از حالت استاتیک است یعنی در ولتاژ پایین‌تری نسبت به حالت استاتیک، الکتروود متحرک تغییر مکان بزرگی می‌تواند داشته باشد به‌طوری که با سطح پایینی تماس پیدا کند.

واضح است که سویچ‌ها باید به ولتاژی بالاتر از ناپایداری جذبی برسند تا بتوانند جریان را وصل کنند از طرف دیگر نوسانگرها باید در محدوده‌ای کار کنند که به الکتروود ثابت پایینی برخوردی نداشته باشند.

شکل 1 نشان‌دهنده یک نانو تیر دو سر درگیر می‌باشد. در اینجا تیری با مشخصات، طول L و عرض B و ضخامت H در نظر گرفته شده است. بر اساس نظریه مدل تیر اولر برنولی میدان جابه‌جایی به صورت رابطه (10) بیان می‌گردد:

$$u_1 = u - Z \frac{\partial w}{\partial X} \quad v = 0 \quad w = w(X) \quad (10)$$

در معادله (10) u و v و w به ترتیب مقادیر جابه‌جایی در جهت‌های محورهای X و Y و Z هستند. معادله کرنش غیر خطی ون کارمن برای به دست آوردن معادله حاکم بر سیستم بکار برده شده است. با جایگذاری معادله (10) در معادله (2) تنها مؤلفه غیر صفر ε_{ij} به صورت رابطه (11) به دست خواهد آمد.

$$\varepsilon_{11} = \frac{\partial u_1}{\partial X} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial X} \right)^2 = \frac{\partial u}{\partial X} - Z \frac{\partial^2 w}{\partial X^2} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial X} \right)^2 \quad (11)$$

به‌طور مشابه با جایگذاری معادله (10) در معادلات (3-5) مؤلفه‌های غیر

صفر $\eta_{ijk}^{(1)}$ و γ_i و χ_{ij}^S به صورت روابط (12-14) محاسبه می‌شوند:

$$\frac{\partial^3 w(0)}{\partial X^3} = \frac{\partial^3 w(L)}{\partial X^3} = 0 \quad (24b)$$

همچنین با تصحیح اثرات لبه‌ای تیر نازک، نیروی جذب الکترواستاتیک در رابطه (23) به صورت رابطه (25) نوشته می‌شود [18].

$$f_{elec} = \frac{\epsilon_0 B V^2}{2(g-w(X))^2} (1 + 0.65 \frac{(g-w(X))}{B}) \quad (25)$$

در معادله بالا $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} \text{ C}^2 \text{ N}^{-1} \text{ m}^{-2}$ واحد اندازه‌گیری الکتروسیسته در خلأ نامیده می‌شود. V ولتاژ اعمال شده به نانو تیر و g فاصله اولیه بین الکترودهای ثابت و متحرک می‌باشد و نیروی، واندروالس طبق رابطه (26) بدست می‌آید: [19]

$$f_{vdw} = \frac{\bar{A}B}{6\pi(g-w(X))^3} \quad (26)$$

که \bar{A} ثابت پلانک و $c = 2.998 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$ سرعت نور می‌باشد. باید توجه داشت که نیروی واندروالس معمولاً برای فواصل کمتر از ده نانومتر مؤثر است در این حالت نیروی جاذبه واندروالس بین دو صفحه الکتروود وابسته به معکوس توان سوم فاصله جدایی بین صفحات است [7].

3-1- بررسی نانو تیر دو سر درگیر

با حل معادله (22) و با لحاظ کردن شرایط مرزی (معادله 24a) می‌توان نشان داد که:

$$\bar{N} + S_3 \left(\frac{\partial u}{\partial X} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial X} \right)^2 \right) - S_4 \times \frac{\partial^2}{\partial X^2} \left(\frac{\partial u}{\partial X} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial X} \right)^2 \right) = \bar{N} + \frac{S_3}{2L} \int_0^L \left(\frac{\partial w}{\partial X} \right)^2 dx \quad (27)$$

در مورد نانو تیر می‌توان رابطه $l_0 = l_1 = l_2 = l$ را برای کاهش پارامترهای اثر اندازه و راحتی بحث بر روی نتایج در نظر گرفت. با این فرض سه پارامتر اثر اندازه به یک پارامتر کاهش می‌یابند. به علاوه این فرض کمک می‌کند که پارامتر اثر اندازه از طریق نمودارهای ساده توضیح داده شود بدون آنکه خواننده با پارامترهای زیاد دچار ابهام گردد. همچنین این فرض باعث شده که بتوان راحت‌تر نتایج آزمایشگاهی را با نتایج تئوری گردایان کرنش مقایسه کرد. از سوی دیگر تعیین یک ثابت l از طریق روش‌های آزمایشگاهی آسان‌تر از اندازه‌گیری سه ثابت (l_0, l_1, l_2) می‌باشد.

با جایگذاری $x = X/L$ و $\bar{w} = w/g$ در رابطه (23) و استفاده از رابطه (27) معادله حاکم بی‌بعد برای نانو تیر را می‌توان به صورت رابطه (28) به دست آورد:

$$D_1 \frac{d^4 \bar{w}}{dx^4} - D_2 \frac{d^6 \bar{w}}{dx^6} - [N + \eta \int_0^1 \left(\frac{d\bar{w}}{dx} \right)^2 dx] \frac{d^2 \bar{w}}{dx^2} = \frac{\alpha_3}{(1-\bar{w}(x))^3} + \frac{\beta}{(1-\bar{w}(x))^2} + \frac{\gamma\beta}{(1-\bar{w}(x))} \quad (28)$$

باید توجه داشت که وجود عبارت‌های نیرو در معادله (28) و نیز وجود عبارت انتگرال باعث غیرخطی بودن معادله شده که جواب دقیق نخواهد داشت. در ضمن وقتی $\bar{w} = 1$ شود در معادله تکینگی خواهیم داشت ولی باید توجه نمود که هیچ‌وقت $\bar{w} = 1$ نخواهد شد زیرا قبل از آن ناپایداری اتفاق خواهد افتاد ($\bar{w} < 1$) و این تکینگی از لحاظ فیزیکی غیرممکن خواهد بود. در ضمن شرایط مرزی نیز به صورت رابطه (29) به دست می‌آید:

$$m_{12}^s = m_{21}^s = -\mu l^2 \frac{\partial^2 w}{\partial X^2} \quad (18)$$

با توجه به روابط بالا و استفاده از رابطه (1) انرژی پتانسیل کل نانو تیر به صورت رابطه (19) محاسبه می‌شود:

$$U = \frac{1}{2} \int_V \left(\frac{\epsilon_{11} \bar{N}}{A} + 2\bar{U} \right) dV = \frac{1}{2} \int_V \left(\frac{\epsilon_{11} \bar{N}}{A} + \sigma_{ij} \epsilon_{ij} + \rho_i \gamma_i + \tau_{ijk}^{(1)} \eta_{ijk}^{(1)} + m_{ij}^s \chi_{ij}^s \right) dV \quad (19)$$

باید توجه داشت که در معادله (19)، تنش محوری اولیه در نانو تیر به صورت \bar{N}/A و با توزیع یکنواخت در سطح مقطع تیر در نظر گرفته شده است. همچنین در رابطه بالا، اولین ترم مربوط به انرژی پتانسیل، نیروی محوری اولیه (\bar{N}) در نانو تیر می‌باشد که می‌تواند تنش ناشی از اثرات حرارت یا تنش محوری اولیه در نانو سازه باشد. ترم دیگر انرژی کرنشی مرتبط با نظریه گردایان کرنش است. با جایگذاری معادلات (11-18) در معادله (19) می‌توانیم کل انرژی پتانسیل را بصورت رابطه (20) دست آوریم:

$$U = \frac{1}{2} \int_0^L \left[S_1 \left(\frac{\partial^2 w}{\partial X^2} \right)^2 + S_2 \left(\frac{\partial^3 w}{\partial X^3} \right)^2 + S_3 \left(\frac{\partial u}{\partial X} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial X} \right)^2 \right)^2 + S_4 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial X^2} + \frac{\partial w}{\partial X} \frac{\partial^2 w}{\partial X^2} \right)^2 + \bar{N} \left(2 \frac{\partial u}{\partial X} + \left(\frac{\partial w}{\partial X} \right)^2 \right) \right] dx, \quad (20)$$

$$S_1 = (EI + 2\mu A l_0^2 + \frac{8}{15} \mu A l_1^2 + \mu A l_2^2)$$

$$S_2 = I(2\mu l_0^2 + \frac{4}{5} \mu l_1^2)$$

$$S_3 = EI, \quad S_4 = \mu A(2l_0^2 + \frac{4}{5} l_1^2)$$

در معادله (20) E و I و A به ترتیب مدول یانگ و ممان اینرسی حول محور Y و سطح مقطع تیر نانو می‌باشند. با در نظر گرفتن توزیع نیروهای الکترواستاتیک و واندروالس بر واحد طول تیر (نیروی الکترواستاتیک و واندروالس) کار انجام شده توسط این نیروها به صورت رابطه (21) بدست می‌آید:

$$V = \int_0^L [f_{elec} + f_{vdw}] w(X) dx \quad (21)$$

همچنین با استفاده از اصل همیلتون به صورت $\delta(U-V) = 0$ که در آن δ نشان‌دهنده نماد تغییرات است معادله دیفرانسیل تغییر شکل سیستم به صورت طولی و عرضی بصورت رابطه (22) و (23) بدست می‌آید:

$$\frac{\partial}{\partial X} \left[\bar{N} + S_3 \left(\frac{\partial u}{\partial X} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial X} \right)^2 \right) - S_4 \times \frac{\partial^2}{\partial X^2} \left(\frac{\partial u}{\partial X} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial X} \right)^2 \right) \right] = 0, \quad (22)$$

$$-\frac{\partial}{\partial X} \left\{ \left[\bar{N} + S_3 \left(\frac{\partial u}{\partial X} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial X} \right)^2 \right) - S_4 \times \frac{\partial^2}{\partial X^2} \left(\frac{\partial u}{\partial X} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial X} \right)^2 \right) \right] \frac{\partial w}{\partial X} \right\} + S_1 \frac{\partial^4 w}{\partial X^4} - S_2 \frac{\partial^6 w}{\partial X^6} = f_{elec} + f_{vdw} \quad (23)$$

شرایط مرزی برای تیر دو سر درگیر نانو به صورت رابطه (24) می‌باشد:

$$u(0) = u(L) = \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{\partial u}{\partial X} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial X} \right)^2 \right) \Big|_{X=0,L} = 0, \quad (24a)$$

$$w(0) = w(L) = \frac{\partial w(0)}{\partial X} = \frac{\partial w(L)}{\partial X} =$$

$$\begin{aligned}
 k_1 &= \int_0^1 \phi \left(\frac{d^4 \phi}{dx^4} \right) dx = \int_0^1 \left(\frac{d^2 \phi}{dx^2} \right)^2 dx, \\
 k_2 &= N \times \int_0^1 \phi \left(\frac{d^2 \phi}{dx^2} \right) dx = -N \int_0^1 \left(\frac{d\phi}{dx} \right)^2 dx \\
 k_3 &= \eta \int_0^1 (\phi d^2 \phi / dx^2) dx = \int_0^1 \left(\frac{d\phi}{dx} \right)^2 dx = -\eta \int_0^1 \left(\frac{d\phi}{dx} \right)^2 dx \\
 k_4 &= \int_0^1 \phi \left(\frac{d^6 \phi}{dx^6} \right) dx = \int_0^1 - \left(\frac{d^3 \phi}{dx^3} \right)^2 dx
 \end{aligned} \quad (35)$$

برای نانو تیر دو سر درگیر تابع انتخاب ϕ که برخی از شرایط مرزی را ارضا می‌کند به صورت رابطه (36) در نظر گرفته می‌شود:

$$\begin{aligned}
 \phi &= \cosh(\chi x) - \cos(\chi x) - \\
 &\left(\frac{\cosh(\chi) - \cos(\chi)}{\sinh(\chi) - \sin(\chi)} \right) (\sinh(\chi x) - \sin(\chi x))
 \end{aligned} \quad (36)$$

که $\chi = 4.730040745$ می‌باشد. با توجه به اصل پریشیدگی هوموتوبی رابطه (37) را خواهیم داشت:

$$\begin{aligned}
 L(a) + N(a) &= 0 \\
 L(a) &= aD_1 \int_0^1 \left(\frac{d^2 \phi}{dx^2} \right)^2 dx + aD_2 \int_0^1 \left(\frac{d^3 \phi}{dx^3} \right)^2 dx + Na \int_0^1 \left(\frac{d\phi}{dx} \right)^2 dx \\
 N(a) &= a^3 \eta \int_0^1 \left(\frac{d\phi}{dx} \right)^2 dx - \int_0^1 \left(\frac{\alpha_3 \phi}{1-a\phi} \right) dx \\
 &- \int_0^1 \frac{\beta \phi}{(1-a\phi)^2} (1 + \gamma(1-a\phi)) dx
 \end{aligned} \quad (37)$$

رابطه (38) برای اصل پریشیدگی هوموتوبی صادق است [38].

$$(1-p)[L(a) - L(a')] + p[L(a) + N(a)] = 0 \quad (38. الف)$$

$$A(a) = L(a) + N(a) = 0 \quad (38. ب)$$

در رابطه (38) حدس اولیه برای تابع (38. ب) و p پارامتر جداکننده است. به این معنا که زمانی که این پارامتر مقدار صفر می‌گیرد، حل شامل حل خطی معادله بوده و با افزایش مقدار آن به سمت عدد یک، حل دقیق معادله غیرخطی حاصل می‌شود، به طوری که $p \in [0, 1]$. همچنین عملگر دیفرانسیلی، $N(a)$ قسمت غیرخطی و $L(a)$ ، قسمت خطی رابطه (38. ب) می‌باشد. با ساده‌سازی رابطه (38. الف) رابطه (39) بدست می‌آید:

$$L(a) - L(a') + p[L(a') + N(a)] = 0 \quad (39)$$

در روش پریشیدگی هوموتوبی پارامتر p همان پارامتر کوچک پریشیدگی در نظر گرفته می‌شود. همان‌طور که مشخص است زمانی که پارامتر p از صفر تا یک افزایش می‌یابد، حل از قسمت خطی معادله (38. ب) تا جواب دقیق آن تغییر پیدا می‌کند. از آنجا که $\bar{w} = a\phi$ فرض شده بود بنابراین پارامتر مجهول a به صورت بسط تیلور توسعه داده شده و از روش پریشیدگی استفاده می‌شود.

$$a = a_0 + pa_1 + p^2 a_2 + p^3 a_3 + \dots + p^6 a_6 \quad (40)$$

قسمت غیرخطی $(N(a))$ نیز تا مرتبه 8 بسط داده شده که برای نمونه قسمتی از آن به فرم رابطه (41) آورده شده است.

$$\begin{aligned}
 N(a) &= \\
 &N(a_0) + N'(a_0)(pa_1 + p^2 a_2 + p^3 a_3 + \dots + p^6 a_6) \\
 &+ \frac{N''(a_0)}{2!} (pa_1 + p^2 a_2 + p^3 a_3 + \dots + p^6 a_6)^2 \\
 &+ \dots + \frac{N^{(6)}(a_0)}{6!} (pa_1 + p^2 a_2 + p^3 a_3 + \dots + p^6 a_6)^6
 \end{aligned} \quad (41)$$

$$\bar{w}(0) = \bar{w}'(0) = \bar{w}''(0) = 0 \quad (29a)$$

$$\bar{w}(1) = \bar{w}'(1) = \bar{w}''(1) = 0 \quad (29b)$$

که:

$$\begin{aligned}
 \eta &= 6 \left(\frac{g}{H} \right)^2, \alpha_3 = \frac{\bar{A}BL^4}{6\pi g^4 EI}, \beta = \frac{\varepsilon_0 BV^2 L^4}{2g^3 EI}, \\
 \gamma &= 0.65 \frac{g}{B}, \delta = \frac{\mu A}{EI} l^2 = \frac{6}{1+\nu} \left(\frac{l}{H} \right)^2, \lambda = \frac{H}{L}, \\
 N &= \frac{\bar{N}L^2}{EI}, D_1 = 1 + \frac{53}{15} \delta, D_2 = \frac{7}{30} (\lambda)^2 \delta
 \end{aligned} \quad (30)$$

معادله (28) معادله حاکم بی‌بعد برای تیرهای دو سر درگیر نانو می‌باشد.

اگر $l_0 = l_1 = 0, l_2 = 1$ باشد به روابط حاکم بر تیر طبق نظریه کوپل تنش [13] و با فرض $l_0 = l_1 = l_2 = 0$ به معادله حاکم در نظریه کلاسیک می‌رسیم [19, 36].

4- حل معادلات حاکم

از آنجا که معادله حاکم بر نانو تیر غیرخطی بوده از روش مبتنی بر روش تحلیلی استفاده می‌شود. اساس کار آن بر پایه روش گالرکین می‌باشد که بعد از ساده‌سازی با استفاده از روش پریشیدگی هوموتوبی معادله حل می‌شود [37]. روش گالرکین برای حذف کردن بعد موقعیت استفاده شده است. برای حل، تابع خیز تیر را به صورت $\bar{w} = a\phi$ فرض می‌کنیم بهتر است تابع ϕ بتواند تمامی شرایط مرزی را ارضا کند اگر چنین نیز نباشد در ادامه سایر شرایط مرزی در روابط اعمال خواهد شد.

$$\frac{\partial \bar{w}}{\partial x} = \frac{\partial \bar{w}}{\partial \phi} \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (31)$$

با جایگذاری $\bar{w} = a\phi$ در معادله (28) و استفاده از رابطه (31) رابطه

(32) بدست می‌آید:

$$\begin{aligned}
 aD_1 \frac{d^4 \phi}{dx^4} - aD_2 \frac{d^6 \phi}{dx^6} - [N + \eta a^3 \int_0^1 \left(\frac{d\phi}{dx} \right)^2 dx] \frac{d^2 \phi}{dx^2} \\
 - \frac{\alpha_3 \phi}{(1-a\phi)^3} - \frac{\beta}{(1-a\phi)^2} \{1 + \gamma(1-a\phi)\} = 0
 \end{aligned} \quad (32)$$

حال طرفین معادله (32) را در تابع $\phi(x)$ ضرب کرده و با توجه به دامنه

بی‌بعد مسئله از صفر تا یک انتگرال می‌گیریم (رابطه (33)):

$$\begin{aligned}
 \int_0^1 \phi (aD_1 \frac{d^4 \phi}{dx^4}) dx - \int_0^1 \phi (aD_2 \frac{d^6 \phi}{dx^6}) dx - \\
 Na \int_0^1 \phi \left(\frac{d^2 \phi}{dx^2} \right) dx - \eta \int_0^1 (\phi a^3 \frac{d^2 \phi}{dx^2}) dx \times \int_0^1 \left(\frac{d\phi}{dx} \right)^2 dx \\
 - \int_0^1 \frac{\alpha_3 \phi}{(1-a\phi)^3} dx - \int_0^1 \frac{\beta \phi}{(1-a\phi)^2} (1 + \gamma(1-a\phi)) dx = 0
 \end{aligned} \quad (33)$$

با ساده‌سازی رابطه (34) بدست می‌آید:

$$\begin{aligned}
 ak_1 D_1 - ak_4 D_2 - a^3 k_3 - ak_2 - \int_0^1 \left(\frac{\alpha_3 \phi}{(1-a\phi)^3} \right) dx \\
 - \int_0^1 \frac{\beta \phi}{(1-a\phi)^2} (1 + \gamma(1-a\phi)) dx = 0
 \end{aligned} \quad (34)$$

که در رابطه (34) ضرایب $k_i, i=1, 2, 3, 4$ به صورت رابطه (35) و با

استفاده از قاعده روش انتگرال جزء به جزء و اعمال شرایط مرزی به دست می‌آیند:

با جایگذاری (40) و (41) در رابطه (39) بدست می آید که:

$$\begin{aligned}
 &L(a_0) + pL(a_1) + p^2L(a_2) + p^3L(a_3) + \\
 &p^4L(a_4) + p^5L(a_5) + p^6L(a_6) - L(a') \\
 &+ pL(a') + pN(a_0) + \\
 &(N'(a_0))(a_5p^6 + a_4p^5 + a_3p^4 + a_2p^3 + a_1p^2) + \\
 &(N''(a_0))(a_2a_3p^6 + a_1a_4p^6 + a_1a_3p^5) \\
 &+ a_1a_2p^4 + \frac{1}{2}a_2^2p^5 + \frac{1}{2}a_1^2p^3) + \\
 &(N'''(a_0))((P^6a_1^2a_2)/2 + (P^6a_1a_2^2)/2 + \\
 &(P^5a_1^2a_2)/2 + (P^4a_1^3)/6) \\
 &+ (N''''(a_0))((P^6a_1^3a_2)/6 + (P^5a_1^4)/24) \\
 &+ (N''''(a_0))((P^6a_1^5)/120) = 0
 \end{aligned} \tag{42}$$

حال ضرایب توان‌های یکسان p را برابر صفر قرار داده و در نهایت به معادلات (43) می‌رسیم:

$$\begin{aligned}
 p^0: &L(a_0) - L(a') = 0, \\
 p^1: &L(a_1) + L(a') + N(a_0) = 0, \\
 p^2: &L(a_2) + N'(a_0)a_1 = 0, \\
 p^3: &L(a_3) + N'(a_0)a_2 + N''(a_0)(\frac{1}{2}a_1^2) = 0, \dots
 \end{aligned} \tag{43}$$

هر معادله از معادلات بالا به صورت مستقل حل و پاسخ در معادله بعدی قرار داده شده و به همین صورت برخی ضرایب a_0, a_1, \dots, a_6 مطابق روابط پیوست به دست می‌آیند. با قرار دادن $p=1$ در رابطه (40)، a بدست می‌آید.

$$a = a_0 + a_1 + a_2 + a_3 + \dots + a_6 \tag{44}$$

5- نتایج

در این قسمت به مقایسه نتایج حاصل از نظریه کلاسیک محیط پیوسته، تنش کوپل اصلاح شده و گرادیان کرنش پرداخته می‌شود. در قسمت اول (شکل 2) از اثر نیروی واندرالس صرف نظر شده و نتایج حاصل با نتایج موجود در مراجع مقایسه شده و تطابق خوبی مشاهده شده است. همچنین در این قسمت ارزیابی نتایج این مقاله بار دیگر با روش‌های موجود در مراجع و نتایج تجربی انجام شده است. سپس در قسمت دوم در شکل 4، تنها به بررسی تأثیر پارامتر اثر اندازه پرداخته شده و از اثر نیروی واندرالس صرف نظر شده است. در این شکل، برای بررسی اثر اندازه نظریه گرادیان کرنش مورد استفاده قرار گرفته است. در شکل 5، برخلاف نمودار شکل 4 اثر اندازه نادیده گرفته شده و تنها اثر نیروی واندرالس بررسی می‌شود. همچنین در قسمت سوم نتایج به بررسی اثر توأم نیروی واندرالس و اثر اندازه پرداخته شده که برای این منظور از نظریه کلاسیک محیط پیوسته و نظریه تنش کوپل اصلاح شده و نظریه گرادیان کرنش استفاده شده است.

5-1- مقایسه با نتایج موجود در مراجع:

برای بازبینی بهتر نتایج در شکل 2، مقایسه نتایج بین روش پریشیدگی هوموتوبی و نتایج حاصله توسط رهایی فرد و همکارانش [10]، برای یک میکرو عملگر دو سر درگیر مورد بررسی قرار گرفت و نتایج حاصله تطابق بسیار خوبی نشان داد. در این شکل اثر نیروی واندرالس در نظر گرفته نشده است و مشخصات نانو تیر مدل شده در جدول 1 آمده است. ضمناً در این مطالعه از تئوری تنش کوپل اصلاح شده استفاده شده است. مقایسه نتایج ولتاژ

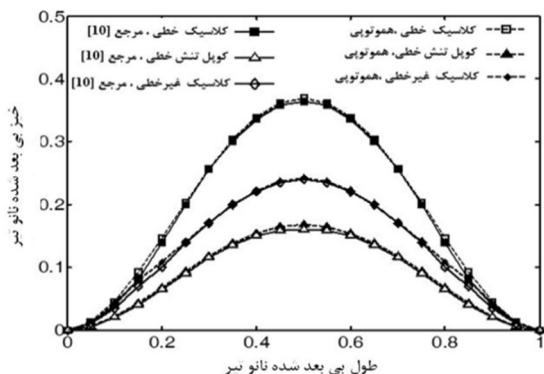
کشش توسط روش‌های حل مختلف و نتایج تجربی برای نانو تیر دوسر درگیر که مشخصات هندسی آن در جدول 2 ارائه شده، در جدول 3 بیان شده است. باید دقت کرد که با توجه به هندسه و مشخصه مادی تیر در جدول 2، دلیل استفاده از تئوری تنش کوپل اصلاح شده مقدار کوچک D_2 می‌باشد زیرا مقدار آن با توجه به ابعاد موجود در جدول 2 تقریباً صفر می‌باشد ($D_2 \approx 0$). برای نشان دادن قابلیت روش پریشیدگی هوموتوبی برای حل معادلات حاکم در تئوری گرادیان کرنش بار دیگر قابلیت این روش با مرجع [41] در شکل 3 مورد بررسی قرار گرفته است. در این بررسی پهنای نانو تیر $4 \mu\text{m}$ و طول مشخصه $17/6 \mu\text{m}$ در نظر گرفته شده است. نتایج نشان می‌دهد که روش مذکور قابلیت مناسبی برای حل معادلات حاکم برای تئوری گرادیان کرنش را داراست. مقایسه این نتایج، صحت روش حل پریشیدگی هوموتوبی را برای مسئله نانو تیر دو سر درگیر نشان می‌دهد و این روش می‌تواند بعنوان روش قابل قبول در محاسبات سیستم‌های الکترومکانیک مورد استفاده قرار گیرد. حال در ادامه به بررسی اثر اندازه و نیروی واندرالس برای چند حالت دیگر می‌پردازیم.

5-2- بررسی نیروی واندرالس و اثرات اندازه به صورت مجزا:

5-2-1- وابستگی به اثر اندازه در غیاب نیروی واندرالس

در ابعاد میکرو صرف نظر از اثر نیروی واندرالس معمول می‌باشد. در این قسمت با استفاده از نظریه گرادیان کرنش به مطالعه اثر اندازه پرداخته و از اثر نیروهای بین مولکولی صرف نظر می‌شود ($\alpha_3 = 0$). شکل 4 وابستگی ولتاژ پولین در یک تیر دو سر درگیر را به اثر اندازه (δ) نشان می‌دهد.

مطابق این شکل تغییرات ولتاژ پولین بدون بعد با پارامتر اثر اندازه به صورت تقریباً خطی است و افزایش δ باعث افزایش βp_l می‌شود. همچنین این شکل اهمیت تأثیر در نظر گرفتن پارامتر η در میزان ولتاژ ناپایداری را به خوبی نشان می‌دهد. همان طور که مشخص است از آنجا که وجود این پارامتر در معادلات حاکم نانو تیر باعث افزایش سختی نانو عملگر می‌شود، انتظار می‌رود با در نظر گرفتن آن، نانو عملگر خیز کمتری را در مقابل تغییرات ولتاژ از خود نشان دهد و در نتیجه میزان ولتاژ ناپایداری بیشتری داشته باشد.



شکل 2 نمودار خیز تیر برحسب جابه‌جایی ($\beta = 64, N = 0$)

جدول 1 پارامترها و ثوابت الاستیک استفاده شده در شکل 2 (مرجع [10])

پارامتر هندسی			ثوابت الاستیک				
g/B	l/H	η	D_1	D_2	E	μ (GPa)	ν
0/2	0/33	24	1/47	0	98/49	34/68	0/42

2-2-5- وابستگی به نیروی و اندروالس در غیاب اثر اندازه در این قسمت از اثر اندازه صرف نظر می‌شود، لذا از نظریه محیط پیوسته کلاسیک استفاده می‌شود ($D_1=1$ و $D_2=0$). در شکل 5 اثر نیروی و اندروالس بر روی ولتاژ پولین در یک نانو تیر دوسرگیردار با $g/B=0.1$ نشان داده شده است. همان طور که از این شکل مشخص است. با افزایش نیروی و اندروالس تا مقدار بحرانی خود α_{cp} ، مقدار β_{PI} کاهش می‌یابد. معنی فیزیکی این پدیده این است که در مقیاس کوچک کلاً نیروی و اندروالس باعث کاهش ولتاژ پولین می‌گردد. لازم به ذکر است هنگامی که مقدار نیروی و اندروالس به مقدار بحرانی خود α_{cp} برسد، تیر دچار ناپایداری شده و مقدار β_{PI} صفر خواهد شد. می‌توان نتیجه گرفت که در فواصل کوچک بین الکتروود ثابت و متحرک، نیروی و اندروالس می‌تواند باعث رهاشدگی تیر بدون اعمال ولتاژ بین دو الکتروود شود.

3-5- تأثیر توأم نیروی و اندروالس و اثر اندازه در مقیاس نانو، می‌توان نشان داد که هر دو عامل نیروی بین مولکولی (و اندروالس) و اثر اندازه بر روی پارامترهای پولین تأثیرگذار هستند. لذا در این قسمت اثر توأم آن‌ها بررسی شده است. همان طور که از شکل 6 مشخص است با افزایش نیروی و اندروالس مقدار β_{PI} کاهش می‌یابد؛ اما مطابق این شکل مشخص است که با افزایش پارامتر H/I که معادل کاهش اثر اندازه (δ) است، ولتاژ ناپایداری نیز کاهش می‌یابد. در کل با بزرگ‌تر شدن مقدار H/I پیش‌بینی نظریه گرادیان کرنش به نتایج نظریه کلاسیک میل می‌نماید، چراکه اثر اندازه به سمت صفر میل می‌کند. می‌توان گفت کاهش ولتاژ ناپایداری با افزایش پارامتر H/I ، به دلیل رفتار کاهشی سختی نانو عملگر در معادلات حاکم نظریه کلاسیک است و لذا میزان پیش‌بینی ولتاژ ناپایداری در آن کمتر خواهد بود. مشابه آنچه در پیش گفته شد در هر مقدار معین پارامتر H/I میزان ولتاژ ناپایداری با در نظر گرفتن پارامتر η بیشتر از مقدار ولتاژ ناپایداری بدون در نظر گرفتن پارامتر η است.

می‌توان نتیجه گرفت که در سیستم‌های در مقیاس نانو بکارگرفتن نظریه‌های مناسب و تحلیل آن‌ها امکان طراحی و ساخت دقیق‌تر را به سازنده خواهد داد که در صورت استفاده از نظریه کلاسیک به اشتباهات فاحشی منجر خواهد شد. شکل 7 تغییرات خیز بر حسب طول بی‌بعد شده یک نانو تیر دو درگیر را نشان می‌دهد محور افقی طول بی‌بعد شده نانو تیر را در فاصله صفر تا یک و محور عمودی خیز تیر را نشان می‌دهد. پارامترهای بی‌بعد در نظر گرفته شده به صورت $\alpha_3=30$ و $N=v=0$ و $\beta=25.91$ و $\eta=6$ می‌باشند. همان طور که از این شکل مشخص است میزان خیز یا جابجایی نانو عملگر در تئوری کلاسیک بیشتر از تئوری گرادیان کرنش است. دلیل این پدیده وجود پارامتر اثر اندازه در معادلات تئوری گرادیان کرنش بوده که باعث رفتار سخت‌شوندگی در نانو تیر می‌شود و باعث شده در یک ولتاژ معین نانو تیر خیز کمتری مشابه با حالت استفاده از تئوری کلاسیک داشته باشد. در هر حالت وجود پارامتر η به دلیل افزایش سختی در معادلات حاکم نانو تیر، خیز کمتری مشاهده می‌شود. برای نتیجه‌گیری بهتر تأثیر نیروی و اندروالس و اثر اندازه، نتایج به‌گونه‌ای دیگر در شکل‌های 8 و 9 رسم شده است. اثر نیروی و اندروالس بر ولتاژ پولین بدون بعد و خیز ماکزیمم نانو تیر برای مقادیر مختلف $\alpha_3=1$ و $\alpha_3=30$ به ترتیب در شکل 8 و 9 رسم شده است همانطور که از شکل‌ها مشخص است با افزایش نیروی و اندروالس، مقدار

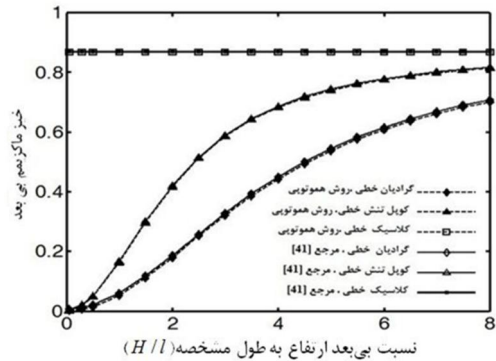
جدول 2 پارامترها و ثوابت الاستیک استفاده شده در مرجع [39,40]

حالت	پارامتر هندسی (میکرومتر)						ثوابت الاستیک
	g	H	B	L	ν	تنش پسماند	
1	1	3	50	250	0/06	0	169
2	1	3	50	350	0/06	0	169

جدول 3 مقایسه ولتاژ ناپایداری نانو تیر توسط روش پیش‌بینی هوموتوبی با داده‌های تجربی و عددی

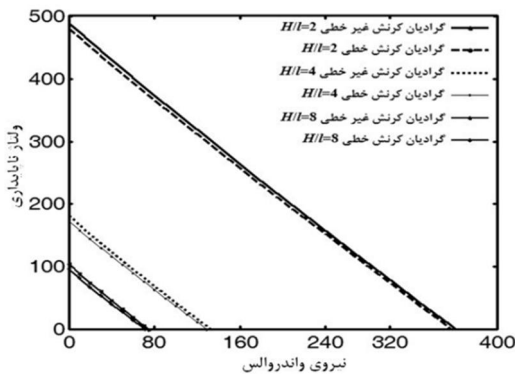
مرجع	ولتاژ پولین حالات 1 و 2 مربوط به جدول 2		نظریه و روش حل
	1	2	
[39]	39/40	20/10	نظریه کلاسیک ($l=0nm$)
	39/45	20/13	کویل تنش ($l=65$)
[40]	49/20	25/10	کویل تنش ($l=950/9$)
	39/27	20/04	پیش‌بینی هوموتوبی گرادیان ($l=65$)
[39]	67/81	34/60	پیش‌بینی هوموتوبی گرادیان ($l=950/9$)
	39/13	20/36	تفاضل مربعات ($l=0$)
[40]	39/40	20/10	تحلیلی ($l=0$)

سیستم اعمال نشده است بیان شده است. این شکل نشان می‌دهد که خیز ماکزیمم با کاهش نیروی محوری کشیدگی برای یک نیروی واندروالس مشخص افزایش می‌یابد. همچنین هرچه پارامتر η افزایش یابد، میزان سختی نیز افزایش یافته و برای ایجاد یک جابجایی معین، نیروی واندروالس بیشتری مورد نیاز است. در شکل 13 که نتایج آن به گونه‌ای دیگر مشابه شکل 10 ترسیم شده تغییرات ولتاژ ناپایداری به صورت تابعی از H/l نمایش داده شده است اما در این شکل نیروی محوری $N=0$ در نظر گرفته شده است. ضمناً مقدار ضریب پواسون $\nu=0.284$ می‌باشد. سایر پارامترهای بی‌بعد در این مسئله $\eta=24$ و $L=25H$ است. مشابه شکل 10 مشاهده می‌شود که در حالت کلاسیک از آنجا که پارامتر اثر اندازه در معادلات حاکم

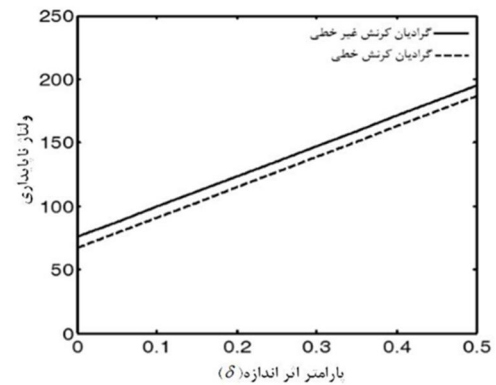


شکل 3 نمودار تأثیر اثر اندازه H/l روی خیز ماکزیمم

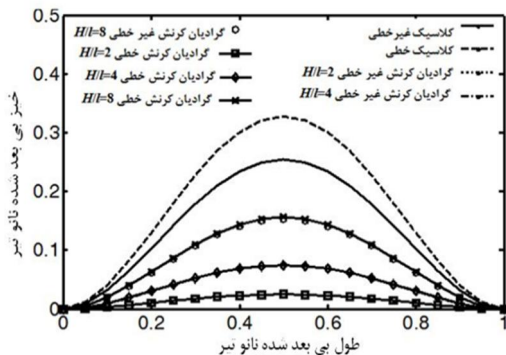
$\nu=0.38, N=0, \eta=6, L=20H, F_{\text{external}}=66.66$



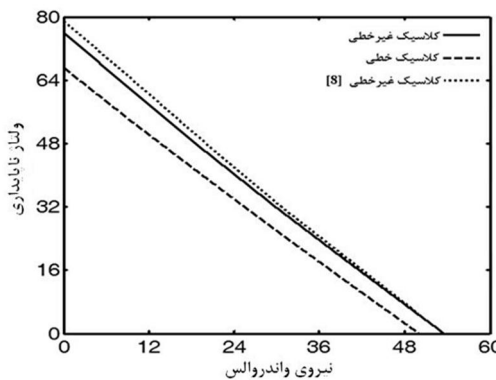
شکل 6 اثر نیروی واندروالس بر روی ولتاژ ناپایداری برای اثر اندازه‌های مختلف
($g/B=0.1, \eta=6, N=\nu=0, L=15H$)



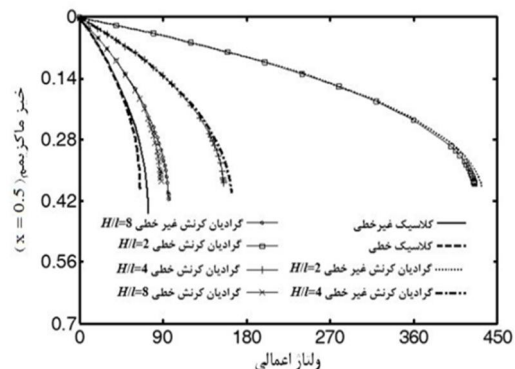
شکل 4 نمودار اثر ولتاژ ناپایداری بر روی پارامتر اثر اندازه بدون در نظر گرفتن نیروی واندروالس ($g/B=0.1, \eta=6, N=\nu=0, L=15H$)



شکل 7 نمودار خیز تیر بر حسب جابجایی برای اثر اندازه‌های مختلف ($L=25H$)



شکل 5 اثر نیروی واندروالس بر روی ولتاژ ناپایداری
($g/B=0.1, \eta=6, N=0$)



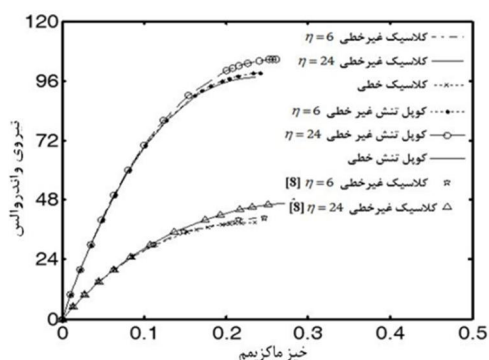
شکل 8 نمودار خیز ماکزیمم نانو تیر برای مقادیر مختلف ولتاژ اعمالی از صفر تا ولتاژ ناپایداری
 $\alpha_3=1, g/B=0.1, \eta=6, N=\nu=0, L=15H$

شکل رابطه نیروی واندروالس و خیز وسط تیر وقتی که هیچ گونه ولتاژی به سیستم اعمال نمی‌شود بیان شده است ($\beta=0$). در حقیقت وقتی فاصله بین تیر دو سر درگیر و بستر به مقدار کافی کوچک می‌شود نیروی واندروالس بدون هیچ گونه اعمال ولتاژ تحریکی به مقدار بحرانی خود می‌رسد و تیر به بستر برخورد می‌کند؛ بنابراین این چنین دستگاهی نمی‌تواند پایدار باشد. بمنظور محاسبه مقدار بحرانی نیروی واندروالس معادله حاکم نانو تیر برای $\beta=0$ حل می‌شود. شکل 12 اثر نیروی کشش محوری ناشی از تنش را برای تیر دو سر درگیر و مقادیر مختلف η و $N=0$ نشان می‌دهد. در این شکل رابطه نیروی واندروالس و خیز ماکزیمم وقتی هیچ گونه ولتاژی به

وجود ندارد. بنابراین ولتاژ ناپایداری مستقل از اثر اندازه است. نکته دیگری که این شکل بیان می‌کند این است که با افزایش نیروی و اندروالس ولتاژ ناپایداری سیستم کاهش می‌یابد؛ اما با افزایش پارامتر H/l که معادل کاهش پارامتر اثر اندازه (δ) است. در دو حالت وجود یا صفر بودن نیروی و اندروالس ولتاژ ناپایداری با یک رفتار مشابه کاهش می‌یابد. این شکل بیانگر آن است که اثر اندازه باعث افزایش سختی، افزایش ولتاژ ناپایداری و افزایش مقاومت الاستیک نانو تیر می‌شود. به عبارت دیگر با افزایش ضخامت نانو تیر و ثابت بودن پارامتر طول مشخصه، اثر اندازه کاهش یافته و نتایج نظریه گرادبان کرنش به نتایج نظریه کلاسیک میل می‌کند [42-44]. شکل 14 تأثیر پارامتر H/l را روی خیز ناپایداری نانو تیر بررسی شده در شکل 13 نشان می‌دهد. همان‌طور که در این شکل مشاهده می‌شود در غیاب نیروی و اندروالس ($\alpha_3 = 0$)، با افزایش اثر اندازه (δ) (کاهش H/l) خیز ناپایداری نانو تیر دو سر درگیر کاهش می‌یابد این روند برای حالت $\alpha_3 = 50$ برای تیر دو سر درگیر نیز مشاهده می‌شود. شکل 15 تأثیر اثر پارامتر اندازه (δ) را بر روی ولتاژ ناپایداری نانو تیر برای دو مقدار مختلف نیروی و اندروالس نشان می‌دهد. همان‌طور که از شکل مشخص می‌باشد با افزایش نیروی بین مولکولی و اندروالس ولتاژ ناپایداری در تیر کاهش می‌یابد. از سوی دیگر این شکل بیانگر این است که در حضور نیروی بین مولکولی و اندروالس، ولتاژ ناپایداری نانو سازه‌ها با افزایش اثر اندازه (δ)، افزایش می‌یابد. شکل 16 تغییرات خیز ناپایداری را بر حسب تابعی از پارامتر اثر اندازه و حضور نیروی و اندروالس نشان می‌دهد. همان‌طور که دیده می‌شود خیز ناپایداری نانو تیر دوسر درگیر با افزایش پارامتر اثر اندازه و حضور نیروی و اندروالس کاهش پیدا می‌کند. نتایج بررسی اخیر نشان می‌دهد که اثر همزمان وجود نیروی و اندروالس و اثر اندازه یک موضوع مهم برای تعیین پارامترهای ناپایداری نانو سازه‌ها بوده و باید در مدل‌های تئوری لحاظ گردد.

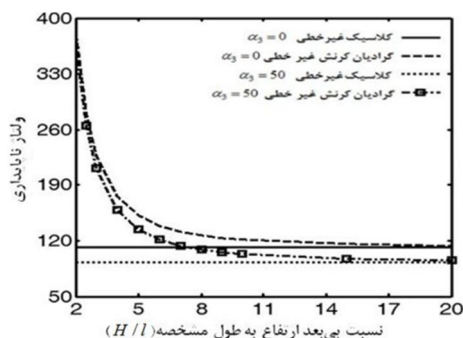
6- نتیجه‌گیری

در این مقاله نظریه‌های گرادبان کرنش به همراه نظریه تنش کوپل اصلاح شده و نظریه کلاسیک برای مدل نمودن اثرات نیروهای بین مولکولی و اثر اندازه بر



شکل 11 نمودار ارتباط بین نیروی و اندروالس و خیز ماکزیمم برای بارهای محوری

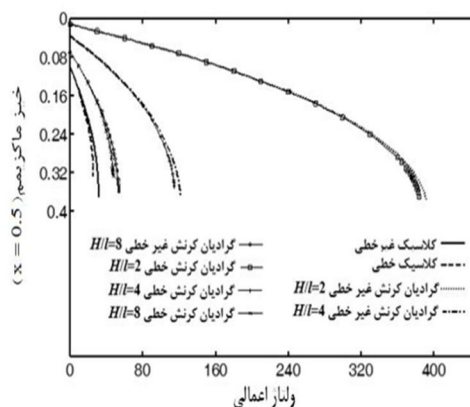
مختلف $\beta = 0, g/B = 0.1, \nu = N = 0, L = 15H, H = 2l$



شکل 12 نمودار تأثیر اثر اندازه روی ولتاژ ناپایداری برای ضخامت‌های مختلف نانو تیر

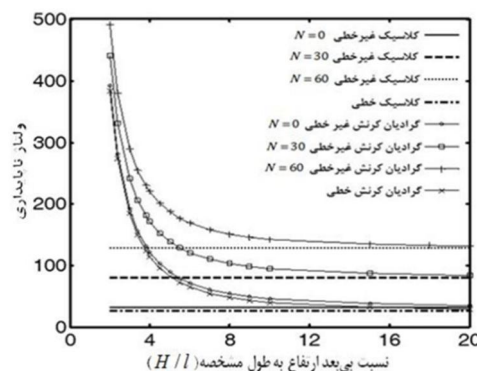
($g/B = 0.1$)

شکل 9 نمودار خیز ماکزیمم نانو تیر برای مقادیر مختلف ولتاژ اعمالی از صفر تا ولتاژ ناپایداری $\alpha_3 = 30, g/B = 0.1, \eta = 6, N = \nu = 0, L = 15H$



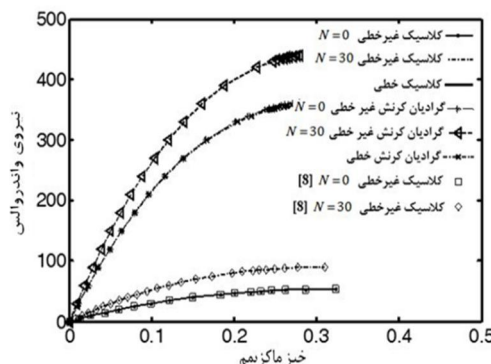
شکل 9 نمودار خیز ماکزیمم نانو تیر برای مقادیر مختلف ولتاژ اعمالی از صفر تا ولتاژ

ناپایداری $\alpha_3 = 30, g/B = 0.1, \eta = 6, N = \nu = 0, L = 15H$



شکل 10 نمودار تأثیر اثر اندازه روی ولتاژ ناپایداری برای ضخامت‌های مختلف نانو تیر

با مقادیر مختلف بارمحوری $g/B = 0.1, \eta = 6, \nu = 0, L = 15H$



شکل 11 نمودار ارتباط بین نیروی و اندروالس و خیز ماکزیمم برای بارهای محوری

مختلف $g/B = 0.1, \eta = 6, \nu = 0, L = 15H, H = 2l$

در نهایت آزمایش‌های بیشتری بر روی نانو عملگرها نیاز است تا محدودیت‌های نظریه‌های گرادیان کرنش و تنش کوپل اصلاح‌شده را آشکار نماید. به‌هرحال نظریه گرادیان کرنش و تنش کوپل اصلاح‌شده قابلیت مدل نمودن اثر اندازه را دارد که توسط نتایج آزمایشگاهی مورد قبول است ولی مدل کلاسیک محیط پیوسته چنین قابلیتی ندارد.

7- پیوست

$$a_0 = a', a_1 = (-a_0 + (1 / (k_1 D_1 + k_2 - D_2 k_4)) N(a_0)) \quad (1.پ)$$

$$a_2 = ((a_1 / (k_1 D_1 + k_2 - D_2 k_4)) N'(a_0)), \dots \quad (2.پ)$$

همچنین روابط زیر برای ترم‌های غیرخطی حاصل می‌شود.

$$N(a_0) = -a_0^3 k_3 + \int_0^1 \left(\frac{\alpha_3 \phi}{(1 - a_0 \phi)^3} \right) dx$$

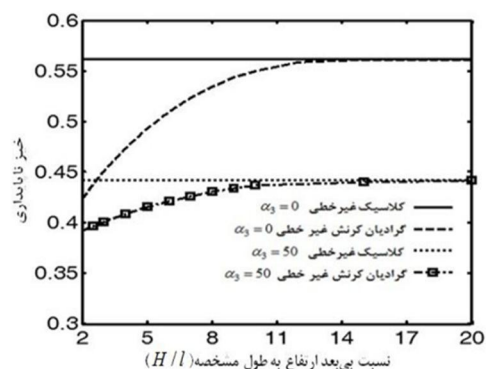
$$+ \int_0^1 \left(\frac{\beta \phi}{(1 - a_0 \phi)^2} (1 + \gamma(1 - a_0 \phi)) \right) dx, \dots \quad (3.پ)$$

8- مراجع

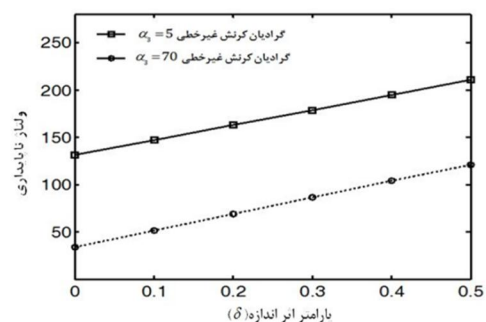
- [1] A. Koochi, A. Kazemi, M. Abadyan, Simulating deflection and determining stable length of freestanding carbon nanotube probe/sensor in the vicinity of graphene layers using a nanoscale continuum model, *World Scientific*, Vol. 6, No. 5, pp. 419-429, 2011.
- [2] C. H. Ke, H. D. Espinosa, *Nanoelectromechanical Systems (NEMS) and Modeling*, in: M. Rieth, W. Schommers and P. D. Gennes (Eds), *Handbook of Theoretical and Computational Nanotechnology*, chapter 121, American Scientific Publishers: Valencia, CA, 2006.
- [3] P. M. Osterberg, S. D. Senturia, M-TEST: A test chip for MEMS material property measurement using electrostatically actuated test structures, *J. Microelectromech. S*, Vol. 6, No.2, pp. 107-118, 1997.
- [4] M. I. Younis, A. H. Nayfeh, A study of the nonlinear response of a resonant microbeam to an electric actuation, *Nonlinear Dynamics*, Vol. 31, pp. 91-117, 2003.
- [5] A. Koochi, N. Fazli, R. Rach, Modeling the pull-in instability of the CNT-based probe/actuator under the Coulomb force and the van der Waals attraction, *Latin American Journal of Solids and Structures*, Vol. 11, No. 8, pp. 1315-1328, 2014.
- [6] A. Farrokhabadi, N. abadian, R. Rach, M. R. Abadyan, Theoretical modeling of the Casimir force-induced instability in freestanding nanowires with circular cross-section, *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, Vol. 63, pp. 67-80, 2014.
- [7] Y. Tadi Beni, I. Karimipour, Static pull-in instability analysis of beam type NEMS under molecular force using strain gradient theory, *Madares Mechanical Engineering*, Vol. 12, No. 3, pp. 37-49, 2012. (In Persian)
- [8] M. Moghimi Zand, M. T. Ahmadian, B. Rashidian, Dynamic pull-in instability of electrostatically actuated beams incorporating Casimir and van der Waals forces, *Proc. Inst. Mech. Eng. Part C J. Mech. Eng. Sci*, Vol. 224, pp. 2037-2047, 2010.
- [9] J. M. Dequesnes, S. V. Rotkin, N. R. Aluru, Calculation of pull-in voltages for switches, *Nanotechnology*, Vol. 13, No. 120, 2002.
- [10] M. Rahaeifard, M. H. Kahrobaian, M. Asghari, M. T. Ahmadian, Static pull-in analysis of microcantilevers based on the modified couple stress theory, *Sens. Actuators, A*, Vol. 171, pp. 370- 374, 2011.
- [11] Y. Tadi Beni, M. R. Abadyan, A. Noghrehabadi, Investigation of Size Effect on the Pull-In Instability of Beamtype NEMS under Van Der Waals Attraction, *Procedia Engineering*, Vol. 10, pp. 1718-1723, 2011.
- [12] B. Altan, E. Aifantis, On some aspects in the special theory of gradient elasticity, *Journal of the Mechanical Behavior of Materials*, Vol. 8, No. 3, pp. 231-282, 1997.
- [13] Cosserat, E. Cosserat, F, "Theorie des corp deformables", Herman, Paris, 1909.
- [14] R. D. Mindlin, N. N. Eshel, On first strain-gradient theories in linear elasticity, *International Journal of Solids and Structures*, Vol. 4, No. 1, pp. 109 - 124, 1968.
- [15] A. C. Eringen, D. B. G. Edelen, On nonlocal elasticity, *Int. J. Eng. Sci*, Vol. 10, pp. 233-248, 1972.
- [16] U. B. C. O. Ejiro, The plane circular crack problem in the linearized couple-stress theory, *Int. J. Eng. Sci*, Vol. 7, pp. 947-961, 1969.
- [17] D.C. C. Lam, F. Yang, A. C. M. Chong, J. Wang, P. Tong, Experiments and theory in strain gradient elasticity, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, Vol. 51, No. 8, pp. 1477-1508, 2003.

روی پارامترهای پولین استاتیکی نانو عملگر مورد استفاده قرار گرفت. موارد زیر از نتایج این تحقیق می‌باشد:

- نیروی واندروالس ولتاژ پولین و خیز عملگر دو سر درگیر را کاهش می‌دهد.
- در غیاب نیروی بین‌مولکولی (واندروالس)، ولتاژ پولین تیر با افزایش اثر اندازه افزایش می‌یابد
- در اندازه‌های کوچک ابعاد تیر به صورتی که این اندازه قابل مقایسه با اندازه طول مادی باشد با توجه به نتایج نظریه‌های گرادیان کرنش و تنش کوپل اصلاح‌شده می‌توان نتیجه گرفت که اثر اندازه یکی از پارامترهای مهم در طراحی و ساخت نانو عملگر می‌باشد.
- روش پیریشیدگی هوموتوبی در قیاس با روش‌های موجود در مراجع دارای پاسخ‌های مناسبی بوده و به نتایج حل عددی همگرا است.

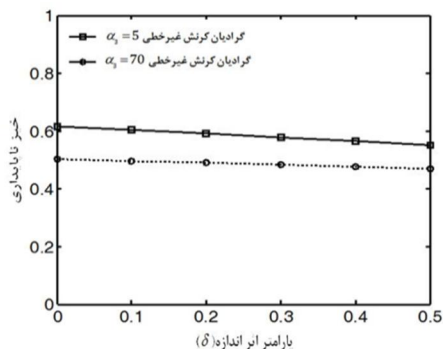


شکل 14 نمودار تأثیر اثر اندازه روی خیز ناپایداری برای ضخامت‌های مختلف نانو تیر



شکل 15 تأثیر پارامتر اثر اندازه (δ) روی ولتاژ ناپایداری با در نظر گرفتن نیروی

$$g / B = 1, \nu = N = 0, L = 20H, \eta = 24$$



شکل 16 تأثیر پارامتر اثر اندازه (δ) روی خیز ناپایداری با در نظر گرفتن نیروی

$$g / B = 1, \nu = N = 0, L = 20H, \eta = 24$$

- Scripta*, Vol. 81, No. 1, (10pp), 2010.
- [33] A. Koochi, A. Noghrehabadi, M. R. Abadyan, Approximating the Effect of Van Der Waals Force on the Instability of Electrostatic Nano-Cantilevers, *International Journal of Modern Physics B*, Vol. 25, No. 29, pp. 3965–3976, 2011.
- [34] J. Abdi, Y. T. Beni, A. R. Noghrehabadi, A. Koochi, A. S. Kazemi, A. Yekrangi, Analytical approach to compute the internal stress field of NEMS considering casimir forces, *Procedia Engineering*, Vol. 10, pp. 3757–3763, 2011.
- [35] Y. Tadi Beni, A. Koochi, M. Abadyan, Theoretical study of the effect of Casimir force, elastic boundary conditions and size dependency on the pull-in instability of beam-type NEMS, *Physica E*, Vol. 43, pp. 979–988, 2011.
- [36] I. Karimipour, A.R. Fotuhi, Analysis of mode III in infinite plane with multiple cracks based on strain gradient elasticity, *Modares Mechanical Engineering*, Vol. 14, No. 7, pp.139-149, 2014 (In Persian)
- [37] M. Mojahedia, M. Moghimi Zand, M. T. Ahmadian, Static pull-in analysis of electrostatically actuated microbeams using homotopy perturbation method, *Applied Mathematical Modelling*, Vol. 34, pp. 1032–1041, 2010.
- [38] S. Abbasbandy, The application of homotopy analysis method to nonlinear equations arising in heat transfer, *Phys. Lett. A*, Vol. 360, pp. 109–113, 2006.
- [39] H. Sadeghian, G. Rezazadeh, P.M. Osterberg, Application of the generalized differential quadrature method to the study of pull-in phenomena of MEMS switches, *Journal of Microelectromechanical Systems*, Vol. 16, pp. 1334–1340, 2007.
- [40] H. Roknia, R. J. Seethalerb, A. S. Milanib, S. Hosseini-Hashemic, X. F. Li, Analytical closed-form solutions for size-dependent static pull-in behavior in electrostatic micro-actuators via Fredholm integral equation, *Sensors and Actuators A: Physical*, Vol. 190, pp. 32–43, 2013.
- [41] M. H. Kahrobaiyan, M. Asghari, M. Rahaeifard, M. T. Ahmadian, A nonlinear strain gradient beam formulation, *International Journal of Engineering Science*, Vol. 49, No. 11, pp. 1256–1267, 2011.
- [42] A. Karami mohammadi, M. Abbasi, Investigation of the size effect on the vibrational behavior of an AFM microcantilever with a sidewall probe, using strain gradient elasticity theory, *Modares Mechanical Engineering*, Vol. 13, No. 13, pp. 90-99, 2013. (In Persian)
- [43] Tadi Beni, I. Karimipour, M. R. Abadyan, Modeling the effect of intermolecular force on the size-dependent pull-in behavior of beam-type NEMS using modified couple stress theory, *Journal of Mechanical Science and Technology*, 2014 (in press).
- [44] N. Fazli, A. Koochi, A. S. Kazemi, Mohamadreza Abadyanb, Influence of electrostatic force and the van der Waals attraction on the pull-in instability of the CNT-based probe-actuator, *Canadian Journal of Physics*, Vol. 92, No. 9, pp. 1047–1057, 2014.
- [18] F. Yang, A. C. M. Chong, D. C. C. Lam, P. Tong, Couple stress based strain gradient theory for elasticity, *Int. J. Solids Struct.*, Vol. 39, pp. 2731–2743, 2002.
- [19] N. A. Fleck, G. M. Muller, M. F. Ashby, J. W. Hutchinson, Strain gradient plasticity theory and experiments, *Acta Metall Mater*, Vol. 42, pp. 475–487, 1994.
- [20] J. S. Steolken, A. G. Evans, A microbend test method for measuring the plasticity length scale, *Acta Metall Mater*, Vol. 46, pp. 5109–5115, 1998.
- [21] W. D. Nix, Mechanical properties of thin films, *Metall Trans*, vol. 20, pp. 2217–2245, 1989.
- [22] N. A. Stelmashenko, M. G. Walls, L. M. Brown, Y. V. Milman, Microindentations on W and Mo oriented single crystals: an STM study, *Acta Metall. Mater*, Vol. 41, No. 10, pp. 2855–2865, 1993.
- [23] A. C. M. Chong, D. C. C. Lam, Strain gradient plasticity effect in indentation hardness of polymers, *Journal of Materials Research*, Vol. 14, No. 10, pp. 4103–4110, 1999.
- [24] W. Wang, Y. Huang, K. J. Hsia, K. X. Hu, A. Chandra, A study of microbend test by strain gradient plasticity, *International Journal of Plasticity*, Vol. 19, pp. 365–382, 2003.
- [25] Y. Cao, D. D. Nankivil, S. Allameh, W. O. Soboyejo, Mechanical Properties of Au Films on Silicon Substrates, *Materials and Manufacturing Processes*, Vol. 22, pp. 187–194, 2007.
- [26] He, J. Lille, C. M, Surface effect on the elastic behavior of static bending nanowires, *Nano Letters*, Vol. 8, No. 7, pp. 1798–1802, 2008.
- [27] A. Koochi, A. Kazemi, F. Khandani, M. Abadyan, Influence of surface effects on size-dependent instability of nano-actuators in the presence of quantum vacuum fluctuations, *Physica Scripta*, Vol. 85, No. 3, (11pp), 2012.
- [28] R. Soroush, A. Koochi, A. S. Kazemi, A. Noghrehabadi, H. Haddadpour, Investigating the effect of Casimir and van der Waals attractions on the electrostatic pull-in instability of nano-actuators, *Physica scripta*, Vol. 82, No. 4, (11pp), 2010.
- [29] J. Abdi, A. Koochi, A. S. Kazemi, M. Abadyan, Modeling the effects of size dependence and dispersion forces on the pull-in instability of electrostatic cantilever NEMS using modified couple stress theory, *Smart Materials and Structures*, Vol. 20, No. 5, (9pp), 2011.
- [30] Ji. H. He, A coupling method of a homotopy technique and a perturbation technique for non-linear problems, *International Journal of Non-Linear Mechanics*, Vol. 35, pp. 37- 43, 1998.
- [31] S. Pamuk, N. Pamuk, He's homotopy perturbation method for continuous population models for single and interacting species, *Computers & Mathematics with Applications*, Vol. 59, No. 2, pp. 612-621, 2010.
- [32] M. Abadyan, A. Novinzadeh, A. S. Kazemi, Approximating the effect of the Casimir force on the instability of electrostatic nano-cantilevers, *Physica*