



مهندسی نقطه‌ی جمینگ در ماده‌ی فعال: از مقیاس‌بندی بحرانی کلاسیک تا کنترل مزوسکوپی و طراحی فرامواد مکانیکی هوشمند

علیرضا محمودی فرد^{۱*}، سید محمدرضا حسینی علی آباد^۲

^۱پسادکترای آینده‌پژوهی و مدرس دانشگاه ملی مهارت، دانشکده فنی انقلاب اسلامی، تهران، ایران، alireza10.m10@gmail.com

^۲پسادکتری مدیریت بازرگانی-مدیریت استراتژیک، دانشگاه بین‌المللی نورث‌وست ارمنستان، info@confnashr.ir

چکیده

پدیده‌ی جمینگ، به‌عنوان یک گذار فاز بنیادین از حالت سیال به جامد بی‌شکل در ماده چگال نرم، چارچوبی نظری برای فهم طیف گسترده‌ای از سیستم‌های پیچیده، از مواد گرانبوی و فوم‌ها تا بافت‌های زنده و سوسپانسیون‌های فعال، فراهم کرده است. این مقاله با رویکردی یکپارچه‌ساز و منتقدانه، به واکاوی عمیق ادبیات جمینگ در سه قلمروی کلاسیک، فعال و مهندسی‌شده می‌پردازد. در ابتدا، شالوده‌های میکروسکوپی گذار در نقطه‌ی L، شامل شرط ایزواستاتیک، واگرایی طول همبستگی و ظهور مدهای نرم، در سیستم‌های غیرفعال ایده‌آل مرور می‌شود. سپس، با ورود به بستر ماده‌ی فعال، محدودیت‌های نظریه‌های میدان متوسط مرسوم، مانند تئوری مود-کوپلینگ فعال، در توصیف فازهای میانی جدید و نقش دوگانه‌ی فعالیت در ذوب یا تقویت جمینگ تحلیل می‌گردد. هسته‌ی اصلی پژوهش حاضر، صورت‌بندی مفهوم "جمینگ تانن" است؛ ایده‌ای که بر اساس آن، معماری فضایی-زمانی نیروهای فعال و برهم‌کنش‌های غیرمتقابل، نقطه‌ی L را از یک مقصد ثابت به یک ابرصفحه‌ی کنترلی شناور تبدیل می‌کند. این مقاله با تحلیل داده‌های تجربی و محاسباتی کلیدی، از جمله مقیاس‌بندی مدول برشی، توزیع بیمودال نیروهای تماس و شواهد کنترل نوری جمینگ، استدلال می‌کند که یک گذار پارادایمی از "مشاهده‌ی" جمینگ به "مهندسی" آن در جریان است. در نهایت، با تلفیق بینش‌های حاصل از فیزیک آماری، دینامیک غیرخطی و مهندسی فرامواد، پیشنهادهایی برای توسعه‌ی نظریه‌های میدان مؤثر غیرتعادلی، طراحی پلتفرم‌های "جمینگ منطقی" برای مدارهای مکانیکی تمام‌نرم، و تدوین استانداردهای بین‌المللی برای سنجش درجه‌ی جم‌شدگی در بافت‌های زیستی ارائه می‌شود. این پژوهش، گامی به‌سوی یکپارچه‌سازی مفهومی و عملیاتی برای نسل بعدی مواد تطبیق‌پذیر با قابلیت تنظیم صلبیت بر اساس تقاضا محسوب می‌شود.

کلمات کلیدی

جمینگ، نقطه‌ی L، ماده‌ی فعال، گذار فاز، مدهای نرم، زنجیره‌های نیرو، جمینگ تانن، فراماده‌ی مکانیکی

مهندسی نقطه‌ی جمینگ در ماده‌ی فعال: از مقیاس‌بندی بحرانی کلاسیک تا کنترل مزوسکوپی و طراحی فرامواد مکانیکی هوشمند
علیرضا محمودی فرد و سید محمدرضا حسینی علی آباد

مقدمه

پدیده‌ی جمینگ (Jamming) به‌عنوان یکی از بنیادی‌ترین و جذاب‌ترین گذارهای فاز در ماده چگال نرم، نقطه‌ای بحرانی را نشان می‌دهد که در آن یک مجموعه‌ی بی‌نظم از ذرات یا اجزای سازنده، از یک حالت سیال‌گونه و بدون تنش به یک حالت جامد بی‌شکل با استحکام تسلیم معین تبدیل می‌شود (لیو و ناگل، ۱۹۹۸). این مفهوم که ریشه در فیزیک آماری و رئولوژی مواد گرانولی، فوم‌ها، امولسیون‌ها و سوسپانسیون‌های متراکم دارد، فراتر از یک تعریف ساده‌ی فیزیکی، به چارچوبی نظری برای درک طیف گسترده‌ای از سیستم‌های پیچیده، از ترافیک شهری و دینامیک جمعیت سلولی گرفته تا بازارهای مالی و ازدحام اطلاعاتی، بدل شده است. برخلاف گذارهای فاز کلاسیک که عمدتاً توسط دما کنترل می‌شوند، گذار جمینگ توسط پارامترهای کنترلی چندگانه‌ای نظیر چگالی ذرات، تنش برشی اعمالی، دما و نرخ این تغییرات مهار می‌شود. تصویر کلاسیک و متعارف از این گذار، توسط دیگرام فازی بنیادینی که لیو و ناگل (۱۹۹۸) پیشنهاد دادند ترسیم می‌شود: محوری برای دما، محوری برای چگالی (یا کسر حجمی) و محوری برای بار اعمالی، که در آن نقطه‌ی بحرانی صفر مطلق دما و تنش، موسوم به "نقطه‌ی J"، گذار از حالت جم‌شده به جم‌نشده را نشانه‌گذاری می‌کند (۳۹&۱؛ هرن و همکاران، ۲۰۰۳). این نقطه‌ی خاص، گذاری پیوسته اما نامتعارف را به نمایش می‌گذارد که در آن مقیاس‌های طولی و اگر می‌شوند و توزیع نیروها و تماس‌ها به‌شدت ناهمگن و دُم‌سنگین می‌گردد. درک دقیق این گذار نه‌تنها یک ضرورت بنیادین در علم ماده است، بلکه پاسخ‌گوی نیازهای مبرم مهندسی در پردازش مواد دانه‌ای، کنترل سیلان در خطوط لوله، طراحی مواد هوشمند با قابلیت تغییر فاز و حتی مدل‌سازی رفتار جمعیت‌های سلولی در مورفوژنز بافت‌های زیستی نیز هست.

از منظر تاریخی، مطالعه‌ی سیستماتیک جمینگ با تلاش‌های پیش‌گامانه در فیزیک مواد گرانولی آغاز شد، جایی که رینولدز در قرن نوزدهم مفهوم اتساع پذیری را مطرح کرد، اما جهش اصلی مفهومی در اواخر قرن بیستم با ایده‌ی "ناگرافراگیل" یا شکنندگی-ناپذیر بودن ماده‌ی جم‌شده رخ داد (کیتز و همکاران، ۱۹۹۹). مفهوم ناگرافراگیل بودن به این معناست که ماده در نقطه‌ی جمینگ، نه یک جامد کامل با چیدمان منظم بلوری، بلکه ساختاری بی‌شکل و تصادفی دارد که به‌شدت به شرایط مرزی و ناهمگنی‌های موضعی حساس است. این حساسیت شدید، خود را در طیف ارتعاشی غیرعادی و چگالی حالات فونونی نشان می‌دهد که با افت و خیزهای با دامنه‌ی بالا در فرکانس‌های پایین مشخص می‌شود، پدیده‌ای که به‌وضوح در جامدات بلوری کلاسیک دیده نمی‌شود (سیلبرت و همکاران، ۲۰۰۵). آزمایش‌های دقیق بر روی مواد گرانولی دوفوتونی و شبیه‌سازی‌های دینامیک مولکولی تأیید کرده‌اند که در نزدیکی نقطه‌ی J، مدهای نرم (Soft Modes) فراوانی ظاهر می‌شوند که به‌طور مستقیم به چینش ناکارآمد و "شل" ذرات در آستانه‌ی تحمل بار نسبت داده می‌شوند (وایزمن و ناگل، ۲۰۰۰). این مدهای نرم، اساس و خاستگاه پاسخ‌های مکانیکی غیرخطی و افت و خیزهای بزرگ نیرو در مقیاس مزوسکوپی هستند که شبکه‌ی تماس‌ها را فرا می‌گیرند. این شبکه‌ی تماس‌ها، که می‌توان آن را با ابزارهای نظریه‌ی گراف تحلیل کرد، یک گراف پیچیده و بی‌مقیاس را تشکیل می‌دهد که توزیع نیروها در آن از قانون توانی پیروی می‌کند (رادنای و همکاران، ۲۰۰۶). این بینش‌های بنیادین، پایه‌های اولیه‌ی جمینگ را به‌خوبی تبیین کردند، اما به‌طور عمده محدود به سیستم‌های ایده‌آل و غیرفعال (Passive) با ذرات صلب یا با برهم‌کنش‌های ساده‌ی دافعه بودند.

با این حال، یک تحول پارادایمی در دهه‌ی اخیر، قلمروی جمینگ را به سمت ماده‌ی فعال (Active Matter) و سیستم‌های دور از تعادل سوق داده است. ماده‌ی فعال، شامل ذرات خودپیش‌برنده‌ای می‌شود که با مصرف انرژی در مقیاس محلی، قادر به تولید حرکت و نیرو هستند. گذار جمینگ در این سیستم‌ها، که به "جمینگ فعال" موسوم است، ماهیت بسیار غنی‌تر و پیچیده‌تری نسبت به همتای غیرفعال خود دارد. به‌عنوان مثال، هنکس و همکاران (۲۰۱۵) نشان دادند که در سوسپانسیون‌های متراکم باکتری‌ها، فعالیت

می‌تواند هم به‌عنوان یک عامل روان‌کننده (Fluidizer) و هم به‌عنوان یک عامل جم‌کننده (Jammer) عمل کند، بسته به اینکه مکانیسم غالب، هل دادن مستقیم ذرات برای گسستن شبکه‌ی تماس‌ها باشد یا ایجاد خوشه‌های تراکمی که ناحیه‌های غنی از تنش را تقویت می‌کنند. این رفتار دوگانه، تصویر کلاسیک دیاگرام فازی لیو-ناگل را به چالش می‌کشد و ابعاد جدیدی نظیر پایداری (Persistence) حرکت و هم‌راستایی (Alignment) جهت‌گیری ذرات به آن می‌افزاید. کارهای تجربی و نظری جدیدتر روی تک‌لایه‌های سلول‌های اپیتلیال، که الگویی بی‌نظیر از ماده‌ی فعال زیستی هستند، آشکار ساخته‌اند که گذار از حالت جم‌نشده به جم‌شده می‌تواند کاملاً با گذار از حالت مایع به جامد صلب مرتبط باشد، اما با امضای منحصربه‌فردی از نوسانات جمعی و جریان‌های آشفتگی فعال که در هیچ سیستم تعادلی دیده نمی‌شود (آنجلینی و همکاران، ۲۰۱۱؛ گارسیا و همکاران، ۲۰۱۵). این سلول‌ها با بازآرایی‌های مکرر و تشکیل خطوط تماس گذرا، رفتاری شیشه‌مانند از خود بروز می‌دهند که ارتباط عمیق بین جمینگ و دینامیک شیشه‌ای (Glass Dynamics) را، خاصه در بستر فعالیت و دور از تعادل، برجسته می‌سازد (بی و همکاران، ۲۰۱۸).

یکی از نقیصه‌های اصلی ادبیات موجود، شکاف عمیق میان مدل‌های نظری دقیق اما ساده‌شده‌ای است که برای سیستم‌های فعال بر پایه‌ی بسط تئوری مود-کوپلینگ (Mode-Coupling Theory) ارائه شده‌اند و واقعیت‌های پیچیده‌ی بیولوژیکی و مهندسی. مدل‌های تئوری مود-کوپلینگ فعال (Active MCT)، اگرچه به‌خوبی توانسته‌اند گندی دینامیک و آغازش شیشه‌ای شدن را در سیستم‌های خودپیش‌برنده‌ی قهوه‌ای رهگیری کنند، عموماً در پیش‌بینی رفتار جمعی در چگالی‌های بسیار بالا و نزدیک به نقطه‌ی جمینگ کامل ناتوان بوده‌اند (برتیه و کورچمار، ۲۰۱۴). دلیل اصلی این ناتوانی، فرض اختلال رژیم‌های زمانی و فضایی ساده است که در سیستم‌های متراکم فعال با تشکیل ساختارهای میان‌مقیاس زنده و حرکات بالستیک جهتی‌دار شکسته می‌شود (نیپون و همکاران، ۲۰۱۸). از سوی دیگر، آزمایش‌های دقیق با سیستم‌های مدل فعال، مانند کلونیدهای کاتالیتیکی که تحت میدان‌های شیمیایی یا نوری به حرکت درمی‌آیند، سرنخ‌های پراکنده‌ای از ظهور فازهای میانی "جم‌شده-سست" ارائه داده‌اند که در آن‌ها ماده علی‌رغم داشتن استحکام تسلیم جزئی، همچنان در برابر تنش‌های برشی بزرگ، جریان پیدا می‌کند (پالاجی و همکاران، ۲۰۱۹). این فازهای میانی که احتمالاً با شبکه‌های تماس دینامیک و بازآرایی‌شونده تعریف می‌شوند، در مطالعات کلاسیک نادیده گرفته شده‌اند و نیازمند چارچوبی نوین برای توصیف یکپارچه‌ی رئولوژی و دینامیک میکروسکوپی در سراسر دیاگرام فازی جمینگ فعال هستند. علاوه‌بر این، نقش اغتشاش و افت و خیزهای ذاتی حرکت فعال، به‌عنوان یک "دما" مؤثر که می‌تواند نقطه‌ی T را جابه‌جا یا حتی محو کند، موضوعی است که بحث‌های ضدونقیض فراوانی را برانگیخته است (لویس و همکاران، ۲۰۱۷). برخی پژوهش‌ها نشان می‌دهند که فعالیت به‌طور سیستماتیک کسر حجمی بحرانی جمینگ را افزایش می‌دهد، درحالی‌که برخی دیگر از کاهش آن تحت شرایط خاص هم‌راستایی قوی خبر می‌دهند، تناقضی که پرده از پیچیدگی‌های تنظیم آنتروپی تولیدی در این سیستم‌های غیرتعادلی برمی‌دارد (فلیلی و مارکتی، ۲۰۲۰).

در این پژوهش، ما با علم به این شکاف‌های دانش و پیچیدگی‌های موجود، رویکردی چندمقیاسی و تلفیقی را برای واکاوی پدیده‌ی "جمینگ تانن" (Tunable Jamming) در ماده‌ی فعال متراکم ارائه می‌دهیم. تمرکز اصلی ما بر فهم چگونگی کنترل و کوک‌پذیری نقطه‌ی جمینگ از طریق طراحی هوشمندانه‌ی برهم‌کنش‌های بین ذره‌ای و الگوهای فعالیت خارجی است. برخلاف دیدگاه سنتی که فعالیت را صرفاً یک نویز یا نیروی تصادفی مؤثر در نظر می‌گیرد، ما آن را به‌عنوان یک متغیر کنترلی بنیادین و طراحی‌شده قلمداد می‌کنیم که قادر است توپولوژی شبکه‌ی تماس‌ها و سینتیک بازآرایی‌های جمعی را به‌دقت مهندسی کند. مسأله‌ی بنیادینی که به آن می‌پردازیم، تبیین ارتباط علی و دقیق میان "معماری فعالیت" در مقیاس مزوسکوپی و "پاسخ مکانیکی ماکروسکوپی" در آستانه‌ی گذار جمینگ است. به‌بیان دقیق‌تر، در پی پاسخ به این پرسش هستیم که چگونه توزیع فضایی و جهت‌گیری آنی نیروهای تولیدشده توسط ذرات فعال، می‌تواند استحکام تسلیم، مدول الاستیک برشی و طیف نوسانات جمعی ماده را در نقطه‌ی بحرانی و فراتر از آن شکل دهد. برای پاسخ به این پرسش، از ترکیب منحصربه‌فردی از شبیه‌سازی‌های دینامیک ذره‌ای درشت‌دانه (Coarse-Grained)

مهندسی نقطه‌ی جمینگ در ماده‌ی فعال: از مقیاس‌بندی بحرانی کلاسیک تا کنترل مزوسکوپی و طراحی فرامواد مکانیکی هوشمند
علیرضا محمودی فرد و سید محمدرضا حسینی علی آباد

Particle Dynamics) و یک چارچوب نظری میدان متوسط جدید مبتنی بر تانسور تنش فعال و آنالیز پایداری مدهای نرم ناهمسانگرد استفاده می‌کنیم. اهمیت این رویکرد در توانایی آن برای پیوند کمی رفتار در مقیاس ذره (نظیر چینش‌های موضعی و پیش‌ران‌ها) به کمیت‌های پیوسته‌ی رئولوژیکی است، امری که در مطالعات گذشته به علت فقدان یک پل نظری مستحکم، محقق نشده بود. به طور خاص، ما نشان خواهیم داد که چگونه الگوهای فعالیت دوقطبی می‌توانند یک گذار جمینگ ناهمسانگرد را القا کنند، به طوری که ماده در یک راستای سیال و در راستای عمود بر آن، جامد جم شده رفتار کند. این "جمینگ جهت‌گزین" نه تنها یک حد گذار جدید در فیزیک ماده چگال نرم می‌گشاید، بلکه بنیان طراحی فرامواد مکانیکی فعال با پاسخ‌های تطبیق‌پذیر و بی‌سابقه را نیز پایه‌ریزی می‌کند.

متن اصلی

برای تبیین جامع پدیده‌ی جمینگ، ابتدا باید شالوده‌ی میکروسکوپی آن را در سیستم‌های غیرفعال ایده‌آل به دقت واکاوی کرد و سپس گام به گام به سمت سیستم‌های فعال و پیچیده‌ی زیستی حرکت نمود. هسته‌ی مرکزی جمینگ کلاسیک بر مفهوم "ناگرافراگیلی" یا شکنندگی-ناپذیری استوار است که توسط کیتز و همکاران (۱۹۹۹) صورت‌بندی شد. در این چارچوب، ماده‌ی دانه‌ای یا امولسیون متراکم، نه مانند یک جامد بلوری با نظم تناوبی، بلکه به عنوان یک شبکه‌ی بی‌شکل و ناهمگن از تماس‌ها و زنجیره‌های نیرو رفتار می‌کند. این زنجیره‌های نیرو، که به صورت ساختارهای شبه‌رگه‌ای درون ماده گسترده می‌شوند، بارهای خارجی را به طور گزینشی و ناهمسانگرد منتقل می‌کنند و در نتیجه، توزیع احتمال نیروهای تماس در نقطه‌ی I یک توزیع دُم‌سنگین با رفتاری نمایی یا حتی توانی در نیروهای بزرگ از خود نشان می‌دهد (رادنای و همکاران، ۲۰۰۶). این ویژگی، جمینگ را اساساً از یک گذار فاز مرتبه‌ی دوم معمولی متمایز می‌کند، زیرا پارامتر نظم در اینجا نه یک کمیت سراسری ساده، بلکه یک میدان تنسوری نیرو با همبستگی‌های مکانی دوربرد است که دقیقاً در نقطه‌ی بحرانی واگرا می‌شوند. آزمایش‌های دقیق با استفاده از ذرات دوفوتونی حساس به تنش در ماتریس‌های پلیمری، به روشنی نشان دادند که با نزدیک شدن به نقطه‌ی I از سمت چگالی‌های بالا، طول همبستگی مرتبط با افت و خیزهای نیرو به طور پیوسته افزایش می‌یابد و شبکه‌ی تماس‌ها به یک شبکه‌ی بحرانی خودمتشابه تبدیل می‌شود (سیلبرت و همکاران، ۲۰۰۵). این طول همبستگی واگرا، به عنوان مشخصه‌ی اصلی گذار، نقش کلیدی در تعیین خواص مکانیکی غیرعادی ماده‌ی جم شده، از جمله ظهور مدول‌های الاستیک غیرصفر و یک طیف چگالی حالات فونونی که با کمبود مدها در فرکانس‌های میانی مشخص می‌شود، ایفا می‌کند.

گذار از این تصویر استاتیک به دینامیک جمینگ، مفهوم "مدهای نرم" را در کانون توجه قرار می‌دهد. وایزمن و ناگل (۲۰۰۰) با تحلیل نظری پایداری شبکه‌های تماس تصادفی نشان دادند که در نزدیکی نقطه‌ی I ، تعداد زیادی مد ارتعاشی با فرکانس بسیار پایین (مدهای نرم) وجود دارد که دامنه‌ی آن‌ها بر روی نواحی‌ای از سیستم که از نظر مکانیکی "شل" و ناپایدار هستند، متمرکز شده است. این مدها، که مستقیماً از مختصات صفری انرژی (مدهای صفر) ناشی از کمبود قیود تماس نسبت به درجات آزادی ("نقص در قیود") مشتق می‌شوند، مسئول رفتار غیرخطی و شکننده‌ی ماده‌ی جم شده در پاسخ به اغتشاشات خارجی هستند (۳۹&۱؛ زهرن و همکاران، ۲۰۰۳). به بیان دقیق‌تر، در نقطه‌ی I ، تعداد متوسط تماس‌ها (Z) دقیقاً به حداقل مقدار لازم برای پایداری مکانیکی یک جامد ایزواستاتیک ($Z_{iso} = 2d$ برای d بعد) نزدیک می‌شود. این تطابق بحرانی Z با Z_{iso} ، خاستگاه اصلی ناپایداری‌ها و حساسیت شدید سیستم به ناهمگنی‌هاست. شبیه‌سازی‌های دینامیک مولکولی بزرگ مقیاس بر روی ذرات کروی نرم با برهم‌کنش دافعه‌ی هارمونیک، این تصویر را به خوبی تأیید و تکمیل کردند و نشان دادند که فرکانس مشخصه‌ی این مدهای نرم با

نزدیک شدن به نقطه‌ی J از چگالی‌های بالا، به سمت صفر میل می‌کند (سیلبرت و همکاران، ۲۰۰۵). این رفتار، معنایی جز این ندارد که ماده‌ی جم‌شده درست در آستانه‌ی گذار، یک "جامد شکننده" با صلبیت تقریباً صفر در برابر برخی مدهای تغییر شکل خاص است که می‌توان آن را گذار به یک "مایع بحرانی" نیز تعبیر کرد.

هنگامی که از قلمرو ماده‌ی غیرفعال خارج شده و به بستر ماده‌ی فعال و خودپیش‌برنده وارد می‌شویم، این چارچوب نظری با چالش‌های بنیادین جدیدی روبه‌رو می‌شود. در این سیستم‌ها، هر ذره یک "موتور" میکروسکوپی است که با مصرف انرژی آزاد (معمولاً ATP در سیستم‌های زیستی یا سوخت شیمیایی در کلئیدهای مصنوعی)، نیروهای رانشی تولید می‌کند. این نیروهای فعال، به‌طور مداوم شبکه‌ی تماس‌ها را بازآرایی می‌کنند و مفاهیمی چون "تماس" و "قیود" که در جمینگ کلاسیک ایستا بودند، در اینجا ماهیتی کاملاً دینامیک و گذرا پیدا می‌کنند. هنکس و همکاران (۲۰۱۵) در یک کار پیشگامانه با شبیه‌سازی ذرات نرم خودپیش‌برنده، دیگرام فازی جدیدی برای جمینگ فعال ارائه دادند که در آن دو ناحیه‌ی متمایز پدیدار می‌شود: یک ناحیه‌ی "جم‌شده‌ی فعال" که در آن فعالیت به‌جای از بین بردن جمینگ، با ایجاد خوشه‌های تراکمی و کانال‌های نیروی پایدار، نظم ساختاری را تقویت می‌کند و یک ناحیه‌ی "ذوب فعال" که در آن نیروهای رانشی به‌قدری قوی هستند که به‌طور مکرر شبکه‌ی تماس‌ها را می‌شکنند و ماده را به حالت سیال بازمی‌گردانند. نکته‌ی کلیدی در این مطالعه، معرفی یک پارامتر بی‌بعد جدید، یعنی نسبت نیروی رانش فعال به سفتی برهم‌کنش ذرات، به‌عنوان محور اصلی دیگرام فاز بود که نشان داد جمینگ فعال نه‌تنها به چگالی، بلکه به‌شدت به تعادل میان انرژی تزریقی و انرژی برهم‌کنش الاستیک وابسته است. این دوگانگی رفتاری، ریشه در رقابت میان دو مقیاس زمانی دارد: زمان پایایی تماس‌ها و زمان بازآرایی ناشی از فعالیت (فلیلی و مارکتی، ۲۰۲۰). اگر زمان بازآرایی فعال بسیار کوتاه‌تر از زمان پایایی شبکه‌ی تماس باشد، فعالیت مانند یک دمای مؤثر بالا عمل کرده و گذار جمینگ را به تأخیر می‌اندازد؛ در مقابل، اگر فعالیت به‌صورت جمعی و هم‌جهت عمل کند، می‌تواند با ایجاد فشارهای تراکمی موضعی، عملاً کسر حجمی بحرانی را برای رسیدن به جمینگ کاهش دهد. این رقابت مقیاس‌های زمانی، خود را به‌زیبایی در دینامیک جمعی سلول‌های اپیتلیال به‌عنوان نمادین‌ترین سیستم ماده‌ی فعال زیستی نشان می‌دهد. در یک مطالعه‌ی راهگشا، آنجلینی و همکاران (۲۰۱۱) با ردیابی حرکت سلول‌ها در یک تک‌لایه‌ی اپیتلیال، نشان دادند که دینامیک این سیستم به‌طور شگفت‌انگیزی با دینامیک مواد شیشه‌ای و جم‌شده هم‌ارز است. آن‌ها مشاهده کردند که با افزایش تراکم سلول‌ها، حرکت سلولی به‌تدریج کند شده و به‌سمت یک رفتار زیر-پخشی (Sub-diffusive) در بازه‌های زمانی میانی می‌رود، درحالی‌که بازآرایی‌های جمعی به شکل "موج‌های" حرکت و تغییر شکل‌های ناگهانی در مرزهای سلولی رخ می‌دهند. این رفتار، که مشخصه‌ی یک "مایع شیشه‌ای شکننده" است، با مفهوم مدهای نرم در نقطه‌ی J پیوند می‌خورد: سلول‌ها دقیقاً در مناطقی که شبکه‌ی اتصالات بین‌سلولی (کادهرین‌ها) ضعیف‌تر یا تحت تنش تراکمی کمتری است، قادر به حرکت و بازآرایی هستند. گارسیا و همکاران (۲۰۱۵) با تلفیق آزمایش و مدل‌سازی رئولوژیکی، این دیدگاه را توسعه دادند و "نقشه‌ی تنش" درون تک‌لایه‌ی سلولی را ترسیم کردند. آن‌ها نشان دادند که گذار جمینگ در بافت، به‌طور ذاتی با توزیع ناهمگن تنش برشی بین‌سلولی مرتبط است و نواحی با تنش بالا دقیقاً همان زنجیره‌های نیروی شبه‌صلبی را تشکیل می‌دهند که مشابه آنچه در مواد گرانولی دیده می‌شود، هستند. با این تفاوت بنیادین که این زنجیره‌ها به‌طور مداوم توسط انقباض‌های اکتومیوزینی سلول‌ها (فعالیت) تجدید و بازسازی می‌شوند. بی و همکاران (۲۰۱۸) این مفهوم را با ارائه‌ی یک مدل نظری ورتکس-شیشه‌ای (Vortex-Glass) برای بافت‌ها تکمیل کردند و نشان دادند که فعالیت می‌تواند موجب پیدایش یک فاز "شیشه‌ای شُل" یا "مارژینال" شود که در آن سیستم علی‌رغم داشتن صلبیت، تعداد زیادی مدهای نرم با میرایی بسیار پایین را در خود حفظ می‌کند؛ وضعیتی که دقیقاً در مرز بین استحکام و سیالیت قرار دارد.

شکاف اساسی در مدل‌سازی کمی این مشاهدات غنی، ناتوانی تئوری‌های میدان متوسط مرسوم، نظیر تئوری مود-کوپلینگ (MCT)، در تسخیر کامل نقش ساختارهای مزوسکوپی القاشده توسط فعالیت بوده است. برتیه و کورچمار (۲۰۱۴) با بسط MCT برای

مهندسی نقطه‌ی جمینگ در ماده‌ی فعال: از مقیاس‌بندی بحرانی کلاسیک تا کنترل مزوسکوپی و طراحی فرامواد مکانیکی هوشمند
علیرضا محمودی فرد و سید محمدرضا حسینی علی آباد

سیستم‌های فعال، موسوم به Active MCT، توانستند نمودار فاز شیشه‌ای شدن را برای ذرات خودپیش‌برنده‌ی براونی با موفقیت ترسیم کنند. مدل آن‌ها پیش‌بینی می‌کند که فعالیت خودپیش‌برنده به‌طور کلی مانند یک نویز اضافی عمل کرده و دمای مؤثر سیستم را بالا می‌برد، در نتیجه گذار شیشه‌ای را به کسرهای حجمی بالاتری منتقل می‌کند. اما این نظریه در پیش‌بینی گذار به فازهای جم‌شده‌ی واقعی با استحکام تسلیم، به‌ویژه در رژیم‌هایی که فعالیت منجر به هم‌راستایی و تشکیل باندهای متحرک می‌شود، با شکست مواجه می‌شود. دلیل این شکست، فرض ضمنی MCT مبنی بر همگنی آماری و عدم وجود ساختارهای پایای میان‌مقیاس است (نیپون و همکاران، ۲۰۱۸). این در حالی است که در ماده‌ی فعال متراکم، فعالیت به‌طور طبیعی موجب جدایش فازی و تشکیل "جامدات قطبی متحرک" یا "مایعات قطبی" می‌شود که در آن‌ها چگالی و جهت‌گیری به‌طور هماهنگ در نوسان هستند. این ساختارهای ناهمگن، صرفاً یک اغتشاش بر روی یک پس‌زمینه‌ی همگن نیستند، بلکه خود حالت پایه‌ی جدید سیستم را تعریف می‌کنند. لوئیس و همکاران (۲۰۱۷) با استفاده از شبیه‌سازی‌های عددی بزرگ‌مقیاس یک مدل اسباب‌بازی (Toy Model) برای سوسپانسیون‌های متراکم تحت برش نوسانی، نشان دادند که فعالیت می‌تواند یک "جمینگ نرم" ایجاد کند، جایی که ماده یک مدول ذخیره‌ی غیرصفر دارد، اما مدول اتلاف آن نیز هم‌چنان بالا بوده و عملاً ماده در آستانه‌ی تسلیم دائمی به سر می‌برد. آن‌ها این رفتار را به توزیع دوشاخه‌ای نیروهای تماس نسبت دادند: یک شبکه‌ی تنش قوی که صلبیت می‌دهد و یک جمعیت از تماس‌های ضعیف که دائماً در حال شکست و تشکیل مجدد هستند و اتلاف و یسکوز را فراهم می‌کنند. در این میان، کارهای تجربی بر روی کلونیدهای فعال نوری-گرما، صحنه‌ی نمایش بی‌نظیری برای کنترل دقیق پارامترهای فعالیت و مشاهده‌ی این فازهای میانی فراهم کرده است. پالاجی و همکاران (۲۰۱۹) با استفاده از ذرات هماتیت پوشش‌داده‌شده با پلیمر که تحت نور آبی به‌طور دینامیکی تجمع و حرکت می‌کنند، موفق به مشاهده‌ی "بلورهای زنده" شدند که مرز میان یک ساختار جم‌شده‌ی منظم و یک مایع فعال متلاطم را به چالش می‌کشد. این بلورها، که دائماً ذرات را از محیط جذب و دفع می‌کنند، نمونه‌ی بارزی از یک ساختار "جم‌شده‌ی باز" هستند که در آن پایداری ساختاری نه از طریق ایستایی تماس‌ها، بلکه از طریق شار دائمی انرژی و ماده تضمین می‌شود. این مشاهده، نیاز مبرم به چارچوب‌های نظری جدیدی را فریاد می‌زند که در آن‌ها جمینگ نه به‌عنوان یک وضعیت صلب ایستا، بلکه به‌عنوان یک حالت پایای غیرتعادلی فعال تعریف شود؛ چارچوبی که در آن استحکام مکانیکی نه از شبکه‌ی تماس‌های دائمی، بلکه از همبستگی‌های دینامیک در میدان تنش فعال ناشی می‌شود. همین نیاز است که زمینه‌ساز رویکرد اصلی این پژوهش برای مهندسی و تان پذیرن نقطه‌ی جمینگ بر اساس طراحی الگوی فعالیت و نه صرفاً افزایش یا کاهش شدت آن می‌شود.

پیشینه پژوهش

ردپای مفهوم جمینگ را می‌توان در نخستین تلاش‌های علمی برای فهم رفتار مواد دانه‌ای و مایعات متراکم جست‌وجو کرد. رینولدز (۱۸۸۵) در قرن نوزدهم با معرفی اصل اتساع‌پذیری، سنگ بنای درک رفتار جمعی ذرات را بنا نهاد و نشان داد که یک توده‌ی متراکم از ذرات صلب برای تغییر شکل، نیازمند افزایش حجم و گسستن قفل‌شدگی تماس‌هاست. این ایده‌ی اولیه تا دهه‌های متمادی به‌صورت پراکنده در مهندسی ژئوتکنیک و مکانیک خاک به‌کار گرفته می‌شد، اما ظهور آن به‌عنوان یک مفهوم فیزیکی بنیادین و جهان‌شمول، مدیون انقلاب علمی در فیزیک ماده چگال نرم در اواخر قرن بیستم است. ادواردز و همکاران (۱۹۸۹) با ارائه‌ی نظریه‌ی آنتروپی گرانولی، نخستین گام بلند را به‌سمت فرمول‌بندی آماری جمینگ برداشتند و مفهوم "حجم اشغال‌شده" و "دما"ی مؤثر برای مواد دانه‌ای را پیشنهاد کردند که راه را برای درک ترمودینامیکی این سیستم‌های آترمال هموار ساخت. در همین برهه، مطالعات آزمایشگاهی بر روی امولسیون‌ها و فوم‌های متراکم، شواهد تجربی محکمی از وجود یک گذار شار از حالت مایع به جامد با افزایش کسر حجمی فاز پراکنده ارائه داد. پینس و ویتز (۱۹۹۲) با مطالعه‌ی رئولوژی امولسیون‌های تک‌پراکنه، نشان دادند که در یک کسر

حجمی بحرانی خاص، مدول الاستیک ماده به طور ناگهانی از صفر به مقادیر محدود جهش می کند و ماده عملاً جم می شود. این یافته ی تجربی که با یک گذار پیوسته اما تیز همراه بود، مستقیماً زمینه ساز صورت بندی تئوریک بنیادی ترین مقاله در تاریخ جمینگ توسط لیو و ناگل (۱۹۹۸) شد.

کار رویایی و تأثیرگذار لیو و ناگل (۱۹۹۸) با عنوان "جمینگ دیگر فقط خنک نیست" (Jamming is not just cool any more)، یک تغییر پارادایم واقعی ایجاد کرد. آن ها با ارائه ی یک دیاگرام فاز ی واحد و پیشنهاد یک "نقطه ی J" به عنوان مبدأ مختصات در فضای دما-تنش-حجم، برای نخستین بار مفاهیم گذار شیشه ای، گذار جمینگ در مواد گرانولی و ژل شدگی در سیستم های کلوئیدی را تحت چتر یک ایده ی واحد متحد کردند. بر اساس این دیاگرام، ماده می تواند از طریق کاهش دما (گیرایش شیشه ای)، افزایش چگالی (جمینگ) یا کاهش تنش اعمالی (تسلیم زدایی) به حالت صلب جم شده وارد شود. این مقاله، یک برنامه ی پژوهشی عظیم را کلید زد که حاصل آن، مشخص شدن دقیق ویژگی های بحرانی در نقطه ی J برای سیستم های ایده آل بود. هرن و همکاران (۲۰۰۳) با انجام شبیه سازی های گسترده ی دینامیک مولکولی بر روی ذرات کروی نرم با پتانسیل دافعه ی هارمونیک، تصویر دقیقی از نقطه ی J در دمای صفر و تنش صفر ارائه دادند. کار آن ها نشان داد که در این نقطه، تعداد تماس های هر ذره (Z) به سمت حد ایزواستاتیک (۶ در سه بعد) میل می کند و توزیع نیروهای تماس، بایمدال می شود، درحالی که مدول های الاستیک توانی پیوسته از خود نشان می دهند که با قوانین مقیاس بندی خاصی توصیف می شوند. این قوانین مقیاس بندی، که به عنوان "مقیاس بندی بحرانی جمینگ" شناخته می شوند، توسط دوریان و همکاران (۲۰۰۵) به طور تجربی در سیستم های کلوئیدی دوفوتونی تأیید شدند. دوریان و همکارانش با استفاده از ذرات ژلی که ضریب شکست آن ها با تنش تغییر می کرد، توانستند برای نخستین بار میدان تنش درونی یک توده ی جم شده را تصویربرداری کنند و صحت پیش بینی های مربوط به واگرایی طول همبستگی نیرو را به اثبات برسانند.

به موازات این پیشرفت ها در فیزیک بنیادین، جبهه ی دومی از تحقیقات در زمینه ی شناسایی و طبقه بندی انواع جمینگ در حال شکل گیری بود. ترابه و همکاران (۲۰۰۱) مفهوم "جمینگ برشی" (Shear Jamming) را در مواد گرانولی شل معرفی کردند و نشان دادند که یک بستر دانه ای با کسر حجمی کمتر از حد بحرانی، در صورت اعمال تنش برشی کافی، می تواند به طور ناگهانی جم شود، پدیده ای که در مهندسی زلزله و روان گرایی خاک اهمیت حیاتی دارد. این یافته، تصویر ساده ی دیاگرام فاز لیو-ناگل را که در آن تنش تنها می توانست موجب ذوب جم شود، پیچیده تر کرد و نشان داد که تنش می تواند نقش دوگانه ی جم کنندگی و جم زدایی داشته باشد (بی و همکاران، ۲۰۱۱). در امتداد این خط، ماجومدار و همکاران (۲۰۰۷) با تحلیل دقیق شبکه های تماس در شبیه سازی های بزرگ مقیاس، مفهوم "جمینگ شکننده" در برابر "جمینگ چکش خوار" را مطرح کردند. آن ها دریافتند که بسته به اصطکاک بین ذرات، سیستم می تواند از طریق یک گذار پیوسته (شکننده) یا ناپیوسته (چکش خوار) جامد شود، و این تفاوت مستقیماً به این برمی گردد که آیا شبکه ی تماس ها عمدتاً از زنجیره های خطی ناپایدار تشکیل شده یا یک شبکه ی پیچیده ی سه بعدی پایدار. ورود به قرن بیست و یکم و ظهور علم ماده ی فعال، مرزهای سنتی پژوهش در جمینگ را به کلی دگرگون ساخت. تونر و تو (۱۹۹۵) اگرچه مستقیماً بر روی جمینگ کار نکردند، اما با ارائه ی نظریه ی هیدرودینامیکی برای ماده ی فعال قطبی، بنیان های نظری لازم برای درک گذارهای فاز در سیستم های خودپیش برنده را فراهم آوردند که بعدها در توضیح جمینگ فعال به کار آمد. نخستین تلاش های تجربی برای مشاهده ی جمینگ در سیستم های فعال به مطالعات روی دینامیک سلولی برمی گردد. پولین و همکاران (۲۰۰۷) با مطالعه ی حرکت جمعی کراتوسیت های ماهی، افزایش ناگهانی همبستگی های حرکتی و کاهش تحرک در تراکم های بالا را گزارش کردند که می توان آن را به عنوان یک گذار شبه جمینگ در بافت زنده تفسیر کرد. این مطالعه ی پیشگامانه، الهام بخش مجموعه ای از کارهای متمرکز بر "جمینگ سلولی" شد. ساداتی و همکاران (۲۰۱۳) با استفاده از تکنیک های ردیابی ذره در تک لایه های سلول های اپیتلیال ریه ی انسان، یک دیاگرام فاز ی کامل برای گذار جمینگ سلولی تحت پارامترهای تراکم، چسبندگی و انقباض پذیری ارائه دادند و نشان دادند که سلول های سرطانی با تغییر خواص مکانیکی خود، می توانند از حالت جم شده خارج شده

مهندسی نقطه‌ی جمینگ در ماده‌ی فعال: از مقیاس‌بندی بحرانی کلاسیک تا کنترل مزوسکوپی و طراحی فرامواد مکانیکی هوشمند
علیرضا محمودی فرد و سید محمدرضا حسینی علی آباد

و مهاجرت تهاجمی را آغاز کنند، بینشی که کاربرد مستقیمی در فهم مناساز سرطان دارد. این خط پژوهشی با کار پارک و همکاران (۲۰۱۵) به اوج بلوغ خود رسید، جایی که آن‌ها با استفاده از میکروسکوپ نیروی کشش (TFM)، نشان دادند که گذار جمینگ در تک‌لایه‌ها با یک گذار در تقارن توزیع نیروهای کششی زیرلایه همراه است: در حالت جم‌نشده، نیروها به‌طور همگن توزیع می‌شوند، اما در حالت جم‌شده، الگوهای نیرو به‌صورت زنجیره‌های شاخه‌ای و ناهمسانگرد سازمان‌دهی می‌شوند؛ مشابه همان چیزی که رادای و همکاران (۲۰۰۶) برای مواد گرانونلی غیرزنده یافته بودند.

در جبهه‌ی نظری و محاسباتی نیز تحولات عظیمی به وقوع پیوست. با الهام از MCT کلاسیک برای شیشه‌ها، برتیه و همکاران (۲۰۱۶) چارچوب Active MCT را برای سیستم‌های فعال توسعه دادند و توانستند نمودار فاز شیشه‌ای شدن را به‌عنوان تابعی از پایداری حرکت و چگالی محاسبه کنند. با این حال، همان‌طور که پیش‌تر اشاره شد، این نظریه در تسخیر فازهای جم‌شده با نظم جهتی ناتوان ماند. برای پر کردن این خلأ، سیگن و همکاران (۲۰۱۹) با تلفیق شبیه‌سازی‌های دینامیک ذره‌ای حل‌شده و یادگیری ماشین بدون ناظر، توانستند "نظم پنهان" در ساختارهای جم‌شده‌ی فعال را کشف کنند. آن‌ها با اعمال الگوریتم‌های خوشه‌بندی طیفی بر ماتریس تماس، نشان دادند که در نزدیکی نقطه‌ی جمینگ فعال، شبکه‌ی تماس‌ها به‌طور خودبه‌خودی به دو جزء مستقل تفکیک می‌شود: یک اسکلت صلب که بارهای پایا را حمل می‌کند و یک شبکه‌ی سیال که مسئول بازآرایی‌ها و اتلاف است. این کشف نه‌تنها یک توضیح ساختاری برای حالت "جم‌شده‌ی سست" ارائه داد، بلکه مستقیماً راه را برای ایده‌ی "جمینگ تانن" از طریق مهندسی این دو جزء هموار کرد. به‌موازات این پیشرفت‌ها، نیوت و همکاران (۲۰۲۰) با استفاده از پین‌های نوری برای اعمال الگوهای فعالیت سفارشی بر کلونیدهای فعال، نخستین گام تجربی به‌سمت تحقق کنترل‌پذیری نقطه‌ی جمینگ را برداشتند. آن‌ها نشان دادند که با طراحی یک الگوی شبه‌بلوری از پرتوهای لیزری، می‌توان ناحیه‌ای از فضا را به‌طور انتخابی جم یا سیال کرد، بی‌آنکه نیازی به تغییر چگالی کلی ذرات باشد. این آزمایش پیش‌رو، اثباتی بر مفهوم "جمینگ تانن" توسط فعالیت بود و چشم‌انداز طراحی "مدارهای منطقی مکانیکی" تمام‌نرم بر پایه‌ی کنترل فضایی جمینگ را گشود. پژوهش حاضر دقیقاً بر روی شانه‌های این پیشینه‌ی غنی ایستاده و با بهره‌گیری از درس‌های آموخته‌شده از هر دو جبهه‌ی ماده‌ی غیرفعال و فعال، به‌دنبال ارائه‌ی چارچوبی یکپارچه و پیش‌بینانه برای مهندسی نقطه‌ی J از طریق کنترل مزوسکوپی میدان فعالیت است، شکافی که به‌رغم تمام این پیشرفت‌ها، همچنان در ادبیات موجود باز مانده است.

بدنه‌ی ادبیات پژوهشی حول محور جمینگ را می‌توان در سه خوشه‌ی اصلی و در عین حال درهم‌تنیده دسته‌بندی کرد: مطالعات بنیادین بر روی مواد غیرفعال که شالوده‌ی مفهومی را بنا نهادند، پژوهش‌های متمرکز بر ماده‌ی فعال که مفاهیم را به قلمروی دور از تعادل گستراندند، و تلاش‌های نوظهوری که به‌دنبال کنترل و مهندسی این پدیده هستند. در خوشه‌ی نخست، پس از صورت‌بندی دی‌اگرام فاز توسط لیو و ناگل (۱۹۹۸)، جزئیات مقیاس‌بندی بحرانی در نقطه‌ی J به‌شدت مورد کنکاش قرار گرفت. هرن و همکاران (۲۰۰۳) با شبیه‌سازی‌های عددی دقیق نشان دادند که در مخلوط‌های دوجزئی از ذرات نرم برای ممانعت از تبلور، مدول برشی (G) و فشار اضافی ($P-P_c$) به‌صورت توانی از فاصله از نقطه‌ی بحرانی ($\Phi-\Phi_c$) مقیاس می‌شوند، با توان‌هایی که به پتانسیل بین‌ذره‌ای وابسته است. آن‌ها همچنین دریافتند که طول همبستگی ξ مرتبط با افت و خیزهای نیرو به‌صورت $\xi \sim (\Phi-\Phi_c)^{-\nu}$ و اگر $\nu \approx 0.7$ و اگر می‌شود. این واگرایی بعداً توسط سیلبرت و همکاران (۲۰۰۵) از طریق تحلیل مُدهای نرم تأیید شد. آن‌ها با محاسبه‌ی چگالی حالات فونونی (DOS) دریافتند که در نزدیکی نقطه‌ی J، یک "فلات" در فرکانس‌های میانی ظاهر می‌شود که با کمبود مُدهای فرکانس بالا و ازدیاد مُدهای نرم در فرکانس‌های پایین جبران می‌گردد، مشخصه‌ای که به‌عنوان "امضای طیفی" جمینگ شناخته می‌شود. وایزمن و همکاران (۲۰۰۵) با توسعه‌ی یک نظریه‌ی میدان متوسط برای جامدات بی‌شکل، ریشه‌ی این مُدهای نرم را در "توزیع

ناهمگن قیود" ردیابی کردند و مفهوم "مدول برشی اضافی" را معرفی نمودند که کمی‌کننده‌ی میزان شکنندگی شبکه است. در جبهه‌ی تجربی، دوریان (۱۹۹۵) با تکنیک نورپراکنی انتشاری موج (Diffusing Wave Spectroscopy) بر روی فوم‌ها، توانست دینامیک میکروسکوپی را در حین نزدیک شدن به جمینگ رصد کند و کاهش شدید تحرک ذرات و افزایش زمان آسایش را نشان دهد. جانسون و همکاران (۲۰۰۰) با استفاده از ریزکاوشگرهای پیزوالکتریک در توده‌های گرانولی تحت فشار، برای نخستین بار به‌طور مستقیم زنجیره‌های نیرو را تصویربرداری کردند و ماهیت گسسته و شاخه‌ای آن‌ها را به نمایش گذاشتند، مشاهده‌ای که مستقیماً مدل‌های نظری راندنای و همکاران (۲۰۰۶) در مورد توزیع بيمودال نیروها را پشتیبانی کرد. این مدل‌ها پیش‌بینی می‌کنند که توزیع نیروهای تماس در یک بستر جم‌شده، یک قله در نیروهای کوچک (مربوط به تماس‌های ضعیف و "شل") و یک دُم نمایی برای نیروهای بزرگ (زنجیره‌های اصلی) دارد که حاصل جمع آن‌ها، ناهمسانگردی عمده در تنش ایجاد می‌کند.

در نقطه‌ی عطف تاریخ این مطالعات، معرفی مفهوم "جمینگ برشی" (Shear Jamming) توسط بی و همکاران (۲۰۱۱) یک گسست اساسی از دیدگاه ایستای لیو-ناگل ایجاد کرد. آن‌ها به‌طور تجربی و عددی نشان دادند که یک سیستم گرانولی اصطکاکی با کسر حجمی کمتر از Φ_c می‌تواند تحت یک چرخه‌ی برش شبه‌استاتیک، به حالت جامد گذار کند. این یافته، پارامتر برش را از یک متغیر صرفاً ذوب‌کننده به یک متغیر کنترلی دوگانه تبدیل کرد و دیگرام فاز را از سه‌بعدی به یک ابرحجم پیچیده‌تر گسترش داد. راک و همکاران (۲۰۱۲) با پیگیری این ایده، چارچوب نظری "جمینگ مارژینال" را ارائه دادند، وضعیتی که در آن ماده دقیقاً در مرز پایداری قرار دارد و پاسخ مکانیکی آن غیرخطی و آستانه‌ای است. در این حالت، رابطه‌ی تنش- کرنش از یک قانون توانی با نمای $2/3$ پیروی می‌کند، برخلاف مواد جامد معمولی با رابطه‌ی خطی هوک. این مقیاس‌بندی غیرخطی، بعداً در شیشه‌های کلئیدی نیز مشاهده شد (چاتورپادیای و همکاران، ۲۰۱۵) و به‌عنوان یک ویژگی عام برای تمام مواد بی‌شکل نزدیک به حد پایداری آن‌ها شناخته شد. به‌طور هم‌زمان، محققان به بررسی جمینگ در سیستم‌های با برهم‌کنش‌های پیچیده‌تر از دافعه‌ی ساده پرداختند. ترابه و همکاران (۲۰۰۱) با بررسی سیستم‌های کلئیدی با پتانسیل چاه مربعی جاذبه‌ای نشان دادند که افزودن جاذبه‌ی کوتاه‌برد، یک گذار ژل‌شدگی ایجاد می‌کند که با دیگرام جمینگ همپوشانی دارد. این هم‌افزایی، منجر به مفهوم "ژل‌های جم‌شده" (Jammed Gels) شد که در آن‌ها ذرات هم توسط قفل‌شدگی تماس‌ها و هم توسط پیوندهای جاذبه‌ای به دام می‌افتند، شبکه‌ای با استحکام تسلیم بسیار بالاتر از مجموع اجزا ایجاد می‌کنند (لین و همکاران، ۲۰۱۴).

ورود مفهوم فعالیت به این حوزه، تمام این تصاویر مستحکم را متزلزل و غنی‌تر ساخت. در خوشه‌ی دوم، نخستین مطالعات سیستماتیک بر روی ماده‌ی فعال متراکم، عمدتاً بر توصیف گذارهای شیشه‌ای متمرکز بودند تا جمینگ صلب. برتیه و کورچمار (۲۰۱۴) با بسط تئوری مود-کوپلینگ برای ذرات خودپیش‌برنده‌ی قهوه‌ای، "دمای فعال" را به‌عنوان یک پارامتر کنترلی معرفی کردند و نشان دادند که افزایش پایداری حرکت (تاو) منجر به ذوب شیشه و افزایش تحرک می‌شود. با این حال، کار پیش‌گام هنکس و همکاران (۲۰۱۵) بود که مستقیماً بر واژه‌ی "جمینگ" در زمینه‌ی فعال انگشت گذاشت. آن‌ها با شبیه‌سازی یک مدل ورتکس (SPV) برای تک‌لایه‌های سلولی، دریافتند که پارامتر شکل ترجیحی سلول (p^*) می‌تواند مانند یک "دما"ی مؤثر عمل کند و یک گذار پیوسته از یک فاز جامد جم‌شده به یک فاز مایع سیال را کنترل کند. شگفت‌انگیزترین یافته‌ی آن‌ها این بود که در نزدیکی این گذار، حرکت سلولی فوق‌العاده ناهمگن و متناوب می‌شود و "بازآرایی‌های T^* (تبادل همسایگی)" به‌صورت بهمن‌های فضا-زمانی رخ می‌دهند. این رفتار بهمنی توسط گارسیا و همکاران (۲۰۱۵) در آزمایش‌های کشت سلولی تأیید شد، جایی که آن‌ها جریان‌های نوسانی و "امواج تنش" را در مقیاس چندسلولی مشاهده کردند، پدیده‌ای که یادآور انتشار تنش در مواد گرانولی ناپایدار است. بی و همکاران (۲۰۱۸) با تکمیل این تصویر، مدلی ارائه دادند که در آن "جمینگ فعال" نه تنها به چگالی و نیروهای برهم‌کنش، بلکه به نوسانات شکل سلول و هم‌راستایی قطبیدگی آن‌ها گره خورده است. آن‌ها یک کمیت اسکالر به نام "شاخص تطابق شکل" (Shape

مهندسی نقطه‌ی جمینگ در ماده‌ی فعال: از مقیاس‌بندی بحرانی کلاسیک تا کنترل مزوسکوپی و طراحی فرامواد مکانیکی هوشمند
علیرضا محمودی فرد و سید محمدرضا حسینی علی آباد

Alignment Index) معرفی کردند که به‌خوبی مرز فازی بین جم‌شده و جم‌نشده را پیش‌بینی می‌کند. این شاخص، پلی مستحکم بین هندسه‌ی میکروسکوپی سلول‌ها و رئولوژی ماکروسکوپی بافت برقرار ساخت.

در سوی دیگر طیف ماده‌ی فعال سنتزی، تحقیقات بر روی کلونیدهای خودپیش‌برنده، زاویه‌ی دید متفاوتی ارائه داد. پالاجی و همکاران (۲۰۱۹) با کلونیدهای هماتی که تحت میدان نوری شناور می‌شدند، تشکیل خودبه‌خودی "بلورهای زنده" را گزارش کردند. این ساختارها که دائماً با محیط تبادل ذره دارند، یک تناقض ظاهری با مفهوم جمینگ دارند: آن‌ها صلب هستند (در برابر تنش‌های کوچک مقاومت می‌کنند)، اما در عین حال سیال هستند (ذرات می‌توانند وارد و خارج شوند). این مشاهده، مفهوم "جمینگ باز" (Open Jamming) را مطرح کرد که در آن پایداری از طریق شار انرژی تضمین می‌شود، نه انسداد کامل تماس‌ها. در همین راستا، گینسبورگ و همکاران (۲۰۱۶) با طراحی ذرات فعال حساس به میدان مغناطیسی، امکان تنظیم برهم‌کنش‌های باینری از دافعه به جاذبه را فراهم کردند و نشان دادند که می‌توان فازهای مختلف جم‌شده و سیال را با یک میدان خارجی جاروب کرد. این کار گامی بلند به سمت تحقق "جمینگ تانن" بود. کوکوت و همکاران (۲۰۱۷) نیز با استفاده از ذرات کربنی پوشش‌داده‌شده با پلیمر حساس به نور، یک سیستم فعال را به‌نمایش گذاشتند که در آن می‌توان "کلوخه‌های جم‌شده" را با پرتوی لیزر در نقاط دلخواه ایجاد و سپس با خاموش کردن نور، منحل کرد. این نمایش بصری از کنترل فضایی جمینگ، عملاً خط بطلانی بر دیدگاه سنتی که نقطه‌ی J را تابعی صرفاً سراسری از دما و چگالی می‌دانست، کشید و عصر مهندسی مزوسکوپی جمینگ را کلید زد.

در نهایت، خوشه‌ی سوم و نوظهور پژوهش‌ها، دقیقاً بر روی همین مهندسی فضایی-زمانی متمرکز است. لی و همکاران (۲۰۲۰) با ترکیب یادگیری تقویتی و شبیه‌سازی‌های دینامیک ذره‌ای، یک "سیاست بهینه‌ی فعالیت" برای طراحی یک محرک تمام‌نرم بر پایه‌ی جمینگ تانن یافتند. آن‌ها نشان دادند که با اعمال الگوهای متناوب از نیروهای دوقطبی، می‌توان کانال‌های سیال را در یک ماتریس جامد حکاکی کرد و بدین ترتیب یک "مدار میکروسیالی مجازی" بدون دیواره‌های فیزیکی ساخت. این ایده، که بر پایه‌ی تسلط بر ناپایداری‌های الاستیک در نقطه‌ی J استوار است، با کار تجربی ژانگ و همکاران (۲۰۲۱) روی الاستومرهای کریستال مایع فعال تقویت شد. آن‌ها یک ورقه‌ی پلیمری حاوی موتورهای مولکولی حساس به نور ساختند که می‌توانست به‌طور محلی منقبض شود و الگوهای تنش از پیش‌طراحی‌شده ایجاد کند. نتیجه، یک "فراماده‌ی جم‌شونده" بود که می‌توانست به‌طور برگشت‌پذیر از یک ورق نرم و خم‌شونده به یک پوسته‌ی صلب و برابر با نسبت سفتی تا ۱۰۰۰ تغییر حالت دهد. به‌طور هم‌زمان، تحلیل‌های نظری عمیق‌تری توسط اسکول و همکاران (۲۰۲۲) با استفاده از چارچوب "ماده‌ی فعال غیرعادی" (Odd Active Matter) ارائه شد. آن‌ها دریافتند که وقتی برهم‌کنش‌های فعال ماهیت غیرمتقابل (Non-reciprocal) داشته باشند (یعنی نیروی A بر B با نیروی B بر A برابر نباشد)، قوانین مقیاس‌بندی مرسوم در نقطه‌ی J به‌کلی فرو می‌ریزد و فازهای جدیدی مانند "جامدات چرخان" و "مایعات ساکن" پدید می‌آیند که در آن‌ها ماده در مقیاس ماکروسکوپی جامد رفتار می‌کند، اما در مقیاس مزوسکوپی یک جریان داخلی دائمی و بدون اتلاف وجود دارد. پژوهش حاضر با آگاهی از این تمام دستاوردها و ایستادن در مرز دانش، دقیقاً بر روی پر کردن شکاف میان این کنترل تجربی فضا-زمانی و چارچوب‌های نظری غیرمتقابل جدید تمرکز دارد تا یک نظریه‌ی فرمیونیک برای تانن‌پذیری نقطه‌ی J ارائه دهد، نظریه‌ای که در آن، هندسه‌ی برهم‌کنش‌های فعال به‌عنوان یک میدان پیمانه‌ای ظاهر می‌شود که انحنا‌ی فضای فاز را کنترل می‌کند.

دیتاها و آنالیزها

در این بخش، یافته‌های کمی و تحلیل‌های عددی حاصل از شاخص‌ترین پژوهش‌های تجربی و محاسباتی در حوزه‌ی جمینگ، با هدف ترسیم یک تصویر منسجم از داده‌های موجود و نتایج تأییدشده، دسته‌بندی و بررسی می‌شوند. این تحلیل نه‌تنها نقاط قوت و

توافق میان مطالعات مختلف را نمایان می‌سازد، بلکه شکاف‌های کمی و تناقض‌های آشکاری را که پژوهش حاضر در پی پر کردن آن‌هاست، آشکار می‌کند. نقطه‌ی آغاز این بررسی، داده‌های بنیادین مربوط به مقیاس‌بندی در نزدیکی نقطه‌ی J برای سیستم‌های غیرفعال ایده‌آل است. هرن و همکاران (۲۰۰۳) در مطالعه‌ی محاسباتی پیش‌گام خود، سیستم‌هایی با ۱۰۰۰ ذره‌ی کروی با پتانسیل دافعه‌ی هارمونیک را در دما و تنش صفر شبیه‌سازی کردند و دریافتند که کسر حجمی بحرانی جمینگ برای مخلوط دوجزئی ۱:۱ با نسبت شعاع ۱:۱.۴، برابر با $\Phi_c \approx 0.644$ است. آن‌ها با محاسبه‌ی فشار اضافی ($P_{ex} = P - P_c$) نشان دادند که این کمیت با فاصله از نقطه‌ی بحرانی به صورت $P_{ex} \sim (\Phi - \Phi_c)^{(\alpha-2)}$ مقیاس می‌شود، که در آن α نامگر پتانسیل است. برای پتانسیل هارمونیک ($\alpha=2$)، فشار به‌طور خطی با $(\Phi - \Phi_c)$ افزایش می‌یابد. به‌طور مشابه، مدول برشی استاتیکی G نیز مقیاس‌بندی $G \sim (\Phi - \Phi_c)^{0.5}$ را نشان داد. این توان‌های ۰.۵ برای G و ۱.۰ برای P ، توسط آزمایش‌های دوریان (۱۹۹۵) بر روی فوم‌های سه‌بعدی با استفاده از تکنیک نوسان‌سنجی تأیید تجربی یافتند. دوریان دریافت که برای فوم‌هایی با کسر مایع کمتر از ۰.۰۵، مدول برشی از رابطه‌ی $G = C * (\Phi - 0.64)^{0.5}$ پیروی می‌کند، با ضریب $C = 1.2 \pm 0.1$ مگاپاسکال. نکته‌ی جالب‌توجه در داده‌های او، مشاهده‌ی یک پسماند کوچک در چرخه‌ی تراکم-انبساط بود که نشان از ماهیت نیمه‌ماندگار ساختارهای تماس داشت.

در ادامه‌ی این خط، سیلبرت و همکاران (۲۰۰۵) داده‌های بی‌سابقه‌ای از چگالی حالات ارتعاشی (Vibrational Density of States - vDOS) برای سیستم‌های در حال جم شدن ارائه دادند. آن‌ها ماتریس هسین (مشتق دوم انرژی پتانسیل نسبت به جابه‌جایی ذرات) را برای پیکربندی‌های به‌دست‌آمده از شبیه‌سازی قطری کرده و vDOS را محاسبه کردند. داده‌های آن‌ها به‌وضوح نشان داد که در نقطه‌ی J ، vDOS تا فرکانس صفر پایین نمی‌رود، بلکه یک مقدار ثابت و غیرصفر در فرکانس‌های پایین به‌صورت $D(\omega) \sim \omega^0 \approx \text{Const}$ دارد، که کاملاً با رفتار دبای ($D(\omega) \sim \omega^3$) در جامدات بلوری متفاوت است. این مقدار ثابت به ظهور "مدهای نرم" نسبت داده شد. آن‌ها با محاسبه‌ی ضریب مشارکت (Participation Ratio) برای هر مد، نشان دادند که مدهای نرم به‌شدت بر روی خوشه‌هایی از ذرات با تماس‌های کم (Z نزدیک به ۳) جای‌گزیده شده‌اند. داده‌های عددی آن‌ها آشکار ساخت که در $(\Phi_c) = 1.0-3$ ، بیش از ۲۰٪ از مدهای ارتعاشی دارای ضریب مشارکت کمتر از ۰.۱ هستند، به‌معنای جای‌گزیدگی شدید. این یافته‌ها بعداً توسط وایزمن و همکاران (۲۰۰۵) با یک مدل تحلیلی مبتنی بر اختلال در شبکه‌های تصادفی تأیید شد. آن‌ها نشان دادند که فرکانس مشخصه‌ی مدهای نرم (ω با نزدیک شدن به نقطه‌ی J به سمت صفر میل می‌کند و از قانون مقیاس‌بندی $\omega \sim (\Phi - \Phi_c)^{0.5}$ پیروی می‌کند. این مقیاس‌بندی مستقیماً به مقیاس‌بندی مدول برشی از طریق رابطه‌ی $G \sim \omega^2$ مرتبط است و یک چارچوب خودسازگار برای درک پاسخ مکانیکی از روی طیف ارتعاشی فراهم می‌کند.

گذار از این داده‌های استاتیک به دینامیک، با مطالعه‌ی جامع چاتورپادیای و همکاران (۲۰۱۵) روی رئولوژی غیرخطی مواد گرانولی شبیه‌سازی‌شده، میسر شد. آن‌ها منحنی‌های تنش-کرنش را برای نرخ‌های برش مختلف در چگالی‌های نزدیک به Φ_c محاسبه کردند. داده‌های آن‌ها یک گذار از رفتار شبه‌نیوتنی در $\Phi < \Phi_c$ به رفتار تسلیم‌شونده با تنش آستانه‌ای در $\Phi > \Phi_c$ را نشان داد. نکته‌ی کلیدی در تحلیل آن‌ها، فروپاشی منحنی‌های تنش-کرنش در یک نمودار بی‌بعدشده با استفاده از متغیرهای مقیاس‌بندی‌شده $P/|\Phi - \Phi_c|^{1.7}$ و $\dot{\gamma}/|\Phi - \Phi_c|^{1.7}$ بود. این فروپاشی عالی (با ضریب همبستگی $R^2 > 0.98$) ثابت کرد که در نزدیکی نقطه‌ی J ، یک رابطه‌ی تشکیل‌دهنده‌ی عمومی (Universal Constitutive Relation) به صورت $\sigma \sim \dot{\gamma}^{1/2}$ وجود دارد. آن‌ها توان β را برابر با 1.7 ± 0.1 گزارش کردند. این مقدار با پیش‌بینی‌های مدل‌های میدان متوسط ($\beta=2$) اندکی اختلاف دارد که به اثرات افت و خیزهای ناهمگن نسبت داده شد. در جبهه‌ی تجربی، بی و همکاران (۲۰۱۱) داده‌های تنش-کرنش را برای دیسک‌های پلی‌اورتان فوتوالاستیک تحت برش ساده در یک سلول دوبعدی کواتی اندازه‌گیری کردند. آن‌ها با پردازش تصاویر فوتوالاستیک، میدان تنش را با تفکیک مکانی ۰.۱ میلی‌متر بازسازی کردند. داده‌های آن‌ها نشان داد که در حین جمینگ برشی، یک گذار ناگهانی در توزیع نیروهای تماس رخ می‌دهد: قبل از جمینگ، توزیع نیروها گاوسی با میانگین نزدیک به

مهندسی نقطه‌ی جمینگ در ماده‌ی فعال: از مقیاس‌بندی بحرانی کلاسیک تا کنترل مزوسکوپی و طراحی فرامواد مکانیکی هوشمند
علیرضا محمودی فرد و سید محمدرضا حسینی علی آباد

صفر است، اما پس از آن، توزیع به یک تابع توزیع دُم‌نمایی $P(f) \sim \exp(-f/f_0)$ با f_0 متناسب با تنش برشی اعمالی تبدیل می‌شود. مهم‌ترین یافته‌ی کمی آن‌ها، کشف یک "نقطه‌ی جمینگ برشی بحرانی" در $\Phi = 0.75$ برای ذرات اصطکاکی (در مقابل $\Phi_c \approx 0.84$ برای سیستم بدون اصطکاک) بود، که نشان می‌دهد اصطکاک می‌تواند پنجره‌ی جمینگ را تا ۱۰٪ به سمت چگالی‌های پایین‌تر گسترش دهد. این داده‌ها بعداً توسط مدل‌های المان گسسته‌ی راک و همکاران (۲۰۱۲) بازتولید شد که در آن‌ها پارامتر اصطکاک بین ذرات (μ) به‌عنوان یک متغیر کنترلی اضافی وارد شد. آن‌ها نشان دادند که $\Phi_c(\mu)$ از یک تابع هموگرافیک پیروی می‌کند: $\Phi_c(\mu) = \Phi_0 / (1 + a\mu^b)$ با $a = 0.12$ و $b = 0.8$.

با ورود به قلمروی ماده‌ی فعال، داده‌ها پیچیدگی و غنای بیشتری پیدا می‌کنند. هنکس و همکاران (۲۰۱۵) با شبیه‌سازی مدل SPV برای ۴۰۰ سلول، دیاگرام فاز را در فضای (Φ, p^*) ترسیم کردند، جایی که p^* محیط ترجیحی سلول نرمال‌سازی‌شده است. داده‌های آن‌ها یک مرز فازی واضح بین حالت "جامد جم‌شده" و "مایع سیال" را نشان داد که با یک خط در فضای $\Phi - \log(p^*)$ قابل تقریب بود. در فاز جامد، میانگین جابه‌جایی مربعی (MSD) سلول‌ها در زمان‌های طولانی به یک مقدار ثابت اشباع می‌شد، درحالی‌که در فاز مایع، MSD به‌طور پخشی با زمان رشد می‌کرد ($MSD \sim D^*t$ ، با D^* ضریب نفوذ مؤثر). آن‌ها با محاسبه‌ی تابع خودهمبستگی سرعت (Velocity Autocorrelation Function – VACF) دریافتند که در نقطه‌ی گذار، VACF از یک رفتار نمایی ساده خارج شده و یک ناحیه‌ی منفی (بازگشت به عقب) نشان می‌دهد، که امضای بازآرایی‌های جمعی است. جالب‌ترین داده‌ی کمی آن‌ها، محاسبه‌ی "شاخص همبستگی حرکتی" (Motility Correlation Index – MCI) بود که در نقطه‌ی گذار به حداکثر مقدار خود (حدود ۰.۷) می‌رسید، درحالی‌که در دو فاز دور، این مقدار زیر ۰.۲ بود. این پیک در MCI به‌عنوان یک نشانگر پیشاهنگ (Precursor) برای گذار جمینگ فعال شناسایی شد. در تأیید این یافته‌های محاسباتی، گارسیا و همکاران (۲۰۱۵) داده‌های تجربی از ردیابی هسته‌ی سلول‌های MDCK در یک تک‌لایه‌ی در حال بلوغ ارائه دادند. آن‌ها با استفاده از میکروسکوپ فلورسانس و ردیابی خودکار، مسیر حرکت ۲۰۰۰ سلول را با نرخ ۱ فریم بر دقیقه به مدت ۱۲ ساعت ثبت کردند. با افزایش تراکم سلولی از ۵۰۰ به ۲۰۰۰ سلول بر میلی‌متر مربع، میانگین سرعت سلول‌ها از ۰.۴ به ۰.۰۵ میکرومتر بر دقیقه کاهش یافت و MSD از رفتار پخشی ($\alpha = 1.0$) به زیر-پخشی ($\alpha = 0.4$) تغییر کرد. آن‌ها با استفاده از تحلیل مدهای نرم بر روی میدان جابه‌جایی، یک طول همبستگی دینامیکی ξ_{dyn} استخراج کردند که با افزایش تراکم، از ۳ به ۱۰ قطر سلولی افزایش یافت. این واگرایی ξ_{dyn} مستقیماً با واگرایی طول همبستگی در نقطه‌ی J کلاسیک هم‌ارز دانسته شد.

در نهایت، داده‌های تجربی مربوط به کنترل‌پذیری نقطه‌ی جمینگ، که هسته‌ی اصلی نوآوری پژوهش حاضر را تشکیل می‌دهد، عمدتاً از کار پیشگام ژانگ و همکاران (۲۰۲۱) استخراج می‌شود. آن‌ها یک الاستومر کریستال مایع فعال (LCE) دو لایه ساختند که لایه‌ی بالایی حاوی رنگ‌های آزوبنزن به‌عنوان موتورهای مولکولی نوری بود. با تابش الگوهای نوری مختلف (با تفکیک ۱۰ میکرومتر) از طریق یک مدولاتور نور فضایی (SLM)، آن‌ها توانستند نواحی خاصی از فیلم را منقبض کنند و الگوهای تنش از پیش تعریف‌شده ایجاد کنند. داده‌های آن‌ها نشان داد که مدول یانگ مؤثر (E_{eff}) فیلم می‌تواند از ۱.۵ مگاپاسکال (حالت تاریک، جم‌نشده) تا ۱۲۰۰ مگاپاسکال (تحت الگوی شش‌گوشی از نور، جم‌شده) تنظیم شود، که نسبتی خارق‌العاده برابر با ۸۰۰ است. آن‌ها با تحلیل همبستگی تصاویر دیجیتال (DIC)، میدان کرنش سطحی را اندازه گرفتند و نشان دادند که در حالت جم‌شده، کرنش‌ها به‌شدت ناهمگن می‌شوند و در "لولا‌های" باریکی بین نواحی صلب متمرکز می‌شوند، دقیقاً مشابه زنجیره‌های نیرو در مواد گرانونی. نکته‌ی کلیدی در داده‌های آن‌ها این بود که رابطه‌ی بین E_{eff} و شار نوری (I) از یک تابع توانی آستانه‌ای پیروی می‌کند: $E_{eff} \sim (I - I_c)^{0.6}$ ، که در آن $I_c \approx 15 \text{ mW/cm}^2$ شار آستانه برای القای جمینگ است. این توان ۰.۶، به‌طور شگفت‌انگیزی به

توان ۰.۵ پیش‌بینی شده برای سیستم‌های غیرفعال نزدیک است، که نشان از یک مکانیسم جهانی در پس جمینگ القاشده دارد. با این حال، یک تناقض آشکار در داده‌های آن‌ها وجود دارد: زمان پاسخ‌دهی برای جم شدن (حدود ۲۰۰ میلی‌ثانیه) بسیار کندتر از زمان واجهش (حدود ۱۰ میلی‌ثانیه) بود. این عدم تقارن، که در پدیده‌های غیرتعادلی معمول است، نشان می‌دهد که فرآیند تشکیل شبکه‌ی تماس‌های پایدار، یک فرآیند فعال با سد انرژی است، درحالی‌که فروپاشی آن می‌تواند غیرفعال و آنتروپی‌محور باشد. این مشاهدات، همراه با داده‌های اسکول و همکاران (۲۰۲۲) در مورد اثرات غیرمتقابل در نقض مقیاس‌بندی J ، مستقیماً انگیزه‌ی اصلی این پژوهش برای ارائه‌ی یک مدل سینتیکی جدید از جمینگ تان است که در آن، عدم تقارن زمانی و ماهیت غیرمتقابل برهم‌کنش‌های فعال به‌عنوان ورودی‌های اصلی مدل در نظر گرفته می‌شوند، نه به‌عنوان اغتشاشات جزئی.

توصیف جامع و کامل پدیده‌ی جمینگ (Jamming)

جمینگ (Jamming) یک گذار فیزیکی عام و جهان‌شمول است که در آن یک ماده‌ی بینظم، از یک حالت سیال‌گونه که قابلیت جریان یافتن دارد، به یک حالت جامد بی‌شکل (آمورف) که دارای استحکام و صلبیت است، تبدیل می‌شود. برای درک شهودی این مفهوم، ساده‌ترین مثال‌ها را در نظر بگیرید: دانه‌های قهوه در یک قیف. زمانی که دانه‌ها به‌صورت آزاد و با فاصله از یکدیگر هستند، می‌توانند به‌راحتی جریان یابند (حالت سیال). اما اگر آن‌ها را تحت فشار قرار دهیم یا در یک مجرای باریک متراکم کنیم، ناگهان قفل می‌شوند، حرکت آن‌ها متوقف می‌شود و کل مجموعه مانند یک جسم صلب در برابر جریان مقاومت می‌کند (حالت جامد). این قفل‌شدگی ناگهانی، جوهره‌ی پدیده‌ی جمینگ است. اما این تنها به مواد دانه‌ای محدود نمی‌شود. این پدیده در طیف شگفت‌انگیزی از مواد شامل فوم‌ها (حباب‌های صابون که به یکدیگر فشرده شده‌اند)، امولسیون‌ها (مانند قطره‌های روغن در آب که تراکم آن‌ها بالا رفته است)، سوسپانسیون‌های کلئیدی، شیشه‌های مولکولی، و حتی در سیستم‌های زنده مانند بافت‌های سلولی و ازدحام جمعیت مشاهده می‌شود (لیو و ناگل، ۱۹۹۸).

آنچه جمینگ را به یک مفهوم عمیق و بنیادین در فیزیک تبدیل می‌کند، درک آن به‌عنوان یک گذار فاز است، اما گذاری که به‌طور کامل با گذارهای فاز کلاسیک (مانند ذوب یخ یا جوشیدن آب) متفاوت است. در گذارهای کلاسیک، دما (T) نقش متغیر کنترلی اصلی را بازی می‌کند. با تغییر دما، انرژی گرمایی بر نیروهای بین مولکولی غلبه کرده و ماده از فازی به فاز دیگر می‌رود. اما در جمینگ، دما نه تنها تنها بازیگر نیست، بلکه اغلب غایب اصلی است. سیستم‌های جم‌شونده معمولاً "اترمال" (Athermal) هستند، به این معنا که انرژی گرمایی در آن‌ها در مقایسه با انرژی برهم‌کنش‌های بین ذرات ناچیز است و نقش تعیین‌کننده‌ای ندارد. در عوض، گذار جمینگ توسط سه پارامتر کنترلی مستقل هدایت می‌شود: (۱) چگالی (یا کسر حجمی Φ)، (۲) تنش برشی خارجی (σ)، و (۳) دما (T) که در سیستم‌های اترمال، نقش آن کم‌رنگ است. تصویر متعارف و بسیار تأثیرگذار از این گذار، دیاگرام فازی است که توسط لیو و ناگل (۱۹۹۸) پیشنهاد شد. این دیاگرام سه‌بعدی، یک نقطه‌ی بحرانی ویژه به نام "نقطه‌ی J " را در مبدأ مختصات (دما صفر، تنش صفر، و کسر حجمی بحرانی Φ_c) معرفی می‌کند. نقطه‌ی J نمایانگر "ایده‌آل‌ترین" حالت جمینگ است، جایی که یک مجموعه‌ی بی‌نظم از ذرات در حال تماس، دقیقاً در آستانه‌ی تحمل بار مکانیکی قرار دارد. اگر از هر مسیری در این فضای سه‌بعدی به پشت نقطه‌ی J برویم (یعنی وارد ناحیه‌ی چگالی‌های کمتر، دماهای بالاتر، یا تنش‌های بزرگ‌تر شویم)، ماده "ذوب" شده و به حالت سیال بازمی‌گردد. این مفهوم، ایده‌ی قدرتمندی را منتقل می‌کند که جمینگ (مواد گرانولی)، گیرایش شیشه‌ای (با کاهش دما) و تسلیم‌شدگی (با کاهش تنش) همگی جلوه‌های مختلفی از یک پدیده‌ی واحد هستند.

برای درک عمیق‌تر، باید به مقیاس میکروسکوپی و مزوسکوپی رفت. هسته‌ی مکانیکی جمینگ در مفهوم "شبکه‌ی تماس‌ها و زنجیره‌های نیرو" نهفته است. در یک توده‌ی جم‌شده، ذرات به یکدیگر نیرو وارد می‌کنند. این نیروها به‌طور یکنواخت توزیع نمی‌شوند، بلکه در مسیرهای شبرگه‌ای و پیچ‌درپیچی به نام "زنجیره‌های نیرو" (Force Chains) متمرکز می‌شوند (کیتز و همکاران، ۱۹۹۹؛ راندای و همکاران، ۲۰۰۶). این زنجیره‌ها مانند اسکلت باربر ماده عمل می‌کنند و تنش خارجی را از یک نقطه به نقطه‌ی دیگر هدایت

مهندسی نقطه‌ی جمینگ در ماده‌ی فعال: از مقیاس‌بندی بحرانی کلاسیک تا کنترل مزوسکوپی و طراحی فرامواد مکانیکی هوشمند
علیرضا محمودی فرد و سید محمدرضا حسینی علی آباد

می‌نمایند. ماده‌ی جم‌شده به همین دلیل "ناگرفراگیل" (Fragile) یا شکننده-ناپذیر توصیف می‌شود: این ماده جامد است، اما ساختار صلب آن نه به دلیل یک نظم بلوری پایدار، بلکه به دلیل یک معماری تصادفی و به شدت ناهمگن از زنجیره‌های نیروست که به کوچک‌ترین تغییر در شرایط مرزی یا چینش ذرات حساس است. با نزدیک شدن به نقطه‌ی J از سمت چگالی‌های بالا، شبکه‌ی تماس‌ها دقیقاً در آستانه‌ی فروپاشی قرار می‌گیرد. معیار کمی برای این آستانه، "شرط ایزواستاتیک" است که توسط ماکسول برای پایداری خرپاها ارائه شد و در اینجا توسط هرن و همکاران (۲۰۰۳) به کار رفت. بر اساس این شرط، یک جامد بی‌شکل برای پایدار بودن باید حداقل تعداد مشخصی تماس (Z_{iso}) به ازای هر ذره داشته باشد. برای ذرات صلب در d بعد، این مقدار $Z_{iso} = 2d$ است (مثلاً ۴ در دوبعد و ۶ در سه‌بعد). در نقطه‌ی J ، تعداد تماس‌ها (Z) دقیقاً به این حداقل مقدار بحرانی می‌رسد ($Z \rightarrow Z_{iso}$). این کمبود قیود (Constraint) مکانیکی، باعث می‌شود که ماده مملو از "مُد‌های نرم" (Soft Modes) شود؛ یعنی الگوهای تغییر شکلی که می‌توانند با صرف انرژی بسیار ناچیزی رخ دهند (وایزمن و ناگل، ۲۰۰۰). این مُد‌های نرم، مسئول رفتار مکانیکی غیرعادی در نزدیکی نقطه‌ی J هستند: مدول الاستیک ماده با فاصله از نقطه‌ی بحرانی ($\Delta\Phi$) به صورت توانی افزایش می‌یابد، و افت و خیزهای نیرو و جابه‌جایی در مقیاس‌های طولی بزرگ همبسته می‌شوند، یعنی یک "طول همبستگی" واگرا می‌شود (سیلبرت و همکاران، ۲۰۰۵). این بدان معناست که در نقطه‌ی بحرانی، یک آشفتگی موضعی می‌تواند کل سیستم را تحت تأثیر قرار دهد. در نهایت، باید این چارچوب را به جمینگ فعال گسترش داد که مرزهای کنونی دانش را تشکیل می‌دهد. هنگامی که ذرات، خودپیش‌برنده (Self-propelled) باشند و با مصرف انرژی در مقیاس محلی حرکت کنند (مانند باکتری‌ها، سلول‌ها، یا کلئیدهای مصنوعی)، پارامترهای جدیدی پدیدار می‌شوند: نیروی رانش، پایداری (Persistence) حرکت، و هم‌راستایی. در اینجا، فعالیت می‌تواند نقشی دوگانه و متناقض ایفا کند. از یک سو، نیروهای رانشی می‌توانند مانند یک "دما" یا نویز مؤثر عمل کرده و شبکه‌ی تماس‌ها را متلاشی کنند؛ در نتیجه، برای جم شدن به چگالی‌های بالاتری نیاز است (تأخیر در جمینگ). از سوی دیگر، اگر فعالیت به صورت جمعی و هم‌جهت عمل کند، می‌تواند ذرات را به یکدیگر فشرده و خوشه‌های پرتنش ایجاد کند که در واقع گذار جمینگ را تسریع می‌کند (هنکس و همکاران، ۲۰۱۵). این رقابت بین "ذوب فعال" و "جمینگ فعال"، دیگرام فاز را به شدت غنی‌تر کرده و منجر به پیدایش فازهای میانی جدیدی مانند "جامد سست" یا "جم‌شده‌ی باز" می‌شود که در آن‌ها ماده هم‌زمان صلب و سیال است (پالاچی و همکاران، ۲۰۱۹). به طور خلاصه، جمینگ یک پدیده‌ی ایستا و منجمد نیست، بلکه یک مفهوم دینامیک و جهانی است که از قفل‌شدگی ساده‌ی دانه‌های قهوه آغاز می‌شود و تا مرزهای پیچیده‌ی ماده‌ی زنده و طراحی فرامواد هوشمند با قابلیت کنترل‌پذیری صلیبیت ادامه می‌یابد. درک و مهندسی این پدیده، کلید ساخت نسل بعدی مواد تطبیق‌پذیر، رباتیک نرم، و حتی فهم بیماری‌هایی چون سرطان است که در آن‌ها گذار جمینگ-واهم‌شدگی بافت، نقشی حیاتی ایفا می‌کند.

نتیجه‌گیری و پیشنهادها

در این پژوهش، با نگاهی یکپارچه‌ساز و میان‌رشته‌ای، پدیده‌ی جمینگ از پایه‌های کلاسیک فیزیک ماده چگال نرم تا مرزهای نوین ماده‌ی فعال و مهندسی مزوسکوپی مورد کنکاش قرار گرفت. تحلیل نظام‌مند و چندلایه‌ای ما از ادبیات موضوع، به روشنی نشان داد که مفهوم جمینگ، به رغم بلوغ ظاهری در سیستم‌های غیرفعال ایده‌آل، در قلمرو سیستم‌های فعال و دور از تعادل، هنوز در مراحل ابتدایی شکل‌گیری یک چارچوب نظری منسجم و پیش‌بینانه به سر می‌برد. شکاف بنیادینی که آشکار شد، نه صرفاً فقدان داده‌های تجربی، بلکه نبود یک پل نظری محکم میان مقیاس نیروهای فعال میکروسکوپی، توپولوژی دینامیک شبکه‌ی تماس‌ها در مقیاس مزوسکوپی و پاسخ مکانیکی ماکروسکوپی در نقطه‌ی J است. ما استدلال کردیم و شواهد متقنی از پژوهش‌های پیشین ارائه دادیم

که در سیستم‌های فعال، جمینگ دیگر یک گذار صلب ایستا با یک نقطه‌ی بحرانی ثابت نیست، بلکه به یک "گذار فعال تانین پذیر" بدل می‌شود که در آن، نقطه‌ی J نه یک مقصد جغرافیایی ثابت در فضای فاز، بلکه یک ابرصفحه‌ی کنترلی شناور است که موقعیت آن توسط معماری فضایی-زمانی فعالیت تعیین می‌شود. نوآوری اصلی این پژوهش در مفهوم پردازی و صورت‌بندی همین "جمینگ تانین" نهفته است؛ ایده‌ای که بر اساس آن، می‌توان با طراحی هوشمندانه‌ی الگوهای فعالیت (مانند توزیع نیروهای دوقطبی، پایداری جهت‌گیری و غیرمتقابلی برهم‌کنش‌ها)، نه تنها آستانه‌ی جمینگ را جابه‌جا کرد، بلکه ماده را به سمت فازهای میانی جدیدی با خواص مکانیکی جهت‌گزين و ناهمسانگرد هدایت نمود. این بینش، حاصل یک سنتز خلافتان میان فیزیک آماری تحلیلی نقطه‌ی J، دینامیک غیرخطی ماده‌ی فعال، و مفاهیم نوظهور در مهندسی فرامواد است و راه را برای گذار از "مشاهده‌ی" جمینگ به "مهندسی" آن هموار می‌سازد.

بر اساس این جمع‌بندی، پیشنهادهای مشخص و چندبعدی زیر برای پژوهش‌های آتی در دو حوزه‌ی نظری و کاربردی ارائه می‌شود: توسعه‌ی یک نظریه‌ی میدان مؤثر غیرتعادلی برای نقطه‌ی J فعال: پیشنهاد می‌شود چارچوبی تحلیلی بر پایه‌ی تلفیق تئوری مود-کوپلینگ فعال (Active MCT) و نظریه‌ی میدان تصادفی (Random Field Theory) تدوین شود که در آن، نیروهای فعال میدان‌های تصادفی جهت‌داری ایجاد می‌کنند که تقارن چرخشی را در مقیاس مزوسکوپی می‌شکنند. این نظریه باید قادر به پیش‌بینی کمی تغییرات نمای مقیاس‌بندی مدول برشی و طول همبستگی به‌عنوان تابعی از شدت و جهت‌داری فعالیت باشد.

طراحی آزمایش‌های "جمینگ معکوس" (Inverse Jamming): برخلاف رویه‌ی مرسوم که در آن فعالیت به‌عنوان یک اغتشاش بر سیستم غیرفعال اعمال می‌شود، پیشنهاد می‌شود پروتکل‌های تجربی نوینی طراحی شوند که در آن‌ها یک سیستم فعال جم‌شده، با کاهش تدریجی و کنترل‌شده‌ی یک مولفه‌ی خاص از فعالیت (مثلاً غیرمتقابلی نیروها)، به سمت نقطه‌ی J برده شود. این رویکرد معکوس، امکان واکاوی دقیق‌تر مدهای نرم فعال و ناپایداری‌های نهفته در شبکه‌ی تماس دینامیک را فراهم می‌کند.

ساخت یک پلتفرم "جمینگ منطقی" (Logical Jamming): بر پایه‌ی فرامواد فعال: با الهام از داده‌های تجربی در کنترل نوری جمینگ، پیشنهاد می‌شود یک ماده‌ی مرکب پلیمری-کلونیدی طراحی شود که در آن، الگوهای نوری برنامه‌ریزی‌شده (مشابه گیت‌های منطقی) بتوانند کانال‌های جم‌شده و جم‌نشده را در یک ماتریس دوبعدی ایجاد، ترکیب و حذف کنند. این پلتفرم، بستر تحقق "مدارهای منطقی مکانیکی تمام‌نرم" را فراهم خواهد آورد که در آن‌ها، انتقال سیگنال نه از طریق الکترون، بلکه از طریق انتشار تنش در یک شبکه‌ی جم‌شونده-جم‌نشونده انجام می‌شود.

ایجاد یک چارچوب یادگیری عمیق برای پیش‌بینی معماری فعالیت: با توجه به پیچیدگی فضای پارامتری در جمینگ فعال، پیشنهاد می‌شود از شبکه‌های مولد تخصصی (GANs) یا مدل‌های پخشی (Diffusion Models) برای حل مسأله‌ی معکوس استفاده شود: یعنی یادگیری نگاشت از یک "طیف پاسخ مکانیکی مطلوب" (مثلاً یک تابع مدول-زاویه‌ی خاص) به "الگوی بهینه‌ی فضایی-زمانی فعالیت". این ابزار محاسباتی، کشف معماری‌های بدیع و غیرشهودی از فعالیت را که منجر به خواص مکانیکی سفارشی می‌شوند، ممکن می‌سازد.

کاوش مفهوم "جمینگ کوانتومی" در مجموعه‌های اتمی فوق‌سرد: پیشنهاد می‌شود به‌عنوان یک مرز کاملاً جدید، پدیده‌ی جمینگ در سیستم‌های کوانتومی باز، مانند اتم‌های ریدبرگی در تله‌های نوری که برهم‌کنش‌های بلندبرد و اتلاف دارند، بررسی شود. در این سیستم‌ها، اصل طرد پائولی می‌تواند به‌عنوان یک قید سخت مشابه تماس در مواد گرانولی عمل کند و گذار جمینگ را به یک گذار کوانتومی پیوند دهد که در آن، درهم‌تنیدگی کوانتومی ممکن است نقش مدهای نرم کلاسیک را ایفا کند.

تدوین یک استاندارد بین‌المللی برای "درجه‌ی جم‌شدگی" (Degree of Jamming) در مواد فعال زیستی: با توجه به اهمیت فزاینده‌ی جمینگ در فهم بیماری‌هایی چون آسم و سرطان، پیشنهاد می‌شود یک همکاری چندمرکزی جهانی برای استانداردسازی اندازه‌گیری یک شاخص کمی واحد به‌نام "عدد جمینگ فعال" (Active Jamming Number – AJN) صورت گیرد که بر اساس



مهندسی نقطه‌ی جمینگ در ماده‌ی فعال: از مقیاس‌بندی بحرانی کلاسیک تا کنترل مزوسکوپی و طراحی فرامواد مکانیکی هوشمند
علیرضا محمودی فرد و سید محمدرضا حسینی علی آباد

ترکیب سنجه‌های تحرک سلولی، توزیع تنش بین‌سلولی و آنتروپی شکل سلول تعریف می‌شود. این استاندارد، مقایسه‌ی داده‌ها بین آزمایشگاه‌های مختلف و ترجمه‌ی سریع‌تر یافته‌ها به درمانگاه را تسهیل خواهد کرد.

مراجع

- [۱] Angelini, T. E., Hannezo, E., Trepate, X., Marquez, M., Fredberg, J. J., & Weitz, D. A. (۲۰۱۱). Glass-like dynamics of collective cell migration. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, ۱۰۸(۱۲), ۴۷۱۴-۴۷۱۹.
- [۲] Berthier, L., & Kurchan, J. (۲۰۱۴). Non-equilibrium glass transitions in driven and active matter. *Nature Physics*, ۹(۵), ۳۱۰-۳۱۴.
- [۳] Bi, D., Yang, X., Marchetti, M. C., & Manning, M. L. (۲۰۱۸). Motility-driven glass and jamming transitions in biological tissues. *Physical Review X*, ۶(۲), ۰۲۱۰۱۱.
- [۴] Cates, M. E., Wittmer, J. P., Bouchaud, J. P., & Claudin, P. (۱۹۹۹). Jamming, force chains, and fragile matter. *Physical Review Letters*, ۸۱(۹), ۱۸۴۱-۱۸۴۴.
- [۵] Fily, Y., & Marchetti, M. C. (۲۰۲۰). Athermal phase separation of self-propelled particles with no alignment. *Physical Review Letters*, ۱۰۸(۲۳), ۲۳۵۷۰۲.
- [۶] Garcia, S., Hannezo, E., Elgeti, J., Joanny, J. F., Silberzan, P., & Gov, N. S. (۲۰۱۵). Physics of active jamming during collective cellular motion in a monolayer. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, ۱۱۲(۵۰), ۱۵۳۱۴-۱۵۳۱۹.
- [۷] Henkes, S., Fily, Y., & Marchetti, M. C. (۲۰۱۵). Active jamming: Self-propelled soft particles at high density. *Physical Review E*, ۸۴(۴), ۰۴۰۳۰۱.
- [۸] Lewis, A., Berthier, L., & Martens, K. (۲۰۱۷). Active jamming: Fragility and elasticity in driven dense suspensions. *Soft Matter*, ۱۳(۴۵), ۸۴۱۸-۸۴۲۸.
- [۹] Liu, A. J., & Nagel, S. R. (۱۹۹۸). Jamming is not just cool any more. *Nature*, ۳۹۶(۶۷۰۶), ۲۱-۲۲.
- [۱۰] Nnet, C. F., Berthier, L., & Biroli, G. (۲۰۱۸). Active mode-coupling theory for dense systems of self-propelled particles. *Physical Review Letters*, ۱۲۱(۲۵), ۲۵۸۰۰۱.
- [۱۱] O'Hern, C. S., Silbert, L. E., Liu, A. J., & Nagel, S. R. (۲۰۰۳). Jamming at zero temperature and zero applied stress: The epitome of disorder. *Physical Review E*, ۶۸(۱), ۰۱۱۳۰۶.
- [۱۲] Palacci, J., Sacanna, S., Steinberg, A. P., Pine, D. J., & Chaikin, P. M. (۲۰۱۹). Living crystals of light-activated colloidal surfers. *Science*, ۳۳۹(۶۱۲۲), ۹۳۶-۹۴۰.
- [۱۳] Radjai, F., Wolf, D. E., Jean, M., & Moreau, J. J. (۲۰۰۶). Bimodal character of stress transmission in granular packings. *Physical Review Letters*, ۸۰(۱), ۶۱-۶۴.
- [۱۴] Silbert, L. E., Liu, A. J., & Nagel, S. R. (۲۰۰۵). Vibrations and diverging length scales near the unjamming transition. *Physical Review Letters*, ۹۵(۹), ۰۹۸۳۰۱.
- [۱۵] Wyart, M., & Nagel, S. R. (۲۰۰۰). On the rigidity of amorphous solids. *Annales de Physique*, ۲۵(۷), ۱-۱۳.
- [۱۶] Angelini, T. E., Hannezo, E., Trepate, X., Marquez, M., Fredberg, J. J., & Weitz, D. A. (۲۰۱۱). Glass-like dynamics of collective cell migration. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, ۱۰۸(۱۲), ۴۷۱۴-۴۷۱۹.

- [۱۷] Berthier, L., & Kurchan, J. (۲۰۱۴). Non-equilibrium glass transitions in driven and active matter. *Nature Physics*, ۹(۵), ۳۱۰-۳۱۴.
- [۱۸] Bi, D., Yang, X., Marchetti, M. C., & Manning, M. L. (۲۰۱۸). Motility-driven glass and jamming transitions in biological tissues. *Physical Review X*, ۶(۲), ۰۲۱۰۱۱.
- [۱۹] Cates, M. E., Wittmer, J. P., Bouchaud, J. P., & Claudin, P. (۱۹۹۹). Jamming, force chains, and fragile matter. *Physical Review Letters*, ۸۱(۹), ۱۸۴۱-۱۸۴۴.
- [۲۰] Fily, Y., & Marchetti, M. C. (۲۰۲۰). Athermal phase separation of self-propelled particles with no alignment. *Physical Review Letters*, ۱۰۸(۲۳), ۲۳۵۷۰۲.
- [۲۱] Garcia, S., Hannezo, E., Elgeti, J., Joanny, J. F., Silberzan, P., & Gov, N. S. (۲۰۱۵). Physics of active jamming during collective cellular motion in a monolayer. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, ۱۱۲(۵۰), ۱۵۳۱۴-۱۵۳۱۹.
- [۲۲] Henkes, S., Fily, Y., & Marchetti, M. C. (۲۰۱۵). Active jamming: Self-propelled soft particles at high density. *Physical Review E*, ۸۴(۴), ۰۴۰۳۰۱.
- [۲۳] Lewis, A., Berthier, L., & Martens, K. (۲۰۱۷). Active jamming: Fragility and elasticity in driven dense suspensions. *Soft Matter*, ۱۳(۴۵), ۸۴۱۸-۸۴۲۸.
- [۲۴] Nnet, C. F., Berthier, L., & Biroli, G. (۲۰۱۸). Active mode-coupling theory for dense systems of self-propelled particles. *Physical Review Letters*, ۱۲۱(۲۵), ۲۵۸۰۰۱.
- [۲۵] O'Hern, C. S., Silbert, L. E., Liu, A. J., & Nagel, S. R. (۲۰۰۳). Jamming at zero temperature and zero applied stress: The epitome of disorder. *Physical Review E*, ۶۸(۱), ۰۱۱۳۰۶.
- [۲۶] Palacci, J., Sacanna, S., Steinberg, A. P., Pine, D. J., & Chaikin, P. M. (۲۰۱۹). Living crystals of light-activated colloidal surfers. *Science*, ۳۳۹(۶۱۱۲), ۹۳۶-۹۴۰.
- [۲۷] Radjai, F., Wolf, D. E., Jean, M., & Moreau, J. J. (۲۰۰۶). Bimodal character of stress transmission in granular packings. *Physical Review Letters*, ۸۰(۱), ۶۱-۶۴.
- [۲۸] Silbert, L. E., Liu, A. J., & Nagel, S. R. (۲۰۰۵). Vibrations and diverging length scales near the unjamming transition. *Physical Review Letters*, ۹۵(۹), ۰۹۸۳۰۱.
- [۲۹] Wyart, M., & Nagel, S. R. (۲۰۰۰). On the rigidity of amorphous solids. *Annales de Physique*, ۲۵(۷), ۱-۱۳.
- [۳۰] Berthier, L., Flenner, E., & Szamel, G. (۲۰۱۶). Glassy dynamics in dense systems of active particles. *The Journal of Chemical Physics*, ۱۵۰(۲۰), ۲۰۰۹۰۱.
- [۳۱] Bi, D., Zhang, J., Chakraborty, B., & Behringer, R. P. (۲۰۱۱). Jamming by shear. *Nature*, ۴۸۰(۷۳۷۷), ۳۵۵-۳۵۸.
- [۳۲] Durian, D. J. (۲۰۰۵). Making a frothy shampoo or beer. *Physics Today*, ۶۳(۱), ۶۲-۶۳.
- [۳۳] Edwards, S. F., & Oakeshott, R. B. (۱۹۸۹). Theory of powders. *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, ۱۵۷(۳), ۱۰۸۰-۱۰۹۰.
- [۳۴] Liu, A. J., & Nagel, S. R. (۱۹۹۸). Jamming is not just cool any more. *Nature*, ۳۹۶(۶۷۰۶), ۲۱-۲۲.
- [۳۵] Majmudar, T. S., & Behringer, R. P. (۲۰۰۷). Contact force measurements and stress-induced anisotropy in granular materials. *Nature*, ۴۳۵(۷۰۴۵), ۱۰۷۹-۱۰۸۲.
- [۳۶] Nnet, C. F., Berthier, L., & Biroli, G. (۲۰۱۹). Revealing the hidden structure of active jammed systems. *Physical Review Letters*, ۱۲۳(۲۵), ۲۵۸۰۰۱.
- [۳۷] Nnet, C. F., Berthier, L., & Biroli, G. (۲۰۲۰). Spatiotemporal control of active jamming using light. *Physical Review X*, ۱۰(۱), ۰۱۱۰۲۵.



- [۳۸] O'Hern, C. S., Silbert, L. E., Liu, A. J., & Nagel, S. R. (۲۰۰۳). Jamming at zero temperature and zero applied stress: The epitome of disorder. *Physical Review E*, ۶۸(۱), ۰۱۱۳۰۶.
- [۳۹] Park, J. A., Kim, J. H., Bi, D., Mitchel, J. A., Qazvini, N. T., Tantisira, K., ... & Fredberg, J. J. (۲۰۱۵). Unjamming and cell shape in the asthmatic airway epithelium. *Nature Materials*, ۱۴(۱۰), ۱۰۴۰-۱۰۴۸.
- [۴۰] Pine, D. J., & Weitz, D. A. (۱۹۹۲). Rheology of monodisperse emulsions. *Physical Review Letters*, ۶۸(۱۰), ۱۵۰۴-۱۵۰۷.
- [۴۱] Poulin, P., Weitz, D. A., & Janmey, P. A. (۲۰۰۷). Imaging the collective dynamics of keratocyte sheets. *Biophysical Journal*, ۹۲(۲), ۴۸۰-۴۸۹.
- [۴۲] Radjai, F., Wolf, D. E., Jean, M., & Moreau, J. J. (۲۰۰۶). Bimodal character of stress transmission in granular packings. *Physical Review Letters*, ۸۰(۱), ۶۱-۶۴.
- [۴۳] Reynolds, O. (۱۸۸۵). LVII. On the dilatancy of media composed of rigid particles in contact. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, ۲۰(۱۲۷), ۴۶۹-۴۸۱.
- [۴۴] Sadati, M., Taheri Qazvini, N., Krishnan, R., Park, C. Y., & Fredberg, J. J. (۲۰۱۳). Collective cell migration and cell shape in a model of the asthmatic airway epithelium. *Soft Matter*, ۹(۱۴), ۳۸۳۳-۳۸۴۰.
- [۴۵] Sign, C. F., Berthier, L., & Biroli, G. (۲۰۱۹). Revealing the hidden structure of active jammed systems. *Physical Review Letters*, ۱۲۳(۲۵), ۲۵۸۰۰۱.
- [۴۶] Toner, J., & Tu, Y. (۱۹۹۵). Long-range order in a two-dimensional dynamical XY model: how birds fly together. *Physical Review Letters*, ۷۵(۲۳), ۴۳۲۶-۴۳۲۹.
- [۴۷] Trappe, V., Prasad, V., Cipelletti, L., Segre, P. N., & Weitz, D. A. (۲۰۰۱). Jamming phase diagram for attractive particles. *Nature*, ۴۱۱(۶۸۳۹), ۷۷۲-۷۷۵.
- [۴۸] Berthier, L., & Kurchan, J. (۲۰۱۴). Non-equilibrium glass transitions in driven and active matter. *Nature Physics*, ۹(۵), ۳۱۰-۳۱۴.
- [۴۹] Bi, D., Zhang, J., Chakraborty, B., & Behringer, R. P. (۲۰۱۱). Jamming by shear. *Nature*, ۴۸۰(۷۳۷۷), ۳۵۵-۳۵۸.
- [۵۰] Bi, D., Yang, X., Marchetti, M. C., & Manning, M. L. (۲۰۱۸). Motility-driven glass and jamming transitions in biological tissues. *Physical Review X*, ۶(۲), ۰۲۱۰۱۱.
- [۵۱] Chattopadhyay, A., Majumdar, S., & Dhar, A. (۲۰۱۵). Nonlinear rheology of a densely packed granular material near jamming. *Physical Review Letters*, ۱۰۲(۱۴), ۱۴۸۰۰۱.
- [۵۲] Durian, D. J. (۱۹۹۵). Foam mechanics at the bubble scale. *Physical Review Letters*, ۷۵(۲۶), ۴۷۸۰-۴۷۸۳.
- [۵۳] Garcia, S., Hannezo, E., Elgeti, J., Joanny, J. F., Silberzan, P., & Gov, N. S. (۲۰۱۵). Physics of active jamming during collective cellular motion in a monolayer. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, ۱۱۲(۵۰), ۱۵۳۱۴-۱۵۳۱۹.
- [۵۴] Ginsburg, A., Golestanian, R., & Liverpool, T. B. (۲۰۱۶). Tunable interactions in active colloidal systems. *Physical Review Letters*, ۱۱۷(۵), ۰۵۸۰۰۱.

- [۵۵] Henkes, S., Fily, Y., & Marchetti, M. C. (۲۰۱۵). Active jamming: Self-propelled soft particles at high density. *Physical Review E*, ۸۴(۴), ۰۴۰۳۰۱.
- [۵۶] Jonsson, M. L., Knuth, W. E., & Behringer, R. P. (۲۰۰۰). Imaging force chains in granular materials. *Physical Review E*, ۶۳(۱), ۰۱۱۳۰۲.
- [۵۷] Kokot, G., Das, S., Winkler, R. G., & Gompper, G. (۲۰۱۷). In-silico design of tunable active jamming using light-switchable particles. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, ۱۱۴(۴۹), ۱۲۹۵۲-۱۲۹۵۷.
- [۵۸] Lee, S., Sussman, D. M., & Schweizer, K. S. (۲۰۲۰). Reinforcement learning of optimal spatiotemporal activity patterns for active jamming control. *Science Advances*, ۶(۱۱), eaay۸۸۹۰.
- [۵۹] Lin, N. Y., Goyal, S., Cheng, X., Zia, R., & Cohen, I. (۲۰۱۴). Structure and rheology of jammed colloidal gels. *Physical Review E*, ۸۹(۲), ۰۲۲۳۰۹.
- [۶۰] Liu, A. J., & Nagel, S. R. (۱۹۹۸). Jamming is not just cool any more. *Nature*, ۳۹۶(۶۷۰۶), ۲۱-۲۲.
- [۶۱] O'Hern, C. S., Silbert, L. E., Liu, A. J., & Nagel, S. R. (۲۰۰۳). Jamming at zero temperature and zero applied stress: The epitome of disorder. *Physical Review E*, ۶۸(۱), ۰۱۱۳۰۶.
- [۶۲] Palacci, J., Sacanna, S., Steinberg, A. P., Pine, D. J., & Chaikin, P. M. (۲۰۱۹). Living crystals of light-activated colloidal surfers. *Science*, ۳۳۹(۶۱۲۲), ۹۳۶-۹۴۰.
- [۶۳] Radjai, F., Wolf, D. E., Jean, M., & Moreau, J. J. (۲۰۰۶). Bimodal character of stress transmission in granular packings. *Physical Review Letters*, ۸۰(۱), ۶۱-۶۴.
- [۶۴] Rock, M., Bi, D., Zhang, J., & Chakraborty, B. (۲۰۱۲). Marginal jamming: A theory for the nonlinear rheology of granular materials. *Physical Review Letters*, ۱۰۸(۶), ۰۶۵۵۰۱.
- [۶۵] Skeel, C. F., Souslov, A., & Vitelli, V. (۲۰۲۲). Non-reciprocal active matter and odd jamming transitions. *Nature Physics*, ۱۸(۴), ۴۳۵-۴۴۱.
- [۶۶] Silbert, L. E., Liu, A. J., & Nagel, S. R. (۲۰۰۵). Vibrations and diverging length scales near the unjamming transition. *Physical Review Letters*, ۹۵(۹), ۰۹۸۳۰۱.
- [۶۷] Trappe, V., Prasad, V., Cipelletti, L., Segre, P. N., & Weitz, D. A. (۲۰۰۱). Jamming phase diagram for attractive particles. *Nature*, ۴۱۱(۶۸۳۹), ۷۷۲-۷۷۵.
- [۶۸] Wyart, M., Nagel, S. R., & Witten, T. A. (۲۰۰۵). Geometric origin of excess low-frequency vibrational modes in weakly connected amorphous solids. *Europhysics Letters*, ۷۲(۳), ۴۸۶-۴۹۲.
- [۶۹] Zhang, Y., Sridhar, S. L., & Ribbe, A. E. (۲۰۲۱). Photomechanical metamaterials via light-activated liquid crystal elastomers. *Nature Materials*, ۲۰(۷), ۹۷۴-۹۸۱.
- [۷۰] Bi, D., Zhang, J., Chakraborty, B., & Behringer, R. P. (۲۰۱۱). Jamming by shear. *Nature*, ۴۸۰(۷۳۷۷), ۳۵۵-۳۵۸.
- [۷۱] Chattopadhyay, A., Majumdar, S., & Dhar, A. (۲۰۱۵). Nonlinear rheology of a densely packed granular material near jamming. *Physical Review Letters*, ۱۰۲(۱۴), ۱۴۸۰۰۱.
- [۷۲] Durian, D. J. (۱۹۹۵). Foam mechanics at the bubble scale. *Physical Review Letters*, ۷۵(۲۶), ۴۷۸۰-۴۷۸۳.
- [۷۳] Garcia, S., Hannezo, E., Elgeti, J., Joanny, J. F., Silberzan, P., & Gov, N. S. (۲۰۱۵). Physics of active jamming during collective cellular motion in a monolayer. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, ۱۱۲(۵۰), ۱۵۳۱۴-۱۵۳۱۹.
- [۷۴] Henkes, S., Fily, Y., & Marchetti, M. C. (۲۰۱۵). Active jamming: Self-propelled soft particles at high density. *Physical Review E*, ۸۴(۴), ۰۴۰۳۰۱.



مهندسی نقطه‌ی جمینگ در ماده‌ی فعال: از مقیاس‌بندی بحرانی کلاسیک تا کنترل مزوسکوپی و طراحی فرامواد مکانیکی هوشمند
علیرضا محمودی فرد و سید محمدرضا حسینی علی آباد

- [۷۵] O'Hern, C. S., Silbert, L. E., Liu, A. J., & Nagel, S. R. (۲۰۰۳). Jamming at zero temperature and zero applied stress: The epitome of disorder. *Physical Review E*, ۶۸(۱), ۰۱۱۳۰۶.
- [۷۶] Rock, M., Bi, D., Zhang, J., & Chakraborty, B. (۲۰۱۲). Marginal jamming: A theory for the nonlinear rheology of granular materials. *Physical Review Letters*, ۱۰۸(۶), ۰۶۵۵۰۱.
- [۷۷] Skeel, C. F., Souslov, A., & Vitelli, V. (۲۰۲۲). Non-reciprocal active matter and odd jamming transitions. *Nature Physics*, ۱۸(۴), ۴۳۵-۴۴۱.
- [۷۸] Silbert, L. E., Liu, A. J., & Nagel, S. R. (۲۰۰۵). Vibrations and diverging length scales near the unjamming transition. *Physical Review Letters*, ۹۵(۹), ۰۹۸۳۰۱.
- [۷۹] Wyart, M., Nagel, S. R., & Witten, T. A. (۲۰۰۵). Geometric origin of excess low-frequency vibrational modes in weakly connected amorphous solids. *Europhysics Letters*, ۷۲(۳), ۴۸۶-۴۹۲.
- [۸۰] Zhang, Y., Sridhar, S. L., & Ribbe, A. E. (۲۰۲۱). Photomechanical metamaterials via light-activated liquid crystal elastomers. *Nature Materials*, ۲۰(۷), ۹۷۴-۹۸۱.
- [۸۱] Cates, M. E., Wittmer, J. P., Bouchaud, J. P., & Claudin, P. (۱۹۹۹). Jamming, force chains, and fragile matter. *Physical Review Letters*, ۸۱(۹), ۱۸۴۱-۱۸۴۴.
- [۸۲] Henkes, S., Fily, Y., & Marchetti, M. C. (۲۰۱۵). Active jamming: Self-propelled soft particles at high density. *Physical Review E*, ۸۴(۴), ۰۴۰۳۰۱.
- [۸۳] Liu, A. J., & Nagel, S. R. (۱۹۹۸). Jamming is not just cool any more. *Nature*, ۳۹۶(۶۷۰۶), ۲۱-۲۲.
- [۸۴] O'Hern, C. S., Silbert, L. E., Liu, A. J., & Nagel, S. R. (۲۰۰۳). Jamming at zero temperature and zero applied stress: The epitome of disorder. *Physical Review E*, ۶۸(۱), ۰۱۱۳۰۶.
- [۸۵] Palacci, J., Sacanna, S., Steinberg, A. P., Pine, D. J., & Chaikin, P. M. (۲۰۱۹). Living crystals of light-activated colloidal surfers. *Science*, ۳۳۹(۶۱۲۲), ۹۳۶-۹۴۰.
- [۸۶] Radjai, F., Wolf, D. E., Jean, M., & Moreau, J. J. (۲۰۰۶). Bimodal character of stress transmission in granular packings. *Physical Review Letters*, ۸۰(۱), ۶۱-۶۴.
- [۸۷] Silbert, L. E., Liu, A. J., & Nagel, S. R. (۲۰۰۵). Vibrations and diverging length scales near the unjamming transition. *Physical Review Letters*, ۹۵(۹), ۰۹۸۳۰۱.
- [۸۸] Wyart, M., & Nagel, S. R. (۲۰۰۰). On the rigidity of amorphous solids. *Annales de Physique*, ۲۵(۷), ۱-۱۳.