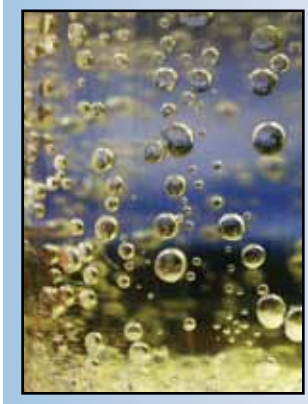
فیزیک روز

فصلنامه‌ی علمی-ترویجی انجمن فیزیک ایران
شماره‌ی سوم • زمستان ۱۳۹۲



تصویر روی جلد: یکی از تصویرهای راه‌یافته به نمایشگاه در اولین دوره‌ی مسابقه‌ی عکاسی از پدیده‌های فیزیکی سال ۱۳۸۸
عکاس: مهدیه خان‌بیگی

دبیر مجله ۲
- گام‌های کوچک

اخبار ۳
- طرح چشمه‌ی نور ایران
- موزه‌ی علم و فناوری جمهوری اسلامی ایران
- انجمن‌های علوم فیزیکی ایران
- حضور برندگان جوایز نوبل فیزیک در همایش‌های ملی و بین‌المللی در ایران
- داغ‌تر از داغ ممکن نیست • سرنخ‌های سفینه‌ی فضایی کاسینی درباره‌ی ماه کیوان
- جست‌وجوی بی‌نتیجه برای ماده‌ی تاریک در آزمایش LUX
- انبوه مورچه‌های آتشین مهاجم به نوع جدیدی ماده تبدیل می‌شوند
- نوترینوهای کیهانی قطب جنوب
- اختلاف پابرجا در طول‌عمر نوترون
- درباره‌ی گذشته‌ی فوتون • حامل کلاسیک اطلاعات و درهم‌تافتگی

مقاله‌ها ۱۳
- ۱۳۴۵ : تولد درس مکانیک کوانتومی در دانشگاه تهران ۱۳
- مقدمه‌ای بر رایانش و ارتباطات کوانتومی ۱۶
- جبرهای لی و برخی پیشرفت‌های اخیر در ریاضیات و فیزیک نظری ۲۰
- اندازه‌گیری مقدار عناصر موجود در آب آشامیدنی بروجرد با استفاده از روش PIXE ۲۹
- برون‌داد دانشگاه و دانشجویان ورودی دوره‌ی دکتری در فیزیک ۳۲

فیزیک در جامعه ۳۶
- اعزام دبیران فیزیک به سرن

معرفی کتاب ۳۹
- تحلیل چهار کتاب مکانیک تحلیلی
- نگاهی دوباره به تولد کتاب اشکرافت و مرمین
- فیزیک حالت جامد
- معرفی کتاب: شش قطعه‌ی آسان، مبانی فیزیک به روایت ریچارد فاینمن
- معرفی کتاب: سرگذشت فیزیک معاصر

پژوهش‌های روز ۴۴
- برهم‌کنش کلوئیدهای نماتیک در نزدیکی دیواره‌ی منحنی
- اثر ناهمگنی‌های نانومقیاس بر نحوه‌ی قرار گرفتن نانوقطره بر روی سطح نانوساختار

پرسش‌های این شماره ۴۶
- پاسخ پرسش شماره قبل
- پرسش این شماره

اخبار انجمن فیزیک ۴۸
- فعالیت‌های زمستان ۱۳۹۲
- فعالیت‌های بهار ۱۳۹۳

صاحب امتیاز: انجمن فیزیک ایران

مدیر مسئول: هادی اکبرزاده (رئیس انجمن فیزیک ایران)
سردبیر: سیما قاسمی
هیئت دبیران: کیوان آقابابایی سامانی، محمدرضا اجتهادی، حسین شجاعی، فرهنگ لران، حمیدرضا مشفق، سعدالله نصیری قیداری

ویراستاران: نادر حیدری، سمانه کیایی
مسئول اجرایی: حُسنی مقاری

مشاوران این شماره:
شانت باغرام (مسئول فعلی خبرنامه‌ی انجمن)، عباس‌علی صابری (مسئول پیشین خبرنامه‌ی انجمن)، احسان ندایی اسکویی

طرح نشانه و یونیفورم: مریم عظیمی‌فرد
طرح جلد و صفحه آرا: روشنک فتحی

◆ نسخه‌ی الکترونیک فیزیک روز از طریق وبگاه آن قابل دسترسی برای مشترکین و اعضای انجمن فیزیک ایران است.

◆ استفاده از مطالب «فیزیک روز» بدون کسب اجازه مجاز نیست. برای آگاهی از شرایط به وبگاه مجله مراجعه کنید.

وبگاه «فیزیک روز» **www.psimag.ir**

انجمن فیزیک ایران
تهران، میدان توحید، ابتدای خیابان نصرت غربی، شماره ۱۴، طبقه‌ی چهار
وبگاه انجمن فیزیک ایران www.psi.ir

گام‌های کوچک

وحید کریمی‌پور
دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف

بعضی از کارهای کوچک هست که ما به‌عنوان اعضای جامعه‌ی فیزیک می‌توانیم انجام دهیم و سطح آموزش و پژوهش را در جامعه‌ی خودمان ارتقا دهیم. این کارها نه به حمایت دولت و سیاست‌گذاری وزارت علوم نیاز دارند و نه به بودجه‌های کلان. تنها کافی است که خود ما، با بحث‌وگفتگو به یک تفاهم عمومی برسیم.

علامت رسیدن به این تفاهم نیز صدور یک بیانیه از طرف یک انجمن علمی مثل انجمن فیزیک نیست، چراکه اصولاً این تفاهم به‌تدریج و با بحث‌وگفتگو در ذهن و رفتار اعضای یک جامعه، اعم از استادان و دانشجویان شکل می‌گیرد.

مجله‌ی فیزیک روز و دبیرانه‌هایش شاید محلی برای طرح پیشنهادهایی باشد که باب بحث‌وگفتگو را بین همه‌ی ما باز می‌کند.

مسلماً خیلی‌های دیگر نیز به همین مسائل فکر کرده‌اند و به همین جهت برای آنها تازگی ندارد، ولی ضروری است آنچه را که همه به‌نحوی از انحا می‌دانیم در جایی بنویسیم، ثبت کنیم و سپس درباره‌ی آنها اینجا و آنجا بحث کنیم. بحث‌ها هم الزاماً کتبی و جمعی نخواهد بود بلکه می‌توانیم دوبه‌دو یا در گروه‌های کوچک و به مناسبت‌های مختلفی که با یکدیگر دیدار می‌کنیم درباره‌ی این مسائل گفتگو کنیم. این چنین است که به‌تدریج به یک تفاهم عمومی و یک عرف حرفه‌ای می‌رسیم که عمل کردن برخلاف آن را برای اغلب ما دشوار می‌سازد.

با این مقدمه، من در این دبیرانه می‌خواهم دو مسئله مربوط به هم را طرح کنم که توجه به آنها برای پیشرفت آموزش و پژوهش در جامعه‌ی فیزیک مفید است.

مسئله‌ی اول: رساله‌های دکتری اغلب دانشجویان شرح مبسوط‌تری به زبان فارسی از مقاله یا مقالات چاپ شده توسط آنهاست، همراه با چکیده، مقدمه و ملزوماتی نظیر فهرست و کتابنامه.

این رساله‌ها اغلب مرجع مناسبی برای مراجعه دانشجویان بعدی نیستند. تنها به هیئت داوری نشان می‌دهند که دانشجو کاری کرده است، مقالاتی نوشته است و پیشینه‌ی موضوع را می‌داند. ممکن است دانشجو خیلی بیش از این را هم بداند ولی این دانش در رساله‌ی وی منعکس نشده است چرا که رساله‌ی داخلی اغلب تحت فشار زمان «جمع‌آوری» شده است و حال آن‌که رساله‌ی خوب باید با صبر و شکیبایی تألیف شده باشد.

رساله‌ی خوب چیزی است شبیه به یک کتاب که مدخلی جامع و کامل برای یادگیری یک موضوع برای دانشجویانی است که می‌خواهند موضوعی تخصصی را یاد بگیرند.

کافی است یک رساله‌ی دکتری، از یکی از دانشگاه‌های معتبر، را از آرشیو پژوهشی برداریم تا متوجه تفاوت فاحش سطح رساله‌های دکتری داخلی با استانداردهای بین‌المللی شویم.

مسئله‌ی دوم: بعضی از جلسه‌های دفاع از رساله‌های تحصیلات تکمیلی به شکلی انجام می‌شوند که در کنار تعداد مقالات و میزان حمایت استاد راهنما و عزم وی برای کسب نمره‌ی دلخواه برای دانشجو، نمره‌ای که دانشجویان قبلی در آن گرایش یا دانشکده گرفته‌اند نیز نقش عمده و یا حتی مهم‌تری از کیفیت تألیف رساله ایفا می‌کند. گویی استاندارد ارزیابی رساله دکتری را نه سطح علمی هیئت داوری بلکه سطح نمرات قبلی دانشجویان و میزان توقعات دانشجوی فعلی تعیین می‌کند. گاه حتی پای احتمال ضربه روحی به دانشجو (وقتی نمره خود را با نمره دانشجویان قبلی مقایسه کند) نیز به‌میان می‌آید که نهایتاً ابتکار عمل را از اعضای هیئت داوری، به‌خصوص داوران مدعو که از دانشگاه‌های دیگر می‌آیند، سلب می‌کند.

اگرچه در ترتیب طرح سوال‌ها برای اعضای هیئت داوری اولویت قائل می‌شویم و تمام تعارفات معمول را به‌جا می‌آوریم، ولی فضای موجود در جلسات به‌گونه‌ای است که استاد مدعو هر قدر هم که رساله را کم‌ارزش یا دارای عیب و ایراد اساسی ببیند نمی‌تواند رساله‌ی مورد نظر را رد کند یا این‌که به آن نمره‌ی کم بدهد. بحث در میان اعضای هیئت داوری، باتوجه به غلبه عوامل فوق، به گونه‌ای پیش می‌رود که سرانجام توان و اختیار اساتید مدعو چیزی در حدود جابه‌جا کردن نیم یا یک نمره در رساله‌های کارشناسی ارشد، و یا انتخاب بین بسیارخوب و عالی در رساله‌های دکتری است.

هنوز زود است که شرط داشتن مقاله را از رساله‌های دکتری برداشت ولی این شرط دیگر شرط کافی نیست و دانشجو باید حتماً رساله‌ای به معنای درست کلمه نوشته باشد تا شایسته‌ی عنوان دکترای فیزیک شود. برای تحقیق و تأیید این امر نقش داوری قبل از دفاع و هم‌چنین نقش هیئت‌های داوری رساله‌های دکتری بسیار مهم است. برای این کار این هیئت‌ها باید از دایره‌ی اختیار وسیع‌تر و جدی‌تری برخوردار باشند. باید کاری کنیم که رساله‌های دکتری به مراجعی معتبر در جامعه‌ی داخلی فیزیک تبدیل شوند. شاید بتوان بهترین آنها را در جایی مثل مجله‌ی پژوهش فیزیک، فهرست یا حتی چاپ کرد، یا نسخه‌ی الکترونیکی آنها را در وبگاه انجمن فیزیک قرار داد. انتشار این رساله‌ها باید حاوی امتیازی فوق‌العاده برای مؤلفان آنها و فارغ‌التحصیلان جوان باشد و آنها را به جامعه‌ی فیزیک کشور بشناساند. به‌زودی همه‌ی دانشگاه‌های کشور ترجیح خواهند داد هیئت علمی خود را از میان فارغ‌التحصیلانی انتخاب کنند که تجربه‌ی کار پسا دکتری دارند. با پذیرش همگانی این روند، داشتن رساله‌ای که با تأیید صاحب‌نظران در جایی مثل مجله‌ی پژوهش فیزیک یا وبگاه انجمن فیزیک منتشر شده باشد، می‌تواند ملاکی برای تأیید قابلیت‌های علمی یک پژوهشگر جوان باشد. این کار حداقل سه نتیجه‌ی ارزشمند دارد. نخست این‌که پس از چند سال گنجینه‌ای از رساله‌های باارزش در رشته‌های گوناگون فیزیک خواهیم داشت، دوم این‌که دانشگاه‌ها می‌توانند با اتکا بر ارزشیابی‌ای دقیق‌تر به استخدام نیروی جوان بپردازند و بالأخره این‌که مجله‌ی پژوهش نیز طیف وسیعی از خوانندگان خواهد یافت و نقش درست‌تر و بایسته‌تری در پژوهش کشور ایفا خواهد کرد.

پروژه‌های ملی

چشمه‌ی نور ایران

۱- ششمین همایش کاربران سنکروترون چشمه‌ی نور ایران، ۱۴ و ۱۵ اسفندماه ۱۳۹۲ در سالن همایش‌های پارک علمی و فناوری قزوین (محل ساخت چشمه‌ی نور ایران) برگزار خواهد شد. در این همایش دستاوردهای جدید پژوهشگران ایرانی و بین‌المللی در زمینه‌ی کاربردهای تابش سنکروترون در علوم پایه و مهندسی ارائه خواهد شد.

۲- از ۱۷ تا ۱۹ اسفندماه ۱۳۹۲ طرح چشمه‌ی نور ایران، کارگاهی سه‌روزه در پژوهشگاه دانش‌های بنیادی برگزار خواهد کرد. این کارگاه برای آشنایی با ابزارهای مشخصه‌یابی باریکه و ابزارهای بسامد رادیویی و کاربرد آنها در سنکروترون برگزار می‌شود. موضوع‌هایی در زمینه‌ی ابزارهای مشخصه‌یابی را پیتر فورک از مرکز هلمهولتز آلمان (برای تحقیقات یون‌های سنگین) و دروس مربوط به ابزارهای بسامد رادیویی را فرانسیس پرز از سنکروترون آلبا در اسپانیا، ارائه خواهند کرد.

موزه‌ی علم و فناوری جمهوری اسلامی ایران

گروه آموزش موزه‌ی علم و فناوری کارگاه‌های آموزشی برگزار می‌کند.
کارگاه‌های زمستان ۱۳۹۲ با عنوان‌های آشنایی با ذات‌الحلق، طراحی مفهومی و محتوایی موزه، بازاریابی و روابط عمومی موزه‌ها، هستند.

انجمن‌های علوم فیزیکی ایران

انجمن نجوم ایران

هفتمین همایش ملی نجوم و اختر فیزیک ایران، ۳ و ۴ بهمن‌ماه ۱۳۹۲ در دانشکده فیزیک دانشگاه شهید باهنر کرمان، با همکاری انجمن نجوم ایران و دانشگاه شهید باهنر برگزار شد.

انجمن نانو فناوری ایران

انجمن نانو فناوری ایران، سومین همایش سراسری کاربردهای دفاعی علوم نانو را در آذرماه ۱۳۹۲ برگزار کرد.
در این همایش کاربردهایی از قبیل: آشکارسازی و تشخیص سریع، حفاظت بالستیکی، شیمیایی، زیستی و پرتویی، رفع و دفع آلاینده‌ها، پوشش‌های جاذب امواج الکترومغناطیس/صوت، مواد منفجره، پیشرانه و پیروتکنیک، باتری‌ها، سلول‌های خورشیدی، پیل‌های سوختی، خازن‌ها و ... مورد نظر بود.

انجمن ژئوفیزیک ایران

انجمن ژئوفیزیک ایران، در اردیبهشت ۱۳۹۳ شانزدهمین کنفرانس ژئوفیزیک ایران را با همکاری دانشگاه‌ها و مؤسسات آموزش عالی و مراکز علمی و فنی، دستگاه‌های اجرایی، شرکت‌ها و بخش خصوصی مرتبط، برگزار می‌کند.
این کنفرانس با اهدافی چون آشنایی با تازه‌ترین دستاوردهای علمی و فنی، ارتقاء سطح علمی و فنی دانش ژئوفیزیک و علوم وابسته، ایجاد زمینه‌ی بحث و تبادل نظر بین محققین و صنعت و... برگزار خواهد شد.

انجمن هسته ای ایران

بیستمین کنفرانس هسته‌ای ایران، ۷ و ۸ اسفندماه ۱۳۹۲ در دانشگاه گیلان برگزار می‌شود.

حضور برندگان جوایز نوبل فیزیک در همایش‌های ملی و بین‌المللی در ایران

زمستان امسال کشور ما میزبان دو برنده‌ی جایزه‌ی نوبل فیزیک در فاصله‌ی کمتر از یک ماه خواهد بود. ایران میزبانی برندگان نوبل فیزیک را تاکنون چند بار تجربه کرده است اما امسال، برای اولین بار در تاریخ این کشور، دو تن از این دانش‌پیشگان به عنوان سخنران میهمان در کنفرانس‌های ملی و بین‌المللی کشور سخنرانی کرده و خواهند کرد.
سر آنتونی لگت (Sir Anthony Legget) به دلیل نقشی که در درک و کشف ابرشارگی داشته، به‌همراه دو فیزیک‌پیشه‌ی دیگر، جایزه‌ی نوبل فیزیک را در سال ۲۰۰۳ میلادی دریافت کرد. ایشان در چهارمین کنفرانس پیشرفت‌های

سر آنتونی لگت تصویر از: www.wikiprdia.com

ابررسانایی انجمن فیزیک ایران که امسال در بهمن ماه در دانشگاه صنعتی شریف برگزار شد به عنوان میهمان ویژه حضور داشت و دو سخنرانی، یکی عمومی و دیگری تخصصی‌تر ارایه کرد.

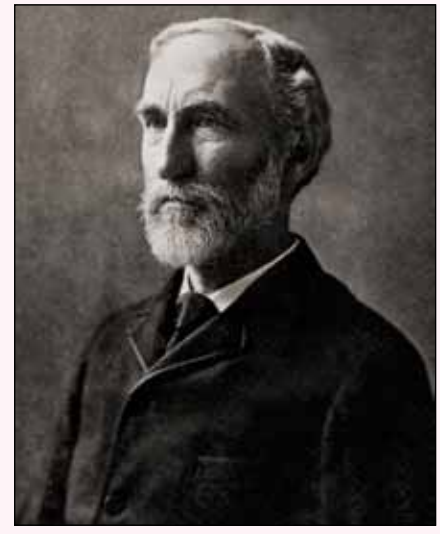
سر آندره گایم تصویر از: www.wikiprdia.com

همچنین سر آندره گایم (Sir Andre Geim) قرار است در اسفندماه میهمان ویژه‌ی پنجمین کنفرانس بین‌المللی نانوساختارها باشد که دانشگاه صنعتی شریف در جزیره کیش برگزار خواهد کرد. سر آندره گایم، برای کشف لایه‌های دوبعدی کربنی با نام اختصاری گرافین، به همراه همکارش، در سال ۲۰۱۰ میلادی برنده‌ی نوبل فیزیک شد. ایشان علاوه بر سخنرانی عمومی در کنفرانس، ارایه کاملاً تخصصی‌ای هم در کارگاهی خواهند داشت که در جوار کنفرانس برگزار خواهد شد.
فصل‌نامه‌ی فیزیک روز مصاحبه‌هایی اختصاصی با این فیزیک‌پیشگان برنامه‌ریزی کرده است که در شماره‌های بعد منتشر خواهند شد.

داغ‌تر از داغ ممکن نیست

منبع: http://www.nature.com/naturephysics

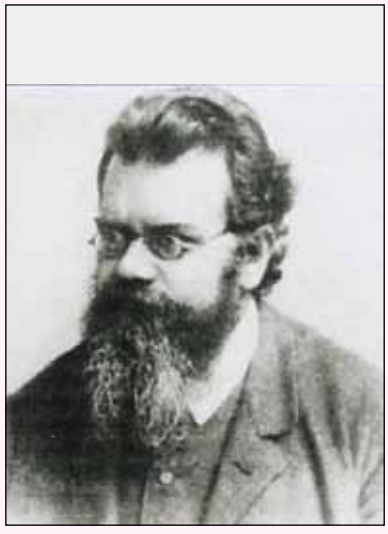
بررسی دوباره و دقیق اساس مکانیک آماری نشان می‌دهد دماهای منفی برخاسته از تعریف تقریبی بولتزمن برای آنتروپی است. روایت گیبز از تعریف آنتروپی وجود دماهای مطلق منفی را .ناممکن می‌کند و با ترمودینامیک سازگار است.



گاه‌به‌گاه نگاهی به گذشته و وارسی شالوده‌های علم فایده دارد. چیزی که اینک در کتاب‌های درسی می‌آید و زمانی موضوع بحث بوده و راه‌حلی که عموم آن را پذیرفته‌اند هنوز امکان دارد نادرست از کار در آید. یرن دونکل[1] و اشتفان هیلبرت[2] در مقاله‌ای در نیچر فیزیکس [1] دوباره به بررسی مفاهیم دما و آنتروپی پرداخته‌اند. با توجه به آزمایش‌های زیبایی که اخیراً انجام شده و در آنها مفهوم حالت‌هایی با دمای منفی در گازهای کوانتومی ابرسرد درون تله‌های اپتیکی به میان آمده است [۲ و ۳] این بازنگری بسیار به‌هنگام است.

حالت‌هایی با دمای منفی را نخستین بار در سال ۱۹۵۱ ادوارد پورسل و رابرت پاوند در سیستم‌های اسپین هسته‌ها مشاهده کردند [۴] و پیامدهای دمای منفی را نورمن رمزی در سال ۱۹۵۶ شرح داد [۵]. دمای منفی هنگامی ظاهر می‌شود که جمعیت حالت‌های پرانرژی سیستم بسیار بیشتر از جمعیت حالت‌های کم‌انرژی‌ست. دمای T از برازش احتمال اشغال تراز p_i به دست می‌آید که باید متناسب با ضریب بولتزمن $\exp(-E_i/(k_BT))$ باشد که در آن E_i انرژی حالت i است. انرژی حالت‌های سیستم در دماهای منفی بیشتر از حالت‌های سیستم در دماهای مثبت است. به‌این ترتیب نردبان دما به صورت

شکل ۱ – گیبز در برابر بولتزمن. در شمارش میکروحالت‌ها برای یافتن بزرگی آنتروپی سیستم گیبز (تصویر سمت راست) نسخه‌ای متفاوت از نسخه‌ی بولتزمن (تصویر سمت چپ) به کار برد. با آن‌که رهیافت بولتزمن منجر به دماهای منفی می‌شود، دونکل و هیلبرت ثابت کرده‌اند با رهیافت صحیح ترمودینامیکی مطابق با رهیافت بولتزمن چنین مشکلی پیش‌نمی‌آید.



$+0\,K$ ، ... ، $+300\,K$ ، ... ، $+\infty$ ، $-\infty$ ، $-300\,K$ ، ... ، $-0\,K$ خواهد بود (مرجع ۵)؛ سیستم‌هایی که دمای منفی دارند از سیستم‌هایی که در دمای مثبت هستند داغ‌ترند [۴]، یعنی از داغ داغ‌تر هستند.

پرسش مهمی که دونکل و هیلبرت به آن می‌پردازند [۱] این است که آیا پارامتر برازش $T=T_B$ (که در آن شاخص B نماینده‌ی نام بولتزمن است) همان پارامتری‌ست که در ترمودینامیک معمولا به‌صورت دما تعبیر می‌شود. در ترمودینامیک دما کمیتی‌ست که از کمیت‌های دیگر به‌دست می‌آید و انرژی و آنتروپی خاصیت‌های اولیه‌ی سیستم هستند. اگر بستگی آنتروپی S به انرژی E را بدانیم دمای سیستم برابر با وارون مشتق $S(E)$ نسبت به E است. اصول موضوعه‌ای که شالوده‌ی ترمودینامیک را می‌سازند بر پایه‌ی شمار بسیار زیاد مشاهدات به‌دست آمده‌اند و در شمار زیادی سیستم‌های متفاوت آزموده شده‌اند و از نظر تجربی بسیار محکم هستند. چارچوب ریاضی این اصول هم ساختار روشن ریاضی بر پایه‌ی نظریه‌ی فرم‌های دیفرانسیل دارد.

برای ربط‌دادن خواص ترمودینامیکی سیستم به ساختار اتمی آن باید از فیزیک آماری کمک گرفت که پیشگامان آن در یک سده پیش جوزایا ویلارد گیبز[3] و لودویگ بولتزمن[4] بوده‌اند. در مکانیک آماری مفهوم آنتروپی مستقل از مفهومی‌ست که در ترمودینامیک به‌میان می‌آید و در واقع مکانیک آماری چند مفهوم مربوط به هم دارد که به‌جای مفهوم ترمودینامیکی آنتروپی می‌نشینند. اندیشه‌ی اصلی که به آن پرداخته می‌شود یافتن کمیتی ریاضی حاکم بر دینامیک جمعی ذرات سیستم است که با اصول موضوعه‌ی ترمودینامیک سازگار باشد. این «آنتروپی ریاضی» می‌تواند به‌دقت از این اصول موضوعه تبعیت کند یا به‌تقریب در برخی حالت‌های حد دقیق می‌شود.

در مکانیک آماری، آنتروپی از شمارش حالت‌های ممکن برای سیستم به‌دست می‌آید. برای سیستم کوانتومی که طیف انرژی گسسته دارد باید حالت‌های ممکن در بازه‌ی ازپیش‌تعیین‌شده‌ای را شمرد. اگر شمار حالت‌ها W باشد آنتروپی از فرمول معروف بولتزمن $S=k_B \ln W$ به‌دست می‌آید. رهیافت استاندارد در کتاب‌های درسی برای سیستم‌های منفرد این است که بازه‌ی انرژی ΔE حول انرژی سیستم E (که برای سیستم‌های ماکروسکوپی هیچ‌گاه نمی‌توان به‌دقت اندازه گرفت) انتخاب می‌شود و حالت‌هایی که درون بازه قرار می‌گیرند شمرده می‌شوند. اما پیشنهاد گیبز این بود که همه‌ی حالت‌هایی که انرژی‌شان از E کم‌تر است شمرده شوند. دونکل و هیلبرت این دو تعریف را به‌ترتیب آنتروپی بولتزمن و آنتروپی گیبز می‌نامند [۱] و نشان می‌دهند که روش درست «شمارش» روش گیبز است که دقیقاً با ساختار ریاضی ترمودینامیک سازگار است در حالی‌که تعریف بولتزمن تقریب است. دمایی که از بستگی آنتروپی به انرژی به‌دست می‌آید برای این دو تعریف متفاوت است.

برای سیستم‌های ماکروسکوپی معمولی تفاوت بین دو روش (و همین طور مقدار دقیق ΔE در رهیافت بولتزمن) نقش مهمی بازی نمی‌کند: با افزایش انرژی، شمار حالت‌های سیستم آن‌قدر به‌سرعت زیاد می‌شود که تقریباً تمام حالت‌هایی که باید به حساب آورده شود حول E متمرکز هستند. آن هنگام اختلاف بین دو روش اهمیت پیدا می‌کند که انرژی سیستم کران بالا دارد. سیستم اسپین‌های هسته‌ای پورسل و پاوند [۴] یا سیستم گاز کوانتومی با شکاف انرژی [۲] چنین سیستم‌هایی هستند. در این سیستم‌ها

شمار حالت‌های درون بازه‌ی ΔE (و در نتیجه آنتروپی بولتزمن) تابعی میرا از E است و دمایی که از دستورالعمل بولتزمن (از برازش پارامتر T_B) به‌دست می‌آید می‌تواند منفی شود.

اما شمار حالت‌هایی که انرژی‌شان کم‌تر از E است نمی‌تواند منفی شود: آنتروپی گیبز تابعی نامیرا از انرژی‌ست و دمای گیبز T_G (که با دمای ترمودینامیکی یکی از کار در می‌آید) مثبت خواهد ماند. در نردبان دمای گیبز تمام حوزه‌ی دماهای منفی بولتزمن متناظر با حالت حد $T_G \to \infty$ است و چنین سیستم‌هایی داغ هستند اما از داغ داغ‌تر نیستند. دو دمای T_G و T_B با معادله‌ی ساده‌ای شامل ظرفیت گرمایی سیستم به‌هم مربوط می‌شوند و از این معادله معلوم می‌شود که تحت چه شرایطی اختلاف دو دما قابل‌چشم‌پوشی‌ست [۱].

دمای مطلق منفی نه بد است و نه نادرست به‌شرطی که به یاد داشته باشیم درباره‌ی چه چیزی صحبت می‌کنیم. فراموش‌کردن این نکته که دمای بولتزمن همان دمای ترمودینامیک نیست می‌تواند خاستگاه مشکلاتی شود. می‌شود ادعا کرد ترمودینامیک ایراد دارد و تعریف بولتزمن تعریف «واقعی»ست. اما، کاربرد دمای منفی با صورت‌بندی ترمودینامیک (که اینک می‌بینیم دمای منفی را نمی‌پذیرد) ناسازگار است. کاربرد نادرست دماهای منفی (بولتزمن)، مثلا گذاشتن دمای منفی در فرمول کارنو برای بازدهی موتور گرمایی و به‌دست‌آوردن بازدهی بزرگ‌تر از یک، کاری نادرست است.

مترجم: نادر حیدری

زیرنویس:

1. Jörn Dunkel
2. Stefan Hilbert
3. Josiah Willard Gibbs
4. Ludwig Boltzmann

Not hotter than hot
Igor M. Sokolov
Nature Physics, Vol. 10, January 2010

مراجع:

[1] J. Dunkel, S. Hilber, Nature Phys. 10, 67-72 (2014).
[2] S. et al., Science 339, 52-55 (2013).
[3] L. D. Carr, Science 339, 42-43 (2013).
[4] E. M. Purcell, R. V. Pound, Phys. Rev. 81, 279-280 (1951).
[5] N. M. Ramsey, Phys. Rev. 103, 20-28 (1956).

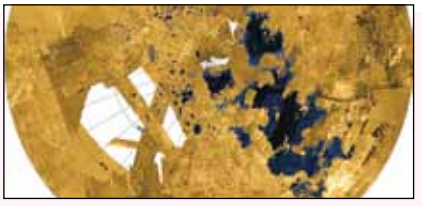
سرنخ‌های سفینه‌ی فضایی کاسینی درباره‌ی ماه کیوان

http://www.jpl.nasa.gov/news/news.php?release=2013-364

در میان نقاط مختلف منظومه‌ی شمسی تیتان، ماه کیوان، یکی از جاهایی‌ست که بیش از نقاط دیگر به زمین شبیه است و تنها مکان در منظومه‌ی شمسی به‌غیر از زمین است که روی سطحش مایع پایدار وجود دارد. سفینه‌ی فضایی کاسینی در چند گذر نزدیک اخیر خود تصویر واضح‌تری از ناحیه‌ای در نیم‌کره‌ی شمالی تیتان به‌دست داده است که تقریباً تمام دریاها و دریاچه‌های تیتان را در بر دارد. دانشگرانی که با رادارهای سفینه‌ی فضایی کار می‌کنند توانسته‌اند موزاییکی از چندین تصویر بسازند که شامل بیشترین جزئیاتی‌ست که تا کنون در باره‌ی این ناحیه‌ی تیتان به‌دست آمده است. این تصویر تمام دریاها و بیشتر دریاچه‌های بزرگ تیتان را نشان می‌دهد. برخی از گذرهای نزدیک بر فراز ناحیه‌هایی بوده است که قبلاً از زوایای دیگری رصد شده بودند در نتیجه توانسته‌اند تصویر از بالای ناحیه‌ی اطراف بزرگ‌ترین دریاچه و دومین دَریای بزرگ تیتان موسوم به دریای کراکن و دریای لیجیا و برخی دریاچه‌های نزدیک را بسازند.

آشنایی با ویژگی‌های سطح تیتان به شناخت برهم‌کنش‌های بین مایعات، گازها، و جامدات روی سطح تیتان و فرآیندهایی که آن را به سطح زمین شبیه می‌کند کمک می‌کند. بر اساس این تصاویر جدید معلوم شده که دریای کراکن[1] از آن‌چه پیش‌تر تصور می‌شد وسیع‌تر و پیچیده‌تر است و تقریباً تمام دریاچه‌های تیتان در ناحیه‌ای به‌وسعت ۹۰۰ کیلومتر در ۱۸۰۰ کیلومتر واقع شده‌اند و فقط ۳ درصد مایعات سطح تیتان بیرون از این ناحیه قرار دارد. رندالف کرک عضو تیم رادار کاسینی در اداره‌ی نقشه‌برداری و زمین شناسی ایالات متحد در فلاگ‌استاف آریزونا می‌گوید که دانشگران نمی‌دانستند چرا دریاچه‌های تیتان در اینجا هستند و این تصاویر نشان می‌دهد که سنگ‌های بستر و وضعیت لایه‌های زمین‌شناختی وضعیتی مناسب برای شکل‌گیری دریاچه‌ها به‌وجود آورده است یعنی وضعیتی شبیه به دریاچه‌ی ماقبل تاریخ به نام دریاچه‌ی لاهونتان در نزدیکی لیک‌تاهو در نوادا و کالیفرنیا که تغییر شکل پوسته‌ی زمین شکاف‌هایی به‌وجود آورده و مایع آنها را پر کرده است.

کاربرد روش‌هائی که پیش از این برای تحلیل داده‌های مریخ به‌کار رفته بود نیز معلوم کرد که عمق دریای لی‌جیا[2] ۱۷۰ متر است. این اولین بار است که دانشگران توانسته‌اند عمق دریاچه یا دریایی را روی تیتان اندازه بگیرند. یک دلیل این موفقیت این بود



تصویر از: NASA/JPL-Caltech/ASI/USGS

که مایعی که در مسیر رادار قرار داشت بسیار خالص بود. سطح مایع شاید به هموواری رنگ روی خودرو باشد و برای رادار بسیار شفاف است.

نتایج جدید نشان می‌دهند که مایع عمدتاً متان و شبیه به گاز طبیعی مایع روی زمین است. مارکو ماستروجوزپه عضو وابسته‌ی تیم رادار کاسینی در دانشگاه ساپی‌ینزا رم، می‌گوید که عمق دریای لی‌جیا درست به اندازه‌ای بود که بتوان سیگنال رادار بازتاب‌یافته از بستر دریا را آشکار کرد و اندازه‌گیری نشان می‌دهد که عمق لی‌جیا دست‌کم در یک نقطه از میانگین عمق دریاچه‌ی میشیگان بیشتر بود. کار ماستروجوزپه و محاسبات الکساندر هِیز از از دانشگاه کورنل در ایتاکا نیویورک نشان می‌دهد که ۹۰۰۰ کیلومتر مکعب هیدروکربن مایع وجود دارد که ۴۰برابر کل ذخایر تثبیت‌شده‌ی نفت در زمین است.

با نزدیک‌شدن تابستان در شمالِ سیستم کیوان و ماه‌هایش دانشگران امیدوارند شاهد وضعیت آب‌وهوایی هیجان‌انگیزی در نیم‌کره‌ی شمالی تیتان باشند. مأموریت فضایی کاسینی-هویگنس پروژه‌ی مشترک ناسا، آژانس فضایی اروپا، و آژانس فضایی ایتالیاست. آزمایشگاه رانش جت (JPL)[3] بخشی از مؤسسه‌ی فناوری کالیفرنیا (کل‌تک)، مدیر این مأموریت فضایی برای اداره‌ی مأموریت‌های علمی ناسا در واشنگتن است. مدارگرد کاسینی را JPL طراحی کرده و ساخته است. ابزارهای رادار مدارگرد را JPL و آژانس فضایی ایتالیا همراه با اعضای دیگرِ تیم از ایالات متحد و چند کشور اروپایی ساخته‌اند.

مترجم: نادر حیدری

زیرنویس:

1. Kraken Mare
2. Ligeia Mare
3. Jet Propulsion Laboratory

NASA's Cassini Spacecraft Reveals Clues About Saturn Moon
Jia-Rui C. Cook, Dwayne Brown
Jet Propulsion Laboratory News, December 12, 2013

جست‌وجوی بی‌نتیجه برای ماده‌ی تاریک در آزمایش LUX

http://physicsworld.com/cws/article/news/2013/oct/31/lux-dark-matter-search-comes-up-empty

تصویر از:
Matt Kapust/Sanford Underground Research Facility
آشکارگر لاکس در تأسیسات پژوهشی زیرزمینی سنفورد.

آشکارگر ماده‌ی تاریک آزمایش بزرگ زیرمینی گزنون (LUX)[1] در تأسیسات پژوهشی زیرزمینی سنفورد[2] در ایالات متحد در اولین سه ماه کار خود هیچ گواهی بر وجود ماده‌ی تاریک نیافته است. لاکس یکی از حساس‌ترین آشکارگرهای ماده‌ی تاریک در جهان است و با آن‌چه تا کنون انجام داده قیدهای سخت برای ماهیت ماده‌ی تاریک تعیین کرده است. از نتایج اولیه چنین برمی‌آید که نشانه‌هایی که پیش از این در برخی از آزمایش‌ها از وجود ذرات سبک ماده‌ی تاریک گزارش شده بود شاید پذیرفتنی نباشد.

گمان می‌رود حدود ۸۰ درصد ماده‌ی عالم را چیزی می‌سازد که ماده‌ی تاریک نام گرفته است. وجود این ماده‌ی تاریک از اندازه‌گیری‌هایی استنتاج می‌شود که از آنها برمی‌آید نیروی گرانشِ ماده‌ی تاریک بر شکل‌گیری و دینامیک کهکشان‌ها تأثیر دارد. اما چون به‌نظر می‌رسد ماده‌ی تاریک با نور و شکل‌های دیگر تابش الکترومغناطیسی برهم‌کنش قوی ندارد ستاره‌شناسان نتوانسته‌اند آن را مستقیماً مشاهده کنند.

کهکشان ما باید مملو از ماده‌ی تاریک باشد از این رو ماده‌ی تاریک باید پیوسته از میان سیاره‌ی زمین جریان داشته باشد. از این رو فیزیک‌پیشگان چند آشکارگر ساخته‌اند تا شاید بتوانند برهم‌کنش‌های ناچیزی بین ماده‌ی تاریک و ماده‌ی معمولی پیدا کنند. در بیشتر این آشکارگرها چنین برهم‌کنشی مشاهده نشده اما چند آشکارگر نشانه‌های وسوسه‌انگیزی دیده‌اند.

در جست‌وجوی ویمپ

آزمایش لاکس که ۱۵۰۰ متر زیر بلک هیلز[3] در داکوتای جنوبی قرار دارد تا از پرتوهای کیهانی و دیگر انواع تابش زمینه محفوظ بماند، جدیدترین آزمایشی‌ست که نتایجی در این زمینه گزارش کرده است. آشکارگر، مخزنی ۲ متری از جنس تیتانیوم است که ۳۵۰ کیلوگرم گزنون مایع در دمای ۱۰۸- درجه‌ی سانتی‌گراد در بر دارد.

آزمایش لاکس با این هدف طراحی شده است که ذرات فرضی ماده‌ی تاریک به نام ویمپ یعنی ذرات پرجرم با برهم‌کنش ضعیف (WIMP)[4] را آشکار کند. انتظار می‌رود این ذرات هر از گاهی با اتم‌های گزنون درون مخزن برخورد کنند. اگر این برخورد رخ دهد اتمی که پس زده شده است نور و چند الکترون آزاد به‌وجود خواهد آورد. الکترون‌ها را میدانی الکتریکی به سمت بالا هدایت خواهد کرد و هنگامی که الکترون‌ها به لایه‌ی بسیار نازک گاز در بالای مخزن برسند نور بیشتر تولید خواهد شد. آشکارگرهای بسیار حساس نور، سیگنال‌های نور در محل برخورد و در بالای مخزن را ثبت خواهند کرد و انرژی برهم‌کنش را می‌توان از شدت سیگنال‌های نور محاسبه کرد. آشکارشدن دو سیگنال از هر رخداد تمیزدادن آن را از تابش پس‌زمینه آسان‌تر می‌کند.

آن‌چه ماده‌ی تاریک نیست

پس از تحلیل داده‌های سه ماه آزمایش لاکس، فیزیک‌پیشگان هیچ گواهی برای برخورد ماده‌ی تاریک ندیده‌اند. اما چون آزمایش بیشترین حساسیت را به گستره‌ای از جرم‌های ویمپ دارد، لاکس اطلاعات بااهمیت تازه‌ای در باره‌ی آن‌چه ماده‌ی تاریک نمی‌تواند باشد فراهم کرده است. به‌ویژه لاکس در آشکارکردن ویمپ‌های کم‌جرم با جرم حدود

۵-۱۰ Gev/c^2 بیست بار حساس‌تر از آزمایش‌های دیگر است.

اوایل سال ۲۰۱۳ آزمایش ماده‌ی تاریک CDMS در اعماق معدن سودان[5] در شمال مینه‌سوتا از آشکارشدن سه ویمپ با جرمی حدود ۸/۶ Gev/c خبر داده بود. اهمیت آماری این کشف حدود ۳ انحراف معیار و کم‌تر از ۵ انحراف معیار است که معیار طلایی در فیزیک ذرات به حساب می‌آید و شرط لازم برای پذیرفته شدن کشف است. در نتیجه برخی فیزیک‌پیشگان در درستی نتایج CDMS تردید دارند و برخی دیگر تلاش کرده‌اند برای توضیح این نتایج نظریه‌های جدید ویمپ به‌بار آورند.

چشم‌داشت ۱۶۰۰ رخداد

اما ویمپ‌های CDMS باید بیش از ۱۶۰۰ رخداد در لاکس تولید می‌کرد و هیچ چنین سیگنالی مشاهده نشده است. به این ترتیب احتمال وجود ویمپ‌های کم‌جرم بسیار کم است.

هنریک آراخو[6] مدیر تیم لاکس در امپریال کالج لندن می‌گوید: «این سرنخ‌های بحث‌برانگیز آزمایش CDMS انگیزه‌ی چندین نظریه برای توضیح آنها بوده است که شاید باعث شود این نتایج پذیرفتنی‌تر به‌نظر آید اما لاکس حساس‌ترین دستگاهی‌ست که تا کنون برای شکار این ذرات ساخته شده و داده‌های بسیار مشخص ما با این تعبیرها در تناقض آشکار است: شاید ویمپ‌های کم‌جرم دیگری وجود داشته باشد اما نتایج ما کمبودهای این ادعاها را بارز می‌کند.»

قرار است آزمایش لاکس تا دو سال دیگر ادامه داشته باشد و دن مک‌کینزی از دانشگاه ییل که یکی از سخن‌گویان آزمایش است اطمینان دارد که این آزمایش هم‌چنان نتایج پرتأثیر به‌دست خواهد داد. او می‌گوید: «کار لاکس تازه شروع شده است. حالا دستگاه و رخدادهای پس‌زمینه را بهتر می‌شناسیم و با ادامه‌ی کار داده‌گیری نامزدهای دیگر برای وجود ماده‌ی تاریک را که دست‌نیافتنی‌تر هستند خواهیم آزمود.» فیزیک‌پیشگان آزمایش لاکس، از هم اکنون برای آزمایش بعدی خود در سنفورد برنامه‌ریزی می‌کنند. در این آزمایش که به آن نام لاکس‌زپلین[7] داده‌اند بیست برابر میزان فعلی گزنون مایع به‌کار برده خواهد شد و درنتیجه حساسیت آزمایش ۱۰۰ برابر آزمایش فعلی خواهد بود.

مترجم: نادر حیدری

زیرنویس:

1. Large Underground Xenon
2. Sanford Underground Research Facility
3. Black Hills
4. Weakly Interacting Massive Particle
5. Soudan
6. Henrique Araújo
7. LUX-ZEPLIN

LUX dark matter search comes up empty
Hamish Johnston
physicsworld.com, Oct 31, 2013

انبوه مورچه‌های آتشین مهاجم به نوع جدیدی ماده تبدیل می‌شوند

http://www.popularmechanics.com/technology/engineering/news/a-mob-of-fire-ants-becomes-a-new-kind-of-material-16202096

رفتار انبوه مورچه‌های آتشین مانند ماده‌ای‌ست که هم خواص شاره‌های گران‌رو (ویسکوز) مانند عسل را دارد و هم مواد کشسان جامد. پژوهشگران دانشگاه صنعتی جورجیا (جورجیاتک) گزارش کرده‌اند که این خصوصیت‌ها تنها برخاسته از خواص بدن مورچه‌ها نیست بلکه به نحوه‌ی حرکت آنها نیز بستگی دارد.

مورچه‌های سرخ آتشین گونه‌ی مهاجمی هستند که در جنوب و جنوب‌غربی ایالات متحد پیدا می‌شوند و نیش سوزان دارند. هنگامی که این مورچه‌ها انبوه می‌شوند نه‌تنها نیرو و هوش خود را به شراکت می‌گذارند بلکه به ماده‌ای جدید تبدیل می‌شوند که چندکاره است و هم خصوصیت‌های مایعات را دارد و هم خصوصیت‌های مواد جامد.

اگر بر این انبوه مورچه‌ها فشار وارد کنید به‌جای آن‌که مانند مایع پخش شوند مانند مواد کف‌سان فشرده می‌شوند و دوباره منبسط می‌شوند. اگر میخی در ظرف حاوی این مورچه‌ها بیاندازید مورچه‌ها مثل مایع دور میخ به جریان می‌افتند. این تغییر حالت برخاسته از نحوه‌ای‌ست که مورچه‌ها پیوند بین زائده‌های مختلف بدنشان با یکدیگر را تغییر می‌دهند. این یافته‌ها را دیوید هو[1] زیست‌شناس دانشگاه صنعتی جورجیا (جورجیاتک) و دانشجویش ژانگ‌یانگ لیو[2] در نشست بخش دینامیک شاره‌های انجمن فیزیک امریکا در پیتسبورگ ارائه کردند.

انبوه حشرات مانند دسته‌ی پرندگان و ماهی‌ها خواص مسحورکننده‌ای دارند: این موجودات که به‌تنهایی کار زیادی از آنها برنمی‌آید می‌توانند گروه‌هایی بسازند که رفتار هوشمندانه و سازمان‌یافته بروز می‌دهد مثلاً پرواز به شکل خاص و پراکنده شدن برای فرار از حیوان شکارگر و در مورد مورچه‌های آتشین، ساختن کلک‌هایی که در برابر آب نفوذناپذیر است. خلق اَبَرارگانیسمی از اجزای نه‌چندان هوشمند، آرمان علم روباتیک است. مارکو دوریگو[3] بلژیکی که متخصص علوم کامپیوتری در دانشگاه آزاد

تصویر از: Nathon Mlot

مورچه‌ها کلکی ساخته‌اند که روی سطح آب می‌ماند حتی وقتی که با شاخه‌ی درخت بر آن فشار وارد می‌شود که نشانه‌ی رانش آب و خاصیت شناوری‌ست.

بروکسل است با استفاده از این هوش انبوه حشرات، مدول‌های روباتی ساخته است که می‌توانند با هم کار کنند و خودبه‌خود سرهم شوند و موجود تازه‌ای بسازند. او این مدول‌ها را سوارم‌بات[4] نامیده است. بررسی رفتار مورچه‌ها می‌تواند منجر به ساخت مدول‌های روباتی بهتر شود.

هو می‌گوید که مورچه‌های آتشین ارگانیسمی می‌سازند که مانند انبوه حشرات رفتار می‌کند اما در عین حال مانند نوعی ماده نیز عمل می‌کند. این مورچه‌ها مثل مولکول‌هایی رفتار می‌کنند که دست‌وپا دارد و پیوندهای بین این دست‌ها و پاها مانند پیوند بین مولکول‌هاست.

برای بررسی این ماده‌ی مورچه‌ای، پژوهشگران پِرسی به کار بردند که به رئومتر[5] معروف است و واکنش ماده به اعمال نیرو را اندازه می‌گیرد. نتیجه‌ای که به‌دست آوردند نشان می‌دهد که مورچه‌های زنده هم مانند جامد کشسان و هم مانند مایع گران‌رو رفتار می‌کنند و یکی از راه‌هایی که مورچه‌ها از این خواص بهره می‌برند ساختن کلکی نفوذناپذیر است که در صورتی که لانه شان را آب بگیرد به کار می‌آید. این اتفاق در برزیل که خاستگاه این مورچه‌هاست بسیار رخ می‌دهد. پژوهشگران قبلا دریافته بودند که درون این کلک، فک‌ها و پاهای مورچه‌ها آنها را به هم پیوند می‌دهد. هر مورچه با دهان پای مورچه‌ی دیگر را می‌گیرد و مورچه‌ها با دست‌هاشان یا نواحی چسبنده‌ی انتهای پاهاشان یک‌دیگر را نگه می‌دارند. آرایش این اتصال‌ها اساس توانایی مورچه‌ها در ساختن ماده‌ی جدید است. وقتی پژوهشگران مورچه‌های مرده را در رئومتر گذاشتند شارش و کشسانی مورچه‌ها کاهش یافت و رفتارشان مانند رفتار توده‌ی شن بود.

دبورا گوردون[6] که در دانشگاه استنفورد رفتارهای جمعی را بررسی می‌کند می‌گوید که مورچه‌ها با حرکت‌کردن ماده‌ای دینامیک می‌سازند که خواص منحصربه‌فرد دارد و دوست دارم این موضوع را بیشتر بررسی کنم. این خاصیت نمونه‌ی دیگری از پیشرفت‌هایی‌ست که مورچه‌ها طی تکامل‌شان به آن دست یافته‌اند و هنوز به فکر ما نرسیده بود. هو می‌گوید بسیاری از پژوهشگران حوزه‌ی هوش مصنوعی مثل دوریگو می‌خواهند از این ابتکار مورچه‌ها درس بگیرند و موادی بسازند که خود را ترمیم کنند. مورو بیراتاری[7] که درباره‌ی هوش انبوه موجودات در دانشگاه آزاد بروکسل کاوش می‌کند می‌گوید پژوهشگران این رشته هر چه بیشتر به‌سوی مفهوم خودسازمان‌دهی کشیده می‌شوند نتایجی که هو به‌دست آورده است می‌تواند در طراحی انواع جدید روبات مثلاً در روبات‌های نرم و نانوروبات‌ها به‌کار بیاید.

مترجم: نادر حیدری

زیرنویس:

1. David Hu
2. Zhongyang Liu
3. Marco Dorigo
4. swarm-bot
5. rheometer
6. Deborah Gordon
7. Mauro Birattari

A Mob of Fire Ants Becomes a New Kind of Material
Ashley P. Taylor
Popular Mechanics, November 26, 2013

نسخه‌ی الکترونیک «فیزیک روز» در وبگاه www.psimag.ir در دسترس است.

نوترینوهای کیهانی قطب جنوب

تصویر از: Felipe Pedreros. IceCube/NSF

آزمایشگاه معکب یخ در ایستگاه آموندسن-اسکات در قطب جنوب جایگاه کامپیوترهایی‌ست که داده‌های خام را ضبط می‌کنند و نخستین مرحله‌ی فیلترکردن و پردازش داده‌ها را به‌علت محدودیت پهنای نوار ماهواره تقریبا در زمان واقعی انجام می‌دهند. پس از آن داده‌های گزیده‌شده به دانشگاه ویسکانسین در مدیسون فرستاده می‌شود تا پس از پردازش‌های بعدی در اختیار همه اعضای گروه‌های پژوهشی همکار قرار بگیرد.

سال‌هاست که فیزیک‌پیشگان نوترینوهای زاده‌شده از واکنش‌های هسته‌ای درون خورشید و یا از برخورد پرتوهای کیهانی با هسته‌های مولکول‌های گاز در جو زمین را رصد کرده‌اند. اما آشکارکردن نوترینوهایی که از چشمه‌های دور می‌آیند بسیار مشکل‌تر است. چنین نوترینوهایی اطلاعات مهم درباره‌ی جرم‌های کیهانی دور و پنهان از دید دربردارند و شاید نشان از خاستگاه پرتوهای کیهانی به دست بدهند. در ماه نوامبر آشکارگر مکعب یخ در قطب جنوب خبر از آشکارکردن ۲۸ نوترینو بسیار پرانرژی داده است که تحلیل آماری نشان می‌دهد خاستگاه‌شان با اطمینان زیاد بیرون از منظومه‌ی خورشیدی بوده است. این کشف اولین گواه محکم بر وجود نوترینوهای کیهانی زاده‌شده در شتاب‌دهنده‌های کیهانی‌ست که پنجره‌ی دیگری را برای رصد کیهان می‌گشاید.

آشکارگر رصدخانه‌ی نوترینو مکعب یخ[1] در قطب جنوب، یک کیلومتر مکعب یخ شفاف قطبی و ۵۱۶۰ بسته‌ی اپتیکی دیجیتال (DOM)[2] است که در ۸۶ سوراخ عمودی درون یخ معلق شده‌اند. ۸۶ کابل که طول برخی ازآنها به ۲/۵ کیلومتر می‌رسد سیگنال‌های برخاسته از تابش چرنکوف ذرات ثانویه‌ی حاصل از برخورد نوترینوهای بسیار پرانرژی با هسته‌های هیدروژن و اکسیژن یخ را به کامپیوترهای آزمایشگاه می‌رسانند. کار حفر سوراخ‌ها در ۱۵ ژانویه‌ی ۲۰۰۵ شروع شد. مته‌هایی که با جت‌های آب گرم ۹۰درجه‌ی سانتی‌گراد و با آهنگ ۷۵۰ لیتر در دقیقه یخ‌های قطبی را با سرعت یک متر بر دقیقه ذوب می‌کردند اولین سوراخ را به عمق ۲۴۵۰ متر و قطر ۶۰ سانتی‌متر طی ۵۲ ساعت حفر کردند. به‌دلیل شرایط سخت کار در قطب جنوب همه‌ی این بسته‌های اپتیکی دیجیتال و وسایل دیگر پیش از کارگذاری به‌دقت

بسته‌های اپتیکی پس از آزمون به قطب جنوب فرستاده می‌شوند. آزمون‌ها در دانشگاه استکهلم سوئد، سنکروترون الکترون آلمان، آزمایشگاه علوم فیزیکی در ویسکانسین امریکا، و دانشگاه اوپسالا در سوئد انجام شده است.

مهندسی و آزموده شده است. بسته‌های اپتیکی دیجیتال که در آزمایشگاه‌های علوم فیزیکی[3] در استافتن[4] ویسکانسین، سنکروترون الکترون آلمان (DESY)[5] در هامبورگ و دانشگاه استکهلم سوئد ساخته شده‌اند گوی‌های شیشه‌ای هستند که لامپ نورافزا[6] و مدارهای الکترونیک پردازنده‌ی سیگنال لامپ درون خود جای داده‌اند. آراست لامپ‌ها و کابل‌ها طوری‌ست که حجم مؤثر آشکارگر را به یک کیلومتر مکعب می‌رساند.

اندیشه‌ی اولیه‌ی کاربرد یخ قطب‌جنوب برای آشکارکردن نوترینو تقریبا ۲۵ سال پیش مطرح شد و در دهه‌ی ۱۹۹۰ آشکارگر آماندا (AMANDA)[7] برای اثبات عملی‌بودن این ایده ساخته شد. کارگذاشتن آخرین بسته‌ی اپتیکی دیجیتال در دسامبر ۲۰۱۰ به انجام رسید و کار رصد آغاز شد. برهم‌کنش نوترینو با ماده بسیار ضعیف است و به‌همین دلیل آشکارگر باید تا حد امکان بزرگ باشد. پژوهشگران نخست قصد داشتند تنها میوئون نوترینو را رصد کنند چون این نوترینوها در برخورد با ماده میوئون می‌سازند که چندین کیلومتر در جهت برخورد به جلو حرکت می‌کند در نتیجه می‌توان برهم‌کنش‌های فراسوی لامپ‌های نورافزا را در مجموعه‌ی داده‌ها وارد کرد و حجم مؤثر آشکارگر را بیشتر کرد. اما با کشف دو رخداد بین ماه مه ۲۰۱۰ و ماه مه ۲۰۱۲ تیم پژوهشی متقاعد شد که راهکار دیگری را پیش بگیرد. انرژی جنبشی مشاهده‌شده در این دو برخورد که با ارجاع به شخصیت‌های عروسکی برنامه‌ی خیابان سسامی (ویژه‌ی کودکان) برت[8] و ارنی[9] نام‌گذاری شدند و درون مرزهای آشکارگر رخ دادند، بیش از 10^{15} الکترون‌ولت بود. از آن پس پژوهشگران به تحلیل داده‌های رخداد پرانرژی‌ای پرداختند که درون یک کیلومتر مکعب یخ مشاهده بشوند. با این کار مقدار داده‌ها کم‌تر می‌شود اما حذف رخدادهای کم‌انرژی در جو آسان‌تر است به این دلیل که رخدادهای مربوط به پرتوهای کیهانی پرانرژی، بهمن ذرات ثانویه می‌سازند که در آشکارگر دیده می‌شود اما نوترینوهای کم انرژی در جو اغلب تنها یک میوئون می‌سازند.

این رهیافت جدید نتیجه داده است و پژوهشگران از آن زمان ۲۶ رخداد دیگر مشاهده کرده‌اند که کم‌ترین انرژی این رخدادها 3×10^{13} الکترون‌ولت بوده است. احتمال این‌که خاستگاه همه‌ی این رخدادها در جو باشد یک در ۱۵۰۰۰ است. بر این اساس پژوهشگر اصلی طرح، فرانسیس هالزن[10] از

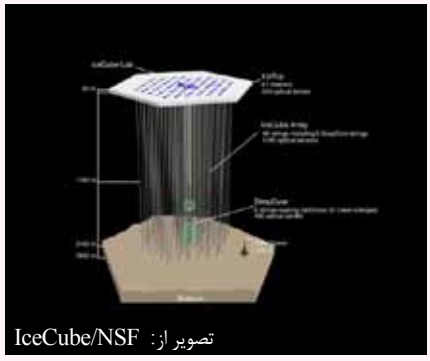
آخرین بسته‌ی اپتیکی دیجیتال در دسامبر ۲۰۱۰ کار گذاشته شد.

دانشگاه ویسکانسین در مدیسون این رخدادها را نخستین گواه نوترینوهای بسیار پرانرژی می‌داند که خاستگاهشان برخورد نوترینوهای خورشیدی با جو زمین نیست و خاستگاه کیهانی دارند. پیش از این در سال ۱۹۸۷ نوترینوهای حاصل از ابرنواختری در ابر بزرگ ماژلانی مشاهده شده بود اما انرژی رخدادهایی در مکعب یخ مشاهده شده است یک میلیون مرتبه بزرگ‌تر است. این نتایج نشان می‌دهند دست‌کم برخی از این نوترینوها در مرکز کهکشان راه شیری به‌وجود آمده‌اند اما تفکیک‌دهی زاویه‌ای آن‌قدر نیست که بتوان با اطمینان چنین ادعایی کرد و نویسندگان مقاله‌ای که در ماه نوامبر در مجله‌ی ساینس درباره‌ی این نتایج چاپ شد چنین ادعایی نکرده‌اند.

در هر ثانیه میلیاردها نوترینو از هر سانتی‌متر مربع سطح زمین عبور می‌کنند اما بخش عمده‌ی این نوترینوها از خورشید و یا از جو زمین می‌آید. نوترینو بسیار به‌ندرت با ماده برهم‌کنش دارد در نتیجه نوترینوهایی که از فراسوی منظومه‌ی شمسی می‌آیند و به‌شکل کاملا تصادفی با مولکولی در جو زمین برخورد می‌کنند اطلاعاتی از دورترین و پرانرژی‌ترین رخدادهای کیهانی مثل سیاه‌چاله‌ها، ابرنواخترها، اختروش‌ها و دیگر رخدادهای حاد کیهانی، به‌دست می‌دهند: دریچه‌ی تازه‌ای برای رصد کیهان باز شده است.

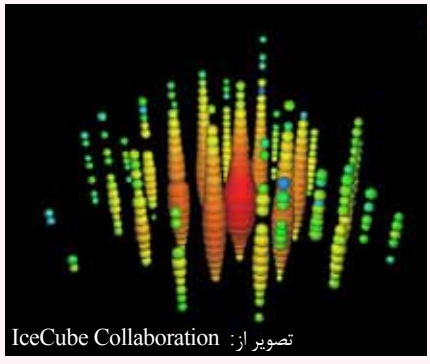
بخش عمده‌ی هزینه‌ی پروژه‌ی ۲۷۵میلیون دلاری مکعب یخ را بنیاد علوم ملی امریکا و حدود سی‌میلیون دلار هم منابع اروپایی تأمین کرده‌اند. دانشگاه ویسکانسین در مدیسون نقش اصلی در این پژوهش را دارد و ۲۵۰ فیزیکدان و مهندس از کشورهای ایالات متحد، آلمان، سوئد، بلژیک، سوئیس، ژاپن، کانادا، زلاند نو، استرالیا، انگلستان، و کره در آن شرکت دارند.

تهیه‌کننده‌ی خبر: نادر حیدری



تصویر از: IceCube/NSF

نمایی از ۸۶ ریسمان است که ۵۱۶۰ بسته‌ی اپتیکی دیجیتال را در عمق ۱۴۵۰ تا ۲۴۵۰ متر درون یخ قطبی معلق نگاه می‌دارند. بخشی از تلسکوپ زیرآشکارگری‌ست که تعداد بیشتری بسته‌ی دیجیتال اپتیکی در یکای حجم دارد. هسته‌ی عمیق تلسکوپ برای آشکارکردن رخدادهای کم‌انرژی‌تر بهینه شده و آرایه‌ی سریخ بهمن‌های هوایی را آشکار می‌کند.



تصویر از: IceCube Collaboration

پرانرژی‌ترین رخداد با انرژی حدود ۱/۱۴ پتاالکترون‌ولت در ۳ ژانویه‌ی ۲۰۱۲ ثبت شد. فیزیکدان‌های مکعب یخ نام این رخداد را ارنی گذاشته‌اند

زیرنویس:

1. IceCube Neutrino Observatory
2. Digital Optical Module
3. Physical Sciences Lab
4. Stoughton
5. Deutsches Elektronen Synkrotron
6. Photo-multiplier tube
7. Antarctic Muon And Neutrino Detector Array
8. Bert
9. Ernie
10. Francis Halzen

منابع:

1.IceCube finds cosmic neutrinos at the South Pole
http://physicsworld.com/cws/article/news/2013/nov/21/icecube-finds-cosmic-neutrinos-at-the-south-pole

2. IceCube pushes neutrinos to the forefront of astronomy
http://icecube.wisc.edu/news/view/171

۳. فرانسیس هالزن،اسپنسر کلاین، مکعب یخ ته دنیا، مجله‌ی فیزیک (بهارو تابستان ۱۳۸۴).

۴. وبگاه رصدخانه‌ی نوترینو مکعب یخ:
/http://icecube.wisc.edu

اختلاف پابرجا در طول عمر نوترون

http://physics.aps.org/synopsis-for/10.1103/PhysRevLett.111.222501

بیرون از هسته، پروتون دست کم به‌مدت 10^{34} سال پایدار می‌ماند اما نوترون جدا از هسته تنها ۱۵ دقیقه دوام می‌آورد تا این‌که به پروتون، الکترون، و پادنوترینو وابپاشد. اخترفیزیک‌پیشگان برای محاسبه‌ی آهنگ هسته‌زایی در مه‌بانگ نیاز دارند مقدار دقیق طول‌عمر نوترون را بدانند و فیزیکدان‌ها طول‌عمر نوترون را برای گذاشتن قید روی پارامترهای بنیادی مدل استاندارد به‌کار می‌برند. با این همه، طول‌عمرهایی که در آزمایش‌های مختلف برای نوترون اندازه گرفته شده است بسته به روش اندازه‌گیری تغییر می‌کند و حدود یک درصد با هم اختلاف دارند.

پژوهشگران تا کنون برای اندازه‌گیری طول‌عمر نوترون دو راهکار تجربی را برگزیده‌اند. یک روش که روش «نوترون در بطری» نام دارد با میدان‌های مغناطیسی یا با دیواره‌ای از جنس موادی مانند بریلیوم که نوترون را بازتاب می‌دهند نوترون‌های کم‌انرژی را محصور می‌کنند و طول‌عمر نوترون را می‌توان با شمارش ذره‌هایی که پس از مدت زمان مشخصی بر جای می‌ماند تعیین کرد. روش دیگر روش «نوترون در باریکه» است که در آن باریکه‌ی نوترون با شاری که به‌دقت اندازه گرفته شده از حجم خوش‌تعریفی گذرانده می‌شود و محصولات واپاشی نوترون شمرده می‌شود.

این دو نوع آزمایش طول‌عمرهایی برای نوترون به‌دست می‌دهند که به مقدار ۸ ثانیه (۲/۶ انحراف معیار) با هم متفاوتند. این اختلاف را تجربه‌گرها به حساب خطاهای سیستماتیک ناشناخته می‌گذارند. دانش‌پیشگان مرکز تحقیقات نوترون وابسته به NIST در گیتس‌برگ مری‌لند با درجه‌بندی مجدد آشکارگر نوترون خود شار باریکه‌ی نوترون (بزرگ‌ترین عامل عدم‌قطعیت در آزمایش قبلی) را با دقت بیشتری تعیین کرده‌اند تا اندازه‌گیری قبلی خود در سال ۲۰۰۵ به روش «نوترون در باریکه» را تکرار کنند. پژوهشگران NIST اینک طول عمر نوترون را ۲/۳±۸۸۷/۷ ثانیه گزارش می‌کنند که با اندازه‌گیری قبلی توافق دارد و اختلاف مقدار اندازه‌گیری‌شده در دو روش را به ۳/۸ انحراف معیار می‌رساند.

مترجم: نادر حیدری

Discrepancy in Neutron Lifetime Still Unresolved
Kevin Dusling
Physics, November 23, 2013

آزمایشی که اخیرا انجام شده است نشان می‌دهد حتی هنگامی که فیزیکدان‌ها گمان می‌کنند ذره‌ی کوانتومی یک مسیر مشخص را طی کرده است لزوما چنین نیست.

نظریه‌ی کوانتوم شالوده‌ی بخش اعظم فناوری جامعه‌ی مدرن است اما فیزیک‌پیشگان هنوز نمی‌دانند چگونه باید مفاهیم بنیادی نظریه‌ی کوانتوم را تعبیر کرد. گذشته‌ی ذره‌ی کوانتومی یکی از این مفاهیم بنیادی‌ست: آن هنگام که الکترون یا فوتونی را در آشکارگر می‌بینیم نمی‌توان با قطعیت مسیری را که طی کرده است دانست، در حالی‌که مسیر ذره‌ی کلاسیک (برای نمونه گلوله‌ی توپ) بین دو نقطه، مشخص و یکتاست. گذشته‌ی ذره‌ای کوانتومی که در آشکارگر دیده شود شامل همه‌ی مسیرهای ممکن از نقطه‌ی آغاز است. در مقاله‌ای که آریل دانان و همکارانش در فیزیکال ریویو لترز چاپ کرده‌اند شکل تازه‌ای از آزمایش معروف دو شکاف برای باریکه‌ی نور شرح داده می‌شود که مشکل دانستن گذشته‌ی ذره‌ی کوانتومی را برجسته‌تر می‌کند [۱]. نویسندگان مقاله نشان می‌دهند که حتی آن هنگام که در آزمایش‌شان مسیرهای خاصی برای رسیدن به آشکارگر را مسدود می‌کنند این مسیرهای ممنوع همچنان در گذشته‌ی فوتون ظاهرمی‌شود.

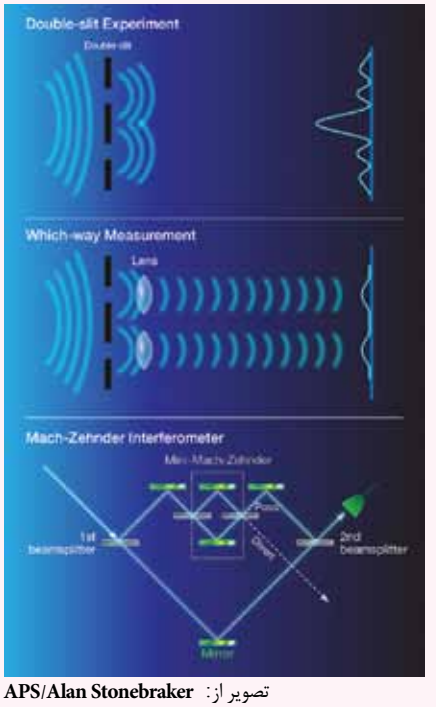
در آزمایش تداخل دوشکاف (بخش بالای تصویر ۱) باریکه‌ی فوتون روی دو شکاف نزدیک به هم فرود می‌آید. در سوی دیگر این دو شکاف صفحه‌ی حساس به نور قرار دارد که با گذشت زمان الگویی برخاسته از تداخل موجسان بین دو مسیر ممکن از شکاف‌های بالا پایین را آشکار می‌کند. فوتون می‌تواند از هر کدام از این دو مسیر بگذرد. می‌توان پرسید فوتون از کدام شکاف گذشته است و معمولاً دو پاسخ داده می‌شود: «از هر دو» و «نمی‌دانیم». در هردو صورت مسیر فوتون (گذشته‌اش) مبهم است.

می‌توان برای دانستن این‌که فوتون از کدام مسیر گذشته است پشت هر شکاف عدسی گذاشت چون عدسی تنها فوتون‌هایی را هم‌راستا می‌کند که از شکاف مربوط به خودش عبور کرده باشد. در چنین آزمایشی که معلوم می‌شود فوتون «از کدام مسیر» آمده است الگوی تداخل از بین می‌رود [۲] و صفحه‌ی حساس به نور فقط دو لکه‌ی روشن خواهد داشت که هر کدام مربوط به یکی از شکاف‌هاست (بخش وسط شکل ۱). در این صورت باید بتوان نتیجه گرفت فوتونی که در محل لکه‌ی بالا آشکار شده است باید از شکاف بالا آمده باشد یعنی به‌نظر می‌رسد در این حالت ابهامی وجود ندارد و فوتون پیش از رسیدن به آشکارگر تنها یک مسیر را طی کرده است.

این آزمایش این فرض به‌ظاهر بدون‌اشکال را زیر سؤال می‌برد. دانان و همکارانش در آزمایش‌شان تداخل‌سنج ماخ-تسندر (MZI)[۱] را به کار بردند که در آن دو مسیر که از دو شکافنده‌ی باریکه[۲] (مسیر بازتابشی و مسیر تراگسیل) می‌گذرند کار دو شکاف را انجام می‌دهند (بخش پایین شکل ۱). مسیر این دو خروجی دو بازوی بالا و پایین را تعریف می‌کند که هردو به شکافنده‌ی دوم باریکه منتهی می‌شود. در این شکافنده‌ی دوم فوتون‌ها دوباره به هم می‌پیوندند. طول دو بازو طوری انتخاب شده است تا فوتون‌هایی که از شکافنده‌ی دوم بیرون می‌آیند تداخل سازنده داشته باشند و در نتیجه در یک جهت از شکافنده بیرون بیایند. به‌جای این سؤال که فوتون «از کدام شکاف» آمده است آزمایشگرها این سؤال را مطرح می‌کنند که فوتون مسیر «کدام بازو» را طی کرده است.

آزمایشگرها گذشته‌ی فوتون‌ها را در دو وضعیت می‌کاوند:یکی وقتی تداخل وجود دارد و یکی در وضعیتی که هم‌ارز با آزمایش «از کدام مسیر»[۳] است. برای گذاشتن برچسب مسیر روی هر فوتون یعنی عامل مشخص‌کننده‌ای که معلوم کند فوتون از بازوی بالایی یا بازوی پایین آمده است آزمایشگرها در هر بازو آینه‌ای کار گذاشتند که محور عمودی آن با بسامد یکتا و مشخصه‌ای می‌لرزد. لرزش آینه باریکه را پایین و بالا می‌برد اما دامنه‌ی لرزش آن‌قدر کوچک هست که تداخل را بر هم نزند. آن‌گاه آزمایشگر طیف بسامدهای مکان عمودی فوتون‌هایی را که از شکافنده‌ی دوم بیرون می‌آیند تحت‌نظر می‌گیرد. اگر بسامد لرزش آینه‌ی بازوی بالایی تداخل‌سنج در طیف دیده شود چنین به‌نظر می‌رسد که برخی فوتون‌ها باید از بازوی بالایی آمده باشند (و همین استدلال را برای بازوی پایین نیز می‌توان به‌کار برد). هنگامی که شکافنده‌ای که نور بازوهای پایین و بالا را ترکیب می‌کند سر جایش هست دو بس‌آمد در طیف مشاهده می‌شود. برداشتن این شکافنده‌ی باریکه همانند انجام آزمایش «کدام مسیر» برای نور است و در این صورت تنها نور از بازوی پایین به آشکارگر می‌رسد. دانان و همکاران در این وضعیت تنها بسامد مربوط به بازوی پایین را مشاهده می‌کنند. فوتون قطعاً تنها از یک مسیر یعنی مسیر بازوی پایین به آشکارگر رسیده است.

اما دانان و همکارانش هنگامی که تداخل‌سنج ماکس‌تسندر کوچکی در بازوی بالا کار می‌گذارند با اثر اعجاب‌انگیزی مواجه می‌شوند. در این آراست پیچیده‌تر فوتون هنگامی در بازوی دوم به شکافنده‌ی دوم باریکه (باریکه‌شکاف دوم) می‌رسد که تداخل‌سنج کوچک‌تر در وضعیت تداخل سازنده قرار داده شود. اگر این تداخل‌سنج در وضعیت تداخل مخرب باشد باریکه از این مسیر منحرف می شود و به این ترتیب آزمایشگرها می‌توانند دو وضعیت را مشاهده کنند: یکی وضعیت تداخل بین نوری که از هر دو بازوی بالا و پایین تداخل‌سنج ماخ‌تسندر بزرگ‌تر می‌آید و دیگر وضعیتی که نور فقط مسیر بازوی



تصویر از: **APS/Alan Stonebraker**

شکل ۱ – صورت‌های مختلف آزمایش دو شکاف به فیزیکدان‌ها امکان داده است آن‌چه را می‌توان و نمی‌توان در باره‌ی گذشته‌ی ذره‌ی کوانتومی گفت بررسی کنند (بالا) آزمایش کلاسیک دو شکاف با فوتون. (وسط) آزمایش دو شکاف با عدسی پشت شکاف‌ها. (پایین) آزمایش دانان و همکاران با تداخل‌سنج‌های ماخ‌تسندر تودرتو.

http://physics.aps.org/articles/v6/133

پایین را طی می‌کند. در این آراست آزمایشگرها همه‌ی آینه‌های بازوی بالاتر را نیز به لرزش وامی‌دارند: آینه‌های قبل و بعد از تداخل‌سنج ماخ-تسندر کوچک و همین‌طور آینه‌های درون این تداخل‌سنج را.

در وضعیتی که تداخل‌سنج کوچک‌تر نور را گذر می‌دهد آزمایشگرها بسامدهای متناظر با همه‌ی مسیرهایی را که از درون سیستم می‌گذرد و به آشکارگر می‌رسد مشاهده می‌کنند. یعنی مانند آزمایش دو شکاف فوتون‌ها مسیری یکتا ندارند. وقتی تداخل‌سنج کوچک‌تر طوری تنظیم می‌شود که نور را از مسیر بازوی بالا منحرف کند آزمایش شبیه به آزمایش «کدام مسیر» است و نویسندگان مقاله بسامدهای مسیر پایین را مشاهده می‌کنند. مشکل این است که بسامدهای هر دو بازوی درون تداخل‌سنج کوچک نیز مشاهده می‌شود! این مشاهده دو تناقض حیرت‌انگیز پیش می‌آورد: یکی این‌که از این مشاهده برمی‌آید فوتون‌هایی که به آشکارگر رسیده‌اند از مسیری آمده‌اند (بازوی بالا) که نباید به آشکارگر می‌رسید، دوم این‌که بسامدهای مربوط به آینه‌های قبل و بعد از تداخل‌سنج کوچک در بازوی بالایی مشاهده نمی‌شود در نتیجه به‌نظر می‌رسد که فوتون‌ها در بازوی بالایی از تداخل‌سنج کوچک گذشته‌اند اما نه وارد شده‌اند و نه از آن بیرون آمده‌اند.

اگر این نتایج تجربی را به همین شکل ساده بپذیریم به‌نظر می‌آید حتی آن هنگام که ذره باید از مسیری قطعی گذر کرده باشد نمی‌توان با قطعیت گذر از مسیرهای دیگر را منتفی دانست. مثلا هنگامی که در آزمایش دو شکاف پشت هر شکاف عدسی بگذاریم شاید این ادعا که فوتون مثلا از شکاف سمت چپ آمده است نادرست باشد. امکان دارد کسی بگوید در وضعیتی که با عدسی سروکار داریم بتوان چنین ادعایی کرد اما برای تداخل‌سنج ماخ-تسندر نمی‌توان. اما چنین توجیهی نامحتمل است زیرا انتشار موج در عدسی مانند انتشار موج در تداخل‌سنج ماخ-تسندر است یعنی نوعی تداخل است و اگر در یکی از عدسی‌ها فاز انتشار تغییر داده شود مسیرهایی که از هر شکاف می‌گذرند هم‌پوشی خواهند یافت و دوباره روی پرده‌ی حساس به نور الگوی تداخل ظاهر خواهد شد. به‌این ترتیب نتایج این آزمایش برای ابزارهای آزمایش‌های از نوع «کدام مسیر» پیامدهای فراوان در بر دارد به‌ویژه ابزارهای پیچیده‌ای که در آزمایش‌های «گزینش با تأخیر»[4] به کار می‌روند[۳].

برخی استدلال کرده‌اند که در روش اندازه‌گیری دانان و همکاران با آن‌که لرزش‌های مشخص‌کننده‌ی مسیر کوچک است آن قدر هست که تداخل در تداخل‌سنج ماخ-تسندر کوچک را مختل کند [۴] و حتی آن هنگام که تداخل‌سنج کوچک طوری تنظیم می‌شود که تداخل مخرب باشد (یعنی نور را منحرف کند) شمار کمی از فوتون‌ها می‌توانند به شکافنده‌ی دوم برسند. اما دانان و همکاران می گویند استدلال ساده‌تر و (در نتیجه بهتر) این است که کافی نیست تنها الکترون‌هایی را در نظر گرفت که در سیستم به‌سمت جلو حرکت می‌کنند بلکه باید مسیرهایی را نیز در نظر گرفت که الکترون از آشکارگر به سمت عقب بازمی‌گردد. این مفهوم صورت‌بندی بردار دوحالتی[5] نام گرفته است [۵] و در آن بسامد مکان‌هایی که مسیرهای روبه‌جلو و روبه‌عقب یکی می‌شوند در طیف فوتون‌های آشکارشده ظاهر می‌شود[۶].

من که تجربه‌گر فیزیک هستم نمی‌توانم آراستی برای آزمایش در نظر بگیریم که در آن تصویری از مسیر فوتون در ذهن نداشته باشم. در غیر این صورت از کجا بدانم کجا باید آینه یا عدسی بگذارم؟ با این همه همان‌طور که فاینمن گفته است [۷] ذره‌ی کوانتومی همه‌ی مسیرهای ممکن را برای گذر از یک نقطه‌ی فضا به نقطه‌ی دیگر طی می‌کند در نتیجه انتشار یا تحول زمانی ذره مانند گذر از چند مسیر تداخل‌سنج است و همان‌طور که آزمایش دانان و همکارانش نشان می‌دهد حالت نهایی نقش همه‌ی این مسیرها را با خود دارد.

مترجم: نادر حیدری

زیرنویس:

1. Mach-Zehnder Interferometer
2. beam splitter
3. which-way experiment
4. delayed-choice experiments
5. two-state vector formalism

What can we say about a photon's past?
Jeff Lundeen
Physics, December 9, 2013

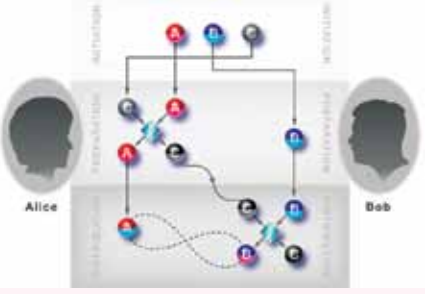
مراجع:

[1] A. Danan, D. Farfurnik, S. Bar-Ad, and L. Vaidman, "Asking Photons Where They Have Been," Phys. Rev. Lett. 111, 240402 (2013).
[2] N. Bohr, in Albert Einstein: Philosopher-Scientist, edited by P. A. Schilpp (Library of Living Philosophers, Evanston, 1949); reprinted in Quantum Theory and Measurement, edited by J. A. Wheeler and W. H. Zurek (Princeton University Press, Princeton, 1983)[Amazon][WorldCat].
[3] A. Peruzzo, P. Shadbolt, N. Brunner, S. Popescu, and J. L. O'Brien, "A Quantum Delayed-Choice Experiment,"Science 338, 634 (2012).
[4] Z.-H. Li, M. Al-Amri, and M. Suhail Zubairy, "Comment on 'Past of a Quantum Particle'," Phys. Rev. A 88, 046102 (2013).
[5] Y. Aharonov, P. G. Bergmann, and J. L. Lebowitz, "Time Symmetry in the Quantum Process of Measurement," Phys. Rev. 134, B1410 (1964).
[6] Y. Aharonov, D. Z. Albert, and L. Vaidman, "How the Result of a Measurement of a Component of the Spin of a Spin-1/2 Particle Can Turn Out to Be 100," Phys. Rev. Lett. 60, 1351 (1988).
[7] R. Feynman, QED: The strange theory of light and matter (Princeton University Press, Princeton, 2006)[Amazon][WorldCat].

" فیزیک روز آماده‌ی دریافت خبرهای جامعه فیزیک از سراسر کشور است.
خبرهای مؤسسه یا دانشگاه خود را به دفتر مجله بفرستید و با «فیزیک روز» در تهیه خبر همکاری کنید."

حامل کلاسیک اطلاعات و درهم‌تافتگی

http://physicsworld.com/cws/article/news/2013/dec/11/classical-carrier-could-create-entanglement



از A تا B: تبادل حالت بدون درهم‌تافتگی
این تصویر سه طرح مختلف تجربی برای توزیع درهم‌تافتگی با استفاده از حامل ناتافته را نشان می‌دهد. طرح کلی این است که سه فوتون یا سه باریکه‌ی نور (A و B و C) نخست در حالت‌های جدایی‌پذیر آماده می‌شوند. آلیس A و C را از فرآیندی تداخلی می‌گذارند که بین آنها هم‌بستگی به‌وجود می‌آورد اما آنها را درهم‌تافته نمی‌کند. باب C را دریافت می‌کند و با B ترکیب می‌کند و در آخر کار A و B درهم‌تافته می‌شوند با این که حامل اطلاعات یعنی C با هیچ‌کدام از A و B درهم‌تافتگی نداشته است.

سه گروه فیزیک پیشه، مستقل از یک دیگر به این نتیجه رسیده‌اند که درهم‌تافتگی[1] کوانتومی بین دو طرف که از هم دور هستند با حامل کلاسیک یا به‌عبارت دیگر حامل اطلاعات بدون درهم‌تافتگی دست‌یافتنی‌ست و برای این ادعای خود چند آزمایش اپتیک‌کوانتومی به‌انجام رسانده‌اند.

درهم‌تافتگی پدیده‌ای کاملاً کوانتومی بین دو ذره مانند دو فوتون یا دو الکترون است که در آن رابطه‌ی بین دو ذره بسیار نزدیک‌تر از چیزی‌ست که فیزیک کلاسیک پیش‌بینی می‌کند. طی سال‌های گذشته این پدیده نقش اصلی را در سیستم‌های اطلاعات کوانتومی مانند رمزنگاری[2] کوانتومی داشته است.

در بیشتر رسم‌کار[3]های رمزنگاری کوانتومی دو طرف که معمولا آلیس و باب خوانده می‌شوند می‌خواهند اطلاعاتی را به‌شکل امن ردوبدل کنند و به‌این منظور چشمه‌ای را به کار می‌برند که زوج‌های فوتون با قطبش درهم‌تافته تولید می‌کند. آلیس قطبش شماری از فوتون‌ها را به شکل کاتوره‌ای اندازه‌گیری می‌کند اما نتایجی که باب به‌دست می‌آورد با نتایج آلیس هم‌بستگی[4] دارد یعنی وقتی قطبش فوتون‌ها یک‌به‌یک مقایسه شوند فوتون‌های آلیس و باب به‌احتمال زیاد قطبش یک‌سان خواهند داشت.

یکی از چالش‌های پیش روی فیزیک پیشه‌هایی که چنین سیستم‌هایی را می سازند «واهم‌دوسی[5]»ست یعنی از بین‌رفتن درهم‌تافتگی در اثر برهم‌کنش با محیط. برای پرهیز از این وضعیت پژوهشگران تلاش می‌کنند سیستم درهم‌تافته را کاملاً از محیط جدا نگه دارند که کار بسیار مشکلی‌ست.

حالت‌های جدایی‌پذیر

اینک در پژوهش‌هایی که در سه مقاله‌ی جدا در فیزیکال ریویو لترز به‌چاپ رسیده است راه دیگری برای حفظ درهم‌تافتگی در رمزنگاری کوانتومی پیشنهاد شده است که اعجاب‌انگیز است: به‌کاربردن حاملی برای اطلاعات که درهم‌تافته نیست.

در این آزمایش‌ها حالت‌های جدایی‌پذیر[6] به‌کار برده می‌شوند که حالت‌های کوانتومی هستند و هم‌بستگی‌های خاصی بروز می‌دهند اما درهم‌تافته نیستند. این حالت‌ها را نخستین بار در سال ۱۹۸۹ فیزیکدان‌هایی تعریف کردند که می‌خواستند دقیقاً سرشت حالت‌های درهم‌تافته را دریابند. آلیس فوتون را در جهت خاصی قطبیده می‌کند (مثلاً درجهت عمودی) و سپس با روش‌های کلاسیک مخابرات (مثلا تلفن) به باب می‌گوید که فوتون خود را در جهت دیگر قطبیده کند (مثلا در جهت افقی). فوتون‌های آلیس و باب هر دو در حالت‌های جدایی‌پذیر هستند اما درهم‌تافته نیستند. در سال ۲۰۰۳ توبی کابیت که در مؤسسه‌ی اپتیک کوانتومی ماکس پلانک بود و همکارانش، محاسباتی انجام دادند که نشان داد حالت‌های جدایی‌پذیر را می‌توان برای توزیع درهم‌تافتگی به‌کار برد.

حمل کلاسیک اطلاعات

اینک آلساندرو فدریتزی[7] از دانشگاه کوییزلند در استرالیا و همکارانش در آزمایشگاه این نکته را تأیید کرده‌اند. در شروع آزمایش آنها یک زوج فوتون درهم‌تافته (A و B) بین آلیس و باب قسمت می‌شود. سپس این درهم‌تافتگی با حالت‌های دیگر کاتوره‌ای از بین برده می‌شود و در عمل حالت‌های A و B به حالت‌های جدایی‌پذیر تبدیل می‌شوند، چون هنوز هم‌بستگی‌های مشخص دارند اما دیگر درهم‌تافته نیستند. فوتون سوم C که آن هم در حالت جدایی‌پذیر است کار حمل اطلاعات را انجام می‌دهد. آلیس A و C را از دریچه‌ی (گیت) کوانتومی می‌گذراند. این عمل باعث تداخل حالت‌های A و B می‌شود و بین آنها هم‌بستگی جدیدی به‌وجود می‌آورد (که درهم‌تافتگی نیست). فوتون C برای باب فرستاده می‌شود که آن را با B ترکیب می‌کند.

نتیجه‌ی اعجاب‌انگیزی که در این آزمایش به‌دست می‌آید این است که A و B باز درهم‌تافته می‌شوند با این‌که C با هیچ‌کدام از آنها درهم‌تافته نبود. در واقع C تنها درهم‌تافتگی را با خود حمل می‌کند. پژوهشگران می‌گویند «توزیع درهم‌تافتگی با حامل‌های جدایی‌پذیر اطلاعات در برابر همهمه[8]ی محیط مقاوم است و در برخی وضعیت‌ها تنها راه برای توزیع درهم‌تافتگی در محیط‌های پرهمهمه است.»

حالت‌های غیرقطعی

کریستین پوینتینگر[9] از «مؤسسه‌ی ماکس پلانک برای علم نور»[10] در آلمان و همکارانش، دومین گروه هستند که درباره‌ی موضوعات مشابه کار کرده‌اند. این گروهِ پژوهشی اصل عدم قطعیت هایزنبرگ را برای دامنه و فاز فوتون‌های دو باریکه (A و C) به‌کار برده است. در این آزمایش نیز C حامل اطلاعات درهم‌تافتگی برای B است اما خود C هیچ‌گاه با A یا B درهم‌تافته نیست. پژوهشگران این گروه می‌گویند نتایج آنها «این نکته را برجسته می‌کند که هم‌بستگی‌های کوانتومی غیر از درهم‌تافتگی را می‌توان به‌صورت منبع اطلاعات کوانتومی به‌کار برد و توزیع درهم‌تافتگی از راه دو نوع خبررسانی کلاسیک و کوانتومی ممکن است.»

حالت‌های پنهان

کریستینا فولمر[11] و رومن اشنابل[12] از مؤسسه‌ی آلبرت اینشتین در آلمان و همکاران‌شان رسم‌کار بسیار مشابهی را دنبال کرده‌اند. تنها تفاوت این است که کار را با حالت درهم‌تافته‌ای آغاز کرده‌اند که از راه مخلوط کردن یک بخش سیستم با محیط بیرون، پنهان شده است.

هر سه مقاله نشان می‌دهند می‌توان حالت‌های جدایی‌پذیر را که درهم‌تافته نیستند برای ترابرد درهم‌تافتگی به‌کار برد. این روش می‌تواند به‌ویژه در سیستم‌های خبررسانی کوانتومی که بیش از دو طرف دارد مفید باشد و در عین حال ابزاری‌ست برای درک بهتر درهم‌تافتگی و پاسخ آن به محیط پرهمهمه.

مترجم: نادر حیدری

Classical carrier could create entanglement
Tushna Commissariat
physicsworld.com, Dec 11, 2013

زیرنویس:

1. entanglement
2. cryptography
3. protocol
4. correlation
5. decoherence
6. separable
7. Alessandro Fedrizzi
8. noise
9. Christian Peuntinger
10. Max Planck Institute for the Science of Light
11. Christina Vollmer
12. Roman Schnabel

۱۳۴۵ : تولد درس مکانیک کوانتومی در دانشگاه تهران

مصاحبه با دکتر هوشنگ روحانی‌نژاد
مصاحبه و تنظیم: حمیدرضا مشفق، حُسنی مقاری
شهریور ۱۳۹۲

تاریخ آموزش و پژوهش در کشور ،در کنار جذابیت ذاتی می تواند چراغ راهی برای آینده باشد. در این راستا، فیزیک روز سعی دارد هر از گاهی گفتگوهایی با پیش‌کسوتان و صاحب‌نظران انجام دهد. بدیهی است این گفتگوها فقط می‌توانند راهی به تاریخ آموزش و پژوهش در فیزیک کشور باز کنند و تدوین تاریخ نیاز به کار پژوهشی گسترده‌ای دارد. از خوانندگان دعوت می شود تا با ارائه نظرات و پیشنهادهای خود به پربار شدن این صفحه کمک کنند.

اولیـــن مرکز نوین آمـــوزش عالی ایران (دانشـــگاه تهـــران) در بهمن‌ماه ۱۳۱۳(فوریه ۱۹۳۵) تأســـیس شـــد. ســـالی که مکانیک کوانتومـــی تقریباً دوران کودکی را پشـــت ســـر گذاشـــته و کاربردهای آن، یکی پس از دیگری نمایان می‌شـــد. اما چقدر طول کشید تا راه شناخت دنیای زیراتمی (مکانیک کوانتومی) در مراکز آموزشی کشور، آموزش داده شود؟ در گفتگوی پیش رو پاســـخ این پرسش را از آقای دکتر هوشـــنگ روحانی‌نژاد، استاد بازنشسته‌ی دانشکده فیزیک دانشگاه تهران جویا شدیم.

اندکی در مورد تجربه و تحصیل خود بفرمایید.

کارشناسی فیزیک را در خردادماه سال ۱۳۳۴ از دانشکده علوم دانشگاه تهران دریافت کردم. در مهرماه همان سال، با بهره‌گیری از حسن‌ظن و توجه اســـتاد بزرگوار شـــادروان دکتر محمود حســـابی، رئیس وقت دانشکده علوم، به‌عنوان دبیر (مربی) در دانشکده علوم استخدام و در مهرماه ۱۳۳۵با استفاده از بورس دولتی به فرانسه اعزام شدم.

کارشناســـی ارشـــد را در رشـــته‌ی «فیزیک نظری اتمی و هســـته‌ای ـ انرژی‌های بالا» و دکترای دولتی را در رشـــته‌ی «فیزیک نظری هســـته‌ای ـ انرژی‌های پایین» گذراندم.

بـــه مدت پنج ســـال در «مرکز ملی پژوهش‌های علمی» فرانســـه به امور پژوهشی پرداختم و یک سال هم در بخش فرانسه‌زبان کانادا به تحقیق و تدریس و بالأخره در مهرماه ۱۳۴۵به ایران بازگشتم و دانشیار تمام‌وقت فیزیک شدم.

از ســـال ۱۳۷۹ نیز استاد بازنشسته‌ی دانشـــکده فیزیک دانشگاه تهران هستم.

چطور به فیزیک نظری رو آوردید؟

هنگام رفتن به اروپا برای ادامه تحصیل، نظرم متوجه فیزیک هســـته‌ای تجربی بود. فیزیک از دید من نمی‌توانســـت نظری باشـــد. اما یک اتفاق، مرا به‌سوی فیزیک نظری سوق داد.

در آن زمان، دانشجوی خارجی برای ادامه تحصیل و ثبت‌نام در دانشگاه، باید کارت اقامتی داشـــت. برای دریافت ایـــن کارت، ارائه‌ی مدارکی مبنی‌بر توانایی مالی ضروری بود. از این‌رو به سفارت ایران رفتم تا در نامه‌ای، به پلیس پاریس گواهی دهد که من بورسیه‌ی دولت ایران هستم.

سفارت ایران، به اشتباه، به‌جای پلیس پاریس، مرا به وزارت امور خارجه‌ی فرانسه معرفی کرد. در وزارت خارجه از من پرسیدند مایل به ادامه‌ی تحصیل در بخش نظری هســـتم یا در بخش تجربی. بدون تردید پاسخ دادم: تجربی. بدین ترتیب به یک مؤسسه‌ی دانشگاهی، معرفی شدم تا مرا راهنمایی کنند، ولی این مؤسســـه «مرکز فیزیک نظری اتمی و هســـته‌ای» بود. به این مرکز مراجعه کردم و «فیزیک نظری» پیشه‌ام شد.

در کدام مؤسسه بودید و افرادِ به‌نامِ آنجا، چه کسانی بودند؟

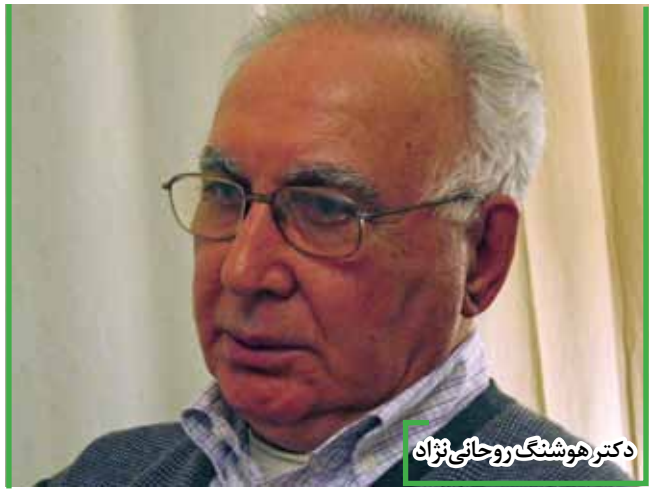
مؤسسه‌ی فیزیک نظری اتمی و هسته‌ایِ فرانسه.

در فرانســـه، انقلاب ریاضی شده بود، اما هنوز انقلاب فیزیک نشده بود (یعنی فیزیک به‌شکل نوین آن در قرن بیستم، وارد دستگاه آموزشی نشده بود). رئیس این مؤسســـه، اســـتاد معروفی به نام موریس لوی (Maurice Levy) بود که پتانسیل لوی در بررسی برهم‌کنش‌های قوی، او را معروف کـــرده بود. انقلاب فیزیک در پاریس به پشـــتکار لـــوی و همکاران جوان و

کاردان وی آغـاز شـد و ادامه یافـت. از همکاران جوان لـوی در آن زمان می‌توان به گوردن، مارتن، ژانکو ویسی، مایر ودسپانیا اشاره کرد.

وقتی بازگشتید چطور شد مکانیک کوانتومی درس دادید؟ آیا از شما خواسته شد این درس را بدهید؟

همان‌طورکه گفتم در مهرماه ۱۳۴۵ به ایران بازگشـتم. شـادروان دکتر


دکتر هوشنگ روحانی‌نژاد

آزاد رئیس مرکز اتمی دانشـگاه تهران بودند. این مرکز از لحاظ مالی و اداری مسـتقل از دانشکده علوم بود. اما همکاری بسـیار نزدیکی در امور آموزشی، پژوهشـی و خدماتی میان مرکز و دیگر نهادهای مربوط وجود داشـت. من به‌عنوان دانشیار تمام‌وقت دانشگاه، در این مرکز مشغول به کار شدم. تدریس تعدادی از دروس گروه فیزیک، به مدیریت شـادروان دکتر روشن، به‌عهده‌ی همکاران مرکز اتمی بود و من تدریس مکانیک کوانتومی را به‌عهده گرفتم.

اولین کلاس مکانیک کوانتومی، دقیقاً کی ارائه شد؟

مهرماه سـال ۱۳۴۵. دانشگاه تهران. البته دانشکده فیزیک، پایین بود و هنوز به محل فعلی منتقل نشده بود.

پیش از آن هم این درس ارائه شده بود؟

البته شـاید پیش از من به‌صورت غیررسمی، جلساتی ارائه شده بود، اما به‌شکلی که درس رسمی باشد و کد داشته باشد نه.

من اولین نفر بـودم که این درس را تدریس کردم. به‌عبارتی تاریخ تولد درس مکانیک کوانتومی در دانشگاه تهران، مهر ۱۳۴۵ (سپتامبر ۱۹۶۶) بود.

خودتان این درس را گذرانده بودید؟

بله. در فرانسـه دیپلم تحصیلات تکمیلی (ارشد) دوره‌ی دو ساله بود. دو دسـته دانشـجو آنجا بودیم، اتمی و ذرات. بعضی درس‌ها مشترک بود مثل کوانتوم مکانیک و آماری که اساس کوانتومی از کتاب مسیا بود و آماری جزوه داشـت. نظریه‌ی میدان‌های کوانتومی برای دانشـجویان ذرات، حالت‌جامد برای گروه دیگر و سایر درس‌ها ... .

چند تا درس به‌عنوان مکانیک کوانتومی درس می‌دادید و در چه مقاطعی؟

دو تـرم در لیسـانس و یک ترم در فوق‌لیسـانس درس مـی‌دادم. البته فوق‌لیسانسِ آن‌موقع، هم‌ارز فوق‌لیسانس فعلی نبود. آن‌موقع که من دانشجو بودم آیین‌نامه‌ی فوق‌لیسـانس وجود داشـت ولی در سـال ۱۳۴۵، با آزمون ورودی، دانشجو گرفتند.

از چه کتاب‌هایی درس می‌دادید؟

کار من اساساً روی یادداشت‌ها، جزوه‌ها و پلی‌کپی‌هایی بود که داشتم و اگر بخواهم نام کتابی را بیاورم، بیشتر از کتاب مسیا می‌گفتم.

دانشجوها از چه منبعی استفاده می‌کردند؟

یادداشت‌های دانشجویان پس از تصحیح، بین آنها توزیع می‌شد.

حدوداً چند سـال از این جزوه‌ها اسـتفاده می‌کردید و کتاب کی آمد؟

تا بهمن ۱۳۵۷ که انقلاب شد در دانشگاه تهران فقط جزوه وجود داشت. پس از انقلاب جلسـاتی داشـتیم برای تغییر کتاب‌ها و اینکه چه کتاب‌هایی تدریس شود. ابتدا جلساتی در وزارت علوم و سپس در دانشگاه شریف برگزار شد که دکتر گلشنی و منصوری و برخی دیگر هم بودند.

به غیر از شـما فرد دیگری در دانشگاه تهران، مکانیک کوانتومی درس می‌داد؟

نه. [به شوخی:] درس من بود، یک هفت‌تیر هم داده بودند که اگر کس دیگری خواست درس بدهد، بزنمش!

شما غیر از دانشـگاه تهران جای دیگری هم مکانیک کوانتومی تدریس می‌کردید؟

من اصفهان، کرمانشاه، دانشسرای عالی یعنی همین دانشگاه تربیت معلم فعلی، پلی‌تکنیک، دانشکده فنی تهران و در مدرسه‌ی عالی پارس درس دادم. در دانشکده فنی، کوانتوم مکانیک جزو درس‌های اختیاری رشته‌ی مهندسی برق بود و در برنامه‌شـان بود. من دانشـجوهای فنی را به دانشجویان فیزیک ترجیح می‌دادم. با اینکه شاید ربطی به کار آنها نداشت، اما علاقه‌ی بیشتری داشـتند. دانشجویانی از رشته‌ی برق داشتم که به آمریکا رفتند و در رشته‌ی فیزیک ادامه تحصیل دادند.

در سایر دانشگاه‌ها مثلاً دانشگاه صنعتی شریف چطور؟

احتمالاً درس می‌دادند، شـاید دکتر گلشنی که یکی دو سال پس از من آمده بود درس می‌داده است.

معمولاً در چه سطحی کوانتوم را درس می‌دادید؟

فکر می‌کنم برای آن‌موقع سـطح بسیار خوبی بود. مسیا تحصیلش را در آمریکا گذرانده بود و کتابش خوب بود. روش درس را از مسیا دنبال می‌کردم. ابتدا با روش موجی آغاز می‌شد و سپس با روش‌های مجردتر مثل استفاده از برا-کت ادامه پیدا می‌کرد.

سطح دانسته‌های ریاضی دانشجویان به گونه‌ای بود که بتوانید در این سطح درس دهید؟

من یک درس ریاضیات برای فیزیک و یک جبر خطی هم درس می‌دادم. یعنی افزوده شده بود که به دانشجو کمک کند.

دانشجوها در سال چندم تحصیل، این درس را می‌گرفتند؟

گمان می‌کنم سال سوم یا چهارم.

پس دانشجویان، کمی آشنا با مباحث مکانیک کلاسیک، الکترومغناطیس و ریاضی بوده‌اند.

باید توجه داشت که خود مکانیک کوانتومی هدف نیست، بلکه وسیله‌ای اسـت برای یادگیری و بررسـی سـایر فرایندهای فیزیکی. یکی از مشکلات آموزش فیزیک این بود که ارتباطی بین دروس وجود نداشت. درس مکانیک کوانتومی، بدون توجه بـه مقدمات لازم برای تدریس مؤثر و موفق آن ایجاد شـد. مثلاً درس مکانیک کلاسـیک باید دانشـجو را برای گذراندن مکانیک

کوانتومی آماده می‌کرد. دروس فیزیک هسته‌ای یا حالت‌جامد باید مکانیک کوانتومی را به‌کارگیرند. اما در آن زمان ارتباط مؤثری بین آنها نبود.

یعنی وقتی شما برای تحصیل به فرانسه رفتید درس‌هایی که خوانده بودید به‌کارتان نیامد؟

خاطره‌ای برایتان تعریف کنم. من استادان خود را بسیار دوست داشتم. همه انسان‌های شریفی بودند. دکتر جناب انسانی شریف بود و به دانشجویان بسیار نزدیک. در زمانی که رابطه‌ی استاد و دانشجو وضع خاص خود را داشت، ایشان درمورد زندگی دانشجویی با دانشجویان به گفت‌وگو می‌پرداخت و راهکارهایی برای زندگی سالم‌تر و بهتر به ما ارائه می‌کردند. این توجه، روی دانشجویان تأثیر بسیار مثبتی داشت. قبل از رفتنم به خارج، ایشان از من خواست هنگام اقامتم در فرانسه برای ایشان نامه بنویسم و از اوضاع درس و زندگی‌ام ایشان را آگاه کنم. در اولین نامه‌ام برایشان نوشتم: کاش با دیپلم متوسطه به اینجا آمده بودم. یعنی بدون لیسانس فیزیک احتمالاً کارم آسان‌تر بود.

به‌عنوان مثال، اگر ابتدا تنیس را بی‌قاعده یاد گرفته باشید و بخواهید از معلم شیوه‌ی درست را یاد بگیرید، اول باید شیوه‌ی قبل را فراموش کنید تا بتوانید روش درست و نوین را به‌کار بندید!

این مشکل شما بود یا همه‌ی دانشجویان آن زمان؟ همان‌طورکه اشاره کردید شما اولین نفری بودید که رفتید خارج از کشور، فیزیک نظری خواندید و اصلاً اینجا لیسانس را برای دروس نظری آماده نکرده بودند.

اگر می‌خواستید دکتری دولتی فرانسه را بگیرید مشکل داشتید، در غیراین‌صورت نه.

من دانشجوی بدی نبودم. یکی دو سال اول در آنجا از سخت‌ترین سال‌های تحصیلی من بود. تعطیلات عید و تابستان، ناچار بودم کار کنم و درس بخوانم. چاره‌ای نبود. اگر می‌خواستید تز جدی بگذرانید باید درس می‌خواندید تا استادی حاضر شود به شما تز بدهد.

برگردیم به موضوع درس مکانیک کوانتومی؛ چه مباحثی را در کارشناسی و کارشناسی ارشد درس می‌دادید؟

در آغاز مقدمه‌ای از پیشینه‌ی مکانیک کوانتومی می‌گفتم و سپس معادله‌ی شرودینگر و چند کاربرد یک بعدی.

پس از اینکه مقداری در این موضوعات پیش رفتیم، اصول موضوعه را می‌گفتم. سپس مسائل سه بعدی، نیروی مرکزی و مثال‌هایی در مورد نوسانگر خطی سه بعدی، ممنتوم زاویه‌ای و ...

فکر می‌کنم مقداری هم در مورد اختلال برای لیسانس می‌گفتیم. البته همه به‌صورت غیرنسبیتی. کمی هم درباره‌ی پراکندگی، که دانشجویان بتوانند در فیزیک هسته‌ای از آن استفاده کنند. مثل پراکندگی دو ذره‌ای و تشکیل دوترون. درباره‌ی ترکیب ممنتوم زاویه‌ای و اسپین هم می‌گفتیم و اشاره‌ای هم به فیزیک اتمی می‌شد.

در فوق‌لیسانس، تئوری نسبیتی و مقدماتی در مورد میدان و کوانتش دوم، همین‌طور در مورد معادله‌ی کلاین گوردون و مشکلات انرژی منفی و روش حل آن می‌گفتیم. برای آمادگی ورود به نظریه‌ی میدان کوانتومی به معادله‌ی دیراک و پادذرات هم اشاره می‌شد.

آن زمان، به‌گونه‌ای بود که دانشجوها پرسش‌های عجیب و یا پرسش‌هایی در مورد فلسفه‌ی کوانتوم بپرسند؟

من همیشه معلمی را دوست داشتم. حتی اگر سرم هم شلوغ بود یا کار اداری داشتم و یا خسته بودم، سر کلاس که می‌آمدم گویی انرژی ویژه‌ای به من تزریق می‌شد. اما کلاس‌ها به‌گونه‌ای نبود که خیلی مشوق ما باشد. به‌گونه‌ای نبود که کسی از ما پرسش مشکل بپرسد! اولین جلسه‌ای که قرار بود کوانتوم درس دهم، باور کنید ساعت‌ها درس آن را تهیه کرده بودم. پیش خودم فرض کرده بودم اگر دانشجو، این سؤال را کرد چه جوابی بدهم و وقتی با این فکرها رفتی سر کلاس دیدی خبری نیست، شادمان نخواهی شد.

بزرگترین تأسف من این بود که دانشجو بیشتر به فکر نمره و ... است. البته دانشجویان علاقه‌مند هم داشتیم و این نیرو و امید می‌بخشید، نقش دانشجو در ایجاد انگیزه در استاد برای مطالعه‌ی جدی و «به‌روز کردن خود» انکارناپذیر است. برای همین بود که دانشجویان فنی را ترجیح می‌دادم، چون تا حدودی این‌گونه بودند و می‌پرسیدند.

شما در دو دوره، مکانیک کوانتومی درس داده‌اید، یکی پیش از انقلاب و یکی هم چند سال بعد، وقتی فیزیک در ایران مقداری جا افتاده بود، کتاب آمده بود و ... آیا روش شما تغییر کرد؟ درس‌هایی که می‌دادید همان بود؟ بازخورد دانشجوها در دوره‌ی دوم چگونه بود؟

من سال ۱۳۷۴ دوباره به ایران آمدم و فکر می‌کنم سال ۷۵ دوباره کار در دانشگاه تهران را آغاز کردم.

خب یک‌سری چیزها در تدریس کوانتومی فرق می‌کرد. مسائلِ کم‌وبیش فلسفی‌ای مطرح شده بود. کوانتوم مکانیک ساکورای آمده بود که مطالبی داشت که نسبت به نگاه مسیا متفاوت و نوین‌تر بود و طبیعتاً در تدریس، اثر می‌گذاشت و لازم بود که تغییراتی ایجاد شود. ولی در سطح توجه و علاقه‌ی دانشجویان، اختلاف فاحشی ملاحظه نمی‌شد!

روی‌هم‌رفته نمی‌شد گفت این دانشجوی فیزیک، آمده که فیزیک یاد بگیرد. هرچند نمی‌شود آن را به همه تعمیم داد. وقتی انگیزه‌ی دانشجو، درس خواندن نباشد، تشویقی نیز برای معلم وجود نخواهد داشت. البته افراد علاقه‌مند هم بودند و گاهی تحت تأثیر علاقه‌ی دانشجویانی نیز قرار گرفته‌ام. اما اینها معمولاً منحصربه‌فرد بودند.

اولین‌بار مکانیک کوانتومی را من، به‌عنوان یک درس رسمی در دانشگاه تهران تدریس کردم. تاریخ تولد این درس در دانشگاه تهران، مهر ۱۳۴۵ (۱۹۶۶) بود.

چه چیزهایی در امتحانات شما معیار بود؟

بهتر است در امتحانات پرسشی داده شود که دانشجو بتواند ابتکار و خلاقیت از خود نشان دهد. ولی گاه باتوجه به شرایط موجود باید کوشید تا ببینیم آیا حداقلی را فهمیده‌اند یا نه!

مثالی در مورد آموزش بزنم. استاد ما برای بحث اتم هیدروژن چند دقیقه وقت گذاشت، یعنی آن را در حد یک مثال می‌دانست که ما خود باید آن را حل کنیم. اما من در کلاس، چند جلسه روی این بحث وقت می‌گذاشتم. این نسبت را در نظر بگیرید که چقدر زمان در مورد مسائلی که نمی‌بایست صرف می‌شد. همین نسبت را در انتظارات در امتحان‌ها قیاس کنید.

از این‌که وقت خود را به ما دادید، بسیار سپاسگزاریم.

مقدمه‌ای بر رایانش و ارتباطات کوانتومی

لاله معمارزاده اصفهانی
دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف

رایانش و ارتباطات کوانتومی از زمینه‌های مطالعاتی جدید در فیزیک، علوم کامپیوتر و ریاضیات است. مبنای رایانش و ارتباطات کوانتومی استفاده از ویژگی‌های کوانتوم مکانیکی در مخابره‌کردن اطلاعات و سریع‌کردن برخی از محاسبات است. در این مقدمه کوتاه ابتدا به معرفی برخی مفاهیم اولیه مخابرات و رایانش کوانتومی می‌پردازیم. سپس درهم‌تنیدگی کوانتومی که یکی از ویژگی‌های خاص حالت‌های کوانتومی است را معرفی کرده و چند نمونه از کاربردهای آن مثل فرابرد کوانتومی و آماده سازی حالت از راه دور را مرور می‌کنیم. در انتها به برخی از روش‌های پیشنهادی برای تولید حالت‌های درهم‌تنیده اشاره می شود.

مقدمه

بدون شک مکانیک کوانتومی یکی از شگفت‌انگیزترین و جنجالی‌ترین نظریه‌هایی است که تا به امروز به میان آمده است. در گستره‌ای که قوانین مکانیک کوانتومی حاکم است، از احتمال رخدادهای مختلف صحبت می‌شود و اینکه مشاهده‌پذیرها می‌توانند با احتمالی که مکانیک کوانتومی تعیین می‌کند مقادیر مختلف داشته باشند. برای ما که به تجربه به قوانین دنیای کلاسیک خو گرفته‌ایم همین نکته موجب چالش‌های ذهنی زیادمی‌شود. از بدو تولد مکانیک کوانتومی تا به امروز در راستای فهم و نقد مکانیک کوانتومی بحث‌های زیاد شده است اما حدود دو دهه است که گروهی از پژوهشگران پا را از این فراتر گذاشته‌اند و در دنیای احتمالات مکانیک کوانتومی در پی انجام محاسبات و تبادل اطلاعات به‌شکل «دقیق» هستند. چگونه چنین چیزی ممکن است و اصلاً انگیزه‌ی این کار چیست؟ اولین‌بار ریچارد فاینمن ایده‌ی استفاده از حالت‌های کوانتومی برای انجام محاسبات را به میان آورد[۱]. در اینجا مجال بحث در مورد جزئیات ایده‌ی اولیه‌ی فاینمن و بررسی سیر تحول این ایده وجود ندارد اما سعی خواهیم کرد اصول اولیه‌ی محاسبات و مخابرات کوانتومی را به زبان ساده بیان کنیم.

محاسبات و مخابرات در دنیای کلاسیک

قبل از پرداختن به محاسبات و مخابرات کوانتومی بهتر است یادآوری کنیم که محاسبات کلاسیک چگونه انجام می‌شود. شاید اولین و ساده‌ترین محاسبه‌ای که به ذهن می‌رسد عمل جمع و تفریق باشد. آنچه در کامپیوتر یا ماشین‌حساب انجام می‌شود مبتنی بر منطق دودویی است. مثلاً اگر بخواهیم با ماشین‌حساب عدد ۱ و ۵ را جمع کنیم، ماشین عدد ۱ و ۵ را در پایه‌ی دو بازنویسی می‌کند: ۱→۱ و ۱۰۱→۵ . سپس این ورودی‌ها را به مدار جمع‌کننده می‌دهدکه جمع دو عددر مبنای دو، یعنی ۱۱۰ را می‌سازد. این عدد به مبنای ده برگردانده می‌شود و ماشین عدد ۶ را نمایش می‌دهد. اصول هر محاسبه‌ی پیچیده‌ی دیگری هم همین است. یعنی محاسبه بر روی داده‌ها که به‌صورت رشته‌ای از صفرها و یک‌ها و یا رشته‌ای از بیت‌ها در آمده‌اند، انجام می‌شود. هر نوع ذخیره‌کردن اطلاعات نیز به همین شکل است. مثلاً هر پرونده درکامپیوتر به‌صورت رشته‌ی بلند ۰ و ۱ ذخیره می‌شود. در تبادل اطلاعات دیجیتال نیزاطلاعات در فرستنده به‌صورت رشته‌ای بیت‌در می‌آید یا به‌اصطلاح کد شده و به گیرنده فرستاده می‌شود. در مقصد رشته بیت‌های دریافتی بازخوانی می‌شود یا به اصطلاح، کدگشایی می‌شود. البته تمام این فرایندها (محاسبه، ذخیره‌کردن و انتقال اطلاعات) کارهای پیچیده‌ای هستند، اما پایه‌ی همه‌ی آنها منطق دودویی است. اولین قدم برای انجام محاسبات و مخابرات کوانتومی، آن است که معادل با بیت‌های کلاسیک، بیت‌های کوانتومی را تعریف کنیم که از اصول مکانیک کوانتومی تبعیت می‌کنند.

بیت کوانتومی چیست؟

هر بیت کلاسیک یکی از دو مقدار ۰ یا ۱ را به خود می‌گیرد. پس طبیعی است که به‌جای بیت کلاسیک از سیستم‌های کوانتومی دوحالتی استفاده کنیم. مثلاً چنان‌چه به درجه‌ی آزادی اسپین الکترون دسترسی داشته باشیم، حالت اسپین در راستای محور z، یعنی $|z+>$ و $|z->$ می‌تواند نقش بیت کوانتومی را داشته باشد. برای حفظ شباهت با بیت‌های کلاسیک این دو حالت را به‌ترتیب با $|۰>$ و $|۱>$ نشان می‌دهیم. همان‌طور که بیت‌های کلاسیک ۰ و ۱را می‌توان از هم تمیز داد، حالت‌های $|۰>$ و $|۱>$ نیز تمیزپذیرند و با اندازه‌گیری S_z می‌توان آنها را از هم تشخیص داد. مقدار بیت کلاسیک مستقل از مشاهده‌ی ماست اما در حالت کوانتومی وضعیت چنین نیست. اگر S_z را برای حالت $|۰>$ اندازه بگیریم، همیشه مقدار $\frac{\hbar}{2}$ حاصل می‌شود، اما اگر S_x اندازه‌گیری شود، دو مقدار $\pm\frac{\hbar}{2}$ هر کدام با احتمال $\frac{۱}{۲}$ به‌دست می‌آید. پس برخلاف بیت کلاسیک، مقدار بیت کوانتومی به نوع مشاهده‌ی ما بستگی دارد. نکته‌ی دیگراین است که براساس قوانین مکانیک کوانتومی بیت کوانتومی می‌تواند در حالتی باشد که از برهم‌نهش حالت‌های $|۰>$ و $|۱>$ به‌دست می‌آید یعنی $|\phi>=\alpha|0>+\beta|1>$ که در آن $|\alpha|^۲+|\beta|^۲=۱$. در این حالت بیت کوانتومی به احتمال $|\alpha|^۲$ در حالت $|۰>$ و به احتمال $|\beta|^۲$ در حالت $|۱>$ است. برهم‌نهش از جمله ویژگی‌های سیستم‌های کوانتومی است که مشابه کلاسیک ندارد. گرچه در نگاه اول به‌نظر می‌رسد که این عدم آگاهی نسبت به حالت مورد مطالعه ممکن است محاسبات دقیق را مختل کند، اما با استفاده‌ی هوشمندانه از این ویژگی‌ها می‌توان بعضی محاسبات پیچیده را سریع‌تر از روش کلاسیک انجام داد.

لازم است یادآور شویم بیت کوانتومی را می‌توان با استفاده از سیستم‌های بسیار متفاوت واقعیت داد. مثلاً، اتمی را در نظر بگیرید که به دو تراز انرژی آن دسترسی داریم: یک تراز با بردار حالت $|E_0>$ می‌تواند متناظر با حالت $|۰>$ و تراز دیگر با بردار حالت $|E_1>$ متناظر با حالت $|۱>$ باشد. امکان دیگر قطبش‌های افقی $|H>=|۰>$ وعمودی $|V>=|۱>$ فوتون در سیستم‌های اپتیکی است. در اینجا برای یک‌دست‌کردن موضوع بدون این‌که کلیت مسئله از دست برود، فرض می‌کنیم که بیت کوانتومی با استفاده از درجه‌ی آزادی اسپین تحقق یافته است.

درهم‌تنیدگی

در محاسبات کوانتومی مانندمحاسبات کلاسیک لازم است با رشته‌ای از بیت‌های کوانتومی کار کنیم. در چنین مواردی نیز با مفاهیم و ویژگی‌هایی مواجه می‌شویم که مشابه کلاسیک ندارند. برای دیدن برخی از این ویژگی‌ها کافی است سیستم‌های دوبخشی را بررسی کنیم.منظور از سیستم دو بخشی می‌تواند اسپین دو الکترون باشد که آنها را با حروف a و b مشخص می‌کنیم. اگر دو بخش a و b مستقل از هم به ترتیب در حالت‌های $|\psi>_a$ و $|\psi>_b$ آماده شده باشند، سیستم دوبخشی با بردار حالت $|\psi>_a|\psi>_b$ توصیف می‌شود.حالت‌هایی به‌شکل $|\psi>_a|\psi>_b$ را حالت‌های ضربی می‌نامند. بنابر اصل برهم‌نهش، ترکیب خطی حالت‌های ضربی نیز مجاز است. مثلاًترکیب خطی از حالت‌های ضربی $|z+>_a|z->_b$ و $|z+>_a|z->_b$ به‌صورت

$$|\varphi>_{ab}=\frac{1}{\sqrt{2}}(|z+>_a|z+>_b+|z+>_a|z->_b)$$

یک حالت توصیف‌کننده‌ی اسپین الکترون است که می‌توان آن را به‌صورت ضربی زیر نوشت:

$$|\varphi>_{ab}=|z+>_a\otimes\frac{۱}{\sqrt{2}}(|z+>+|z->)_b$$

اما همه حالت‌های ممکن سیستم دو بخشی را نمی‌توان به‌صورت ضربی نوشت،مثلاًترکیب خطی حالت‌های ضربی $|z->_a|z+>_b$ و $|z+>_a|z->_b$ به‌شکل

$$|\psi^->_{ab}=\frac{۱}{\sqrt{2}}(|z+>_a|z->_b-|z->_a|z+>_b)$$

را نمی‌توان به‌صورت حالتی ضربی یعنی به شکل $|\psi>_a|\psi>_b$ نوشت. در حالت ضربی $|\psi>_{ab}$ هیچ‌گونه هم‌بستگی دیده نمی‌شود ولی در حالت $|\psi->_{ab}$ که نمی‌توان آن را به‌صورت ضربی نوشت نوعی هم‌بستگی وجود دارد. به این حالت‌ها، حالت‌های درهم‌تنیده می‌گویند. برای روشن شدن مطلب فرض می‌کنیم که اسپین a در اختیار آلیس و اسپین b در اختیار باب است و آلیس و باب در آزمایشگاه‌های دور از هم هستند. اگر حالت این دو اسپین با $|\psi>_{ab}$ توصیف شود، آلیس با اندازه‌گیری S_z روی بخش a نمی‌تواند در باره‌ی راستای اسپین b اطلاعی به‌دست آورد و بفهمد حالت $|z+>_b$ است یا $|z->$. در واقع اگر آلیس اسپین حالت خود را در هر راستای دلخواهی اندازه بگیرد، از نتیجه‌ی اندازه‌گیریش نمی‌تواند درمورد اسپین بخش b هیچ نوع اطلاعاتی به‌دست آورد. اما اگر دو اسپین در حالت $|\psi->_{ab}$ باشند وضعیت فرق می‌کند. مثلاً اگر آلیس روی حالت خود S_z را اندازه بگیرد و نتیجه $|z+>$ باشد، متوجه می‌شود که حالت باب در جهت مخالف یعنی $|z->$ است. برای اندازه‌گیری‌های دیگر نیز وضعیت مشابه است. مثلاً حالت $|\psi->_{ab}$ را می‌توان به‌صورت زیر نوشت:

$$\frac{۱}{\sqrt{2}}(|x+>_a|x->_b-|x->_a|x+>_b)$$

که در آن $|x\pm>$ به‌معنی حالت‌های متناظر با کوانتش مؤلفه‌ی اسپین در جهت مثبت یا منفی محور x است. بنابراین واضح است که اگر آلیس S_xرا برای ذره‌ی خود اندازه بگیرد، هر نتیجه‌ای که به‌دست آورد، متوجه می‌شود که حالت باب در جهت مخالف است. این آزمایش ساده نشان می‌دهد که در حالت $|\psi->_{ab}$ که نمی‌توان آن را به‌شکل ضربی نوشت، بین دو بخش a و b هم‌بستگی وجود دارد.

ممکن است در ابتدا به‌نظر برسد که چنین هم‌بستگی‌هایی در سیستم‌های کلاسیک نیز وجود دارد. مثلاً اگر جعبه‌هایی داشته باشیم که در هر یک از آنها یک گوی سفید و یک گوی سیاه قرار داشته باشد، با برداشتن یک گوی از جعبه می‌توان رنگ گوی دیگر درون آن جعبه را با قطعیت دانست. اما باید توجه کرد که یک فرق اساسی بین سیستم کلاسیک و کوانتومی آن است که روی سیستم کوانتومی می‌توان انواع اندازه‌گیری‌ها را انجام داد، مثلاً اسپین را در راستاهای مختلف می‌توان اندازه‌گرفت. اما برای سیستم‌های کلاسیک چنین چیزی معنا ندارد. البته باید بتوان مفهوم کوانتومی‌بودن هم‌بستگی را به شکل دقیق‌تری بیان کرد. این کار را جان بل در سال ۱۹۶۴[۲] در ارتباط با بحث درباره‌ی پارادوکس اینشتین، پودولسکی و روزن انجام داد. بل نشان داد که اگر رفتار هم‌بستگی موجود در یک سیستم دوبخشی مطابق با انتظارات کلاسیک باشد، آن‌گاه باید متوسط نتایج اندازه‌گیری‌های خاصی از نابرابری معروف به نابرابری بل تبعیت کنند. بررسی نظری نشان داد که اگر $|\psi->_{ab}$ توصیف‌کننده‌ی سیستم دوبخشی باشد، نامساوی بل نقض می‌شود. از طرف دیگر، آزمایش،

نقض نامساوی بل برای حالت $|\psi^->_{ab}$ را تأیید کرد و نتایجی که به‌دست آمد با پیش‌بینی‌های نظریه‌ی کوانتومی توافق داشت[۳]. به این ترتیب می‌توان اطمینان داشت که هم‌بستگی حالت $|\psi^->_{ab}$ را نمی‌توان به‌شکل کلاسیک توصیف کرد.

فرابرد کوانتومی

حالت‌های درهم‌تنیده نقش کلیدی در بسیاری از الگوریتم‌های محاسباتی و تبادل اطلاعات دارند. یکی از جالب‌ترین کاربردها که هم به‌صورت نظری می‌توان به‌سادگی بررسی کرد و هم درعمل انجام شده است، فرابرد کوانتومی است. در فرابرد کوانتومی فرض بر آن است که آلیس و باب در دو آزمایشگاه دور از هم هستند و آلیس می‌خواهد حالت کوانتومی ذره‌ی c، مثلاً $|\phi>=\alpha|0>_c+\beta|1>_c$ را برای باب بفرستد. آلیس از حالت کوانتومی $|\phi>$ آگاه نیست یعنی ضرایب α و β را نمی‌داند و بدیهی است که اگر روی حالت $|\phi>$ اندازه‌گیری انجام دهد این حالت در اثر اندازه‌گیری خراب می‌شود یعنی به حالتی تبدیل می‌شود که با حالت اولیه‌ی $|\phi>$ متفاوت است. بنابراین آلیس برای فرستادن حالت $|\phi>$ به باب باید راه دیگری پیدا کند. روندی که در فرابرد کوانتومی به‌منظور انتقال حالت $|\phi>$ صورت می‌گیرد به‌شرح زیر است: حالت کاملاً درهم‌تنیده‌ی

$$|\psi^+>_{ab}=\frac{1}{\sqrt{2}}(|0>_a|0>_b+|1>_a|1>_b)$$

بین آلیس و باب به اشتراک گذاشته می‌شود که آلیس به زیربخش a و باب زیربخش b از این حالت دسترسی دارند. آلیس و باب با تلفن هم در ارتباط هستند. آلیس حالتی را که می‌خواهد برای باب بفرستد و ذره‌ی زیر بخش خود از زوج درهم‌تنیده را در پایه‌ی بل اندازه‌گیری می‌کند؛ پایه‌های بل عبارتند از:

$$|\psi^\pm>=\frac{1}{\sqrt{2}}(|0>|0>\pm|1>|1>),$$

$$|\varphi^\pm>=\frac{1}{\sqrt{2}}(|0>|1>\pm|1>|0>).$$

پس از اندازه‌گیری، حالت دو کیوبیت به یکی از حالت‌های بل ($|\psi^\pm>_{ca}$، $|\varphi^\pm>_{ca}$) تصویر می‌شود.

از روابط بالا نتیجه می‌شود که:

$$|0\rangle|0\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}(|\psi^+\rangle+|\psi^-\rangle),$$

$$|1\rangle|1\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}(|\psi^+\rangle-|\psi^-\rangle),$$

$$|0\rangle|1\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}(|\varphi^+\rangle+|\varphi^-\rangle),$$

$$|1\rangle|0\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}(|\varphi^+\rangle-|\varphi^-\rangle).$$

بنابراین حالت سه ذره را می‌توان به‌صورت زیر درآورد:

$$|\phi>_c|\psi^+>_{ab}=\frac{1}{2}|\psi^+\rangle_{ca}(\alpha|0\rangle_b+\beta|1\rangle_b)+\frac{1}{2}|\psi^-\rangle_{ca}(\alpha|0\rangle_b-\beta|1\rangle_b)+$$

$$\frac{1}{2}|\varphi^+\rangle_{ca}(\alpha|1\rangle_b+\beta|0\rangle_b)+\frac{1}{2}|\varphi^-\rangle_{ca}(\alpha|1\rangle_b-\beta|0\rangle_b)$$

$$=\frac{1}{2}(|\psi^+>_{ca}|\phi>_b+|\psi^->_{ca}\sigma_z|\phi>_b$$

$$+|\varphi^+>_{ca}\sigma_x|\phi>_b-i|\varphi^->_{ca}\sigma_y|\phi>_b)$$

در این رابطه $\sigma_z=\begin{pmatrix}1&0\\0&-1\end{pmatrix}$، $\sigma_y=\begin{pmatrix}0&-i\\i&0\end{pmatrix}$، $\sigma_x=\begin{pmatrix}0&1\\1&0\end{pmatrix}$ ماتریس‌های پاؤلی هستند. آلیس پس ازاندازه‌گیری یکی از حالت‌های $|\psi^+>$، $|\psi^->$، $|\varphi^+>$، $|\varphi^->$ را به‌دست آورد و نتیجه‌ی اندازه‌گیری خود را به ترتیب با دو بیت کلاسیک به‌صورت 00، 01، 10 و 11 به باب می‌فرستد. حالتی که در اختیار باب است در اثر اندازه‌گیری آلیس به ترتیب به یکی از حالت‌های $|\phi>$، $\sigma_z|\phi>$، $\sigma_x|\phi>$ و $\sigma_y|\phi>$ تبدیل شده است. پس باب با دریافت دو بیت کلاسیک از آلیس می‌تواند حالت را برای خود بازسازی کند. مثلاً اگر نتیجه‌ی آزمایش آلیس $|\varphi^+>$ باشد، حالت کلی به حالت $\sigma_x|\phi>$ تقلیل یافته است. وقتی آلیس نتیجه‌ی آزمایش خود را با دو بیت کلاسیک ۱۰ به باب بفرستد، باب بنا به قرارداد قبلی می‌داند حالتی که در اختیار دارد $\sigma_x|\phi>$ است. پس (باتوجه به اینکه $\sigma_x^2=1$) می‌تواند با اعمال σ_x حالت $|\varphi>$ را برای خود بازسازی کند. باید توجه داشت که در این فرایند هیچ ذره‌ی فیزیکی از طرف آلیس به باب ارسال نمی‌شود بلکه ذره‌ای که در ابتدا در اختیار باب بوده است پس از اندازه‌گیری با بردار حالت $|\phi>$ توصیف می‌شود یعنی بردار حالت ذره‌ای که آلیس می‌خواست برای باب ارسال کند به‌عنوان یک مثال از انجام فرابرد کوانتومی می‌توان به آزمایش انجام شده بین دو جزیره تنریف و لاپالما که به فاصله‌ی ۱۴۳ کیلومتر از یک‌دیگر قرار دارند اشاره کرد[۴].

آماده‌کردن حالت از راه دور

در انجام فرابرد کوانتومی فرض بر آن است که آلیس حالت $|\phi>$ را نمی‌شناسد. هزینه‌ی انجام این کار، به اشتراک گذاشتن یک حالت کاملاً درهم‌تنیده و فرستادن دو بیت کلاسیک است. اما اگر آلیس از حالت $|\phi>$ آگاه باشد، آیا می‌تواند آن حالت را با هزینه‌ای کمتر برای باب بفرستد؟ فرض می‌کنیم که آلیس و باب هر دو توافق کنند تنها حالت‌هایی برای باب فرستاده شود که به‌شکل زیر هستند:

$$|\phi>=\frac{1}{\sqrt{2}}(|0>+e^{i\varphi}|1>)$$

آلیس حالت $|\phi>$ را دقیقاً می‌شناسد ولی باب فقط می‌داند حالتی که از آلیس دریافت می‌کند به‌شکل بالاست و مقدار دقیق ϕ را نمی‌داند. مانند فرایند فرابرد کوانتومی، حالتی کاملاً درهم‌تنیده مثل $|\psi^->_{ab}$ بین آلیس و باب به اشتراک گذاشته می‌شود. باتوجه به اینکه آلیس از حالت $|\phi>$ آگاه است می‌تواند بخشی از حالت درهم‌تنیده را که در اختیار دارد در پایه‌های $|\phi>$ و $|\phi^\perp>$ اندازه‌گیری کند:

$$|\phi^\perp>:=\frac{1}{\sqrt{2}}(|0>-e^{i\varphi}|1>)$$

حالت $|\psi^->_{ab}$ را می‌توان برحسب $|\phi>$ و $|\phi^\perp>$ به‌صورت زیر نوشت:

$$|\psi^->=\frac{1}{\sqrt{2}}(|\phi>_a|\phi^\perp>_b-|\phi^\perp>_a|\phi>_b$$

بنابراین اگر نتیجه‌ی اندازه‌گیری آلیس $|\phi>$ باشد، حالتی که باب در اختیار دارد پس از اندازه‌گیری قطعاً $|\phi^{\perp}>$ است. آلیس در چنین حالتی بیت 0 را برای باب مخابره می‌کند. اگر نتیجه‌ی اندازه‌گیری آلیس $|\phi^{\perp}>$ باشد، حالت در اختیار باب $|\phi>$ است وآلیس بیت ۱ را برای باب می‌فرستد. باب در صورت دریافت بیت کلاسیک با مقدار 0، با اعمال عملگر σ_z حالت موردنظر آلیس را برای خود بازسازی می‌کند ($\sigma_z|\phi^{\perp}>=|\phi>$) و درصورت دریافت بیت 1، می‌فهمد بخشی از حالت درهم‌تنیده که در اختیار دارد، به حالت $|\phi>$ تبدیل شده است. به این ترتیب تنها با ارسال یک بیت کلاسیک و در اختیار داشتن حالتی کاملاً در هم تنیده، حالت $|\phi>$ برای باب آماده شده است. این فرایند، آماده‌کردن حالت از راه دور نام دارد[۵].

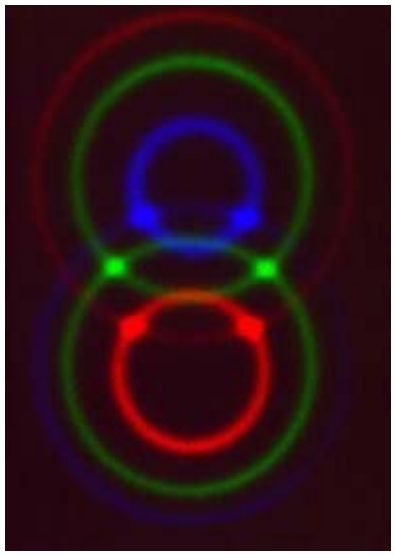
تولید حالت‌های درهم‌تنیده

فرابرد کوانتومی و آماده‌کردن حالت از راه دور، تنها دو نمونه‌ی کاربردهای حالت‌های درهم‌تنیده هستند. اکثر الگوریتم‌های کوانتومی که در مقایسه با الگوریتم‌های مشابه کلاسیک، محاسبات را در زمان کوتاه‌تری انجام می‌دهند، از حالت‌های درهم‌تنیده و هم‌بستگی موجود در این حالت‌ها که مشابه کلاسیک ندارد، بهره می‌برند. برای تولید این حالت‌ها فعالیت‌های زیاد انجام شده است. یک روش معمول عبور دادن فوتون‌ها از محیطی غیرخطی برای تولید زوج درهم‌تنیده است. فوتون‌ها در دو مخروط از بلورغیرخطی خارج می‌شوند. یک مخروط حاوی فوتون با قطبش افقی و مخروط دیگر حاوی فوتون با قطبش عمودی است. فوتون‌ها در نقاط تقاطع این دو مخروط‌در حالت‌های درهم‌تنیده هستند (شکل ۱)[۶].

طبیعی است که تصور شود، حالت‌های درهم‌تنیده در اثر نوفه‌ی محیط، دچار اختلال شده و هم‌بستگی کوانتومی بین دو بخش از بین برود یا کاهش یابد. اما نکته‌ی شگفت‌آور آن است که با استفاده‌ی مناسب از نوفه‌ی محیط می‌توان بین دو بیت کوانتومی درهم‌تنیدگی ایجاد کرد[۸]. ساده‌ترین مدلی که می‌توان تصور کرد این است که دو اتم با دو تراز انرژی در اختیار داشته باشیم و این دو اتم برهم‌کنش مستقیم نداشته باشند. این دو اتم در داخل کاواک قرار داده می‌شوند و با محیط اطراف خود برهم‌کنش می‌کنند. اگر یک اتم از حالت برانگیخته به حالت پایه برود، فوتونی از اتم به محیط تابش می‌شود و ممکن است اتم دیگرآن را جذب کند. به‌این‌ترتیب محیط بین دو اتم برهم‌کنش ایجاد می‌کند. این برهم‌کنش اتم‌ها را هم‌بسته می‌کند و پس از مدتی دو اتم درهم‌تنیده می‌شوند. این ساده‌ترین توصیف نسبتاً شهودی برای ایجاد درهم‌تنیدگی بین دو اتم است که در یک محیط قرار می‌گیرند. اما باید توجه کرد که این درهم‌تنیدگی به حالت اولیه و نوع برهم‌کنش اتم‌ها با محیط بستگی دارد و هر حالتی در اثر برهم‌کنش با محیط اطراف به حالت درهم‌تنیده تبدیل نمی‌شود. در واقع باید برای پیش‌بینی اینکه درهم‌تنیدگی تولید می‌شود یا خیر، تحول حالت سیستم به‌شکل دقیق بررسی شود[۹].

تا چند سال پیش تصور بر آن بود که درهم‌تنیدگی تنها نوع هم‌بستگی کوانتومی است. اما اخیراً نشان داده شده است که حالت‌های دو بخشی وجود دارند که درهم‌تنیدگی در آنها وجود ندارد، اما نوع دیگری از هم‌بستگی در آنها دیده می‌شود که مشابه کلاسیک ندارد[۱۰]. این حالت‌ها کاربردهایی از جمله در آماده‌کردن حالت از راه دور دارند[۱۱]. استفاده از این حالت‌هامی‌تواند در بعضی شرایط به صرفه‌تر از استفاده از حالت‌های درهم‌تنیده باشد. بنابراین مشابه حالت‌های درهم‌تنیده مطالعه‌ی چگونگی تولید آنها و کمّی کردن میزان کارایی این روش‌ها از کارهایی است که امروز به آن توجه می‌شود[۱۲].

سخن آخر: در پایان یک‌بار دیگر به سؤالی که در ابتدا مطرح کردیم باز می‌گردیم: «انگیزه‌ی این کار چیست؟». همان‌گونه که اشاره شد هدف اولیه داشتن محاسبه‌گرها با استفاده از حالت‌های کوانتومی بود. هم‌چنان در این راستا پژوهش‌های نظری و تجربی زیادی انجام می‌شود، اما حوزه‌ی پژوهشی محاسبات و اطلاعات کوانتومی محدود به این نوع تحقیقات نیست. در واقع آنچه در این زمینه‌ی تحقیقاتی انجام می‌شود علاوه بر اینکه فهم عمیق‌تری از مکانیک کوانتومی به ما می‌دهد، این امکان را نیز فراهم آورده است که از دیدگاهی دیگر و با ابزار جدید به پژوهش در دیگر زمینه‌ها ازجمله فیزیک ماده‌ی چگال، علوم کامپیوتر و حتی زیست‌شناسی[۱۳] بپردازیم.



شکل ۱- سطح‌مقطع مخروط‌هایی که از بلور بیرون می‌آیند. فوتون‌های محل تقاطع دایره‌های سبزرنگ درهم‌تنیده‌اند. عکس از کویات و بک، مرجع [۷].

مراجع

[1] R. P. Feynman, International Journal of Theoretical Physics 21 (6) 467–488 (1982).

[2] J. S. Bell, Physics, 1, 195 (1964).

[3] S. J. Freedman and J. F. Clauser , Phys. Rev. Lett. 28, 938–941 (1972) ; A. Aspect, P.Grangier, and G. Roger, Phys. Rev. Lett. 47, 460–463 (1981); A. Aspect, P. Grangier, and G. Roger, Phys. Rev. Lett. 49, 91–94 (1982).

[4] X. S. Ma, Th.Herbst, Th.Scheidl, D. Wang, S.Kropatschek, W. Naylor, B.Wittmann, A.Mech, J.Kofler, E.Anisimova, V. Makarov, Th.Jennewein,R.Ursin and A.Zeilinger, Nature 489, 269 (2012).

[5] C. H. Bennett, D. P. DiVincenzo, P. W. Shor, J. A. Smolin, B. M. Terhal, and W. K. Wootters, Phys. Rev. Lett. 87, 077902 (2001).

[6] P. G. Kwiat, K.Mattle, H.Weinfurter, and A.Zeilinger, Phys. Rev. Lett. 75, 4337–4341 (1995).

[7] http://images.iop.org/objects/physicsweb/world/15/11/9/photons.pdf

[8] D. Braun, Phys. Rev. Lett. 89, 277901 (2002); F. Benatti, R. Floreanini and M. Piani, Phys. Rev. Lett. 91, 070402 (2003); M. Hor-Meyll, A. Auyuanet, C. V. S. Borges, A. Aragao, J. A. O. Huguenin, A. Z. Khoury, L. Davidovich, Phys. Rev. A 80, 042327 (2009).

[9]L. Memarzadeh, S. Mancini, Phys. Rev. A 83, 042329 (2011); V Eremeev, V Montenegro, M.Orszag , Phys. Rev. A 85, 032315 (2012); L. Memarzadeh, S. Mancini, Physical Review A 87, 032303 (2013); LT. Shen, XY Chen, ZB Yang, HZ Wu, SB Zheng, Phys. Rev. A 84, 064302 (2011).

[10] H. Ollivier and W. H. Zurek, Phys. Rev. Lett. 88, 017901 (2001); L. Henderson and V. Vedral, J. Phys. A: Math. Gen. 34, 6899 (2001).

[11] Borivoje Dakic, Yannick Ole Lipp, Xiaosong Ma, Martin Ringbauer, Sebastian Kropatschek, Stefanie Barz, Tomasz Paterek, VlatkoVedral, Anton Zeilinger, Caslav Brukner, Philip Walther, Nature Physics 8, 666-670 (2012).

[12] A.Streltsov, Hermann Kampermann, and Dagmar Bruß, Phys. Rev. Lett. 107, 170502(2011), Xueyuan Hu, Heng Fan, D. L. Zhou, Wu-Ming Liu, Phys. Rev. A 87, 032340 (2013) , T. Abad, V. Karimipour, L. Memarzadeh, Phys. Rev. A 86, 062316 (2012); Manuel Gessner, Elsi-Mari Laine, Heinz-Peter Breuer, JyrkiPiilo, Phys. Rev. A 85, 052122 (2012).

[13] M. Mohseni, P. Rebentrost, S. Lloyd, and A. Aspuru-Guzik, J. Chem. Phys, 129, 174106 (2008); F. Caruso, A. Chin, A.Datta, S.Huelga, and M. Plenio, J. Chem. Phys131, 105106 (2009); E.Gauger, E.Rieper, J. J. L. Morton, S. C. Benjamin, V.Vedral, Phys. Rev. Lett. 106, 040503 (2011).

جبرهای لی و برخی پیشرفت‌های اخیر در ریاضیات و فیزیک نظری

عادل رضائی‌اقدم
دانشکده علوم، گروه فیزیک، دانشگاه شهیدمدنی آذربایجان، تبریز

صدوچهل‌سال پس از این که ریاضیدان نروژی، ماریوس سوفوس لی، جبرهای لی را کشف کرد، هنوز این شاخه‌ی ریاضیات در پیشرفت سایر شاخه‌های ریاضیات و فیزیک نقش مهمی دارد. در این مقاله تاریخ کشف جبرهای لی را مرورکرده و تأثیر آن بر ریاضیات و فیزیک نظری را در دو بخش، از ابتدا تا اواخر دهه‌ی ۶۰ و از دهه‌ی ۷۰ تاکنون بررسی می‌کنیم. در پایان نیز به برخی پیشرفت‌های اخیر فیزیک نظری و مسائل پیش رو در ارتباط با این پیشرفت‌ها اشاره خواهیم کرد.

۱. مروری بر کارهای سوفوس لی

۱-۱ زندگی علمی سوفوس لی [۱] و [۲]

ماریوس سوفوس لی[۱] در ۱۷ دسامبر ۱۸۴۲ در روستای کوچک اید[۲] واقع در انتهای خلیجی به همین نام در نروژ متولد شد. پدر او که کشیش پروتستان روستا بود، در سال ۱۸۵۱ مأمور شد به شهرکوچک مُوس[۳] در ساحل خلیج اوسلو[۴] برود. شهر مُوس در همسایگی پایتخت که در آن زمان کریستیانیا[۵] بود، قرار داشت. سوفوس لی در مدرسه‌ی ابتدایی این شهر تحصیل کرد. از ۱۵ سالگی وارد یکی از مدارس خصوصی و شبانه‌روزی پایتخت شد و دو سال بعد در دانشگاه کریستیانیا در رشته‌ی علوم طبیعی پذیرفته شد. در سال ۱۸۶۲ در سلسله درس‌هایی شرکت کرد که سیلو[۶] درباره‌ی نظریه گالوا[۷] ارائه می‌کرد. در آن زمان به‌نظر نمی‌رسید که این درس‌ها بر ذهن لی تأثیر عمیقی گذاشته باشد، ولی رخدادهای بعد، این تأثیر عمیق را آشکار کرد. در سال ۱۸۶۵ لی مدرک کارشناسی در رشته‌ی علوم طبیعی را دریافت کرد ولی مدت‌ها در انتخاب راهی که می‌خواست پیش بگیرد تردید داشت (البته طی سه سال، پس از فارغ‌التحصیلی، دروس اولیه‌ی ریاضی وکتاب‌های استاندارد اخترشناسی را مطالعه کرد).

در سال ۱۸۶۸ لی با مطالعه‌ی آثار ریاضیدان فرانسوی پونسله[۸] و ریاضیدان آلمانی پلوکر[۹]، ذوق و استعدادش را شناخت و علاقه‌اش به ریاضیات به‌ویژه هندسه، در تمام دوران زندگی با او ماند. یکی از ابداعات

سوفوس لی

پونسله، به‌کار بردن اعداد مختلط در هندسه‌ی تصویری بود. در مقاله‌ی پلوکر اشکال هندسی مجموعه‌ی نقاط نبودند، او هندسه را به‌صورت مطالعه‌ی خانواده‌های خطوط و یا کره‌ها مطرح می‌کرد. لی احترام زیادی برای پونسله و پلوکر قائل بود، گرچه نتوانست شخصاً با آنها آشنا شود اما نفوذ عمیق هر دوی آنها، در جریان پیشرفت کارهای لی، به‌خوبی محسوس است. لی خودش را شاگرد پلوکر می‌دانست. اولین مقاله‌ی لی، در سال ۱۸۶۹، باعنوان «نمایش در هندسه‌ی مسطح تصویری» منتشر شد. این کار موجب شد از سوی فرهنگستان علوم کریستیانیا کمک‌هزینه مسافرتی دریافت کرده و به کشورهای مختلف اروپایی سفر کند و با ریاضیدانان نامی آن زمان ملاقات کند. لی زمستان ۱۸۶۹-۷۰ را در شهر برلین گذراند و با یکی از شاگردان پلوکر به نام فلیکس کلاین[۱۰] آشنا شد. کلاین در جذب اندیشه‌های جدید و پیدا کردن ارتباط آنها با سایر شاخه‌های ریاضی استعداد خاصی داشت. لی در برلین در سمینار کومر چند سخنرانی درباره‌ی تعمیم موضوع مقاله‌اش ارائه کرد. در بهار ۱۸۷۰ لی و کلاین در پاریس با کامی ژوردن[۱۱] نظریه‌پرداز گروه‌ها و گاستون داربو[۱۲] نظریه‌پرداز هندسه‌ی دیفرانسیل ملاقات کردند. مقاله‌ی ژوردن درباره‌ی گروه حرکت‌ها[۱۳] انگیزه‌ای برای خلق دیدگاه گروه

تبدیلات، در کارهایشـان شـد. در ژوئیه‌ی ۱۸۷۰ لی به مشهورترین کشف هندسی‌اش (که بعدها به تبدیل کره - خط لی مشهور شد) دست یافت. در نتیجه‌ی این کشـف، توجه اکثر ریاضیدان‌ها به‌سوی او جلب و تحسین‌شان برانگیخته شد. در ژوئیه‌ی ۱۸۷۱، لی در دانشگاه کریستیانیا از پایان‌نامه‌ی دکتری‌اش با عنوان «هم‌بافت‌ها[۱۴] به‌خصوص، هم‌بافت‌های کروی و خطی و کاربرد آنها در معادلات دیفرانسیل جزئی» دفاع کرد. این پایان‌نامه براساس کار پلوکر درباره‌ی هم‌بافت‌ها و تفسیر هندسی مونژ[۱۵] از معادلات دیفرانسیل جزئی بود (یک سـال بعد، این پایان‌نامه در مجله‌ی متمتیشه انالن به چاپ رسـید[۳]). لی درپایان‌نامه‌اش ایده‌ی نظریه‌ی عام تبدیلات تماسی[۱۶] را به میان آورد. تبدیل کره - خط و نیز تبدیل‌های لژاندر و کانونیک در مکانیک کلاسیک، حالت‌های خاصی از این تبدیلات‌اند. به‌زبان امروزی آنها تبدیلاتی هسـتند از کلاف هم‌ممـاس $T^*(C^n)$ بر خودش، طوری کـه فرم کانونیک حفظ شـود. با درنظر گرفتن مختصات $(x_1,...,x_n,p_1,...,p_n)$ برای $T^*(C^n)$ تبدیلات تماسـی $(x_i,p_i)\leftrightarrow(X_i,P_i)$ چنان اسـت که $\sum p_i x_i=\sum P_i X_i$. چنین تبدیلاتی در انتگرال‌گیری از معادلات دیفرانسـیل جزئی مرتبه‌ی اول ظاهر می‌شوند. برای نمونه معادله‌ی دیفرانسیل مرتبه اول زیر را در نظر بگیرید:

$$F\left(x_1,\dots,x_n,\frac{\partial z}{\partial x_1},\frac{\partial z}{\partial x_{1n}}\right)=0 \quad (۱)$$

با توجه به تعریف کروشـه‌ی پواسـون برای دو تابع f و g:

$$\{f,g\}=\sum_i\left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\frac{\partial g}{\partial p_i}-\frac{\partial g}{\partial x_i}\frac{\partial f}{\partial p_i}\right), \quad (۲)$$

و با فرض $p_i=\frac{\partial z}{\partial x_i}$ و در نظر گرفتن میدان‌های برداری:

$$X=\sum_j a_j\frac{\partial}{\partial x_j}, Y=\sum_k b_k\frac{\partial}{\partial x_k}$$

وکروشه‌ی

$$[X,Y]=\sum_{jk}(a_j\frac{\partial b_k}{\partial x_j}-b_j\frac{\partial a_k}{\partial x_j})\frac{\partial}{\partial x_k} \quad (۳)$$

لی دریافت که کروشـه‌ی پواسـون را می‌توان برحسب میدان برداری به‌صورت زیر نوشت:

$$\{f,g\}=X_g[f], \quad X_g=\frac{\partial g}{\partial p_i}\frac{\partial}{\partial x_i}-\frac{\partial g}{\partial x_i}\frac{\partial}{\partial p_i} \quad (۴)$$

و اتحاد یاکوبی برای کروشه‌ی پواسون

$$\{\{f,g\},h\}+\{\{g,h\},f\}+\{\{h,f\},g\}=0 \quad (۵)$$

را می‌توان به‌صورت رابطه‌ی زیر برای عملگرها نوشت:

$$[X_g,X_h]=X_{\{g,h\}} \quad (۶)$$

و چون برای معادله‌ی دیفرانسیل (۱) به‌ازای هر تابع g داریم:

$$\{F,g\}=0$$

لذا با استفاده از رابطه‌ی (۶) خواهیم داشت:

$$[X_g,X_F]=0$$

و یا

$$X_F(X_g(h))=0 .$$

خود این معادله را می‌توان به‌صورت زیر نوشت:

$$X_f(F)=0, \qquad X_f=\xi_i\frac{\partial}{\partial x_i}+\eta_i\frac{\partial}{\partial p_i} \quad (۷)$$

که در آن

$$\xi_i=\frac{\partial}{\partial p_i}\{g,h\}, \qquad \eta_i=\frac{\partial}{\partial x_i}\{g,h\}.$$

معادلـه‌ی (۷) نشـان‌دهنده‌ی تبدیـل بی‌نهایت کوچـک ξ_i و $X_i=x_i+\xi_i$ و $P_i=p_i+\eta_i$ است که معادله‌ی (۱)را ناوردا نگه می‌دارد یعنی:

$$F(x_1,\dots,x_n,p_1,\dots,p_n)=F(X_1,\dots,X_n,P_1,\dots,P_n)=0.$$

این نکته لی را به استفاده از گروه تبدیلات در حل معادلات دیفرانسیل رهنمون شـد. پس از دفاع از رساله‌ی دکتری، لی یک‌سال در دانشگاه لوند سـوئد تدریس کرد. پارلمان نروژ به توصیه‌ی دانشـمندان خارجی، به او در دانشگاه کریستیانیا کرسی استادی دادند و او از سال ۱۸۷۲ در آنجا مشغول به کارشد و ازدواج کرد.

از سـال ۱۸۷۳ روی تبدیلات تماسی و به‌ویژه مطالعه‌ی سیستماتیک گروه تبدیلات، به شـدت کار کرد. لی مشخصاً دنبال پاسخ این پرسش بود کـه چگونه اطلاعات در مورد گـروه پایداری معادله دیفرانسـیل، منجر به حل آن معادله می‌شـود و بـا این هدف تبدیلات نقطه‌ای را بررسـی کرد. انگیزه‌ی تمام این پرسـش‌ها را باید ایده‌ی نظریه‌ی گالوا دانست که قبلاً در درس‌های سیلو یاد گرفته بود. او سعی کرد که این ایده را در مورد معادلات دیفرانسیل به کار ببرد. قضیه‌ی مشهور لی دراین‌باره به شرح زیر است:

معادلـه‌ی دیفرانسـیل $\frac{dy}{dx}=\frac{Y(x,y)}{X(x,y)}$ و زیرگـروه تک‌پارامتـری Φ_t از دیفیومورفیسم‌های R^2 با میدان برداری القا شده زیر را، در نظر بگیرید:

$$\Psi_p=\left\{\frac{\partial\Phi_t(p)}{\partial t}\right\}_{t=0}=\xi(p)\frac{\partial}{\partial x}+\eta(p)\frac{\partial}{\partial y} . \quad (۸)$$

در آن صورت تبدیلات Φ_t معادله‌ی دیفرانسـیل را پایدار نگه می‌دارد اگر و فقط اگر میدان برداری $Z=X\frac{\partial}{\partial x}+Y\frac{\partial}{\partial y}$ در رابطه‌ی زیر صدق کند:

$$[\Psi,Z]=\lambda Z \quad (۹)$$

که در آن λ تابعی دلخواه است.

تعمیم قضیه‌ی فوق، لـی را به گروه تبدیلات r- پارامتری درفضای R^n رهنمون شد:

$$T_{(t)}:\dot{x}_i=f_i(X_1,\dots,X_n,t_1,\dots,t_r), \qquad (t)=(t_1,\dots,t_r) \quad (۱۰)$$

که در آن f_i ها تابع تحلیلی‌اند طوری که:

$$T_{(0)}=I, \quad T_{(t)}\,oT_{(s)}=T_{(u)} \quad (۱۱)$$

کـه در آن پارامتـر $(u)=(u_1,\dots,u_r)$ وابسـته به پارامترهای t و s اسـت. پروژه‌ی بزرگ لی در سـال ۱۸۷۴، تعیین همـه این تبدیلات و به‌کاربردن آنها، در حل معادلات دیفرانسـیل بود. او نشـان داد که میدان‌های برداری $X_k=\sum_i\left(\frac{\partial f_i}{\partial t_k}\right)_{(t)=0}\frac{\partial}{\partial x_i}$ (مولـد تبدیـلات بی‌نهایت کوچـک) در روابط زیر صدق می‌کنند:

$$[X_k,X_l]=\sum_p c_{pkl}X_p \quad (۱۲)$$

در ایـن روابط ضرایب c_{pkl} مقادیر ثابتی هسـتند که روابـط زیر را برآورده می‌کنند:

$$c_{pkl}=-c_{plk},\ \sum_p(c_{pkq}\,c_{qlm}+c_{pmq}\,c_{qkl}+c_{plq}\,c_{qmk})=0 \quad (۱۳)$$

بین سال‌های ۱۸۷۳ و ۱۸۷۶ لی به‌شدت جذب مسائل مربوط به گروه تبدیلات شده بود. برای مثال او سعی کرد گروه تبدیلات بی‌نهایت کوچک دو متغیره را، به‌طور کامل بررسی کند. البته لی این کار را برای متغیرهای مختلط انجام داد. تعمیم این کار و طبقه‌بندی جبرهای لی، مربوط به میدان‌های برداری در هندسه‌ی حقیقی، به تازگی در کارهای پیتر اولور از دانشگاه مینه‌سوتا و همکارانش تکمیل شد (۲۸ نوع جبر لی به‌دست آمده است)[۴]. درواقع لی با این کار نظریه‌ی جبرهای لی را پدید آورد. این موضوع امروزه اهمیت بسیاری دارد و به‌نوعی به اکثر شاخه‌های ریاضی مربوط می‌شود، ولی در آن زمان تعداد انگشت‌شماری ریاضی‌دان، به آن توجه کردند و این مسئله موجب دلسردی لی شد. با توجه به انزوای لی در کریستیانیا، کلاین و مایر در سال ۱۸۸۴ ترتیبی دادند که دانشجوی جوان کلاین در لایپزیگ، فردریک انگل، برای کار با لی به کریستیانیا برود. لی تصمیم گرفت که تمام کارهای مربوط به نظریه‌ی گروه‌های تبدیلات را به‌صورت کتاب درآورد و برای این کار، انگل همکار کاملی بود. حاصل این کار پس از ۹ سال، کتابی سه‌جلدی بود که بین سال‌های ۱۸۸۸ و ۱۸۹۳ منتشر شد[۵]. در سال ۱۸۸۶، دانشگاه لایپزیگ، از لی خواست که به جای کلاین، استاد کرسی ریاضیات شود. کلاین در این زمان استاد دانشگاه گوتینگن بود. از بین ۵۶ دانشجوی دکتری در لایپزیگ، در سال‌های ۱۸۹۸-۱۸۸۷، ۲۶ نفر رساله‌ی دکتری خود را با راهنمایی لی نوشتند. در سال ۱۸۹۲، لی شش ماه در پاریس بود و بیشتر اوقات، در کنار میزهای قهوه‌خانه سورس در خیابان سن‌میشل، مشغول مباحثه با ریاضیدان‌های جوان فرانسوی (ازجمله الی کارتان) بود. در مدت اقامت لی در پاریس، فرهنگستان علوم فرانسه، او را در رشته‌ی هندسه، به‌صورت عضو وابسته پذیرفت. در سال ۱۸۹۷ مؤسسه‌ی فیزیک ریاضی دانشگاه غازان، اولین جایزه‌ی لوباچفسکی را به سوفوس لی اهد اکرد. لی کمی پس از گرفتن جایزه، استادی کرسی‌ای را پذیرفت که در دانشگاه کریستیانیا برای تدریس نظریه‌ی گروه‌ها به‌وجود آورده بودند و به کشورش بازگشت. سرانجام در فوریه ۱۸۹۸ در سن ۵۶ سالگی از دنیا رفت.[۱۷]

۱-۲. مثال: گروه تبدیلات نقطه‌ای[۷]

معادله‌ی ریکاتی را که نمونه‌ای است از معادله‌های تک‌متغیره در نظر بگیرید.

$$\frac{dy}{dx}+y^2-\frac{2}{x^2}=0 \quad (۱۴)$$

این معادله تحت تبدیلات گسترش $\bar{y}=ye^{-a},\bar{x}=xe^{a}$ ناورداست. مولد گروه تک‌پارامتری آن $\psi=X=x\frac{\partial}{\partial x}-y\frac{\partial}{\partial y}$ است به طوری که $Z=x^2\frac{\partial}{\partial x}+(2-x^2y^2)\frac{\partial}{\partial y}$ و داریم:

$$[X,Z]=Z \quad (۱۵)$$

در حالت کلی معادله‌ی دیفرانسیل $F(y,y^1,\ldots,y^{(n)})=0$ که مستقل از x است تحت تبدیلات انتقال $\bar{X}=X+a$ ناورداست. متغیرهای کانونیک (u,t)، متغیرهایی هستند که در روابط $X(u)=0$, $X(t)=1$ صدق می‌کنند و معادله دیفرانسیل بر حسب آن‌ها، مستقل از متغیر x است. برای معادله‌ی بالا این متغیرها به‌صورت $t=\ln x$,$u=xy$ هستند و برحسب آنها تبدیل گسترش به شکل انتقال $\bar{u}=u$ و $\bar{t}=t+a$، و معادله‌ی دیفرانسیل به‌شکل زیر درمی‌آید که قابل انتگرال‌گیری است:

$$\frac{du}{dt}+u^2-u-2=0 \quad (۱۶)$$

۱-۳. طبقه‌بندی گروهی معادلات دیفرانسیل[۷]

درباره‌ی طبقه‌بندی معادلات دیفرانسیل، لی می‌نویسد: «در تاریخ ۳ دسامبر ۱۸۷۴ در نامه‌ی کوتاهی به انجمن علمی گوتینگن، تمام گروه تبدیلات پیوسته دو متغیره را فهرست کردم و به‌ویژه تأکید کردم که این کار می‌تواند اساس طبقه‌بندی و نظریه‌ی انتگرال‌گرفتن از تمام معادلات دیفرانسیل از نوع

$$f(x,y,y',\ldots,y^{(m)})=0, \quad (۱۷)$$

باشد که گروه تبدیلات پیوسته دارند». به‌عنوان مثال نتیجه‌ی این کار در معادلات دیفرانسیل مرتبه دوم، به این نکته منجر شد که تمام معادلات دیفرانسیل مرتبه دوم، تحت تغییر متغیر، به یکی از چهار نوع زیر تبدیل می‌شوند:

$$y''=f(y')\ ,\ y''=f(x),\ y''=\tfrac{1}{x}f(y'),\ y''=f(x)\,y' \quad (۱۸)$$

که در آنها f تابعی دلخواه است. یادآور می‌شویم که در زمان لی، در حدود چند صد معادله دیفرانسیل مرتبه دوم وجود داشت که انتگرال گرفتن از آنها به روش‌های پیچیده نیاز داشت. در سال ۱۸۸۱ لی طبقه‌بندی گروهی معادلات دیفرانسیل جزئی مرتبه دوم خطی (با دو متغیر مستقل x و y) را به‌شکل زیر ارائه کرد:

$$a_{11}u_{xx}+2a_{12}u_{xy}+a_{22}u_{yy}+b_1u_x+b_2\,u_y+cu=0\ , \quad (۱۹)$$

که در آن ضرایب a_{ij}، b_i و c توابع دلخواه از x و y هستند. لی هم‌چنین روشی جدید برای پیداکردن پاسخ‌های ناوردا ارائه کرد و نشان داد اگر ضرایب معادله‌ی دیفرانسیل غیرخطی مرتبه دوم معمولی، که برحسب y' از مرتبه سوم است:

$$y''+F_3(x,y)\,y'^3+F_2(x,y)\,y'^2+F_1(x,y)y'+F(x,y)=0 \quad (۲۰)$$

شرایطی را برآورده کند می‌توان آن را خطی کرد. در مورد سیستم کلی معادلات دیفرانسیل معمولی مرتبه اول

$$\frac{dx^i}{dt}=F_i(t,x^1,\ldots,x^n)\ \ i=1,\ldots,n \quad (۲۱)$$

که دارای برهم‌نهی غیرخطی به‌شکل زیر باشند:

$$\frac{dx^i}{dt}=T_1(t)\xi_1^i(\vec{x})+\cdots+T_r(t)\xi_r^i(\vec{x}),\qquad i=1,\ldots,n \quad (۲۲)$$

بطوری که $\vec{x}=(x^1,\ldots,x^n)$ و عملگرهای $X_\alpha=\xi_\alpha^i(\vec{x})\frac{\partial}{\partial x^i}$, $\alpha=1,\ldots,r$ یک جبر لی با بعد محدود را جاروب[۱۸] می‌کند. ابتدا به‌طور هم‌زمان وسیو[۱۹] و گولدبرگ[۲۰] این مسئله را در سال ۱۸۹۳ مطرح کردند و سپس لی نتیجه‌ی آنها را به‌شکل کلی تعمیم داد. این نظریه امروز به نظریه‌ی وسیو-گولدبرگ-لی مشهور است[۷].

۱-۴. تبدیلات تماسی[۷]

این نوع تبدیلات کاربردهای زیادی در مکانیک، اپتیک و هندسه دارند. لی نشان داد که نظریه‌ی معادلات دیفرانسیل با مشتقات جزئی مرتبه اول به نظریه‌ی گروه تبدیلات تماسی فرو می‌کاهد. این نوع تبدیلات برای حالتی است که تعداد دلخواهی متغیر مستقل $\vec{x}=(x^1,\dots,x^n)$ اما یک متغیر u وابسته داریم به این صورت که $p_i=\frac{\partial u}{\partial x^i}$ لذا تبدیل تماسی، نگاشتی از فضای $(\vec{x},u,\vec{p})\in\mathbb{R}^{2n+1}$ به خودش است.

$$\overrightarrow{x'}=f(\vec{x},u,\vec{p}),\quad \overrightarrow{p'}=h(\vec{x},u,\vec{p}),\quad u'=g(\vec{x},u,\vec{p}) \quad (۲۳)$$

و این تبدیلات شرط‌های مماسی زیر را ارضا می‌کنند:

$$d\bar{u}-\bar{p}_i d\bar{x}^i=\lambda(\vec{x},u,\vec{p})\left(du-p_i dx^i\right) \quad (۲۴)$$

تبدیل پماسی از نوع زیر را تبدیل لژاندر می‌گویند:

$$\bar{\vec{x}}=\vec{p}\ ,\quad \bar{u}=-u+\vec{x}.\vec{p}\ ,\ \bar{\vec{p}}=\vec{x}$$

برای مثال تبدیل لژاندر $t=y'$ و $z=-y+xy'$ معادله‌ی دیفرانسیل هذلولی $z'=x$ را به معادله‌ی خطی $y'''-\frac{3}{2}\frac{y''^2}{y'}=0$ تبدیل می‌کند، که با انتخاب $s=\sqrt{t}$ خواهیم داشت: $2tz'''+3z''=0$

$$\frac{d^3z}{ds^3}=0.$$

تبدیلات تماسی در مکانیک به تبدیلات کانونیک معروفند. لی هم‌چنین نشان داد که ساختار هویگنس در جبهه موج مربوط به انتشار نور (در صفحه‌ی x و y) معادل تبدیل تماسی تک‌پارامتری زیر است:

$$\bar{y}=y-\frac{t}{\sqrt{1+p^2}}\ ,\ \bar{x}=x+\frac{tp}{\sqrt{1+p^2}}\ ,\ \bar{p}=p$$

که در آن پارامتر گروه t همان زمان و $p=\frac{dy}{dx}$ است. همان‌طور که دیدیم تبدیلات تماسی، در توصیف معادلات دیفرانسیل، با مشتقات جزئی مرتبه اول کاربرد دارند. لذا این پرسش مطرح می‌شود که تبدیلات مماسی از مرتبه‌های بالاتر چه نقشی درمعادلات دیفرانسیل با مشتقات جزئی با مرتبه‌های بالاتر دارند. در سال ۱۸۷۴ بکلوند[۲۱] به‌طور مستقل این پرسش را در مورد معادلات مماس مرتبه دوم مطرح کرد. بعدها او این نتایج را تکمیل و به مراتب بالاتر تعمیم داد. امروزه در کتاب‌ها این تبدیلات را به‌عنوان تبدیلات بکلوند می‌شناسند [۷].

۲. پیشرفت این شاخه از ریاضیات تا۱۹۶۰ و تأثیر آن بر فیزیک

۲-۱. برنامه‌ی ارلانگن

در سال ۱۸۷۲ کلاین پس از کارهای اولیه‌ی لی، درباره‌ی گروه تبدیلات، برنامه‌ی ارلانگن را مطرح کرد. این برنامه به مسئله‌ی طبقه‌بندی هندسه‌ها براساس هندسه‌ی تصویری، درنظریه‌ی گروه‌ها می‌پردازد. درآن زمان هندسه‌های غیراقلیدسی جدید کشف شده بود و کلاین این اندیشه را به میان آورد که این هندسه‌های جدید، حالت خاصی ازهندسه‌های تصویری هستند. این هندسه‌ها را پیش از این پونسله و پلوکر مطرح کرده بودند. کلاین این نظر را پیش آورد که هر هندسه، مفاهیم مناسب خودش را دارد. برای مثال هندسه‌ی تصویری، درباره‌ی مقاطع مخروطی صحبت می‌کند، نه درباره‌ی دایره‌ها و زوایا، چون اشیای اخیر تحت تبدیلات تصویری ناوردا نیستند. مثال دیگر این نکته است که طول، زاویه و مساحت را گروه اقلیدسی حفظ می‌کند. لذا توصیف هندسه به زبان‌های مختلف به توصیف زیرگروه‌های مختلف از گروه تقارنی و ارتباط آنها با هم برمی‌گردد. به‌این ترتیب کلاین به هر هندسه، گروه تقارنی خاصی نسبت داد. به‌زبان امروز، این گروه‌های مربوط به هندسه‌ی کلاسیک، همان گروه‌های لی کلاسیک هستند و فضاهای معمولی، همان فضاهای همگن هستند که با تغییر گروه هندسه نیز تغییر می‌کند. برای مثال گروه مربوط به هندسه‌ی تصویری n بعدی، همان گروه تقارن فضای تصویری n بعدی است. از طرفی زیرگروه آفین، جمع مستقیم گروه $GL(n,R)$ با گروه انتقال است. این گروه متوازی‌الاضلاع را به متوازی‌الاضلاع می‌برد، در صورتی که نگاشت دایره بیضی است (دایره آفین نیست). برای فهمیدن ارتباط بین هندسه‌ی آفین و هندسه‌ی اقلیدسی کافی است که ارتباط بین گروه آفین و گروه اقلیدسی را بررسی کنیم. گروه اقلیدسی جمع مستقیم گروه دوران، انعکاس و انتقال است، لذا گروه اقلیدسی زیرگروه گروه آفین است و بنابراین هندسه‌ی آفین شامل هندسه‌ی اقلیدسی است. بررسی‌های اخیر نشان می‌دهد که هندسه‌های مختلف می‌توانند گروه‌های خودریخت هم‌ریخت با یکدیگر داشته باشند. به‌عنوان مثال فضای آنتی‌دوسیتر n بعدی و فضای هم‌دیس $(n-1)$ بعدی با نشانگان لورنتس، هندسه‌های مختلفی دارند. ولی این دو هندسه دارای گروه‌های خودریختی هستند که هم‌ریخت هستند. ازطرفی مدل‌های فیزیکی ساخته‌شده روی این فضاها، دارای ارتباط (دوگانی AdS/CFT) هستند، لذا از این دید، برنامه‌ی ارلانگن هنوز می‌تواند لااقل برای مباحث فیزیکی درارتباط با هندسه، مفید واقع شود.

فلیکس کلاین الی کارتان

۲-۲. جبرهای لی و نمایش آنها

۲-۲-۱. طبقه‌بندی جبرهای لی ساده

ویلیام کیلینگ[۲۲] اولین کسی بود که بین سال‌های ۱۸۸۸ و ۱۸۹۰ طبقه‌بندی جبرهای لی ساده روی میدان اعداد مختلط را آغاز کرد. بعضی از اثبات‌های او ناقص بود و یا اشکال‌هایی داشت. الی کارتان[۲۳] این مسئله را به‌طور کامل حل کرد و در پایان‌نامه‌ی دکتری خود، در سال ۱۸۹۴، طبقه‌بندی دقیق و کامل جبرهای لی ساده را ارائه کرد. سپس در سال ۱۹۱۴، با ارائه‌ی فرم‌های حقیقی جبرهای لی مختلط، جبرهای لی ساده‌ی حقیقی را طبقه‌بندی کرد. البته در آن زمان به این موجودات، جبرهای لی گفته نمی‌شد، بلکه عبارت گروه‌های تبدیلات بی‌نهایت کوچک، برای آنها به‌کار برده می‌شد. عبارت جبرهای لی را جیکوبسون[۲۴] در سال ۱۹۳۵ به‌کار برد و وایل آن را اشاعه داد. در مورد گروه‌های لی که قبلاً به آن گروه‌های پیوسته و نیز گروه‌های تبدیلات گفته می‌شد؛ اولین بار عبارت گروه‌های لی را براوُر[۲۵]، که در آن زمان دست‌یار وایل بود، به‌کار برد

و سپس وایل و سایر ریاضیدانان آن را پذیرفتند. او البته این عبارت را در مورد گروه‌های بی‌نهایت کوچک نیز به‌کار برد، که بعدها عبارت جبرهای لی جای آن را گرفت. طبقه‌بندی جبرهای لی روی میدان اعداد مختلط شامل چهار خانواده $A_n\ (n\geq 1)$، $B_n (n\geq 2)$، $C_n (n\geq 1)$ و $D_n\ (n\geq 4)$ است که به‌ترتیب متناظر با جبرهای $sl(n+1,C)$، $sl(2n+1,C)$، $sp(2n,C)$ و $so(2n,C)$ هستند. علاوه برآن این طبقه‌بندی پنج نوع جبر خاص E_7، E_6، F_4، G_2 و E_8 با بعد به‌ترتیب ۱۳۳، ۷۸، ۵۲، ۱۴ و ۲۴۸ را نیز شامل می‌شود. مفهوم اساسی در این طبقه‌بندی، زیرجبر کارتان h است که یک زیرجبر پوچ‌توان ماکزیمال خاص است. ویژه مقادیر α مربوط به ad_h ریشه و ویژه بردارهای X_α، بردار ریشه و ویژه‌فضای متناظر g_α فضای ریشه نام دارند؛ طوری که مجموعه ریشه‌ها، ساختار خود جبر لی را تعیین می‌کنند. یکی از کارهای مهم کارتان معرفی فرم کارتان - کیلینگ بود. یک فرم دو خطی متقارن، که تحت تبدیلات خودریختی جبر لی ناورداست، طوری که اگر این فرم دوخطی غیرتبهگن باشد جبر لی نیم‌ساده خواهد بود. برای جبر لی نیم‌ساده، زیرجبرهای کارتان، زیرجبرهای ماکزیمال آبلی قطری‌پذیر هستند و فضای ریشه آنها یک‌بعدی است. در این حالت یک فرم حقیقی h_R از h را داریم طوری که تمام ریشه‌ها حقیقی هستند و ضرب آنها مثبت معین است. در این حالت مجموعه Δ را سیستم ریشه گویند که خود زیرمجموعه‌ای از فضای دوگان $h_R^*\backslash\{0\}$ و دارای این خاصیت اساسی است که تحت انعکاس نسبت به صفحه عمود بر هر ریشه، ناورداست. این انعکاس‌ها زیرگروه متعامد h_R را که گروه وایل نام دارد می‌سازد. لذا سیستم ریشه و طبقه‌بندی آن، ما را به طبقه بندی جبرهای لی ساده رهنمون می‌شود. با این حال انجام محاسبات در آن زمان پیچیده بود تا اینکه دینکین مفهوم ریشه‌ی ساده را مطرح کرد. اگر $\dim(h_R)=n$ باشد در آن‌صورت مجموعه ریشه‌های ساده‌ی n عضو α_i خواهد داشت، طوری‌که $a_{ij}=\frac{2(\alpha_i,\alpha_j)}{(\alpha_i,\alpha_i)}\leq 0$ به‌ازای $i\neq j$. ماتریس $A=(\alpha_{ij})$ ماتریس کارتان نام دارد و با استفاده از آن می‌توان گرافی به نام نمودار دینکین رسم کرد. این نمودار n گره دارد، که هر گره متناظر با یک ریشه‌ی ساده است؛ گره‌های α_i و α_j را خطوط $\alpha_{ij}\alpha_{ji}$ به هم ربط می‌دهند. دیاگرام‌های دینکین هم‌بند، که متناظر با جبرهای لی ساده هستند، به همان چهار خانواده بی‌نهایت و پنج خانواده‌ی مجزا طبقه‌بندی می‌شوند. نظریه‌ی جبرهای لی، پس آن که جیکوبسون در سال ۱۹۶۲ اولین کتاب در این زمینه را نوشت [۹] برای همه قابل‌فهم شد. تا پیش از آن، مراجع مربوط به این نظریه، مقاله دینکین ۱۹۵۰[۱۰] و پایان‌نامه‌ی کارتان و کارهای خود سوفوس لی بود.

۲-۲-۲. نمایش‌های جبر لی

در سال ۱۹۱۴، کارتان نمایش‌های تقلیل‌ناپذیر با بعد محدود، مربوط به جبرهای لی ساده را مطرح کرد. در هر نمایش عناصر زیرجبر کارتان h قطری‌پذیر و دارای ویژه مقادیر هم‌زمان $\nu\in h_R^*$ هستند که آنها را وزن می‌گویند، طوری که $\nu_\alpha=\frac{2(\nu,\alpha)}{(\alpha,\alpha)}$ برای تمام ریشه‌های α، عدد صحیح است. در بین وزن‌های مربوط به نمایش تقلیل‌ناپذیر، بالاترین وزن λ از وزن‌های دیگر مجزاست. این پرسش پیش می‌آید که آیا هر عنصری از h_R^* بالاترین وزن است؟ در بین وزن‌ها، وزن $\mu_{\alpha_j}^i=\frac{2(\mu^i,\alpha_j)}{(\alpha_i,\alpha_i)}=\delta_{ij}$ وزن اساسی نام دارد. کارتان ثابت کرد که برای جبرهای لی کلاسیک و نیز جبرهای لی خاص، وزن‌های اساسی همان بالاترین وزن هستند. کارتان در این مسیر، مدل‌های اسپین را برای جبرهای لی متعامد B_n و D_n مطرح کرد. آنها در واقع از نمایش‌های جبرهای کلیفورد ناشی می‌شوند، نکته‌ای که بعداً دیراک در بحث نسبیتی مربوط به اسپین الکترون مطرح کرد.

۲-۲-۳. روش‌های کلی جبری

در اواخر دهه‌ی ۴۰ شوالی[۲۷] و هریش چاندرا[۲۸] به‌طور مستقل روشی (بدون طبقه‌بندی) را برای پاسخ به دو پرسش اساسی کشف کردند. ۱. آیا هر دیاگرام دینکین، از یک جبر لی نیم‌ساده برمی‌خیزد؟ ۲. آیا هر وزن صحیح، بالاترین وزن نمایش تقلیل‌ناپذیر است؟ البته در اواسط دهه‌ی ۲۰، وایل[۲۹] تقلیل‌پذیری کامل تمام نمایش‌ها را با استفاده از روش‌های کلی و بدون نیاز به طبقه‌بندی ارائه کرده بود.

۲-۳. گروه‌های لی مختلط و فشرده، فرمول‌های وزن و مشخصه‌ی وایل

وایل مفهوم خمینه را در ریاضیات و تانسور وایل را در هندسه‌ی ریمانی (۱۹۱۳) و مفهوم چندلنگه‌ای[۳۰] را در فیزیک نسبیت عام (۱۹۲۹)، مطرح کرد. مفهوم نظریه‌ی پیمانه‌ای را نیز، او اولین بار به میان آورد (۱۹۱۸). از سال ۱۹۲۳ تا ۱۹۳۸ وایل نظریه‌ی گروه‌های لی فشرده را برحسب نمایش‌های ماتریسی ساخت و درباره‌ی گروه لی فشرده فرمول اساسی مشخصه را ارائه کرد. این نتایج، خود در فهم ساختار تقارن مکانیک کوانتوم، نقش اساسی دارند. گروه‌های غیرفشرده و نمایش‌های آنها (علی‌الخصوص گروه هایزنبرگ) نیز مشخصه‌ای از کارهای او درباره‌ی کوانتش وایل بود (۱۹۲۷). این نوع کوانتش پلی بین داده‌های کلاسیک و کوانتومی است. از این زمان به بعد، علی‌الخصوص به واسطه‌ی موقعیت وایل، مطالعه‌ی گروه‌های لی و جبرهای لی، قسمت مهمی از ریاضیات و فیزیک نظری شد. کتاب او با عنوان «گروه‌های کلاسیک»[۱۱] نظریه‌ی ناورداها؛ گروه‌های متقارن، گروه‌های خطی عام، گروه‌های متعامد و گروه‌های هم‌تافته، ناوردا و نمایش‌های آنها را شامل می‌شود. از جمله کارهای دیگری که در این دوره انجام شد، می‌توان به نظریه‌ی کارتان، درباره‌ی فضاهای همگن متقارن G/K که G گروه لی نیم‌ساده‌ی حقیقی و K زیرگروه فشرده‌ی ماکزیمال است، و تجزیه‌ی ایواساوا[۳۱] برای گروه لی G در سال ۱۹۴۹ اشاره کرد.

کتاب شوالی[۱۲] درباره‌ی نظریه‌ی گروه‌های لی، در سال ۱۹۴۶، اولین کتاب در این زمینه بود و شوالی در آن تمام نتایج اصلی را شرح داده است: ساختن جبر لی برای گروه لی، نگاشت‌نمایی، تناظر زیرگروه - زیرجبر، قضیه‌ی فون - نویمن در این‌باره که زیرگروه بسته‌ی گروه لی، گروه لی است؛ و این‌که هر گروه لی C^∞ تحلیلی حقیقی است. شوالی، گروه‌های لی فشرده را به‌طور عمیق شرح داده است. علاوه بر آن، تقلیل‌پذیری کامل تمام نمایش‌ها، قضیه‌ی کاملیت‌پطر - وایل، دوگانگیتاناکا - کراین را نیز شرح داده است.

از بین بیست و سه مسئله‌ای که هیلبرت در آغاز قرن بیستم آنها را مطرح کرد، مسئله‌ی پنجم هیلبرت، در ارتباط با گروه‌های لی است. مسئله‌ی پنجم هیلبرت: آیا هر گروه توپولوژیک به‌صورت کلی، هم‌ریخت با خمینه، باید گروه لی باشد؟ این مسئله را ابتدا فون‌نویمان، به‌صورت خاص، برای گروه‌های لی فشرده و شوالی برای گروه‌های حل‌پذیر حل کردند و در آخر در سال ۱۹۵۳ با تلاش‌های گلیسون[۳۲]، ایوازاوا و افراد دیگر به صورت کلی حل شد.

از جمله مباحث دیگر می‌توان به هندسه‌ی کلاف‌های تار[۳۳] علی‌الخصوص کلاف تار اصلی با تار گروه لی اشاره کرد که دراواخر دهه‌ی چهل پرورانده شد.

۲-۴ تقارن و قوانین پایستگی (قضیه‌ی نوتر)

پیشرفت در مباحث جبری مربوط به نظریه‌ی لی، در اواخر قرن نوزده و دهه‌های اول قرن بیستم آن‌قدر جالب بود که توجه ریاضیدانان

به هدف اصلی لی کم‌تر شد. تا این‌که در سال ۱۹۱۸ قضیه‌ی نوتر باعث شد که روش‌های لی در آنالیز امواج شوک، سولیتون‌ها، نظریه‌ی پراکندگی، نظریه‌ی پایداری، نظریه‌ی نسبیت، مکانیک شاره‌ها، نظریه‌ی کش‌سانی و جنبه‌هایی از فیزیک، مانند فیزیک غیرخطی که معادلات دیفرانسیل در آن نقش اساسی داشته باشد نیز به‌کار رود و این امر تا ۱۹۶۰ ادامه یافت. امی‌نوتر[۳۴] در مقاله‌ای در سال ۱۹۱۸، تحت تأثیر کلاین، روش‌های حساب وردش‌ها و نظریه‌ی گروه‌های لی را با هم ترکیب کرد و دیدگاه کلی قوانین پایستگی، مربوط به معادلات اویلر - لاگرانژ با تقارن مشخص را، به میان آورد. برای نمونه سیستم دینامیکی با یک متغیر وابسته φ و d متغیر مستقل x با کنش $s=\int \mathrm{L}\mathrm{d}^{\mathrm{d}}x$ که تحت تبدیلات $x'^{\mu}=x^{\mu}+\delta x^{\mu}$ و $\varphi'(x)=\varphi(x)+\delta\varphi(x)$ ناوردا باشد جریان‌های پایستگی به‌صورت:

$$\partial_{\mu}J^{\mu}{}_{\nu}=0 \quad J^{\mu}{}_{\nu}=\frac{\partial L}{\partial(\partial_{\mu}\varphi)}\Phi_{\nu}-\Theta^{\mu}{}_{k}X^{k}{}_{\nu}$$

خواهد داشت. در این روابط $\delta x^{\mu}=X^{\mu}{}_{\nu}\delta\omega^{\nu}$ و $\Theta^{\mu}{}_{\nu}=\frac{\partial L}{\partial(\partial_{\mu}\varphi)}\partial_{\nu}\varphi-\delta^{\mu}{}_{\nu}L$ و $\delta\varphi=\Phi_{\mu}\delta\omega^{\mu}$ است. از این جریان‌ها کمیت‌های پایسته‌ی زیر به دست می‌آید:

$$Q_{\nu}=\int J^{0}{}_{\nu}\,d^{d-1}x$$

برای نمونه در مسئله‌ی کپلر $S=\int(\frac{m}{2}v^{2}-\frac{\mu}{r})dt$ مولد تقارن نقطه‌ای شکل زیر را دارد:

$$X_0=\frac{\partial}{\partial t},\ X_{ij}=x^{j}\frac{\partial}{\partial x^{i}}-x^{i}\frac{\partial}{\partial x^{j}},\ Z=3t\frac{\partial}{\partial t}+2x^{i}\frac{\partial}{\partial x^{i}}$$

قوانین پایستگی، کمیت‌های پایسته، و تقارن‌های مربوط به این مسئله در جدول زیر فهرست شده‌اند. جبر لی مربوط به این تقارن‌ها به‌صورت $so(3)\oplus T_2$ است که $so(3)$ جبر دوران و T_2 جبر لی دو بعدی زیر است:

$$[\mathrm{X}_0,\mathrm{Z}]=3\mathrm{X}_0,\ [L_i,L_j]=\sum_k\varepsilon_{ijk}L_k,\ L_i=\sum_{j,k}\varepsilon_{ijk}X_{jn}$$

تقارن اساسی(ضمنی)	کمیت پایسته	قانون کپلر
بی‌نهایت کوچک لی - باکلاند $\delta X=X\times(V\times a)+(X\times V)\times a$	بردار لاپلاس $A=V\times M+\frac{\mu X}{r}$	قانون اول مدارهای بیضوی
چرخش بی‌نهایت کوچک $\delta X=X\times a$	تکانه‌ی زاویه‌ای $M=m(X\times V)$	قانون دوم برابری ناحیه‌ها
مقیاس $\overline{x}=a^{2}x$ و $\overline{t}=a^{3}t$	فیزیکی نیست	قانون سوم ناوردایی $\frac{t^{2}}{r^{3}}$

۲-۵. کاربرد نظریه‌ی گروه در فیزیک

۲-۵-۱. نظریه‌ی گروه‌ها در مکانیک کوانتومی

وایل اولین کسی بود که نظریه‌ی گروه‌ها را وارد مکانیک کوانتومی کرد. کتاب او با عنوان «نظریه‌ی گروه و مکانیک کوانتومی» (۱۹۲۸) از لحاظ نوشتار برای فیزیکدان‌ها به‌سختی قابل‌فهم بود. ویگنر[۳۵] یکی دیگر از کسانی بود که تقارن را در مکانیک کوانتومی به‌کار برد. او مبانی نظریه‌ی تقارن‌ها در مکانیک کوانتومی را در سال ۱۹۲۷ با ماتریس D ویگنر بنا

یوجین ویگنر هرمان وایل

نهاد. در واقع فون نویمان بود که به ویگنر نشان داد اگر هامیلتونی سیستم کوانتومی، تحت گروه تقارن G تغییر نکند، ویژه فضای H، فضاهای نمایش گروه G را جاروب می‌کند. کتاب ویگنر با عنوان «نظریه‌ی گروه‌ها و کاربرد آن در مکانیک کوانتومی و طیف‌نمایی اتم‌ها» (۱۹۳۱)، نظریه گروه‌ها را برای مخاطبان گسترده‌تری، قابل‌فهم کرد. بعداً وان در واردن[۳۶] در سال ۱۹۳۲ کتابی درباره‌ی نظریه‌ی گروه‌ها و مکانیک کوانتومی نوشت.

یکی از اصول فیزیک ذرات، که پاؤلی مطرح کرد، این است که اسپین بوزون‌ها و فرمیون‌ها ضریب (زوج یا فرد) اسپین الکترون است. برای ذره‌ای با اسپین S، نمایش $2s+1$ بعدی جبر لی $su(2)$ نقش مهمی در توصیف سیستم مکانیک کوانتومی دارد. ارتباط بین اسپین و آمار (اصل طرد پاؤلی) یکی از مهم‌ترین و اسرارآمیزترین موضوعات فیزیک است. ترازهای انرژی اتم‌های منفرد، بستگی به جهت نگاه‌کردن به آنها ندارد. لذا هامیلتونی سیستم، تحت گروه دوران در سه بعد ناوردا‌ست. بنابراین با اطلاع از بعد نمایش تقلیل‌ناپذیر گروه $su(3)$ و اصل طرد پاؤلی، می‌توان جدول تناوبی عناصر را توضیح داد.

مثال: اتم هیدروژن

با توجه به‌شکل پتانسیل کولنی $V=\frac{-Ze^{2}}{4\pi\varepsilon_{0}r}$ و این‌که هامیلتونی سیستم $H=\frac{P^{2}}{2m}+V$ با مولدهای گروه دوران $L_z\,L_y\,L_x$ جابه‌جا می‌شود، می‌توان دریافت که مقادیر تکانه‌ی زاویه‌ای $l=0,1,\ldots,n-1$ نمایش‌های مربوط به بالاترین وزن جبر $su(3)$ را نشان می‌دهند و ویژه مقادیر L_z، $-l\le m\le l$ نمایش تقلیل‌ناپذیر را علاوه بر آن تبهگنی اضافه‌ای به ازای هر n از مرتبه‌ی n^{2} داریم، که ناشی از تقارن غیرمحلی است (مولد لی - بکلوند). مجموعه مولدهای جابه‌جا شونده عبارتند از $(H,L^{2},L_z,\vec{A})$ که در آنها $\vec{A}=\frac{1}{2\mu\alpha}(\vec{L}\times\vec{p}-\vec{p}\times\vec{L})+\frac{\vec{r}}{r}$ است.

نمونه‌ی دیگر حدس وجود پادذرات است که دیراک از طریق سازگاری مکانیک کوانتومی، با تبدیلات لورنتس (گروه لورنتس) به تقارن مشهور خود رسید. در واقع امروز می‌توان ذرات مختلف را از روی نمایش‌های مربوط به گروه لورنتس، به‌دست آورد.

۲-۵-۲. جبر لی و طبقه‌بندی ذرات بنیادی

از جمله کاربردهای جبرهای لی در فیزیک، می‌توان به کار گلمن[۳۷] و نیمان[۳۸] در سال‌های ۶۱-۱۹۶۰ اشاره کرد که در طبقه‌بندی هادرون‌ها از نمایش‌های جبرهای لی استفاده کردند. (علی‌الخصوص جبر لی $su(3)$). هم‌چنین می‌توان از کاربرد گروه‌های لی در فیزیک حالت جامد نام برد: برای نمونه استفاده از نمایش‌های گروه‌های بلورنگاری، در مطالعه‌ی ناحیه‌ی بریلوئن و نیز استفاده از مفهوم شکست تقارن، در بحث انتقال فاز مرتبه دوم. امروزه در فیزیک هسته‌ای نیز با استفاده از گروه‌های مختلف

تقارن مربوط به پتانسیل‌های داخل هسته، به بررسی مدل‌ها می‌پردازند.

۲-۵-۳. نظریه‌ی یانگ - میلز و کاربرد در نظریه‌ی وحدت

تقارن در فیزیک (کلاسیک و کوانتوم) را می‌توان به دو نوع رده‌بندی کرد: تقارن فضازمان و تقارن داخلی. در واقع وایل اولین کسی بود که در سال ۱۹۱۸ در مقاله‌ای، با بیان مفهوم پیمانه و نیز تانسور وایل، سعی کرد که گرانش و الکترومغناطیس را وحدت دهد. این مقاله آغاز تحقیق درباره‌ی نظریه‌های وحدت بود. نظریه‌ی یانگ - میلز، در سال ۱۹۵۴[۱۴]، در مورد نیروهای هسته‌ای قوی، مطرح شد. این مدل تحت تبدیل پیمانه‌ای (تقارن داخلی) گروه لی $\mathrm{su}(3)$ ناوردا‌ست و میدان‌های پیمانه‌ای A_μ «جبر لی مقداره»[۳۹] هستند.

$$L = i\bar{\Psi}_{iI} D_{ij} \Psi_{jI} - m_I \bar{\Psi}_I \Psi_I - \frac{1}{2} Tr(F^{\mu\nu} F_{\mu\nu})$$

که در آن

$$(D_\mu)_{ij} = \delta_{ij}\partial_\mu - igA^a{}_\mu T^a{}_{ij} \quad \text{و} \quad F^c{}_{\mu\nu} = \partial_\mu A^c{}_\nu - \partial_\nu A^c{}_\mu + g f^{abc} A^a{}_\mu A^b{}_\nu .$$

این لاگرانژی تحت تبدیلات (تقارن داخلی) زیر ناورداست:

$$A_\mu(x) \to U(x) A_\mu(x) U^\dagger(x) + \frac{i}{g} U(x) \partial_\mu U^\dagger(x)$$

که در آن $U(x) \in SU(3)$. بعدها در سال ۱۹۶۴ نظریه‌ی سلام - واینبرگ (وحدت الکتروضعیف) با گروه پیمانه‌ای $SU(2)\times U(1)$ مطرح شد [۱۵]. سپس وحدت الکتروضعیف و هسته‌ای قوی [۱۶] با گروه پیمانه‌ای $SU(3)\times SU(2)\times U(1)$ و مدل وحدت بزرگ با گروه $\mathrm{su}(5)$ [۱۷] مطرح شد. هندسه‌ی مربوط به این مدل‌ها، همان هندسه‌ی کلاف‌های تار اصلی با تار گروه لی است.

۲-۵-۴. کاربرد جبرها و گروه‌های لی در نسبیت عام

کارتان اولین کسی بود که گرانش را به‌صورت نظریه‌ی پیمانه‌ای مطرح کرد (۱۹۲۲) [۱۸]. او در این مقاله، مفاهیمی را که امروزه کلاف اصلی تار گفته می‌شود (حدود سه دهه پیش‌تر از مطرح شدن این مفاهیم در هندسه) مطرح کرد. اما این مقاله در آن زمان آن‌قدر غیرقابل‌فهم بود که حتی ریاضیدانان بزرگی مثل وایل، بعدها (۱۹۳۸) نوشته‌های کارتان را خیلی سخت توصیف کردند. در سال ۱۹۵۶، دو سال پس از مطرح‌شدن نظریه‌ی پیمانه‌ای یانگ - میلز، اوتییاما[۴۰] [۱۹] اولین مدل پیمانه‌ای گرانش را پیش نهاد. البته در خود مقاله‌ی یانگ - میلز، به‌نوعی ساختار پیمانه‌ای گرانش مطرح شده بود.

پیرو کارهای انجام شده در کاربرد گروه تقارن در معادلات دیفرانسیل، از ۱۹۶۰ به بعد، استفانی[۴۱] و افراد دیگر نظیر ابراگیمو[۴۲] [۶-ب] این روش را در حل معادلات اینشتین به‌کار بردند.

در سال ۱۹۶۹، الیس[۴۳] و مک‌کالم[۴۴] [۲۰] مدل‌های کیهان‌شناسی همگن را با استفاده از روش‌های سیال کامل طبقه‌بندی کردند. در این مدل قسمت فضایی، فضا زمان، دارای تقارن ایزومتری، با گروه‌های لی سه‌بعدی حقیقی است (گروه‌های بایانکی). در سال ۲۰۰۲، هرویک[۴۵] [۲۱] تعمیم این کار را با استفاده از گروه‌های لی حقیقی چهاربعدی، برای مدل‌های کیهان‌شناسی ۱+۴ بعدی انجام داد. از جمله کارهای دیگر می‌توان به استفاده از گروه‌های بایانکی سه‌بعدی در مدل‌های کیهان‌شناسی ریسمان همگن و همسان‌گرد ۱+۳ بعدی اشاره کرد. تعمیم این کار به حالت ۱+۴ بعدی (با استفاده از گروه‌های لی حقیقی چهار بعدی) و نیز به حالت ۱+۲ بعدی (با استفاده از گروه‌های لی حقیقی دو بعدی) اخیراً در[۲۳] و [۲۴] انجام شده است.

۳. پیشرفت این شاخه‌ی ریاضیات و تأثیر آن در فیزیک از سال ۱۹۶۰ تا به امروز

۳-۱. جبرهای لی بی‌نهایت بعدی و کاربردهای فیزیکی آن

اولین بار کارتان، گروه‌های پیوسته‌ی ساده‌ی بی‌نهایت‌بعدی را بررسی کرد. بعدها در اواخر دهه‌ی ۶۰، ویکتورکک[۴۶] [۲۵] و رابرت مودی[۴۷] [۲۶] به‌طور مستقل جبرهای بی‌نهایت‌بعدی را مطالعه کردند. این جبرها بعداً به جبرهای کک - مودی شهرت یافتند. این نوع جبرها و نیز جبرهای ویراسورا (که نمونه‌ی خاصی از جبرهای بی‌نهایت‌بعدی است) بعدها در نظریه‌ی میدان هم‌دیس دوبعدی (۱۹۸۵)[۲۷] کاربرد پیدا کردند.

برای نمونه‌ی مدل WZW [۲۸]:

$$S_{WZNW}(g) = \frac{k}{4\pi}\int_\Sigma d\xi^+ d\xi^- < g^{-1}\partial_+ g, g^{-1}\partial_- g > + \frac{k}{24\pi}\int_B < g^{-1}dg, [g^{-1}dg, g^{-1}dg] >$$

که در آن $g \in G$ گروه لی است. جبر جریان‌های مربوط به این مدل همان جبر کک - مودی است و جبر مربوط به تانسور انرژی - تکانه همان جبر ویراسورا است.

۳-۲. ابرگروه‌های لی و کاربردهای فیزیکی آنها

پس از مطالعه‌ی ابرتقارن در نظریه‌ی ریسمان (در اوایل دهه‌ی ۷۰) [۲۹] این مفهوم به سایر شاخه‌های فیزیک کشیده شد. مفهوم ابرخمینه در این دهه را، فیزیکدان‌ها مطرح کردند[۳۰]. در اینجا علاوه‌بر مختصات معمول خمینه، مختصات گراسمان نیز وجود دارند. به تبعیت از آن، مفهوم ابرگروه‌های لی نیز پرورانده شد. اولین بار مفهوم ابرگروه پوانکاره را فیزیک‌دان‌ها به‌میان آوردند[۳۱]. سپس کک در سال ۱۹۷۷ ابرجبرهای لی را طبقه‌بندی کرد[۳۲]. امروزه ساختن مدل‌های فیزیکی روی ابرخمینه‌ها و ابرگروه‌ها مرسوم است.

۳-۳. گروه‌های لی کوانتومی و گروه‌های پواسون - لی

در سال ۱۹۷۸، با این ایده که مکانیک کوانتوم، دگردیسی از مکانیک کلاسیک است، دگردیسی ساختار هم‌تافته مربوط به فضای فاز (دگردیسی جبر لی - پواسون مربوط به فضای فاز) مطرح و از آنجا ایده‌ی کوانتوم گروه‌ها برخاست[۳۳]. گروه‌های کوانتومی، درمطالعه‌ی سیستم‌های انتگرال‌پذیر کوانتومی، نقش اساسی دارند. حالت کلاسیک این گروه‌ها را که همان گروه‌های پواسون - لی است، بعدها در سال ۱۹۸۵ درینفلد[۴۸] مطرح کرد[۳۴]. در این نوع گروه‌ها ساختارهای پواسون داریم که با ساختار گروهی سازگار است. جبر مربوط به این گروه‌ها را دو جبر می‌گویند. گروه‌های پواسون - لی و دو جبرهای لی در مطالعه‌ی سیستم‌های انتگرال‌پذیر کلاسیک[۳۵] و ساختارهای N=2,4,8 در نظریه‌ی ریسمان [۳۶] از اهمیت خاصی برخوردارند. علاوه بر آن این گروه‌ها و نیز دو جبرهای لی در مدل‌های سیگمای پواسون - لی دوگان[۳۷] نقش مهمی دارند. در واقع این مدل‌ها تعمیمی از مدل‌های ریسمان دارای تقارن دوگانگی[۳۸]هستند. درباره‌ی طبقه‌بندی دوجبرهای لی با بعد پایین و کاربرد آنها می‌توانید به [۳۹] و نیز درباره‌ی تعمیم آنها به حالت ابرگروه‌ها می‌توانید به [۴۰] و [۴۱] مراجعه کنید.

۳-۴. ساختار یاکوبی و گروه‌های یاکوبی- لی

هـر جبر لی روی میدان اعـداد به‌صورت مجـرد از روابط زیر تبعیت می‌کند:

$$\forall X,Y,Z \in L,\ \ \alpha,\beta \in F$$
$$1.[X,Y] = -[Y,X]$$
$$2.[\alpha X + \beta Y, Z] = \alpha[X,Z] + \beta[Y,Z],\ [Z,\alpha X + \beta Y] = \alpha[Z,X] + \beta[Z,Y]$$
$$3.[X,[Y,Z]]+[Z,[X,Y]]+[Y,[Z,X]] = 0$$

عـلاوه بر آن اتحاد لایب‌نیتس را داریم که می‌توان از اتحاد یاکوبی(خاصیت ۳) نتیجه گرفت (اگرجبر لی شرکت‌پذیر باشد):

$$4.[X,YZ] = Y[X,Z] + [X,Y]Z$$

در واقع اکثر پژوهش‌های مربوط به هندسـه و گروه‌های لی از دهه‌ی ۶۰ به بعد با تأکید به‌نوعی تغییر در یکی از چهار خاصیت فوق انجام شده است. در اینجا در ادامه سعی می‌شود که به چند نمونه از این کارها اشاره شود. برای نمونه می‌دانیم که ساختار پواسون روی یک خمینه نوعی جبر لی، روی مجموعه توابع F(M) تعریف شده روی خمینه‌ی M است. ساختار یاکوبی نظیر ساختار پواسون است با این تفاوت که این ساختار در خاصیت لایب‌نیتس صدق نمی‌کند. برای خمینه‌ی دلخواه M با مختصات $\{x^\mu\}$ و $\forall f,g,h \in F(M)$:

$$\{f,g\} = \Lambda^{\mu\nu}\frac{\partial f}{\partial x^\mu}\frac{\partial g}{\partial x^\nu} + fE^\mu\frac{\partial g}{\partial x^\nu} - gE^\mu\frac{\partial f}{\partial x^\nu}$$
$$\{fg,h\} = f\{g,h\} + \{f,h\}g - fgE^\mu\frac{\partial h}{\partial x^\mu}$$

که در آن $\Lambda^{\mu\nu}$ و E^μ مؤلفه‌های دوبردار و یک‌بردار هسـتند که برای ساختار پواسون $E^\mu=0$ است. اولین بار لیشنرویتز[۴۹] در سال ۱۹۷۸[۴۲] و کریلیف[۵۰] در ۱۹۷۶[۴۳] به‌طور جداگانه، این ساختار را مطرح کردند.

اخیراً این سـاختار روی گروه‌های لی (گروه‌های یاکوبی - لی) بررسـی شـده است[۴۴]. ساختار جبری مربوط به این گروه‌ها، ساختارهای دو جبر لی تعمیم‌یافته نام دارند. بررسی و باز فرمول‌بندی جبری این نوع دو جبرها و نیـز طبقه‌بندی آنها در ابعاد پایین و کاربرد آنها در مدل‌های فیزیکی، در دست مطالعه است[۴۵].

۳-۵. ساختار نامبو و جبرهای n- لی

در سـال ۱۹۷۳ نامبو[۵۱][۴۶] با تعمیم سـاختار پواسـون، به کروشه‌های سه‌تایی، سـعی کرد ساختار پواسون را برای فضاهای فاز با بعد فرد نیز تعمیم دهد. او مکانیک هامیلتونی تعمیم‌یافته را با ساختارهایی که امروزه به ساختارهای نامبو مشهور است، تعمیم داد. این ساختار، همان خواص ساختار پواسون را دارد با این تفاوت که به‌جای اتحاد یاکوبی، اتحاد اساسی را داریم

$$\forall f_i \in F(M),\quad \alpha_i \in F(\mathbb{C}-\mathbb{R}),\quad i = 1,..,n,$$
$$1.\{f_1,...,f_n\} = (-1)^{\epsilon(\sigma)}\{f_{(\sigma_1)},...,f_{(\sigma_n)}\}$$
$$2.\{\alpha_1 f_1 + \alpha_2 f_2, f_3,...,f_n\} = \alpha_1\{f_1,f_3,...,f_n\} + \alpha_2\{f_2,f_3,...,f_n\}$$
$$3.\{\{f_1,\dots,f_{n-1},f_n\},f_{n+1},\dots,f_{2n-1}\} + \{f_n,\{f_1,\dots,f_{n-1},f_{n+1}\},f_{n+2},\dots,f_{2n-1}\}$$
$$+\cdots+\{f_n,\dots,f_{2n-2},\{f_1,\dots,f_{n-1},f_{2n-1}\}\} = \{\{f_1,\dots,f_{n-1}\},f_n,f_{n+1},\dots,f_{2n-1}\}$$

سـاختار نامبو در بررسـی سیسـتم‌های ابرانتگرال‌پذیر کاربرد دارند[۴۷]. محاسبه‌ی این ساختار، روی گروه‌های لی با بعد پایین، اخیراً در [۴۸] انجام شده است. علاوه‌بر آن، مدل‌های سیگمای انتگرال‌پذیر جدیدی با استفاده از آنها اخیراً در [۴۹] ساخته شده است. در سال ۱۹۸۵ فلیپوف[۵۲][۵۰] خواص این سـاختار را به جبرهای لی تعمیم داد و از آنجا ایده‌ی جبرهای n - لی را مطرح کرد. پس از آن، تاختاجان[۵۳] در سال ۱۹۹۴[۵۱] خمینه‌های نامبو را مطـرح کرد. در سـال ۲۰۰۰ نیز وایزمـن[۵۴][۵۲] گروه‌های لی - نامبو را مطرح کرد. یکی از کاربردهای جبرهای سه لی، در نظریه‌ی بگر – لامبرت- گوستاوسـون[۵۵][۵۳] است. این نظریه، مدلی برای نظریه‌ی M2 در ۱۱ بعد اسـت. نظریه‌ی یانگ - میلز و ریسمان براساس جبرهای لی معمولی است؛ درحالی‌کـه در مدل BLG برای توصیف نظریه‌ی M، باید از جبرهای سـه لی اسـتفاده شود. طبقه‌بندی جبرهای سه لی ساده، اخیراً انجام شده است [۵۴]. تعمیم و تعریف دو جبرهای n - لی[۵۵] و قضایای مربوط، از جمله موضوع‌های پژوهش‌های روز است.

۳-۶. جبرهای لایب‌نیتس

جبرهـای لایب‌نیتـس را اولیـن بـار، لادی[۵۶] در سـال ۱۹۹۲ مطرح کرد[۵۶]. در واقع این نوع جبرها، جبرهایی هسـتند که خاصیت پادتقارن (خاصیت۱) را ندارند. هدف لادی، مطرح کردن حالت غیر جابه‌جایی، برای جبرهای لی بود. امروزه این جبرها بررسی می‌شوند. اطلاعات کمی درباره‌ی گروه‌هـای مربوط به این جبرها، که آنهـا را Lie-Rock می‌گویند[۵۷]، در دسترس است. تعریف دوجبرهای لایب نیتس و خواص آنها از جمله کارهای در دست تحقیق است [۵۸].

زیرنویس:

1. Marius Sophus Lie
2. Eid
3. Moss
4. Oslo
5. Kristiania
6. Peter Ludwig Mejdell Sylow (۱۹۱۸-۱۸۳۲)
۷. نظریه گالوا (Galois) در مورد حل‌پذیری معادله‌ی جبری بر حسـب رادیکال‌ها اسـت که این حل‌پذیری بسـتگی به حل‌پذیر بودن گروه تبدیلات (جای‌گشـت) معادله دارد که مشهور به گروه گالوا اسـت. قضیه‌ی اساسی نظریه‌ی گالوا به‌صورت زیر اسـت: گروه گالوا مربوط به معادله‌ی جبری مرتبه n حل‌پذیر است اگر n≤۴ باشد و برای n≥۵ به جز حالت‌های خاص حل‌پذیری ممکن نیست.
8. Jean-Victor Poncelet (1867-۱۷۸۸)
9. Julius Plücker (۱۸۶۸-۱۸۰۱)
10. Felix Kline (۱۹۲۵-۱۸۴۹)
11. Marie Ennemond Camille Jordan (۱۹۲۲-۱۸۳۸)
12. Jean-Gaston Darboux (۱۹۱۷-۱۸۴۲)
13. group of movements
14. complexes
15. Gaspard Monge (۱۸۱۸-۱۷۴۶)
16. contact
۱۷. خواننده‌ی علاقه‌مند می‌تواند مجموعه مقالات لی را در[۶] پیدا کند.
18. span
19. Ernest Vessiot
20. Guldberg
21. Albert Victor Bäcklund (۱۹۲۲-۱۸۴۵)
22. William Killing (۱۹۲۳-۱۸۴۷)
23. Élie Joseph Cartan (۱۹۵۱-۱۸۶۹)
24. Nathan Jacobson (۱۹۱۰-۱۹۹۹)
25. Richard Brauer (۱۹۰۱-۱۹۷۷)
26. Eugene Borisovich Dynkin (متولد ۱۹۲۴)
2719. Claude Chevalley (۱۹۸۴-۱۹۰۹)
28. Harish-Chandra (۱۹۸۳-۱۹۲۳)
29. Hermann Weyl (۱۹۵۵-۱۸۸۵)
30. vielbien
31. Kenkichi Iwasawa (۱۹۱۷-۱۹۹۸)
32. Andrew Mattei Gleason
33. fiber bundles
34. Emmi Noether (۱۸۸۲-۱۹۵۳)
35. Eugene Wigner (۱۹۰۲-۱۹۹۵)
36. Bartel Leendert vander Waerden (۱۹۰۳-۱۹۹۶)
37. Murray Gell-Mann

38. Yuval Ne'eman
39. Lie algebra valued
40. Utiyama
41. Stephani
42. Ibragimou
43. Ellis
44. Mac Callum
45. Hervik
46. Victor Kac (متولد ۱۹۴۳)
47. Robert Moody (متولد ۱۹۴۱)
48. Drinfeld
49. Lichnerowicz
50. Kirillov
51. Nambu
52. Filippov
53. Takhtajan
54. Vismann
55. BLG
56. Lady

منابع و مراجع

[۱] ریاضی‌دانان نامی، تألیف اریک تمپل بل، ترجمه حسن صفاری، انتشارات امیرکبیر، ۱۳۶۴.

[2] S. Helgason, "Sophus Lie, the mathematician", Courtesy of Scandinavian University Press.

[3] S. Lie, "On complexes-in particular, line and sphere complexes-with applications to the theory of partial differential equations", Math. Ann. 5 (1872) 145-208.

[4] A. Gonzalez-Lopez, N. Kamran and P. J. Olver, "Lie algebras of vector fields in the real plane", Proc. London. Math. Soc. 64 (1992) 339-368.

[5] S. Lie and F. Engel, "Theory of transformation groups", Vol. 1-3; Leipzig B. G. Teubner, (1888), (1890), (1893) (in German).

پیدا کنید arXiv:0910.0801 قسمت‌هایی از این کتاب‌ها را می‌توانید در مقاله

[6-a] Sophus Lie, "Collected works", Leipzig-Oslo; B. G. Teubner and H. Aschehoug, (1922)-(1937).

اکثر مقالات به‌صورت ترجمه شده به انگلیسی را می‌توانید در مرجع زیر پیدا کنید:

[6-b] N. H. Ibragimov(ed), "CRC Handbook of Lie group analysis of differential equations", in vol. 1-3. Boca Raton, Florida: CRC Press, (1994), (1995), (1996).

[7] N. H. Ibragimov, "Elementary Lie group analysis and ordinary differential equations", John Wiley & Sons, (1999).

[8] V. S. Varadarjan, "Historical review of Lie theory".

[9] N. Jacobson, "Lie algebras", Dover publications. Inc. N. Y. 1979.

[10] E. B. Dynkin, "The structure of semi-simple algebras", Am. Math.Soc. 17 (1950) 143.

[11] H. Weyl, "The classical groups, their invariants and representations", Princeton University Press, (1939).

[12] C. Chevalley, "Theory of Lie groups", Princeton University Press, (1946).

[13] L. H. Ryder, "Quantum field theory", Cambridge University Press, (2001).

[14] C. N. Yang and R. Mills, "Conservation of isotropic spin and isotopic gauge invariance", Phys. Rev. 96 (1954) 191.

[15] S. Weinberg, "A model of leptons", Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264. A. Salam and J. C.Ward, Phys. Lett. 13, 168 (1964);A. Salam, in "Elementary particle theory", edited by N. Svartholm, Almquist and Wiksells, (1968). Stockholm.

[16] S. L.Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani, Phys. Rev. D 2, 1285 (1970). Jogesh C. Pati and Abdus Salam, Lepton number as the fourth “color”, Phys. Rev. D 10 (1974), 275–289.

[17] H. Georgi and S. Glashow, "Unity of all elementary-particle forces", Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 438.

[18] A. J. Coleman, "Groups and physics-Dogmatic options of a senior citizen", Notice of the AMS, 44 (1997) 8-17.

[19] R. Utiyama, "Invariant theoretical interpretation of interaction", Phys. Rev. 101 (1956) 1597.

[20] G. F. R. Ellis and M. A. H. Mac Callum, "A class of homogeneous cosmological models", Comm. Math.Phys. 12 (1969) 108.

[21] S. Hervik, "Multidimensional cosmology: spatially homogeneous models of dimension 4+1", Class. Quant. Grav. 19 (2002) 5409.

[22] N. A. Batakis and A. A. Kehagias, Nucl. Phys. B 449 (1995) 248.

[23] B. Mojaveri and A. Rezaei-Aghdam, "4+1 dimensional homogeneous anisotropic string cosmological models", Int. J. Mod. Phys.A 27 (2012) 1250032.

[24] A. Rezaei-Aghdam, "On 2+1dimensional homogeneous anisotropic string cosmological models".

[25] V. Kac, "Infinite dimensional Lie algebras", Combridge University Press, (1990).

[26] R. V. Moody, "Lie algebras associated with generalized Cartan matrices", Bull. Am. Math. Soc. 73 (1967) 217.

[27] A. Belavin, A. Polyakov and A. Zamolodchikov "Infinite conformal symmetry in two dimensional quantum field theory", Nucl. Phys. B 241 (1984) 333.

[28] E. Witten, Comm. Math. Phys. 92 (1984) 455.

[29] P. Ramond, "Dual theory for free fermions", Phys. Rev. D 3 (1971) 2415; A.Neveu and J. H. Schwarz, "Factorizable dual modes of piones", Nucl. Phys. B 31 (1971) 86.

[30] F. A. Berezin and D. A. Leites, "Supermanifolds", Sov. Math.Dokl. 16 (1975) 1218; R. Arnowitt and P. Nath, "Riemannian geometry in spaces with Grassmann coordinates", Gen. Rel. Grav. 7 (1976) 89.

[31] Yu. A. Golfand and E. P. Likhtman, JETP. Lett.13 (1971) 323.

[32] V. Kac, "Classification of simple Lie superalgebras", Funct. Anal. Appl. 9 (1975) 263; "Lie superalgebras", Adv. Math. 26 (1977) 8.

[33] F. Bayen, M. Flato, C. Fronsdal, A. Lichnerowicz and D. Sternheimer, "Deformation theory and quantization I, Deformations of symplectic structures II.Physical applications", Ann. Phys. 111 (1978) 61-110, 111-151.

[34] V. G. Drinfel'd, "Hamiltonian structures on Lie groups, Lie bialgebras and the geometric meaning of the classical Yang-Baxter equations", Sov. Math.Dokl. 27 (1983) 68-71.

[35] M. A. Semenov-Tian-Shansky, "What is classical r-matrix?", Func. Anal. Appl. 17 (1983) 259; A. A. Belavin and V. G. Drinfel'd, "Solutions of the classical Yang-Baxter equation for simple Lie algebras", Func. Anal.Appl. 16 (1982) 159.

[36] S. E. Parkhomenkov, "Extended superconformal current algebras and finite-dimensional Manin triples", Sov. Phys. JETP. 75 (1992) 1-3.

[37] C. Klimcik and P. Severa, "Dual non-Abelian duality and the Drinfeld double", Phys. Lett. B 351 (1995) 455.

[38] T. H. Buscher, "Path-integral derivation of quantum duality in nonlinear sigma-models", Phys. Lett.B 18 (1988) 466.

[39] M. A. Jafarizadeh and A. Rezaei-Aghdam, "Poisson-Lie T-duality and Bianchi type algebras", Phys. Lett.B 458 (1999) 477.

[40] A. Eghbali, A. Rezaei-Aghdam and F. Heidarpour, "Classification of two and three dimensional Lie superbialgebras", J. Math. Phys. 51 (2010) 073503.

[41] A. Eghbali and A. Rezaei-Aghdam, "Poisson-Lie T-dual sigma models on supermanifolds", JHEP 09 (2009) 094.

[42] A. Lichnerowicz, J. de Math. Pur.Appl. 57 (1978) 453.

[43] A. Kirillov, "Local Lie algebras", Ru. Math.Surv.31 (1976) 55.

[44] D. Iglesias and J. C. Marrero, "Generalized Lie bialgebras and Jacobi structures on Lie groups", Isr. J. Math. 133 (2003) 285, [math-ph/0102171].

[45] A. Rezaei-Aghdam and M. Sephid, "Classification of low dimensional Jacobi-Lie bialgebras", Work in progress.

[46] Y. Nambu,"Generalized Hamiltonian Mechanics", Phys. Rev. D 7 (1973) 2405-2412.

[47] T. Curtrit and C. Zachos, "Classical and Quantum Nambu Mechanics", Phys. Rev. D 68 (2003) 085001, [arXiv:hep-th/0212267].

[48] S. Farhang-Sardroodi, A. Rezaei-Aghdam and L.Sedghi-Ghadim, "Nambu structures on four dimensional real Lie groups", [arXiv:1206.1940[math-ph]].

[49] S. Farhang-Sardroodi and A. Rezaei-Aghdam, "Two dimensional Nambu sigma model", [arXiv:1209.1975[hep-th]].

[50] V. T. Filippov, "n-Lie algebras", Sib Math Journal 26 (1986) 879.

[51] L. Takhtajan, "On foundations of the generalized Nambu mechanics”, Comm. Math.Phys. 160 (1994) 295-315.

[52] I. Vaisman, "Nambu-Lie groups", J. Lie Theory 10 (2000) 181-194.

[53] J. Bagger and N. Lambert, Gauge symmetry and supersymmetry of multiple M2-branes,Phys. Rev. D 77 (2008) 065008 [arXiv:0711.0955], A. Gustavsson, Algebraic structures on parallel M2-branes, Nucl. Phys. B 811 (2009) 66[arXiv:0709.1260].

[54] Chong-Sun Chu,"Cartan-Weyl 3-algebras and the BLG Theory I: Classification of Cartan-Weyl 3-algebras", arXiv:1004.1397.

[55] A. Rezaei-Aghdam, L.Sedghi-Ghadim and S. Ghanizadeh, "n-Lie bialgebras", Work in progress.

[56] Loday J L. Une version non commutative des algebres de Lie: les algebres de Leibniz.
Enseign Math, 1993, 39: 269-292

[57] K. Kinyon, Leibniz algebra, Lie racks and digroups, J. Lie Theory 17 (2007) 99–111

[58] A. Rezaei-Aghdam and L.Sedghi-Ghadim, "Leibniz bialgebras", Work in progress.

اندازه‌گیری مقدار عناصر موجود در آب آشامیدنی بروجرد با استفاده از روش PIXE

مریم گودرزی
گروه فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی، واحد بروجرد
محمود مرادی، پروین اولیایی
پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای سازمان انرژی اتمی ایران، تهران

آب یکی از فراوان‌ترین ترکیبات روی زمین، به‌طور خالص در طبیعت یافت نمی‌شود، زیرا قدرت حلالیت آن بسیار زیاد است و بسیاری از عناصر موجود در مسیر خود را کم یا بیش حل می‌کند. افزونی غلظت عناصر مختلف در آب آشامیدنی می‌توان اثرات نامطلوبی بر سلامتی افراد بگذارد و دانستن غلظت عناصر مختلف در آب آشامیدنی از نظر بهداشت عمومی شهروندان اهمیت دارد. در این بررسی نمونه‌های آب آشامیدنی شهرستان بروجرد با روش PIXE (Particle Induced X-ray Emission) آنالیز شده است. با این روش می‌تواند کلیه‌ی عناصر موجود در آب آشامیدنی با عدد اتمی $Z\geq 11$ را در یک نوبت شناسایی و مقدارشان را تعیین کرد.

مقدمه

شهرستان بروجرد با جمعیتی حدود ۳۷۶۰۰۰ نفر در شمال شرقی استان لرستان قرار دارد. سرچشمه‌ی آب آشامیدنی این شهرستان در کوه‌های این شهر قرار دارد و آب پس‌از انتقال به منبع اصلی شهر، در شبکه‌ی توزیع و آب‌رسانی قرار می‌گیرد. شناسایی عناصر موجود در آب در زمینه‌های مختلفی از جمله کشاورزی، صنایع غذایی و پزشکی اهمیت زیادی دارد. تعداد قابل توجهی از امراض با کاستی یا فزونی غلظت تعدادی از عناصر کم‌مقدار در بدن ارتباط مستقیم دارند[۱،۲،۳،۴،۵،۶] و از آنجا که حدود ۲۵ درصد این عناصر از طریق آب آشامیدنی وارد بدن می‌شوند باید به میزان آلودگی آب توجه کرد. بافت‌های زیستی به‌جز مواد آلی دربردارنده‌ی غلظت‌های بسیار کم عناصر سنگین‌تر هستند که عناصر کم‌مقدار خوانده می‌شوند. تعریف معمول برای عناصر کم‌مقدار غلظتی کمتر از 10^{-4} گرم در یک گرم از نمونه‌ی مورد نظر است. برخی از این عناصر ضروری و برخی سمی هستند.

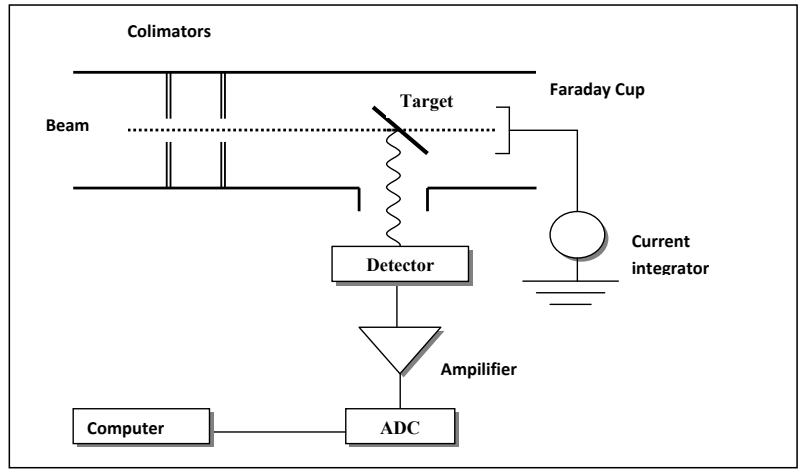
برآورد شده است که انسان عناصر سنگین را تقریباً به یک اندازه از آب و غذا جذب می‌کند[۷] بنابراین معلوم است خلوص آب تا چه اندازه اهمیت دارد. مقدار مجاز املاح آب را که مؤسسه‌ی استاندارد بین‌المللی معین کرده[۸،۹]، در جدول ۱ آمده است.

روش‌های مختلفی برای کنترل آب و اندازه‌گیری عناصر کم‌مقدار آن پیشنهاد شده است که یکی از بارزترین آنها PIXE است. از مزایای PIXE می‌توان به چند روش اشاره کرد: ساده بودن روش، کارایی بالا، امکان اندازه‌گیری سریع، شناسایی عناصر موجود در نمونه با $Z\geq 11$ در مدت‌زمان کوتاه و دقت اندازه‌گیری بالا در حدود صدم میلی‌گرم در لیتر.

روش آزمایش

آنالیز پرتو X گسیل‌شده یکی از بهترین روش‌های آنالیز عنصری برای تشخیص نوع و میزان عناصر در نمونه‌های مختلف است. در روش PIXE نمونه‌ی کوچکی از ماده‌ی مورد نظر با پروتون بمباران می‌شود و فوتون‌های X گسیل‌شده با آشکارگر شمارش می‌شود. هر عنصر انرژی مشخصه‌ای دارد بنابراین با شمارش فوتون‌های پرتو X با انرژی مشخصه‌ی هر عنصر می‌توان مقدار آن عنصر را سنجید. در این بررسی برای بمباران نمونه‌ی آب از شتاب‌دهنده‌ی وان‌دوگراف بخش فیزیک هسته‌ای پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای استفاده شده است.

تمام مسیر عبور باریکه از شتاب‌دهنده‌ی وان‌دوگراف تا هدف، در خلأ کمتر



شکل۱- نمای ساده‌ی چیدمان آزمایش.

از 10^{-5} Torr قرار دارد. در مسیر باریکه دو هم‌راستاگر قرار دارد. در شکل ۱ مسیر باریکه و چیدمان آزمایش به‌صورت ساده نمایش داده شده است[۱۰].

در این پژوهش نمونه‌های آب آشامیدنی شهر بروجرد از آب روانی که حدود چند دقیقه در لوله در یکی از منازل این شهر جریان داشته برداشته شده است تا املاح و عناصر ته‌نشین شده‌ی درون لوله وارد نمونه نشود. ظرف نمونه نیز چندین بار شست‌وشو شده تا از ورود مواد خارجی به آب جلوگیری شود. برای مقایسه‌ی آب آشامیدنی منازل با آب منبعی که در شهر توزیع می‌شود از آب منبع اصلی نیز جهت آنالیز چند نمونه تهیه شده است.

برای افزایش دقت اندازه‌گیری، به نمونه‌های آب مختلف مقدار ۲۵ppm محلول ایتریم افزوده می‌شود. عنصر شاخص باید عنصری باشد که در آب وجود ندارد و مقدار آن باید تا حد ممکن کم باشد. پس از افزودن شاخص، نمونه با هم‌زدن همگن می‌شود و چند قطره از آن به‌صورت یکنواخت بر روی ورقه‌ی نازک کپتون قرار داده می‌شود. ورقه‌ی کپتون سپس در سیستم تمیز با دمای حدود $35^{\circ}C$ گذاشته می‌شود تا آب آن تبخیر شود. نمونه‌ای که به این‌صورت آماده شده است درون محفظه‌ی هدف با باریکه‌ی

نام عنصر	علامت شیمیایی	حداکثر مقدار مجاز بر حسب (mg/lit)
سرب	Pb	۰٫۰۰۵
جیوه	Hg	۰٫۰۰۰۱
باریم	Ba	۱
آنتیموان	Sb	۰٫۰۰۰۵
کادمیم	Cd	۰٫۰۰۰۵
مولیبدن	Mo	۰٫۰۰۷
آرسنیک	As	۰٫۰۰۵
روی	Zn	۳
مس	Cu	۱
نیکل	Ni	۰٫۰۰۲
آهن	Fe	۰٫۳
منگنز	Mn	۰٫۵
کرم	Cr	۰٫۰۰۵
وانادیم	V	۰٫۰۱
کلسیم	Ca	۲۰۰
کلر	Cl	۴۰۰
گوگرد	S	۱۳۰
آلومینیوم	Al	۰٫۲
منیزیم	Mg	۵۰
سدیم	Na	۲۰۰

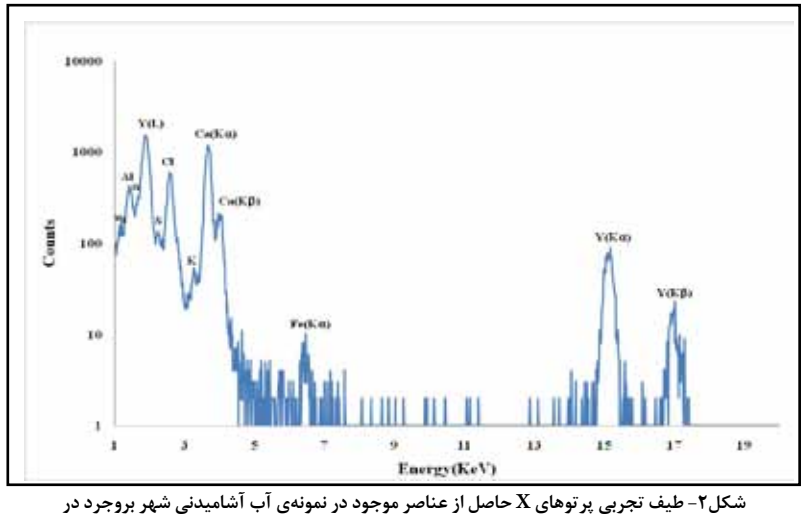
جدول۱- حداکثر مقدار مجاز عناصر شیمیایی موجود در آب آشامیدنی.

پروتون فرودی با انرژی ۲MeV و جریان حدود ۲/۵nA بمباران می‌شود. پرتوهای X مشخصه را آشکارساز Si(Li) در زاویه‌ی ۱۳۵ درجه نسبت به امتداد باریکه‌ی فرودی ثبت و شمارش می‌کند.

خطای اندازه‌گیری

یکی از خطاهای اندازه‌گیری در روش PIXE خطای آماری در طیف است که برای عناصر کم‌مقدار به‌دلیل کم‌بودن میزان شمارش افزایش می‌یابد. چون در این روش مقدار هر عنصر از نسبت تعداد فوتون‌ها به تعداد فوتون‌های عنصر شاخص معلوم می‌شود خطای برخاسته از اندازه‌گیری پرتو فرودی و هم‌چنین خطای شبیه‌سازی طیف حذف می‌شود.

برای کاهش خطای آماری داده‌گیری تا زمانی که تعداد فوتون‌های زیر قله‌ی عنصر شاخص به ۱۰۰۰ برسد ادامه داده می‌شود. در این صورت مقدار خطای آماری برای عنصر شاخص برابر ۳ درصد ($1/\sqrt{1000}$) است. باتوجه به مقدار کم سطح زیر قله، مقدار موردنظر حداکثر به زیر ۲۰ درصد کاهش می‌یابد که برای چنین اندازه‌گیری مقدار بسیار قابل قبولی است.



شکل۲- طیف تجربی پرتوهای X حاصل از عناصر موجود در نمونه‌ی آب آشامیدنی شهر بروجرد در فروردین‌ماه۱۳۹۱

نتیجه‌گیری

شـکل۲ طیف تجربـی پرتوهای X گسیل‌شـده از عناصـر موجود در نمونه‌ی آب آشامیدنی شهر بروجرد در فروردین‌ماه ۱۳۹۱ را نشان می‌دهد. در جدول ۲، نتایجی که بر اساس طیف‌های مشابه برای هر ماه به‌دست آمده اسـت فهرست شده است (مقادیر بر حسـب میلی‌گرم بر لیتر). با مقایسه‌ی جدول‌های ۱ و ۲، معلوم می‌شـود که آب آشـامیدنی بروجـرد فاقد عناصر کم‌مقدار سـمی نظیر آرسنیک، سـرب، جیوه و ... است ولی میانگین مقادیر برخی از عناصر کم‌مقدار نظیر کلسـیم، آهن و آلومینیوم در زمسـتان بیش از حد مجاز اسـت، که دلیل آن می‌تواند ناشـی از افزایش این عناصر در اثر بارندگی و شسته‌شـدن مسـیری باشـد که آب باران طی می‌کند. در حالت کلی آب شـهر بروجـرد از نظر عناصر کم‌مقدار در حـال حاضر در وضعیت مناسبی قرار دارد.

مراجع

[1] Anan N (1987) Action of trace element in the drinking water on the cardiovascular system, Gig. Sanit., 10, 75.
[2] Bostrom H and Wester PO. (1982) Trace elements in drinking water and death in cardiovascular disease, Acta Med. Scand., 181 (4), 465.
[3] Heck D, Ochs A, Klempnow A, Maier K and Kratt (1987) Localized chances of trace elements concentration within diseased human liver lobules, Nucl. Instr. And Meth.,22, 196.
[4] Ivankovic Ed., Takacs S. And Kovace Z. (1980) Oral center and trace elements in drinking water, For S., 63(11), 321-325.
[5] Prasad A. (1985) Essential trace elements in human health and disease, J. Am. Coll. Nutr.,4(1), 1-2.
[6] Takacs S. (1982) Dental caries and trace elements in drinking water, Drv. Hetil., 113(20), 1062-1064.
[7] Van grieken R. (1996) Operational guide on Sampling Storage and Sample preparation procedures for XRF Analysis of Environmental Materials, IAEA.
[8] W.H.O. (1993) Guidelines for Drinking Water Quality, Geneva.
[9] Zuane J. (1990) Handbook of Drinking Water Quality Standards and controls, Van Nostrand Reinhold, 17.
[10] S. A. E. Johansson, J. L. Campbell, K. G. Malmqvist, "Particle Induced X-Ray Emission Spectrometry", John Wiley & Sons, 1995.

	Na	Mg	Al	Si	S	Cl	K	Ca	Fe	Cu	Zn
فروردین	۱۵،۰۵	۱۰،۳۸	۰،۲۶	۱۳،۸۷	۷،۹۸	۶۹،۴۸	۴،۴۵	۱۴۶،۹۰	۰،۳۸	-	۰،۰۱
اردیبهشت	-	۸،۳۶	-	۹،۹۰	۴،۵۵	۷۸،۹۹	۳،۷۰	۱۴۲،۵۶	۰،۲۹	۰،۰۲	۰،۰۳
خرداد	-	۲،۸۶	-	۵،۴۰	۴،۲۳	۹۱،۹۳	۱،۳۲	۱۴۴،۲۸	۰،۲۵	۰،۰۵	-
تیر	۱۹،۵۰	۴۰،۰۰	-	۱۲،۰۰	۲،۵۰	۹۱،۰۰	۳،۵۰	۱۰۵،۰۰	۰،۰۶	-	۰،۰۳
مرداد	۱۷،۸۰	۲۷،۲۰	-	۴،۶۰	۱،۶۰	۵۵،۰۵	۲،۶۰	۵۴،۲۰	۰،۱۰	۰،۰۳	۰،۰۳
شهریور	۱۷،۵۰	۳۱،۵۰	۲،۷۵	۶،۵۰	۳،۲۵	۴۷،۲۵	۱،۷۵	۱۰۴،۲۵	۰،۰۸	۰،۰۱۳	۰،۰۴
مهر	۱۰،۲۵	۲۴،۷۵	-	۴،۲۵	۰،۵۰	۴۵،۷۵	۲،۵۰	۵۹،۰۰	۰،۰۵	۰،۰۳	۰،۰۳
آبان	۱۰،۲۵	۲۲،۵۰	-	۵،۲۰	۴،۷۵	۳۴،۷۵	۱،۷۵	۵۰،۵۰	۰،۰۹	۰،۰۳	۰،۰۴
آذر	۷،۷۵	۱۸،۷۵	-	۵،۱۰	۰،۵۰	۳۸،۰۰	۱،۷۵	۴۹،۲۵	۰،۰۳	۰،۰۴	۰،۰۴
دی	۸،۱۵	۳۵،۲۵	-	۱۰،۵۰	۶،۵۰	۹۲،۷۵	۳،۷۵	۸۳،۲۵	۰،۰۳	۰،۰۵	۰،۰۱
بهمن	-	۹،۴۸	۰،۶۸	۱۰،۱۱	۵،۴۶	۵۵،۶۹	۲،۵۰	۳۷۴،۱۹	۰،۶۵	-	۰،۰۲
اسفند	-	۱۳،۱۴	۲،۴۷	۲۲،۸۰	۵،۴۶	۲۷،۲۶	-	۱۹۳،۶۳	۰،۹۰	۰،۰۴	۰،۰۳

جدول۲- نتایج اندازه‌گیری عناصر کم‌مقدار موجود در آب آشامیدنی شهر بروجرد در ماه‌های مختلف برحسب (mg/lit).

*خط - نشان می‌دهد مقدار عنصر در نمونه، کمتر از حد اندازه‌گیری در این آزمایش‌ها می‌باشد.

بازتاب

برون‌داد دانشگاه و دانشجویان ورودی دوره‌ی دکتری فیزیک

فیروز آرش
گروه فیزیک، دانشگاه تفرش

نتایج آزمون دکتری در فیزیک نشان می‌دهد که دانش داوطلب‌ها در فیزیک، به‌طور شگفت‌آوری ناچیز و حتی منفی است. به‌نظر می‌رسد که در رتبه‌بندی آنها، نمره‌ی آزمون زبان سهم چشم‌گیری دارد. هم‌چنین نتایج آزمون نشان می‌دهد که دانشگاهِ محل تحصیل دانشجو، نقش چندانی در بالا بردن دانش فیزیک داوطلب نداشته است. افزون بر این، آمار بررسی شده نشان می‌دهد که سهم دانشجویانی که کارشناسی ارشد را در دانشگاه‌های تهران گذرانده‌اند، در ۳۰۰ رتبه‌ی نخست آزمون ۷۰٪ و سهم شهرستان‌ها و شهرهای دیگر تنها ۳۰٪ است.

دانشگاه کجاست؟

می‌توان به این پرسش به دو صورت پاسخ داد. (۱) دانشگاه جایی است که در آنجا دانش گردآوری شده، به دانشجو آموزش داده می‌شود. (۲) دانشگاه جایی است که در آنجا اندیشیدن و روش تولید دانش نو، آموخته می‌شود. نگاه نخست، دانشگاه را یک آموزشگاه می‌شناسد و معمولاً از زایندگی بی‌بهره است. نگاه دوم به مفهوم دانشگاه نزدیک‌تر است. در این نگاه، دانشگاه، از میان دانش‌آموخته‌های دبیرستان، برخی را که شایسته‌اند برمی‌گزیند و در یک روند درازمدت، آنها را برای تولید دانش نو، روش‌های زندگی نو و بهتر، آماده می‌کند. بخشی از این برگزیدگان نخستین، پس از سپری کردن دوره‌ی کارشناسی، با اندوخته‌ای از دانش عمومی، دانشگاه را رها و به بازار کار می‌روند. بخش دیگر به دوره‌های تکمیلی راه می‌یابند و یک‌بار دیگر آزمون شایستگی را پشتِ سر می‌گذارند. از میان این گروه، تعداد اندکی با معیارهای سخت علمی برگزیده می‌شوند و به دوره‌های دکتری راه می‌یابند. فرض بر این است که گروه آخر باهوش‌ترین، باانگیزه‌ترین و سرآمدترین جوان‌های یک جامعه‌اند و به‌راستی جستجوگران و تولیدکنندگان دانش نو، اندیشه‌ی نو و زندگی نو هستند.

پرسش این است که آیا دانشگاه‌های ما، این گزینش چند مرحله‌ای و انتخاب برترین‌های جامعه را انجام می‌دهند یا نه؟ پاسخ این پرسش به عوامل زیادی بستگی دارد و نیازمند پژوهشی در گستره‌ی جامعه شناسی، آسیب‌شناسی، و فلسفه‌ی آموزش است. در اینجا من فقط به جنبه‌ی بسیار خاصی می‌پردازم و به آماری که از نتایج آزمون دکتری سال ۱۳۹۲ در دست دارم بسنده می‌کنم. افزون‌بر این، تحلیل من از داده‌های در دست، فقط رشته‌ی فیزیک را شامل می‌شود. به بیان دیگر، پرسشی که در جستجوی پاسخش هستم این است: آیا دانشگاه‌های ایران، دانشجویان را در رشته‌ی فیزیک می‌پذیرد و آموزش مناسبی به آنها می‌دهد؟ در پایان، پی‌آمد این تحلیل محدود را بررسی خواهم کرد.

سرشت داده‌های بررسی شده

۱. داده‌های در دسترس من، رتبه‌ی آزمون دکتری، نمره‌ی هر دانشجو در سه بخش مجموعه‌ی دانش تخصصی (یعنی فیزیک)، استعداد تحصیلی، و زبان خارجی است.

۲. در بررسی من، دانشجویانی که رتبه‌ی آنها بالاتر از ۳۰۰ است درنظر گرفته نشده‌اند و از میان ۳۰۰ نفر اول از نظر رتبه، من فقط به کارنامه‌ی ۹۰ دانشجو دسترسی داشتم. این می‌تواند نقص این بررسی باشد. خوشبختانه

در میان این ۹۰ نفر، از هر دهک دست‌کم ۳ نفر وجود دارد و در نتیجه، از نظر آماری، می‌تواند پذیرفتنی باشد. در دو درخواست جداگانه، از سازمان سنجش آموزش کشور درخواست شد تا مجموعه‌ی آماریِ بزرگ‌تری در اختیار نگارنده گذاشته شود، اما سازمان سنجش آموزش کشور این تقاضاها را بی‌پاسخ گذاشت.

۳. در آزمون دکتری، دانشجو می‌بایست به ۴۵ پرسش چند گزینه‌ای فیزیک پاسخ می‌داد. بیشینه‌ی امتیازی که دانشجو می‌توانست کسب کند، ۱۰۰ بود.

۴. دانشجویان معمولاً خود را برای آزمون آماده می‌کنند. درجه‌ی آماده‌سازی، یک معیار کمّی نیست. بنابراین در این بررسی، آن را نادیده خواهیم گرفت و فرض می‌کنیم که دانشجو بدون مطالعه‌ی فشرده و آماده‌سازی در آزمون شرکت کرده است.

۵. معدل دوره‌ی آموزشی هم در تعیین رتبه‌ی دانشجویی نقش دارد. به‌خاطر ناآگاهی از روش تعیین آن، معدل دانشجو در این بررسی به‌حساب نیامده است.

به‌طور معمول، دانشجوی کارشناسی ارشد هنوز برای کار پژوهشی، توانمندی لازم را ندارد. استادهای راهنما می‌کوشند برخی محاسبه‌ها و برنامه‌نویسی‌های خسته‌کننده‌ی پژوهش خود را به دانشجو واگذار کنند و دست‌آخر نام او را هم در مقاله‌ای که احتمالاً چاپ خواهند کرد بگنجانند.

۶. ارزیابیِ نقش مصاحبه‌ی حضوری در پذیرش دانشجو به دوره‌ی دکتری دشوار است. به چند دلیل: (۱) وزنی که سازمان سنجش به آن می‌دهد برای نگارنده نامشخص است. (۲) امتیاز مقاله‌هایی که نام دانشجو در دوره‌ی کارشناسی ارشدش بر آنها نشسته است، پرسش‌برانگیز است. (۳) جانب‌داری استاد راهنمای دوره‌ی کارشناسی ارشد از دانشجوی مصاحبه شونده. (۴) دانشگاه محل تحصیل دانشجو در دوره‌ی کارشناسی ارشد. اینها عوامل مهمی هستند و جا دارد که با دقت بیشتری به آنها پرداخته شود.

بررسی نتایج آزمون دکتری

در شکل (۱)، نمره‌ی هر دانشجو در فیزیک و استعداد تحصیلی برحسب رتبه‌ی آزمون رسم شده است (دایره‌ها برای فیزیک و مربع‌ها نماینده‌ی استعداد تحصیلی‌اند). این نمودار دو نکته‌ی مهم را نشان می‌دهد:

(الف) نمره‌ی مجموعه‌ی دروس تخصصی (فیزیک) هیچ دانشجویی بیش از ۲۵ نیست. میانگین نمره‌ی فیزیک افرادی که در این بررسی در نظر گرفته شده‌اند ۱۱/۱۳ از ۱۰۰ است.

(ب) در میان داده‌هایی که در این بررسی استفاده شده است، نمره‌ی استعداد تحصیلی هیچ دانشجویی (به جز یک مورد) به ۵۰٪ نمی‌رسد. درواقع، از ۹۰ دانشجو، نمره‌ی استعداد تحصیلی تنها ۴۴ نفر بیش از ۲۵٪ است. میانگین نمره‌ی استعداد تحصیلی آنها ۲۳/۷ است.

۷. در شکل (۲)، نمره‌ی فیزیک دانشجو به‌همراه نمره‌ی زبان، برحسب رتبه‌ی آزمون رسم شده است. همان‌گونه که از این نمودار برمی‌آید، نمره‌ی زبان همه‌ی دانشجویان بیشتر از نمره‌ی درس تخصصی (فیزیک) آنهاست. نمره‌ی زبان انگلیسی دانشجویان با رتبه‌های برتر، همگی خیلی خوب است و گاهی به مرز ۸۰٪ می‌رسد.

نکاتی پیرامون کیفیت آموزش فیزیک

چون پرسش‌های آزمون دکتری چند گزینه‌ای هستند، سرشت آنها مفهومی و گاهی همراه با محاسبه‌های ساده است. اگر بپذیریم که پرسش‌ها منطقی بودند و پیش‌شرط‌های لازم برای این گونه آزمون‌ها را دارند (این فرض پذیرفتنی است، زیرا سازمان سنجش آموزش کشور با تجربه‌ی درازی که در برگزاری آزمون دارد، شاید مناسب‌ترین موسسه‌ای است که این مهم را می‌فهمد)، ناگزیر هستیم نتیجه بگیریم که به تقریب، هیچ‌یک از دانشجویان، دانش مناسبی از مفهوم‌های فیزیک نداشته‌اند. با بررسی دانشگاه محل تحصیل دانشجو، نتیجه‌ی دیگری هم به‌دست می‌آید: آموزش در همه‌ی دانشگاه‌ها کمابیش یکسان است. به‌بیان دیگر، نمره‌ی فیزیک دانشجویی که در دانشگاه‌های نمونه‌ی کشور، دوره‌ی کارشناسی و کارشناسی ارشد را گذرانده است، فرق چشمگیری با دانشجوی دانشگاه‌های دیگر ندارد. اگر این نتیجه‌گیری آخری را بپذیریم، دست‌کم در آموزش، باید در رتبه‌بندی دانشگاه‌ها دوباره فکر کرد. به‌ویژه این که معمولاً دانشگاه‌های نمونه، بهترین دانشجویان دوره‌ی کارشناسی را می‌پذیرند و باید پرسید در دوره‌ی کارشناسی ارشد، چه دست‌آوردی داشته‌اند و در بالا بردن دانش فیزیک دانشجو، چه اندازه موفق بوده‌اند؟ نکته‌ی دیگری که باید به آن اندیشید این است که آیا پذیرش دانشجویی با این کم‌دانشی در دوره‌ی دکتری فیزیک، کار شایسته‌ای است؟ این نکته وقتی سنگینی خود را به رخ می‌کشد که به یاد بیاوریم در دوره‌ی دکتری، دیگر مجال بازآموزی بنیادهای فیزیک نیست. چند موضوع درسی که دانشجو در این دوره می‌گذراند، موضوع‌های خاص مربوط به شاخه‌ی تخصصی است که دانشجو در آن شاخه باید دانشنامه‌اش را بنویسد. بنابراین، دکتری تربیت می‌شود که بنیادهای رشته‌ی خود را به درستی نیاموخته است.

به گمان من، یک دلیل ناکامی آموزش فیزیک در دوره‌ی کارشناسی ارشد، فشاری است که بر دانشجو، استاد و دانشکده وارد می‌شود. دانشجوی کارشناسی ارشد، از لحظه‌ی آغاز دوره‌اش در اندیشه‌ی پایان‌نامه‌ی خود است. در دست‌آورد پایان‌نامه، آینده‌ی خود را می‌بیند و آیینه‌ی آینده‌نما به او می‌گوید که حاصل پایان‌نامه باید به نتیجه‌ی قابل چاپ بینجامد. این نگاه را البته، ما استادهای فیزیک به دانشجو آموخته‌ایم. واقعیت این است که به‌طور معمول، دانشجوی کارشناسی ارشد هنوز برای کار پژوهشی، توانمندی لازم را ندارد. استادهای راهنما می‌کوشند برخی محاسبه‌ها و برنامه‌نویسی‌های خسته‌کننده‌ی پژوهش خود را به دانشجو واگذار کنند و دست‌آخر نام او را هم در مقاله‌ای که احتمالاً چاپ خواهند کرد بگنجانند. گنجاندن نام دانشجو که در این کار سهم دارد، البته کاری درست و پسندیده است، اما تفهیم این که دانشجو در جایگاه پژوهش‌گر نیست، مهم‌تر از آن است. بگذارید نمونه‌ای بیاورم: سال گذشته (۱۳۹۱) یکی از دانشگاه‌های نمونه‌ی تهران، از من برای مصاحبه‌ی نامزدهای دکتری دعوت کرد. رتبه‌ی مصاحبه شونده‌ها بین ۱۰ و ۱۱۵ بود. نام یکی از دانشجوهای مصاحبه‌شونده در سه مقاله‌ی Physical Review D بود. بگذریم که چگونه دانشجویی مجال می‌یابد در دوره‌ی دوساله، درس‌های معمول را بخواند، بفهمد و آنها را بگذراند، با ادبیات و موضوع پایان‌نامه‌اش آشنا بشود و نیز سه مقاله به چاپ برساند (این را باید استاد راهنمایش توضیح بدهد). از او درباره‌ی موضوع پایان‌نامه‌اش پرسیدم.

به‌نظر می‌رسید که بنیادی‌ترین مفهوم موضوع پژوهش خود را نمی‌داند. او انتظار داشت که به پاس همین مقاله‌ها شایسته‌ترین نامزد برای دوره‌ی دکتری باشد (و چرا که نه؟ هنگامی که سنجه‌ی دکترا گرفتن، چاپ یک یا دو مقاله است، به این دانشجو می‌بایست پیشاپیش درجه‌ی دکتری داده می‌شد!). از این نمونه‌ها فراوان وجود دارند. از دانشجوی دیگری پرسیدم: قانون اول نیوتون به چه درد می‌خورد، مگر نه این است که قانون اول در قانون دوم نیوتون نهفته است؟ پاسخ شگفت‌آور او این بود: «قانون اول نیوتون در صنعت خودروسازی کاربرد دارد.»

از او درباره‌ی موضوع پایان‌نامه‌اش پرسیدم. به‌نظر می‌رسید که بنیادی‌ترین مفهوم موضوع پژوهش خود را نمی‌داند. او انتظار داشت که به پاس همین مقاله‌ها شایسته‌ترین نامزد برای دوره‌ی دکتری باشد (و چرا که نه؟ هنگامی که سنجه‌ی دکترا گرفتن، چاپ یک یا دو مقاله است، به این دانشجو می‌بایست پیشاپیش درجه‌ی دکتری داده می‌شد!).

نتایج آزمون دوره‌ی دکتری فیزیک نشان می‌دهد دانشجویان از توان استدلال کیفی بهره‌ی چندانی ندارند و در نتیجه، نمی‌توانند مفهوم‌های بنیادی را در وضعیت‌های [غیر ازبری] به کار ببرند، به غیر از وضعیت‌هایی که ازبر هستند. این کاستی در دانشجویان همه‌ی دانشگاه‌ها دیده می‌شود و نشان می‌دهد که در دانشگاه‌های ما نسبت به آموزش فیزیک تا چه اندازه کم‌توجهی می‌شود. به گمان من، ریشه‌ی این کاستی به آموزش دوره‌ی کارشناسی مربوط است. یکی از دلایل این کاستی را باید در سرسری گرفتن تمرین‌های خانگی جستجو کرد. تمرین‌های خانگی بخش مهم آموزش فیزیک است. هر تمرین خانگی اگر درست و هدف‌دار طرح شود، باید شامل مفهوم یا مفهوم‌های خاصی باشد که برای توصیف وضعیت معینی لازم‌اند. با تمرین‌های خانگی، دانشجو آموخته‌های خود را در وضعیت‌های متفاوت می‌آزماید و با بیان استدلالش، بر درک خود از مفهوم فیزیکی ژرفا می‌بخشد و به کاربردهای مفهوم‌های بنیادی پی می‌برد. تمرین خانگی توصیف کمّی و کیفی، هر دو را به همراه دارد و تمرین اندیشیدن مستقل و نقد کردن است. دلیل دیگر، وضعیت آزمایشگاه‌های فیزیک است. دانشجو هیچ‌گاه مجال تجربه‌ی مستقیم و آزمودن عملی مفهوم‌های فیزیکی را نمی‌یابد. آزمایشگاه‌های فیزیک به جای این که کارگاه‌های تجربه‌اندوزی باشند، چیدمان‌های آماده‌ای هستند که دانشجو در آنجا وظیفه‌ای تکراری را تجربه می‌کند. دلیل‌های مهم دیگر هم وجود دارند که پرداختن به آنها در مجال این نوشته نمی‌گنجد. بازنگری در روش‌های آموزش دانشگاهی به‌طور عام و فیزیک به‌طور خاص، خود گستره‌ی دیگری است.

آیا این دانشجوها به فیزیک بی‌علاقه‌اند که نمره‌ی فیزیک آنها تا این حد پایین است؟ شاید برخی، اما خیلی از آنها می‌توانستند رشته‌های دیگری را پی بگیرند. به‌ویژه، دانشجویان دانشگاه شریف اساساً از میان تیزهوش‌ها برگزیده می‌شوند و گزینه‌های دیگر برایشان پیشاپیش فراهم بوده است. با این حال، آنها فیزیک را برگزیده‌اند و به احتمال زیاد بر فیزیک‌پیشه شدن اندیشیده‌اند. این گروه را نمی‌توان کم‌استعداد یا کم‌هوش و بی‌علاقه دانست.

از میان ۳۰ رتبه‌ی اول آزمون دکتری سال ۱۳۹۲ (به جز رتبه‌های ۲، ۷ و ۲۶ که نگارنده آگاهی ندارد) چهارده نفر دوره‌ی کارشناسی ارشد را در دانشگاه شریف گذرانده‌اند. پنج نفر از این ۱۴ نفر دوره‌ی کارشناسی خود را هم در همین دانشگاه به پایان رسانده‌اند (و بقیه دوره‌ی کارشناسی خود را در دانشگاه‌های دامغان، تفرش، الزهرا، تهران، شیراز، صنعتی اصفهان و خواجه نصیر گذرانده‌اند). ۱۳ نفر دیگر از این ۲۷ نفر اول آزمون دکتری، دوره‌ی کارشناسی ارشد خود را در دانشگاه‌های تهران (۴ نفر)، الزهرا (۲ نفر)، شهید بهشتی (۱نفر)، امیرکبیر(۱نفر)، علم‌وصنعت (۱ نفر)، آزاد (۱ نفر)، فردوسی (۱ نفر)، تبریز (۱ نفر) و یزد (۱ نفر) گذرانده‌اند. این نشان می‌دهد که حتی در دانشگاه‌های نمونه‌ی کشور که بهترین‌ها را برمی‌گزینند، آموزشِ دانشی درخور، و روش اندیشیدن، با چالش جدی روبروست. به گمانِ نگارنده، ریشه‌ی این ناتوازنی در کم‌توجهی به آموزش در دوره‌ی کارشناسی است.

۸. در نمودار (۲)، نمره‌ی زبان انگلیسی و فیزیک دانشجویان مقایسه شده است. گویایی آن فراتر از آن است که به توضیح نیاز داشته باشد. باتوجه به این نمودار می‌توان گفت که ورودی‌های دوره‌ی دکتری فیزیک امسال، اگر بر پایه‌ی نمره‌های آزمون و رتبه‌ی خود برگزیده شوند، شاید جای شایسته‌ی آنها دانشکده‌های زبان انگلیسی است.

هر تمرین خانگی اگر درست و هدف‌دار طرح شود، باید شامل مفهوم یا مفهوم‌های خاصی باشد که برای توصیف وضعیت معینی لازم‌اند. با تمرین‌های خانگی، دانشجو آموخته‌های خود را در وضعیت‌های متفاوت می‌آزماید و با بیان استدلالش، بر درک خود از مفهوم فیزیکی ژرفا می‌بخشد

۹. نگارنده هم‌چنین به محل تحصیل دوره‌ی کارشناسی ارشد ۶۱ دانشجو با رتبه‌ی کمتر از ۳۰۰ دست‌رسی دارد. این داده‌ها بین رتبه‌های اول تا رتبه‌ی ۶۱ معنی‌دار است. در این بازه، محل تحصیل ۴۴ نفر را می‌شناسیم. از میان این ۴۴ نفر، ۳۳ نفر در دانشگاه‌های تهران و ۱۱ نفر در دانشگاه‌های شهرهای دیگر، دوره‌ی کارشناسی ارشد را گذرانده‌اند. یعنی سهم تهران ۷۵٪ و سهم بقیه‌ی شهرهای کشور ۲۵٪ بوده است. جدول زیر توزیع دانشجوها را در دانشگاه‌های تهران نشان می‌دهد.

شریف	تهران	بهشتی	امیرکبیر	الزهرا	دانشگاه آزاد	تربیت مدرس	علم‌وصنعت
۱۶	۷	۳	۱	۲	۲	۱	۱

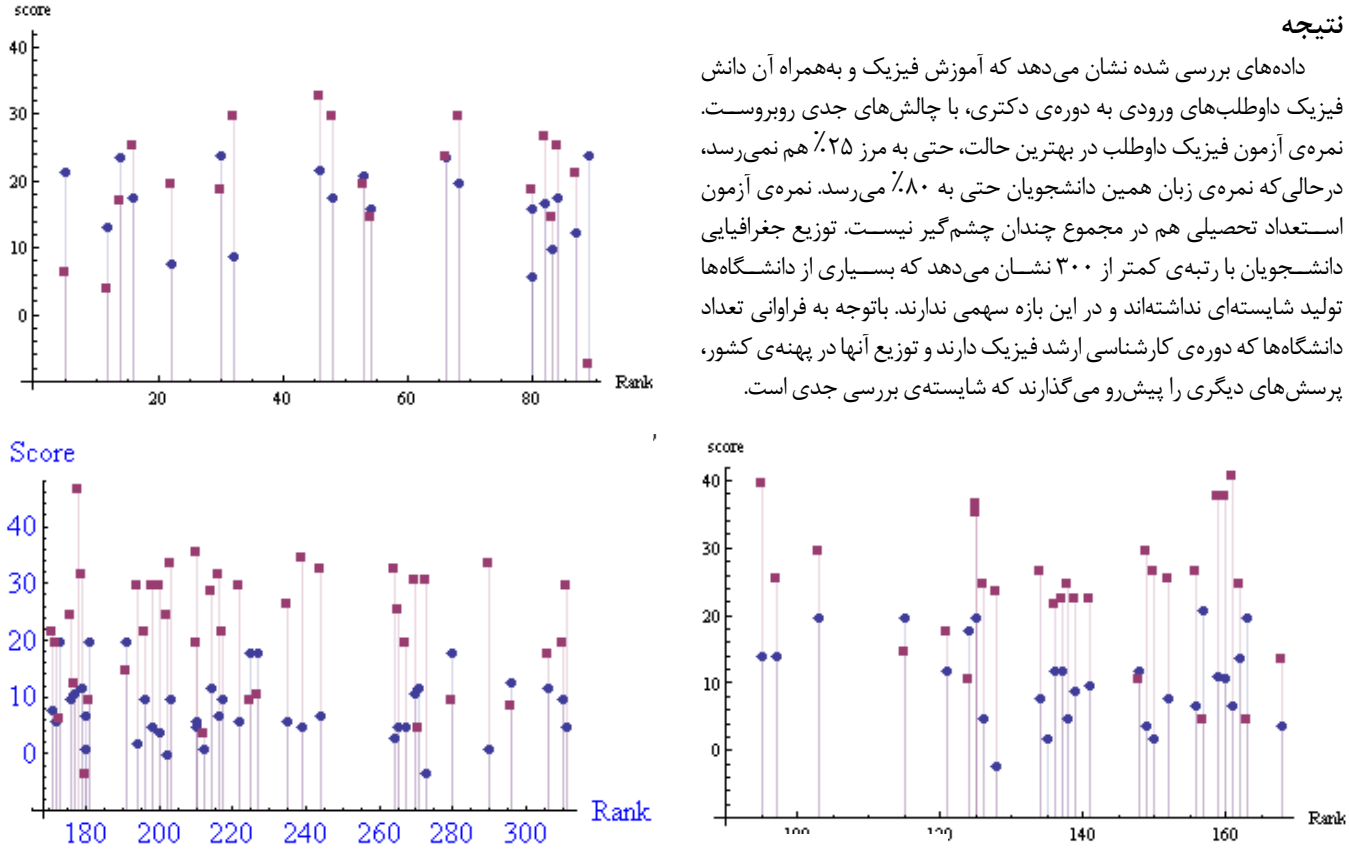
جدول همانندی هم می‌توان برای ۱۱ دانشجوی دیگر تنظیم کرد که دوره‌ی کارشناسی ارشد را در دانشگاه‌های شهرهای دیگر گذرانده اند:

فردوسی	یزد	ارومیه	تبریز	قزوین	شیراز	اهواز	صنعتی‌اصفهان	مازندران
۲	۱	۱	۱	۱	۲	۱	۱	۱

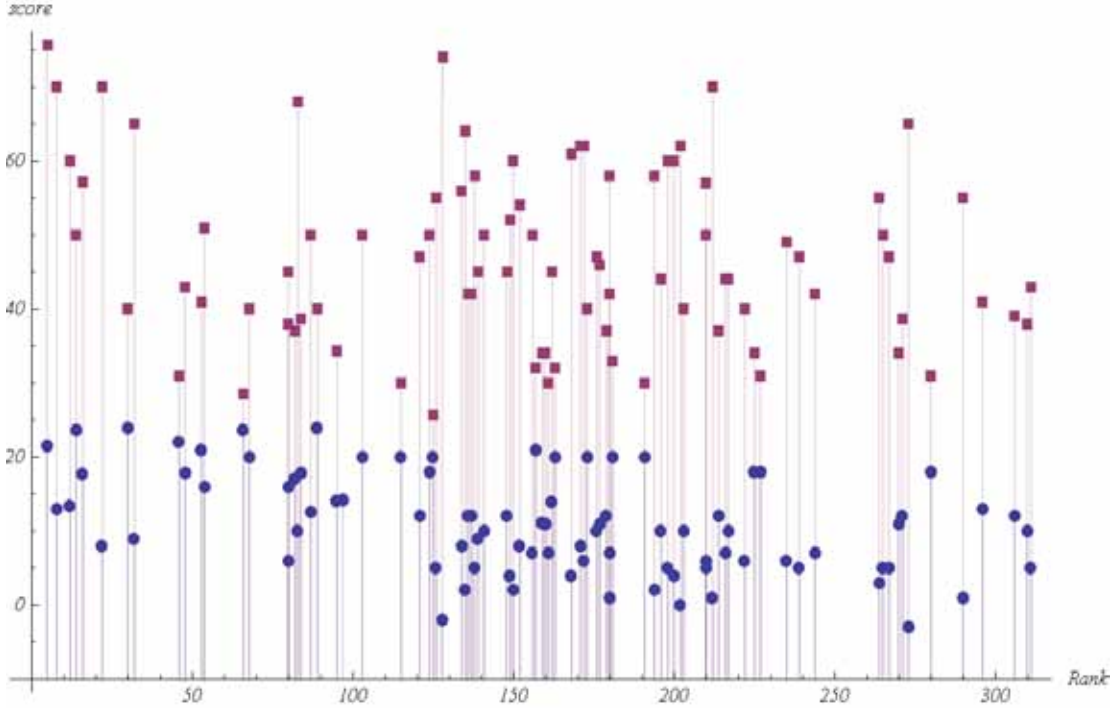
اگرچه به‌سبب محدود بودن داده‌ها نمی‌توان نتیجه‌ی قابل اعتمادی از این توزیع جغرافیایی به‌دست آورد، اما همین اندک هم هشداردهنده است.

نتیجه

داده‌های بررسی شده نشان می‌دهد که آموزش فیزیک و به‌همراه آن دانش فیزیک داوطلب‌های ورودی به دوره‌ی دکتری، با چالش‌های جدی روبروست. نمره‌ی آزمون فیزیک داوطلب در بهترین حالت، حتی به مرز ۲۵٪ هم نمی‌رسد، درحالی‌که نمره‌ی زبان همین دانشجویان حتی به ۸۰٪ می‌رسد. نمره‌ی آزمون استعداد تحصیلی هم در مجموع چندان چشم‌گیر نیست. توزیع جغرافیایی دانشجویان با رتبه‌ی کمتر از ۳۰۰ نشان می‌دهد که بسیاری از دانشگاه‌ها تولید شایسته‌ای نداشته‌اند و در این بازه سهمی ندارند. باتوجه به فراوانی تعداد دانشگاه‌ها که دوره‌ی کارشناسی ارشد فیزیک دارند و توزیع آنها در پهنه‌ی کشور، پرسش‌های دیگری را پیش‌رو می‌گذارند که شایسته‌ی بررسی جدی است.



شکل ۱- نمره‌ی فیزیک (دایره‌های توپر) و نمره‌ی استعداد تحصیلی (مربع‌های توپر) برحسب رتبه‌ی دانشجو



شکل ۲- مقایسه‌ی نمره‌ی فیزیک (دایره‌های توپر) و نمره‌ی زبان (مربع‌های توپر) دانشجویان در آزمون دکتری سال ۱۳۹۲ برحسب رتبه‌ی دانشجو.

اعزام دبیران فیزیک به سرن

شاهین روحانی
دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف و پژوهشگاه دانش‌های بنیادی

گوی علم و نوآوری در سرن.
محل نمایشگاه‌های مرتبط با علم و فناوری در سرن که برای عموم برگزار می‌شود.
http://www.cern.ch/expoglobe

سرن[1] کجاست و چگونه کار می‌کند؟

فعالیت اصلی پژوهشگاه بین‌المللی سرن، پژوهش در زمینه‌های فیزیک انرژی بالاست و طبیعتاً این فعالیت را با انگیزه و همتی خاص پیگیری می‌کند. اتفاقاً امسال جایزه‌ی نوبل فیزیک در ارتباط با سرن بوده است. هرچند برندگان جایزه‌ی نوبل استاد هیگز (از دانشگاه ادینبورگ) و استاد انگلرت (از دانشگاه بروکسل) بوده‌اند ولی مشاهده‌ی تجربی این ذره‌ی خجالتی فقط در آزمایشگاه بزرگی مانند سرن ممکن بود، بنابراین از سهم این آزمایشگاه نمی‌توان چشم‌پوشی کرد. به‌درستی می‌توان گفت که امروز سرن بزرگترین آزمایشگاه جهان است. هرچند پایه‌گذاری و مدیریت سرن، به‌عهده‌ی اتحادیه‌ی اروپا است ولی در کارکرد این آزمایشگاه بیش از ۹۰ کشورِ جهان سهیم هستند.

پیچیدگی و مقیاس فعالیتی که در سرن انجام می‌شود از سه منظر علمی، مهندسی و مدیریتی در غایت توان بشری است. به این معنی که پیشرفته‌ترین مسائل علمی که در جهان مطرح هستند، اجرای آزمایش‌ها و ساخت و نگهداری آزمایشگاه بزرگ، جمع‌آوری و تحلیل داده، نیاز به پیشرفته‌ترین روش‌های مهندسی دارد و نهایتاً اجرای پروژه و مدیریت آن، روش‌های مدیریتی را می‌طلبد که در جهان یکتاست.

خوشبختانه کشور عزیزمان نیز در این فعالیت عظیم علمی نقش خوب و متناسب با شأن علمی خود دارد. تعدادی دانشجوی دکتری و استاد دانشگاه ایرانی، به‌طور منظم، در این آزمایشگاه حضور داشته و در فعالیت‌های علمی این مرکز بزرگ نقش دارند.

از طرف دیگر پژوهشگاه سرن نسبت به آموزش فیزیک بی‌توجه نیست و هر ساله تعدادی برنامه‌ی آموزشی برای دانشجویان، دانش‌آموزان و دبیران فیزیک اجرا می‌کند. هدف سرن از انجام این فعالیت‌ها توجه به این واقعیت است که آموزش فیزیک در دبیرستان توسط دبیران فیزیک آغاز می‌شود و دریافت‌کنندگان نیز دانش‌آموزان هستند. مدیران سرن آگاهی دارند که بنیاد و پایه‌ی درست علمی تضمین‌کننده‌ی فعالیت موفق است.

در قرن بیستم، علوم فیزیکی از فعالیت محدودی افراد متخصص در آزمایشگاه‌های کوچک در کنج دانشگاه، خارج شد. مقیاس آزمایشگاه‌های فیزیک، ملی شدند و در برخی موارد مانند سرن به وسعت بین‌المللی تبدیل شدند.

از طرف دیگر، همچنان مشاهده‌ی آزمایش‌های فیزیک در دبیرستان‌ها و توسط ابزارهای کوچک و محدودی انجام می‌شود. دانش‌آموزان و دبیران فیزیک چگونه باید با مقیاس واقعی آزمایش‌های فیزیک آشنا شوند؟ لذا

برنامه‌هایی برای آموزش فیزیک در مقیاس بالا لازم است.

چرا انجمن فیزیک ایران و پژوهشگاه دانش‌های بنیادی(IPM) در فرستادن دبیران فیزیک به سرن فعال هستند؟

شرکت دانش‌آموزان و دبیران اروپایی در فعالیت‌های سرن بسیار آسان است، ولی این کار برای دبیران کشور ما با مشکلات واضحی روبه‌روست. در مذاکراتی که با مسئول وقت این برنامه در سرن (استاد الیس) داشتیم، طرح اعزام تعداد محدودی از دبیران فیزیک کشورمان به سرن برای بازدید و شرکت در برنامه‌های آموزشی سرن مطرح شد.

استاد الیس اکنون بازنشسته شده است ولی این طرح همچنان فعال باقی مانده است و انشاءالله امکانات مالی بیشتری دریافت خواهد کرد تا سالیانه تعداد بیشتری دبیر، اعزام شوند.

فیزیک پیشگان ایرانی اعم از دانشجو، استاد و یا مسئولین برنامه‌ریزی علمی کشور، کم‌وبیش با فعالیت‌های سرن آشنا هستند و فرصت بازدید هم داشته‌اند. از بین فیزیک‌پیشگان ایرانی فقط دبیران فیزیک هستند که شرایط آشنایی با این پژوهشگاه برایشان فراهم نبود. لذا برای رفع این کمبود لازم بود که دو سازمان یعنی IPM (به عنوان پژوهشگاه اصلی و مدیر پروژه‌ی ایرانیِ سرن) فعال شود و انجمن فیزیک ایران (که طبیعتاً با جامعه‌ی دبیرانِ فیزیک ایران ارتباط قوی دارد) برای گزینش اشخاص واجد شرایط اقدام کند. لذا کلید این همکاری‌ها زده شد و با همکاری سرن، IPM و انجمن فیزیک ایران افرادی برای اعزام انتخاب شده‌اند.

یک دبیر، چرا باید به این سفر برود؟

دبیران فیزیک، نقش حساسی در آموزش فیزیک دارند چراکه برای اولین‌بار در دبیرستان است که دانش‌آموز با مفهوم فیزیک به‌عنوان یک علم تجربی آشنا می‌شود. البته در سطوح پایین‌تر هم آموزش کودکان، خالی از مفاهیم فیزیکی نیست ولی نظم فکری و ساختاری فیزیک، در دبیرستان پایه‌گذاری می‌شود. به دو دلیل، این پایه در کشور ما دچار مشکل دیرینه است.

اول اینکه دبیرستان‌ها از آزمایشگاه‌های خوب فیزیک بهره‌مند نبوده‌اند. بنابراین دبیران فیزیک به آموزش نظری بسنده کرده‌اند.

دوم اینکه تصور اشتباهی هم وجود دارد که فیزیک و ریاضیات را یکسان و برادر می‌پندارند، بنابراین فیزیک مبتنی بر سیستم اصول‌گرای ریاضی آموزش داده می‌شود.

به این مشکلات باید این واقعیت را هم افزود که مشاهده‌های تجربی فیزیک مدرن، در مقیاس بزرگ امکان‌پذیر است. البته آزمایش‌هایی هست که در دبیرستان انجام‌پذیر باشند، ولی به‌دلیل سادگی و مقیاس کوچکشان، این واقعیت را به دانش‌آموز منتقل نمی‌کند که علم تجربی مقیاس بزرگ چیست. بنابراین دبیر فیزیک پیش از اینکه بتواند چنین پدیده‌ها و مفاهیم را در دبیرستان به دانش‌آموزانش انتقال بدهد، باید خود چنین آزمایشگاه‌های بزرگی را مشاهده کند. نحوه‌ی مدیریت آن را و نحوه‌ی جمع‌آوری داده، نگهداری داده، اهمیت دقت در اندازه‌گیری، ساخت آشکارسازهای حساس، اهمیت مقیاس‌های کوچک مانند اندازه‌گیری زمان در مقیاس 10^{-15} ثانیه، تولید و نگهداری پاد ماده و غیره، را ببینند.

بنابراین انجمن فیزیک ایران و پژوهشگاه دانش‌های بنیادی (IPM) امیدوارند که با اعزام دبیران فیزیک به مؤسسه‌ی سرن در سال‌های پیاپی کم‌کم مفهوم «علم در مقیاس بزرگ» دارای واقعیت عینی در کشور عزیزمان بشود.

زیرنویس:
۱: CERN: سازمان اروپایی پژوهش هسته‌ای

برنامه‌های آموزشی سرن برای معلمان

• برنامه‌های ملی معلمان (The National Teacher Programmes)
این برنامه به زبان مادریِ شرکت‌کنندگانی که از ایالات عضو سرن هستند، ارائه می‌شود.

• برنامه‌ی معلمان فیزیک (The Physics Teachers' Program)
این دوره شامل کلاس سه روزه‌ی بین‌المللی است که به زبان انگلیسی برای آموزگاران سراسر اروپا برگزار می‌شود. این برنامه شامل سمینارها، بازدیدها و فعالیت‌های آموزشی است که آموزگاران در جریان آخرین پیشرفت‌ها در زمینه‌ی فیزیک ذرات و موضوعات مربوط به آن قرار بگیرند و محیط پژوهشی پرجُنب‌وجوش بین‌المللی را تجربه کنند.

• برنامه‌ی معلمان فیزیک دبیرستان
(The High School Physics Teacher Programme)
دوره‌ی درسی بین‌المللی جامعی است که به زبان انگلیسی برگزار می‌شود. شرکت‌کنندگان این دوره آموزگارانی هستند که مایلند سه هفته‌ی آغازین ماه جولای را در سرن بگذرانند. این برنامه از سال ۱۹۹۸، هر ساله در سرن برگزار می‌شود. سرن کلیه‌ی حمایت‌های علمی، اداری و فنی از قبیل ارائه‌ی محتویات علمی و در اختیار گذاشتن افرادی که به زبان ملی بازدیدکنندگان سخن می‌گویند، دعوت از سخنرانان و راهنمایان را برعهده می‌گیرد.

پژوهشگاه دانش‌های بنیادی یکی از مؤسسه‌هایی است که با سرن همکاری دارند. سال گذشته این پژوهشگاه با همکاری انجمن فیزیک ایران فراخوانی برای دبیران فیزیک کشور داد. از بین دبیرانی که درخواست دادند آقای علی طباطبایی‌زاده و خانم فرحناز سدیدی برای شرکت در دوره‌ی دبیران فیزیک دبیرستان در سرن انتخاب شدند. متأسفانه آقای طباطبایی‌زاده در آخرین روزها اعلام کردند که به دلیل مشکلات شخصی شرکت نمی‌کنند و انجمن فیزیک نتوانست در فرصت کمی که داشت فرد دیگری را جایگزین کند و یکی از فرصت‌ها از دست رفت. خانم سدیدی در تابستان ۱۳۹۲ به سرن رفتند.

این فراخوان برای سال ۱۳۹۳ هم داده شده است و آقای سلیمان معروفی و خانم صدیقه رضاپور دبیران فیزیکی هستند که بناست سال آینده برای شرکت در این دوره‌ی آموزشی به سرن بروند.

آقای دکتر شاهین روحانی مسئول هماهنگی این برنامه بین پژوهشگاه دانش‌های بنیادی و انجمن فیزیک ایران بوده‌اند.

سفر به سرن

فرحناز سدیدی
معلم فیزیک دبیرستان منطقه‌ی ۹ آموزش و پرورش تهران

در فراخوانی که انجمن فیزیک ایران برای انتخاب دو دبیر فیزیک برای شرکت در دوره‌ی آموزشی معلمان فیزیک[1] سرن داد، من به عنوان دبیر برگزیده برای شرکت در برنامه‌ی سال ۲۰۱۳ م./ ۱۳۹۲ ه.ش انتخاب شدم. این دوره از سال ۱۹۹۸ م. / ۱۳۷۷ ه.ش تاکنون برگزار می‌شود.

برنامه‌ی امسال سرن، از ۹ تیر ۱۳۹۲ آغاز شد و به مدت ۳ هفته ادامه داشت. در این برنامه ۵۱ معلم از ۲۹ کشور شرکت داشتند. ۵۱ نفر، با فرهنگ‌ها و نژادهای مختلف که دغدغه‌ی مشترکشان آموزش بود و این برنامه، فرصت نابی برای تبادل تجارب علمی و حرفه‌ای آن‌ها شده بود.

برنامه شامل مجموعه‌ای از سخنرانی‌ها، بازدیدها، جلسات بحث گروهی و کارگاه‌ها بود که همه با هدف آشنایی معلمان شرکت کننده با مباحث فیزیک روز دنیا، (در زمینه‌ی فیزیک ذرات بنیادی که زمینه‌ی فعالیت‌های آزمایشگاه بزرگ سرن است)، برگزار شدند.

در بخش سخنرانی، سخنرانی‌هایی با عناوین: نسبیت خاص، ذرات بنیادی، تحقیقات در مورد ذره‌ی هیگز، کاربرد فیزیک ذرات بنیادی در پزشکی و جایگاه زنان در علم، مقدمه‌ای بر: شتاب‌دهنده‌ها، مفهوم جرم، کیهان‌شناسی، آشکارساز سی ام اس[2]، توسط فیزیکدانان برجسته ی دنیا در یک یا چند جلسه ارائه شدند. هم‌زمان با سخنرانی‌ها، برنامه‌ی بازدید از بخش‌های مختلف سرن برای ملموس کردن نظریه‌های بحث شده در سخنرانی‌ها، انجام می‌شد.

در یک برنامه‌ی غافلگیر کننده، با آقای جک استینبرگر[3] برنده‌ی جایزه‌ی نوبل فیزیک سال ۱۳۶۷ ش/ ۱۹۸۸م، ملاقات کردیم. ایشان تاکید زیادی بر استفاده از انرژی‌های نو و گسترش فرهنگ استفاده از آن توسط معلمان داشتند. در این مرکز بزرگ علمی دنیا، امکانات زیادی برای علاقه‌مندان به یادگیری مهیا بود. امکان استفاده از کتابخانه‌ی شبانه‌روزی سرن را داشتیم و علاوه‌براین دانشمندان زیادی آنجا بودندکه با احترام به سخنان ما گوش می‌دادند و سعی می‌کردند به سؤال‌های ما پاسخ دهند.

جو علمی این مرکز بسیار دوست داشتنی است. به باور من، انسان‌هایی که در این مرکز کار می‌کنند، باعث می‌شوند که این مرکز، به چیزی فراتر از یک آزمایشگاه بزرگ فیزیک ذرات بنیادی تبدیل شود. آن‌ها با احترام به افراد و با مهربانی، لحظات بودن در سرن را ارزشمند می‌کنند و به ما این فرصت را می‌دهند که همیشه از این تجربه، به عنوان یکی از ارزشمندترین تجربیات زندگی‌مان یاد کنیم.

زیرنویس:

1.High School Teacher Program
2. Compact Muon Spectrometer
3. Jack Steinberger

فرصتی برای صاحبان مشاغل، مدیران شرکت‌ها، سازمان‌های معتبر، و نیز دانشگاه‌ها و پژوهشگاه‌های کشور

فیزیک روز آگهی‌های جذب فارغ‌التحصیلان فیزیک (در هر مقطعی) برای فرصت‌های شغلی مرتبط با فیزیک را با کمال میل و تا اطلاع ثانوی به صورت رایگان در مجله منتشر می‌کند. برای اطلاعات بیشتر با دفتر مجله به شماره ۶۶۴۲۵۸۷۲ یا آدرس ایمیل info@psimag.ir تماس بگیرید.

تحلیل چهار کتاب مکانیک تحلیلی

حسین حکیمی‌پژوه
گروه فیزیک، دانشگاه الزهرا

در این نوشتار چهار کتاب، درباره‌ی مکانیک تحلیلی با یکدیگر مقایسه شده‌اند.

مکانیک تحلیلی یکی از دروس اصلی در دوره‌ی آموزش فیزیک است. در این میان تنوع کتاب‌های مکانیک تحلیلی، چه ترجمه شـده و چه به زبان اصلی، بسیار زیاد است. در اینجا، سعی کرده‌ام مقایسه‌ای کمّی بین چهار نمونه از این کتاب‌هـا انجام دهم که از معروفیت بیشـتری برخوردارند و به‌علاوه، ترجمه‌ی فارسی آنها هم موجود است. این چهار کتاب عبارتند از:
مکانیک: سایمون[۱]، مکانیک تحلیلی: فولز و کاسیدی[۲]، دینامیک کلاسیک ذرات و سیستمها: ماریون و تورنتون[۳] و آشنایی با مکانیک: کلپنر و کلنکو[۴].
این نوشتار، نقد موشکافانه‌ی این کتاب‌ها نیست بلکه مقایسه‌ای ساده بر اساس کمیت‌هایی مانند تعداد صفحات، تعداد مسـائل، میزان انطباق با سرفصل‌های درس مکانیـک تحلیلی و موضوعات مطرح شـده در آنهاسـت. جـدول زیر، خلاصه‌ای از اطلاعات کلی این چهار کتاب اسـت (ممکن اسـت این اعداد بین ویرایش‌های مختلف، کمی متفاوت باشند).

عنوان	نویسنده‌ی اول	تعداد فصول	تعداد صفحات	تعداد مسائل
آشنایی با مکانیک	کلپنر	۱۴	۶۹۲	۲۴۲
مکانیک	سایمون	۱۲	۴۴۰	۲۹۵
دینامیک کلاسیک	ماریون	۱۴	۷۳۹	۴۲۴
مکانیک تحلیلی	فولز	۱۱	۵۳۷	۳۰۱

در اینجا به بعضـی از نکات مثبت و منفی این کتاب‌ها، به‌خصوص در رابطه با میزان انطباق با سرفصل‌های مصوب اشاره می‌کنم.
کتاب مکانیک کلپنر، دارای مجموعه‌ای از مثال‌های خیلی خوب و مسائل بسیار عالی اسـت. ده فصل اول کتاب به شـکل اسـتاندارد، مکانیک نیوتنی را کاملاً پوشـش می‌دهد. بزرگترین ایراد کتاب، نداشتن بخش‌هایی درباره‌ی لاگرانژی و هامیلتونی اسـت و به جای آن چهار فصل کتاب به نسبیت خاص، اختصاص پیدا کرده است.
کتاب مکانیک سایمون، یکی از قدیمی‌ترین کتاب‌های مکانیک تحلیلی است که با ترجمه‌ای روان، تمام بخش‌های مکانیک تحلیلی را پوشش می‌دهد. این کتاب فصلی هم درباره‌ی مقدمات مکانیک محیط‌های پیوسته دارد. همچنین مجموعه‌ای خوب از مسائل، در انتهای هر فصل وجود دارد. از نکات منفی این کتاب، اختصار در ارایه مطالب اسـت. برای مثال بحث‌های مربوط به حرکت در یک، دو و سـه بعد، نوسانگر هماهنگ، نیروهای وابسته به سرعت، نیروی مرکزی و پراکندگی، همگی در دو فصل فشـرده شـده‌اند. نکته‌ی دیگر، کم بودن مثال‌های حل شـده در متن اسـت، همچنین به هامیلتونی به مقداری ناچیز پرداخته شده است.
کتاب دینامیک کلاسـیک ماریون به شکلی پیوسته، همراه با مثال‌ها و مسائل زیاد، تمام مکانیک تحلیلی را در یازده فصل اول خود پوشش می‌دهد. علاوه بر این، دو فصل درباره‌ی مکانیک سیستم‌های پیوسته، یک فصل درباره‌ی نسبیت خاص و سه بخش از فصل سوم به نوسانگر غیرخطی اختصاص پیدا کرده است. شاید تنها نکات منفی، یکی ارایه‌ی دیر هنگام دینامیک سیستم ذرات در فصل هشـتم، بعد از دینامیک لاگرانژی باشد و دیگری نداشتن مثال حل شده برای سیستم‌های چرخان (غیر از دستگاه‌های متصل به زمین).
کتاب مکانیک تحلیلی فولز سـعی کرده است در چارچوب مکانیک کلاسیک ذرات، باقـی بماند و پس از مطالعـه‌ی یازده فصل کتاب، کل مکانیک تحلیلی پوشش پیدا می‌کند. هر فصل دارای چندین مثال جداگانه است و در پایان هر فصـل، مجموعه‌ی قابل قبولی از تمرین‌ها وجود دارد. از نکات مثبت این کتاب یکی معرفی نوسانگر غیرخطی و ارایه‌ی روشی اختلالی برای بررسی آن، دیگری معرفی پدیده‌ی آشـوب در چنین سیستم‌هایی است. نکته جالب دیگر، اهمیت دادن به حل عددی مسائل مکانیک است. با استفاده از نرم‌افزار متمتیکا [۵]، در جای‌جای کتاب، این حل‌های عـددی ارایه شـده‌اند و به‌علاوه، در انتهای هـر فصل تمرین‌هایی عددی، برای افراد علاقه‌مند آورده شـده است. در آخر، وجود نکات تاریخی از تحول علم مکانیک (که خواندن آن خالی از لطف نیست) در آغاز چند فصل آمده است. شاید تنها نکته‌ی منفی کتاب، بخش هامیلتونی آن است که به شکل مختصری بیان شده است.
در مجموع دو کتاب فولز و ماریون را در یک سـطح می‌دانم و وجود مثال‌های حل شده و توضیحات مفصل می‌تواند به دانشجویان برای راحت‌تر خواندن کتاب و رسـیدن به درک روشـنی از مکانیک کمک کند. کتاب کلپنر، فارغ از نبودن بخش لاگرانژی، برای افراد علاقه‌مند به مسـائل و تمرین‌های جالب مکانیکی، می‌تواند بسیار هیجان انگیز باشد. کتاب سایمون مجموعه‌ای فشرده از تمام نکات مورد نیاز در مکانیک را دارد و به همین دلیل خواندن و فهمیدن مطالب آن در بار اول، می‌تواند کمی مشکل باشد اما به‌عنوان کتاب مرجع مکانیک در سطح کارشناسی تقریباً کامل است.

[1] K. R. SYMON, "MECHANICS", 3th Ed. Addison-Weseley (1971).
[2] G. R. Fowles and G. L. Cassiday, "ANALYTICAL MECHANICS", 7th Ed. Thomson Learning, Inc. (2005).
[3] S. T. Thornton and J. B. Marion, "CLASSICA DYNAMIC OF PARTICLES AND SYSTEMS", 5th Ed. Thomson Learning, Inc. (2004).
[4] D. Kleppner and R. Kolenkow, "AN INTRODUCTION TO MECHANICS", 2th Ed. Cambridge University Press (2013).
[5] Mathematica, http://www.wolfram.com/mathematica

دفتر «فیزیک روز» برای کسب اجازه‌ی ترجمه‌ی این متن مکاتباتی را با دفتر حقوقی فیزیکس تودی داشته است و ترجمه‌ها را با دریافت اجازه از ناشر منتشر می‌کند.

نگاهی دوباره به تولد کتاب اشکرافت و مرمین[1]

جرمی ان.آ.متیوز
فیزیکس تودی

همه‌ی کتاب‌های درسی به نام نویسندگان‌شان معروف نمی‌شوند. برای نویسندگان و ویراستاران، استرانک و وایت، نحوه‌ی خلاصه‌شده‌ی اشاره به کتاب اصول سبک[2] که ویلیام استرانک جیونیور و ای.بی.وایت در سال ۱۹۱۸ نوشتند، چنین کتابی‌ست. فیزیک‌پیشگان البته لانداؤ و لیف‌شیتز را دارند: مجموعه‌ی ده‌جلدی دوره‌ی فیزیک نظری[3] (انتشارات پرگامون، ۱۹۶۰-۱۹۸۴). نوشته‌ی لِو لانداؤ و اِوگنی لیف‌شیتز؛ همین‌طور تیلور و ویلر، کتاب درسی مقدماتی نسبیت خاص باعنوان فیزیک فضازمان[4] (ویراست اول، انتشارات دبلیو.اچ.فریمن، ۱۹۶۶) نوشته‌ی ادوین تیلور و جان ویلر؛ و اشکرافت و مرمین، کتاب درسی مقدماتی فیزیک ماده‌ی چگال با عنوان فیزیک حالت جامد[5] (انتشارات هولت، راینهارت، و وینستون، ۱۹۷۶) نوشته‌ی نیل اشکرافت و دیوید مرمین.

نکته‌ی خاصی که درباره‌ی این نوع کتاب‌ها می‌توان گفت این است که هم برای دانشجویان و هم برای حرفه‌ای‌ها تبدیل به مرجع می‌شوند. در بین تمام کتاب‌هایی که نام بردیم تنها یک کتاب از زمان انتشارش تاکنون به‌روز نشده است: اشکرافت و مرمین. سنگاژ لرنینگ[6]، ناشر کتاب‌های درسی، آن را به قیمت ۲۸۱٫۴۹ دلار می‌فروشد، در آمازون می‌تواند کتاب را به‌ازای ۲۵۳/۴۴ دلار بخرید – قیمت کتاب در سال انتشارش ۱۹/۹۵ دلار بود. اشکرافت و مرمین هنوز در کتاب‌های مقوله‌ی خودش یکی از پرفروش‌ترین کتاب‌های آمازون است، گرچه فروش ویراست هشتم یکی از رقبای قدیمی آن به قیمت ۶۹/۹۹ دلار، یعنی کتاب آشنایی با فیزیک حالت‌جامد (انتشارات وایلی، ۲۰۰۴) نوشته‌ی چارلز کیتل، بیشتر است.

اخیراً دوباره در صفحات فیزیکس تودی صحبت اشکرافت و مرمین به‌میان آمده است. در بخش گفت‌وگوی خوانندگان شماره‌ی ژوئیه‌ی ۲۰۱۳ فیزیکس تودی تحت عنوان «امپرسیونیسم، رئالیسم، و سن زیاد اشکرافت و مرمین» خوزه مِنِندز از دانشگاه ایالتی آریزونا در تمپی می‌گوید این کتاب درسی «بی‌تردید یکی از بهترین کتاب‌های فیزیک است که تاکنون کسی نوشته». اما این را هم می‌گوید که بالا رفتن عمر این کتاب چندان خوش‌آیند نبوده است و به دیدگاه‌های فلسفی مرمین حمله می‌کند.

حرف‌های منندز و پاسخ‌های اشکرافت و مرمین را می‌توانید در فیزیکس تودی بخوانید[7] اما درباره‌ی این نکته که آیا کتاب خوب پیر شده است یا بد، نگاهی می‌اندازیم به مرور رومن اسمولوچووسکی، فیزیکدان فقید دانشگاه پرینستون، بر این کتاب که در شماره‌ی ژانویه‌ی ۱۹۷۷ چاپ شد. در مرور او این جمله هست: «اینکه کتاب برای دانشجو یا برای کسی مانند من که ده‌ها سال است این موضوع را درس می‌دهم خیر و برکتی به‌همراه خواهد داشت باید در عمل معلوم شود اما از ظواهر این‌چنین برمی‌آید.»

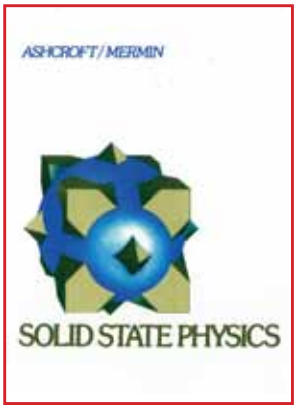
مترجم: نادر حیدری

1. A look back at the birth of Ashcroft and Mermin
Jermey N. A. Matthews
BOOKENDS, Physics Today (July 26, 2013)
2. Elements of Style
3. Lev Landau, Evgeny Lifshitz, Course of Theoretical Physics (Pergamon Pres, 1960-1984).
4. Edwin Taylor, John Wheeler, Spacetime Physics (W. H. Freeman, 1966).
5. Neil Ashcroft, David Mermin, Solid State Physics (Holt, Reinhart, and Winston, 1976).
6. Cengage Learning
7. http://dx.doi.org/10.1063/PT.3.2023

دفتر «فیزیک روز» برای کسب اجازه‌ی ترجمه‌ی این متن مکاتباتی را با دفتر حقوقی فیزیکس تودی داشته است و ترجمه‌ها را با دریافت اجازه از ناشر منتشر می‌کند.

فیزیک حالت جامد[1]

رومن اسمولوچووسکی
دانشکده‌ی علوم مکانیکی و هوافضا،
دانشگاه پرینستون، نیوجرسی



نیل دبلیو.اشکرافت، ان.دی.مرمین
۸۲۶ صفحه، انتشارات هولت، راینهارت و وینستنون
نیویورک، ۱۹۷۶.

سال‌هاست جماعتی که پیشه‌شان فیزیک حالت جامد است می‌دانند دو فیزیک‌پیشه شناخته‌شده‌ی کورنل، نیل اشکرافت و دیوید مرمین، مشغول نوشتن کتابی درسی درباره‌ی فیزیک حالت جامد هستند. شایع بود که این کتاب نگاه تازه‌ای به این موضوع شناخته‌شده خواهد داشت و برای کسانی که در دانشکده‌های فیزیک یا مهندسی فیزیک حالت جامد تدریس کرده‌اند و در گزینش کتاب درسی موفقیت درخشان نداشته‌اند کمک بزرگی خواهد بود. جای هیچ شکی نیست که این کتاب از لحاظ ارائه‌ی دیدگاه تازه درباره‌ی موضوع از عهده‌ی کار برآمده است. اینکه کتاب برای دانشجو یا برای کسانی مانند من که ده‌ها سال است این موضوع را درس می‌دهم خیر و برکتی به‌همراه خواهد داشت باید در عمل معلوم شود اما از ظواهر این‌چنین برمی‌آید.

در مقایسه با بسیاری دیگر از کتاب‌های درسی سازمان این کتاب برای آموزش مناسب است. همان‌طور که نویسندگان در پیش‌گفتار نوشته‌اند آراست مطالب در این کتاب روی یک خط حرکت نمی‌کند. از همان سه فصل اول («نظریه‌ی دروده برای فلزات»، «نظریه زومرفلد برای فلزات»، «شکست مدل الکترون آزاد») معلوم است توالی فصل‌ها طوری‌ست که دانشجو بتواند از آغاز درک درستی از مفهوم‌های اولیه درباره‌ی جامدات پیدا کند و بر اساس آن بتواند به‌انتخاب خودش به دنبال یادگیری مفاهیم پیش‌رفته‌تر برود. در واقع جدولی بسیار مفید و مفصل در کتاب آمده است که نه‌تنها پیش‌نیازهای لازم برای خواندن هر فصل را به‌دست می‌دهد بلکه نشان می‌دهد چگونه می‌توان کتاب را برای تدریس موضوع در یک نیم‌سال و یا در دو نیم‌سال به‌کار برد. برای بسیاری از خوانندگان و کسانی که می‌خواهند از کتاب استفاده کنند این ویژگی بسیار جذاب است.

تأکید بر مفاهیم اصلی نظریه‌ی جامدات و پدیده‌های متنوع نقطه‌ی قوت کتاب است. این تأکید به این‌صورت حاصل می‌شود که نخست تصویر یا برهانی شهودی با ساختاری دقیق ارائه می‌شود و فرمول‌بندی کمّی به‌دنبال آن می‌آید. شاید بد نباشد اشاره کنیم که شمار فرمول‌های کتاب دو برابر کتاب درسی معروف چارلز کیتل و شمار تصاویر آن دو سوم تصاویر کتاب کیتل است در حالی‌که اندازه و وزن دو کتاب تقریباً یکی‌ست. برای خواندن هر دو کتاب نیاز است با مکانیک کوانتومی آشنا باشید و در کتاب جدید تأکید بیشتر بر اثبات دقیق است. مطالبی که در قالب جدول ارائه شده است در دو کتاب همسان است (بدبختانه، به جای مقادیر جدید تاسی-فومی برای شعاع یون‌ها از مقادیر قدیمی پاؤلینگ استفاده شده است). مسائل آخر هر فصل بر دو نوع هستند: مسائلی که ادامه‌ی بحث‌های کتابند زیرا نیاز به یافتن فرمول‌های جدید هست (شرایط مرزی تابع موج الکترون در بلور، خاستگاه نیروهای وان‌دروالس، لایه‌ی تهی‌شدگی در تعادل گرمایی، مسئله‌ی کوپر، و برخی مسائل دیگر)، و مسائلی که مانند مسائل معمولی با هدف کاربرد صورت‌بندی‌های ارائه‌شده طرح شده‌اند. من فکر می‌کنم در ویراست‌های بعدی باید بر شمار مسائل نوع دوم افزوده شود.

به‌علت تأکید بر اصول بنیادی، فضای کمتری به موضوعات تخصصی‌تر مانند بلورهای مولکولی، ذوب، لیزر، پولارون، نقص‌های شبکه، و غیره اختصاص داده شده و اینجاست که سلیقه‌ها و علائق خواننده بر قضاوت او درباره‌ی کتاب تأثیر خواهد گذاشت. شکی نیست برای آنکه اندازه‌ی کتاب در حد معقولی نگاه داشته شود نیاز به تصمیم‌گیری‌های جدی بوده است.

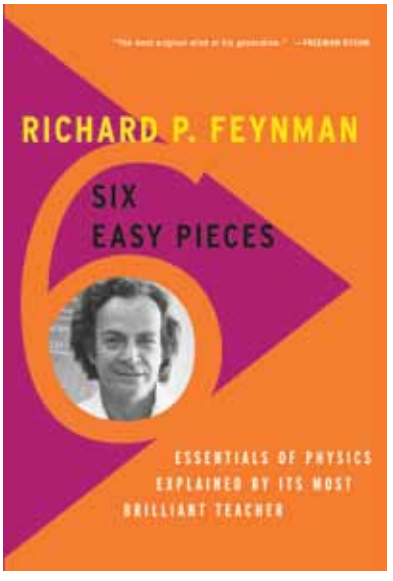
۱۶ پیوست کوتاه آخر کتاب به مطالبی مانند جرم مؤثر، قضیه‌ی گرین، خصوصیت‌های اپتیکی جامدات، پایستگی تکانه‌ی بلوری می‌پردازند. ارجاعات متقابل و نمایه‌ی کتاب خوب است و کتاب، پانویس‌های بسیار عالی دارد. برای همه‌ی دست‌اندرکاران حالت‌جامد این کتاب بسیار ارزشمند خواهد بود.

مترجم: نادر حیدری

1. Solid State Physics
R. Smoluchowski
Physics Today (January 1977) 61-65.

معرفی کتاب: شش قطعه‌ی آسان
مبانی فیزیک به روایت ریچارد فاینمن

امیررضا عطایی
دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی اصفهان



جلد اصلی کتاب شش قطعه‌ی آسان که بسیار زیباتر و جذاب‌تر از جلد کتاب منتشر شده‌ی فارسی است. شاید یکی از دلایلی که کتاب اصلی آن جزء ۱۰ کتاب پرفروش فیزیکی در سایت آمازون قرار گرفته باشد این است!!!

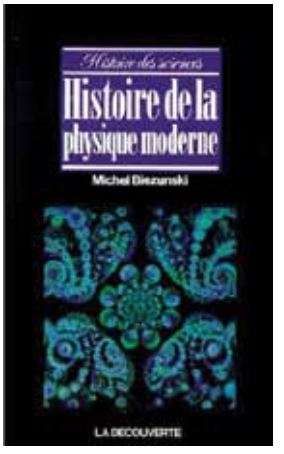
Six Easy Pieces, Essentials of Physics Explained by Its Most Brilliant Teacher
Authors: Richard P. Feynman, Robert B. Leighton, and Matthew Sands,
Publisher: Basic Books (2011)

این کتاب برگرفته از سخنرانی‌های ریچارد فاینمن و شامل شش مبحث فیزیکی برای مخاطبانی با دانش فیزیکی مقدماتی است. موضوع سخنرانی‌ها عبارتند از: اتم‌ها و مولکول‌ها، تقسیم‌بندی نیروها و قواعد کلی فیزیک، رابطه‌ی فیزیک با علوم دیگر مانند روانشناسی و بیولوژی و شیمی، پایستگی انرژی، گرانش کلاسیک و مکانیک کوانتومی. مطالب کتاب، از درسنامه‌های فاینمن که در سال‌های ۱۹۶۱ تا ۱۹۶۳ در دانشگاه کلَتک برای دانشجویان سال‌های پایین فیزیک ارائه شده بود، انتخاب شده است. فصل‌های ابتدایی کتاب ممکن است برای دانشجویان سال‌های بالاتر، تا حدی تکراری و کسالت‌بار جلوه کند ولی بقیه‌ی فصل‌ها، دلنشین‌تر است. مطالب فصل‌های مختلف تا حد زیادی مستقل از یکدیگرند. فاینمن در ارائه‌ی یک مطلب، به همه‌ی جنبه‌های آن توجه می‌کند، هرچند مطلب پیش‌پاافتاده‌ای باشد و سپس با بیانی بسیار بسیار ساده و روان، آن مطلب را برای مخاطب خود (به کمک مثال‌های روزمره و دم‌دستی و پدیده‌های شناخته‌شده‌ی مرتبط با موضوع) بیان می‌کند. با خواندن کتاب می‌توان دریافت که فاینمن به حق، استاد توانایی در زمینه‌ی آموزش و انتقال مفاهیم فیزیکی بوده است. این کتاب را محمدرضا بهاری به زبان فارسی ترجمه و انتشارات هرمس آن را منتشر کرده است. ترجمه‌ی کتاب هم روان و خواندنی است.

لازم به ذکر است که کتاب دیگری به اسم شش قطعه‌ی نه‌چندان آسان (six not so easy pieces) نیز به همان سبک، برگرفته از درس‌نامه‌های فاینمن، منتشرشده است ولی هنوز ترجمه نشده است. این کتاب شامل مباحثی از نسبیت و تقارن و فضا-زمان است و برای کسانی که آشنایی قبلی با فیزیک دارند و مباحث مطرح شده در کتاب شش قطعه‌ی آسان برایشان پیش‌پاافتاده، اما جالب، بوده است توصیه می‌شود.

معرفی کتاب: سرگذشت فیزیک معاصر

امیررضا عطایی
دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی اصفهان



Histoire de la physique moderne (Histoire des sciences) (French Edition)
By: Michel Biezunski
Language: French
Publisher: Editions de La Decouverte (1993)
239 pages

در ایـن کتاب تاریخچـه‌ی فیزیک از مکانیک نیوتونی و نظریه‌ی کلاسـیک الکترومغناطیس نور تا مکانیک کوانتومی، نسبیت، نظریه‌ی ریسمان و آشوب و تا دوره‌هایی از دهه‌ی ۱۹۹۰ مرور شده است. این کتاب را میشل بیزونسکی ، فیزیکدان فرانسوی نوشته است. در این کتاب می‌توانید فراز و نشیب‌هایی را که بر سر راه نظریه‌های فیزیکی مختلف در هر دوره قرار گرفته بود، ببینید و با مراحل کامل شـدن نظریه‌های علمی و طرز تفکر علمی دانشـمندان در طول تاریخ که منجر به رسـیدن به نظریه‌ای جدید شـده است، آشنا شوید. در مواردی، این کتاب تصویرسـازی‌های بسیار زیبایی دارد: از بیم و امیدهای دانشـمندانی که در شرف ارائه‌ی نظریه‌ای جدید بوده‌اند و یا آنها که در حال حل یکی از سؤالات و مسئله‌های چالش‌برانگیز فیزیکی به منظور یک یا چند قدم به جلو بردن علم بوده‌اند. این کتاب بن‌بسـت‌هایی را که بر سـر راه یک نظریـه‌ی علمی در طـول تاریخ به وجود آمده اسـت به‌خوبی بازگو می‌کند و سـپس شاه‌راه‌های جدیدی را که دانشـمندان بعدی برای برون‌رفت از آن بن‌بسـت‌ها به وجود آورده‌اند توصیف می‌کند. نویسنده، فیزیکدانان را افرادی جسور معرفی می‌کند که گاهی از فرضیاتی برای حل مسئله‌های خود استفاده می‌کنند که با عقل سلیم مطابقت ندارد، ولی همان فرض‌ها برای حل مسئله و ایجـاد یک تئـوری جدید و موفق، به‌غایت کارا و مفید بوده اسـت. در این کتاب سلسـله‌مراتب تاریخی به‌خوبی رعایت شده است، به‌گونه‌ای که حتی خواننده‌ی غیرمتخصص و یا دانشـجوی سـال‌های اول فیزیک هم به راحتی می‌تواند این سیر جذاب و جالب تکمیل شدن نظریه‌های علمی را درک کند و در پایان، نسبت به کل نظریه‌هایی که توضیح داده شده است بینشی مفهومی یا دست‌کم شناختی نسبی پیدا کند.

دو فصـل اول کتاب، در رابطه با فیزیک سـده‌ی ۱۸ و ۱۹ اسـت و بقیه‌ی فصل‌ها، به فیزیکِ سـده‌ی ۲۰ ام اختصـاص می‌یابد. از مباحثی که در این فصل‌ها به آن اشاره می‌شود می‌توان این موارد را نام برد: اصل طرد پائولی، پروژه‌ی منهتن، کوارک‌ها، نظریه‌ی کوانتومی میدان‌ها، فیزیک یکتا، گرانش و رمبش آن، صفر مطلق، ریسمان‌ها، هم‌تافتگی، انرژی و ماده‌ی تاریک و... این کتاب را لطیف کاشـیگر به فارسی ترجمه کرده است. هم متن اصلی و هم ترجمه، روان و خواندنی‌اند.

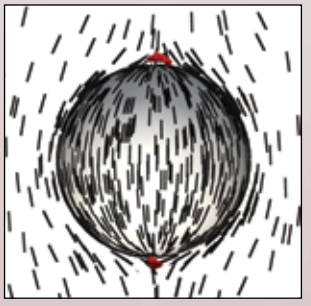
ترجمه‌ی کتاب، دومین کتاب از مجموعه کتاب‌های دانش معاصر اسـت که زیر نظر محمدرضا خواجه‌پور و حسـین معصومی همدانی در این انتشارات منتشر می‌شود.

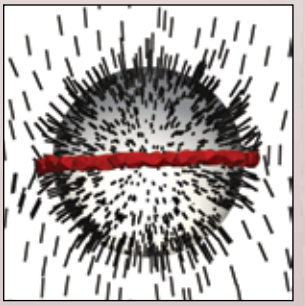
برهم‌کنش کلوئیدهای نماتیک در نزدیکی دیواره‌ی منحنی

زهرا اسکندری
دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف
ارائه شده در اولین کنفرانس فیزیک محاسباتی ایران، زمستان ۱۳۹۲

وقتی ذراتی با ابعاد میکروسکوپی در داخل بلور مایع نماتیک پخش می‌شوند مخلوط حاصل یک «کلوئید نماتیک» نامیده می‌شود. بلور مایع نماتیک سیالی ناهمسانگرد است که جهت‌گیری مولکول‌هایش دارای نظم بلندبرد است. این نظمِ جهتی، به علت‌های مختلفی ممکن است دستخوش تغییر شود: از جمله در اثر محدود شدن بین سطوحی با هندسه‌های تخت و یا منحنی، که سبب سردرگمی بردار جهت‌گیری مولکول‌ها در نقاط یا خطوطی می‌شود که به آن‌ها «نقص‌های توپولوژیک» می‌گوییم. وجود این نقص‌ها و چگونگی آرایش آن‌ها در سیستم در حقیقت ناشی از خواص کشسانی بلور مایع نماتیک است که همچنین باعث ویژگی‌های منحصر به فردی در کلوئیدهای نماتیک می‌شود. در بین ذرات کلوئیدی معلق در سیال نماتیک، علاوه بر برهم‌کنش‌هایی که در کلوئیدهای معمولی وجود دارد (از جمله نیروی الکتروستاتیک، نیروی وان‌درووالس، نیروهای انتروپیک، اثر دافعه‌ی ناشی از حجم اشغال‌شده و ...)، که اغلب همسانگرد و کوتاه‌برد هستند، با توجه به ناهمسانگرد بودن سیال و بلندبرد بودن تغییر شکل‌های کشسانی، برهم‌کنش‌های متفاوتی نیز وجود دارد که شانس خودسامان‌دهی ذرات کلوئیدی برای تشکیل ساختارهای منظم یک‌بعدی و دوبعدی (و حتی سه‌بعدی) را در این مخلوط‌ها تقویت می‌کند.

پیش‌بینی‌های نظری و نتایج آزمایشگاهی و همچنین شبیه‌سازی‌های کامپیوتری نشان داده است که اگر یک ذره‌ی کروی با شرایط مرزی عمودی در محیط بلور مایع قرار بگیرد، پیکربندی نهایی منجر به ایجاد یک نقص نقطه‌ای جوجه‌تیغی (دوقطبی کشسانی) و یا یک حلقه‌ی زحلی (چهارقطبی کشسانی) در اطراف ذره خواهد شد و اگر ذره دارای شرایط مرزی مماسی باشد، دو تا نقص نقطه‌ای به نام «بوجوم»[1] در دو قطب بالایی و پایینی ذره (با توجه به جهت بردار نماتیک) به وجود خواهد آمد (چهارقطبی کشسانی). آرایش جهت‌گیری مولکول‌های بلور مایع در اطراف ذره‌ای کروی برای ساختارهای چهارقطبی در شکل نشان داده شده است. به دست آوردن پیکربندی‌های چنین سیستم‌هایی به طور تحلیلی کار دشواری است و معمولاً برای این کار از روش‌های حدسی و از مشابهت معادلات این مسأله با مسائل الکتروستاتیک استفاده می‌شود. در سال‌های اخیر، تلاش‌های زیادی برای شناخت و توصیف هر چه دقیق‌تر برهم‌کنش بین ذرات کلوئیدی در سیال نماتیک و پیدا کردن ساختارهای تشکیل‌شونده، صورت گرفته است که اکثراً یا به صورت آزمایشگاهی بوده‌اند یا به صورت شبیه‌سازی کامپیوتری و حل‌های عددی. در این پژوهش، ما نظریه‌ی لاندائو-دوژن را برای توصیف انرژی آزاد سیستم نماتیک در نظر گرفتیم. با کمینه کردن انرژی آزاد به روش عددی «المان محدود» و با در نظر گرفتن شرایط مرزی مختلف روی سطح ذرات و همچنین هندسه‌های مختلف دیواره‌ی سیستم، برهم‌کنش ذرات با یکدیگر و با دیواره را مورد بررسی قرار دادیم. نشان دادیم چگونه چهارقطبی‌های کشسانی که شرایط مرزی غیرمشابه دارند می‌توانند شبکه‌های مربعی دوبعدی تشکیل دهند که این نتایج تأییدی بر مشاهدات آزمایشگاهی بود اما در چهارقطبی‌های بوجومی تنها تشکیل زنجیره‌های یک بعدی دیده شده است که بسته به خواص کشسانی نماتیک می‌توانند در امتداد موازی با راستای بردار نماتیک و یا در امتداد مایل (با زاویه‌ای حدود ۳۰ درجه نسبت به آن) تشکیل شوند. همچنین نشان داده‌ایم چگونه می‌توان با کنترل هندسه‌ی دیواره‌ی ظرف و شرایط مرزی روی سطح ذره و دیواره، دافعه‌ی کشسانی ذرات از دیواره را تقویت نموده و یا حتی آن را به جاذبه تبدیل کرد.





آرایش جهت‌گیری مولکول‌های بلور مایع در ساختار چهارقطبی حلقه‌ی زحلی — چهارقطبی بوجومی

1.Boojum

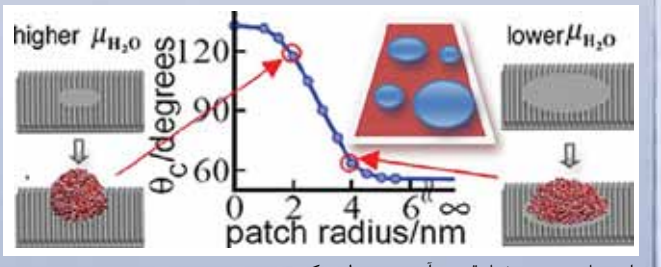
همکاران:
محمدرضا اجتهادی، دانشکده‌ی فیزیک دانشگاه صنعتی شریف
نونو سیلوستره، مرکز فیزیک نظری و محاسباتی دانشگاه لیسبون، پرتغال
مارگاریدا تلوداگاما، مرکز فیزیک نظری و محاسباتی دانشگاه لیسبون، پرتغال

اثر ناهمگنی‌های نانومقیاس بر نحوه‌ی قرار گرفتن نانوقطره بر روی سطح نانوساختار

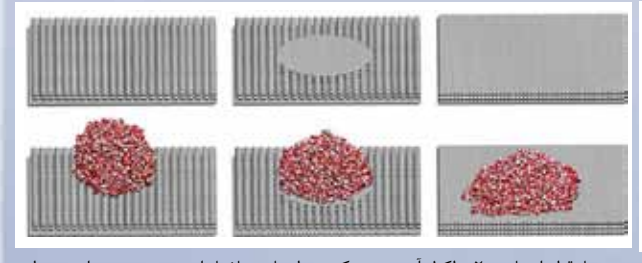
جمیله سیدیزدی
گروه فیزیک، دانشگاه ولیعصر(عج) رفسنجان
ارائه شده در اولین کنفرانس فیزیک محاسباتی ایران، زمستان ۱۳۹۲

درک دقیق پدیده‌ی ترشوندگی در مقیاس نانو، و نیز دستیابی به سطوح فوق آب‌دوست و فوق آب‌گریز، از اهمیت ویژه‌ای در علوم مختلف از جمله شیمی، فیزیک، زمین‌شناسی، زیست‌شناسی و مهندسی سطح برخوردار است. مهم‌ترین پارامتر قابل بررسی در این خصوص، زاویه‌ی تماس قطره با سطح است. به این معنی که هر چه این زاویه کوچک‌تر باشد سطح، آب دوست‌تر است. معادله‌ی یانگ در ترمودینامیک ماکروسکوپی، زاویه‌ی تماس را به انرژی آزاد فصل مشترک دو محیط ارتباط می‌دهد. سپس کاسی و بکستر معادله‌ی یانگ را به سطوح مرکب (ناهمگن) تعمیم داده و معادله‌ی جدیدی را ارائه کردند که زاویه‌ی تماس یک قطره‌ی ماکروسکوپی را به زوایای تماس آن (مربوط به هر جزء سطح مجزا) مربوط می‌کند. تا اینجای مسأله، فرض شده است ناهمگنی‌ها در مقیاس‌های خیلی کوچکی در مقایسه با اندازه‌ی قطره اتفاق می‌افتد که این فرض به معنای در نظر گرفتن یک قطره‌ی ماکروسکوپی است. در تحقیقات جدید، بیشتر به وضعیت‌هایی پرداخته می‌شود که اندازه‌ی قطره و ناهمگنی سطحی از مرتبه‌ی یکدیگر باشند، یعنی بررسی زاویه‌ی تماس یک نانوقطره بر روی یک سطح مرکب نانوساختار. در این وضعیت اولین سؤال این است که آیا معادله‌ی کاسی-بکستر صادق است یا نه. انتظار می‌رود اگر معادله‌ی کاسی-بکستر در مقیاس نانو با تقریب خوبی صادق باشد، باید در عوض آن "معادله‌ی موضعی کاسی-بکستر" را به کار برد. در پژوهش انجام شده، از شبیه‌سازی مولکولی برای آزمودن تعمیم معادله‌ی کاسی-بکستر در مقیاس نانو و در کل، بررسی وضعیت نانوقطره بر روی یک سطح نانوساختار استفاده شده است. بدین منظور، سطحی مرکب، با حوزه‌های آب‌دوست و آب‌گریز ناشی از ناهمگنی‌های توپولوژیک، ایجاد شده و نحوه قرار گرفتن یک نانوقطره بر روی آن مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج نشان می‌دهند بسته به ویژگی‌ها و جزئیات ساختاری یک سطح نانوساختار می‌توان نحوه‌ی قرار گرفتن نانوقطره را بر روی سطح تغییر داد. علاوه بر این نشان داده شده است که تنها، محیط فصل مشترک نانوقطره و سطح در تعیین زاویه‌ی تماس نانوقطره بر روی سطح تأثیر دارد در حالی که ویژگی و جزئیات ساختاری سطح تماس واقع شده در زیر نانوقطره در این خصوص نقشی ندارد. این نتایج همزمان در پژوهشی دیگر، توسط دیگران (جان ریچی) برای سطوحی با ناهمگنی‌های شیمیایی نیز انجام شده است و نتایج مشابهی دیده شده است. بنابراین برای مدیریت نانوقطره بر روی سطح نانوساختار (گذار سطح، از آب دوستی به آب گریزی و بالعکس)، و به طور کلی مهندسی یک سطح، ناهمگنی‌های توپولوژیک به اندازه‌ی شیمی سطح، مؤثر و حائز اهمیت هستند.

همکاران: آلنکا لوزار، دوشان براتکو و جان ریچی
این پژوهش در دانشگاه کامن‌ولث ویرجینیای آمریکا انجام شده است و در ژورنال فیزیک-شیمی سی در سال ۲۰۱۲ به چاپ رسیده است.
http://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/jp300166h



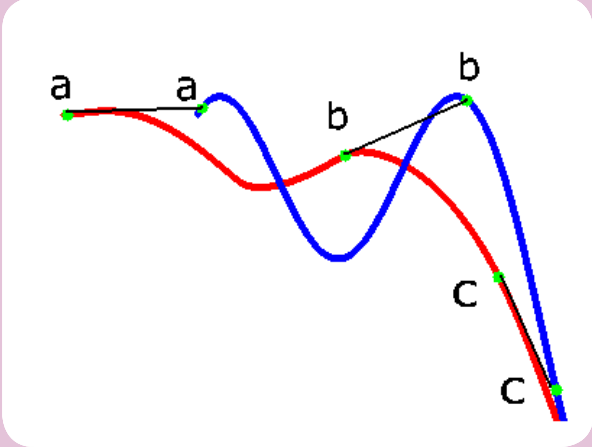
زاویه تماس بر حسب شعاع قسمت آب‌دوست سطح مرکب.


تصویر نانوقطره‌ای با ۲۰۰۰ مولکول آب بر روی یک سطح نانوساختار. از سمت چپ به راست: سطح آب‌گریز، سطح مرکب و سطح آب دوست.

پرسش۱: از هزاران سال پیش، نمک برای جلوگیری از فاسدشدن موادی غذایی مانند گوشت به کار می‌رفته است. همین‌طور برای حفاظت مواد غذایی شیرین مانند میوه‌ها از شکر استفاده می‌شده است. چگونه نمک و شکر چنین کارکردی دارند؟ آیا می‌توان با استفاده از قوانین فیزیک، این کارکرد نمک و شکر را توضیح داد؟

پاسخ: آنچه باعث فساد مواد غذایی می‌شود فعالیت میکروارگانیسم‌هایی هم‌چون باکتری‌هاست. این موجودات برای زندگی نیاز به آب دارند. وقتی غلظت آب محیط با افزودن نمک یا شکر افزایش می‌یابد، پدیده‌ی اسمز باعث می‌شود آب درون غشای باکتری به بیرون نفوذ کند و این به مرگ آنها می‌انجامد.
پدیده‌ی اسمز: اگر غلظت محلول در دو سوی یک غشای نیمه‌تراوا متفاوت باشد، محلول از جایی که غلظت کمتری دارد به جایی که غلظت بیشتری دارد نفوذ می‌کند.

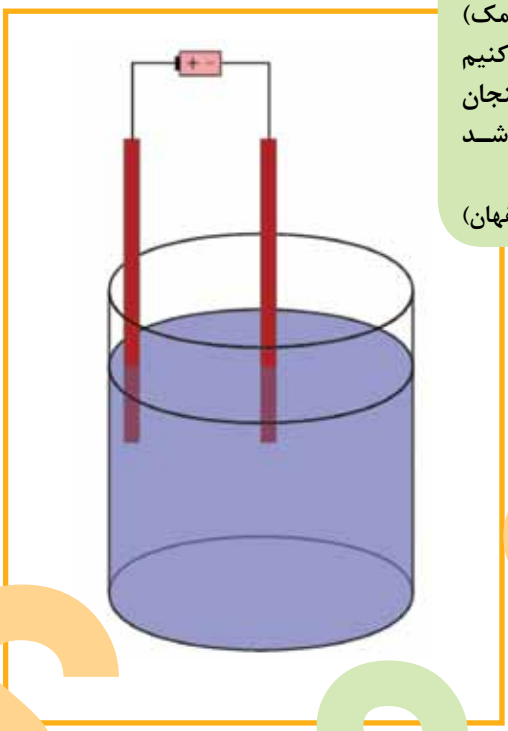
پرسش۲: حتماً تاکنون رد چرخ‌های دوچرخه روی گِل یا خاک نرم را دیده‌اید. شرلوک هولمز در داستان «ماجرای مدرسه‌ی صومعه» با استفاده از رد دوچرخه‌ای که روی گِل باقی مانده بود، مسیر حرکت دوچرخه را تعیین می‌کند. او از جمله از این واقعیت استفاده می‌کند که رد چرخ عقب به‌دلیل وزن دوچرخه‌سوار عمیق‌تر است. فرض کنید این اطلاعات را ندارید. آیا می‌توانید فقط بر پایه‌ی شکلِ مسیرِ حرکتِ چرخ‌ها (شکل زیر)، بگویید رد چرخ جلو کدام و رد چرخ عقب کدام است؟ آیا می‌توانید جهت حرکت دوچرخه را تعیین کنید؟



پاسخ: برای پاسخ باید به نکات زیر توجه کرد:
۱. چرخ‌های دوچرخه می‌غلتند (چرخش بی‌لغزش).
۲. محل تماس چرخ‌ها با زمین، فاصله‌ی ثابتی از هم دارند که برابر با فاصله‌ی مراکز چرخ‌هاست.
۳. جهت حرکت دوچرخه را چرخ جلو تعیین می‌کند و چرخ عقب همیشه به دنبال چرخ جلو حرکت می‌کند؛ درنتیجه، بردار سرعت چرخ عقب هم‌جهت با خط واصل دو چرخ است.
۴. اگر در نقطه‌ای از منحنی مسیر حرکت چرخ عقب، مماسی بر آن رسم کنید، مسیر چرخ جلو را در یک یا چند نقطه قطع می‌کند. یکی از آنها محل چرخ جلو را در آن لحظه نشان می‌دهد.
به کمک نکات بالا و با رسم چند مماس بر منحنی‌ها در نقاط مختلف، می‌توان رد هر چرخ و جهت حرکت دوچرخه را تشخیص داد. شکل زیر مکان چرخ‌های دوچرخه را در سه مکان مختلف نشان می‌دهد. رد چرخ عقب، قرمز رنگ و رد چرخ جلو آبی رنگ است.

موسیقی کتری: کتری پر از آب را روی اجاق می‌گذاریم. کمی بعد، صدای هیس خفیف آن آغاز می‌شود. با داغ‌تر شدن آب، صدا شدیدتر شده و تُن آن نیز تغییر می‌کند تا بالأخره به صدای آرام و یکنواخت جوشیدن آب می‌رسد. از صدای کتری تقریباً می‌توان فهمید آب در چه مرحله‌ای از فرایند به جوش آمدن است و آیا موقع دم کردن چای رسیده یا نه!
صدای آب در حال جوش کتری، در هر مرحله ناشی از چیست؟
(پرسش جلسه‌ی ۱۰۸ باشگاه فیزیک تهران)

فنجانی محتوی آب‌نمک غلیظ (نزدیک به اشباع) را بین دو قطب یک آهنربا به‌گونه‌ای قرار می‌دهیم که میدان مغناطیسی حاصل از آن، عمود بر کف فنجان باشد. یک سر سیم رابطی را به یکی از قطب‌های باتری، و سر دیگر آن را در مرکز فنجان (داخل آب‌نمک) قرار می‌دهیم. سیم دیگری را به قطب دیگر باتری وصل می‌کنیم و سر دیگر آن را در محلول آب‌نمک و در نزدیکی لبه‌ی فنجان قرار می‌دهیم. اگر اختلاف پتانسیل به اندازه‌ی کافی بزرگ باشد (چقدر؟)، در محلول آب‌نمک گردابی شکل می‌گیرد. چرا؟
(پرسش جلسه‌ی ۲۶ باشگاه فیزیک اصفهان)



فعالیت‌های زمستان ۱۳۹۲

چهارمین کنفرانس فیزیک ذرات و میدان‌ها

این کنفرانس ۲ و ۳ بهمن ماه ۱۳۹۳ با همکاری دانشگاه آزاد اسلامی واحد تهران مرکزی در این دانشگاه برگزار شد.

کنفرانس فیزیک محاسباتی ایران

این کنفرانس ۳۰ دی‌ماه تا ۲ بهمن ماه ۱۳۹۲ با همکاری دانشگاه تربیت دبیر شهید رجایی در این دانشگاه برگزار شد.

هفتمین کارگاه محاسبات سریع (HPC۷)

پژوهشگاه دانش‌های بنیادی با همکاری شاخه فیزیک محاسباتی انجمن فیزیک ایران و دانشگاه تربیت دبیر شهید رجایی، هفتمین کارگاه محاسبات سریع و تورین را در تاریخ ۲ تا ۴ بهمن‌ماه ۱۳۹۲ برگزار کرد.

کنفرانس پیشرفت‌های ابررسانایی

کنفرانس پیشرفت‌های ابررسانایی که ۱۷ و ۱۸ بهمن ماه ۱۳۹۲ در دانشگاه صنعتی شریف برگزار شد، علاوه بر شرکت کنندگان داخلی میزبان سه سخنران ویژه نیز بود: استاد لگت از دانشگاه ایلینوی برنده جایزه نوبل ۲۰۰۳ فیزیک در ابررساناها و ابرشاره‌ها، استاد پائول چو از دانشگاه هیوستون کاشف اولین ابررسانای بالای دمای نیتروژن مایع، استاد پیگت استاد ممتاز دانشگاه دیویس کالیفرنیا.

همایش ملی گرانش و کیهانشناسی

این کنفرانس ۹ و ۱۰ بهمن ماه ۱۳۹۲ با همکاری دانشگاه تهران در دانشکده فیزیک این دانشگاه برگزار شد.

باشگاه فیزیک

باشگاه فیزیک در آذرماه و دی ماه ۱۳۹۲ برگزار شد. سخنرانی‌های ارائه شده در این نشست‌ها:

- **دانشگاه تهران**

پل معلق آب: چه چیز آب را در هوا نگه می‌دارد؟
سخنران: رضا منتظری نمین
ستاره‌های چگال. سخنران: دکتر حمیدرضا مشفق

- **دانشگاه صنعتی اصفهان**

جایگزیدگی الکترون‌ها در حضور بی‌نظمی. سخنران: دکتر محسن امینی
فیزیک در ترافیک. سخنران: دکتر میثم اکبرزاده

اعزام دو دبیر به سرن

پس از دو دوره داوری، اطلاعات فرستاده شده از سوی دبیران فیزیک سراسر کشور برای سفر به سرن، خانم صدیقه رضاپور و آقای سلیمان معروفی برای این سفر در سال ۱۳۹۳ انتخاب شدند.

فعالیت‌های بهار ۱۳۹۳

سومین کنفرانس رشد بلور ایران

انجمن فیزیک ایران با همکاری دانشگاه سمنان سومین کنفرانس رشد بلور ایران را در تاریخ ۱۷ اردیبهشت‌ماه ۱۳۹۳ در دانشگاه سمنان برگزار خواهد کرد.

چهارمین جایزه دکتر علیمحمدی

این جایزه ویژه پایان‌نامه‌های برتر دکترا است که اردیبهشت ماه ۱۳۹۳ همزمان با کنفرانس بهاره پژوهشگاه دانش‌های بنیادی اهدا خواهد شد.

برای کسب اطلاعات بیشتر در مورد اخبار انجمن فیزیک ایران با جزئیات بیشتر، می‌توانید به سامانه خبرنامه انجمن فیزیک ایران مراجعه کنید:
http://www.psi.ir/html/news/news1_f.asp

شماره‌های پیشین فصلنامه‌ی «**فیزیک روز**» در وبگاه مجله در دسترس است.

www.psimag.ir