



وزارت آموزش و پرورش
سازمان پژوهش و برنامه‌ریزی آموزشی
دفتر انتشارات کمک‌آموزشی



فیزیک ۶۶

۱۳۸۳ - سال نوزدهم - بها ۲۰۰ تومان

ISSN 1606 - 917X

www.roshdmag.org

روشک آموزش

❖ کار علمی کردن

❖ نحوه‌ی تدریس تعاملی فیزیک

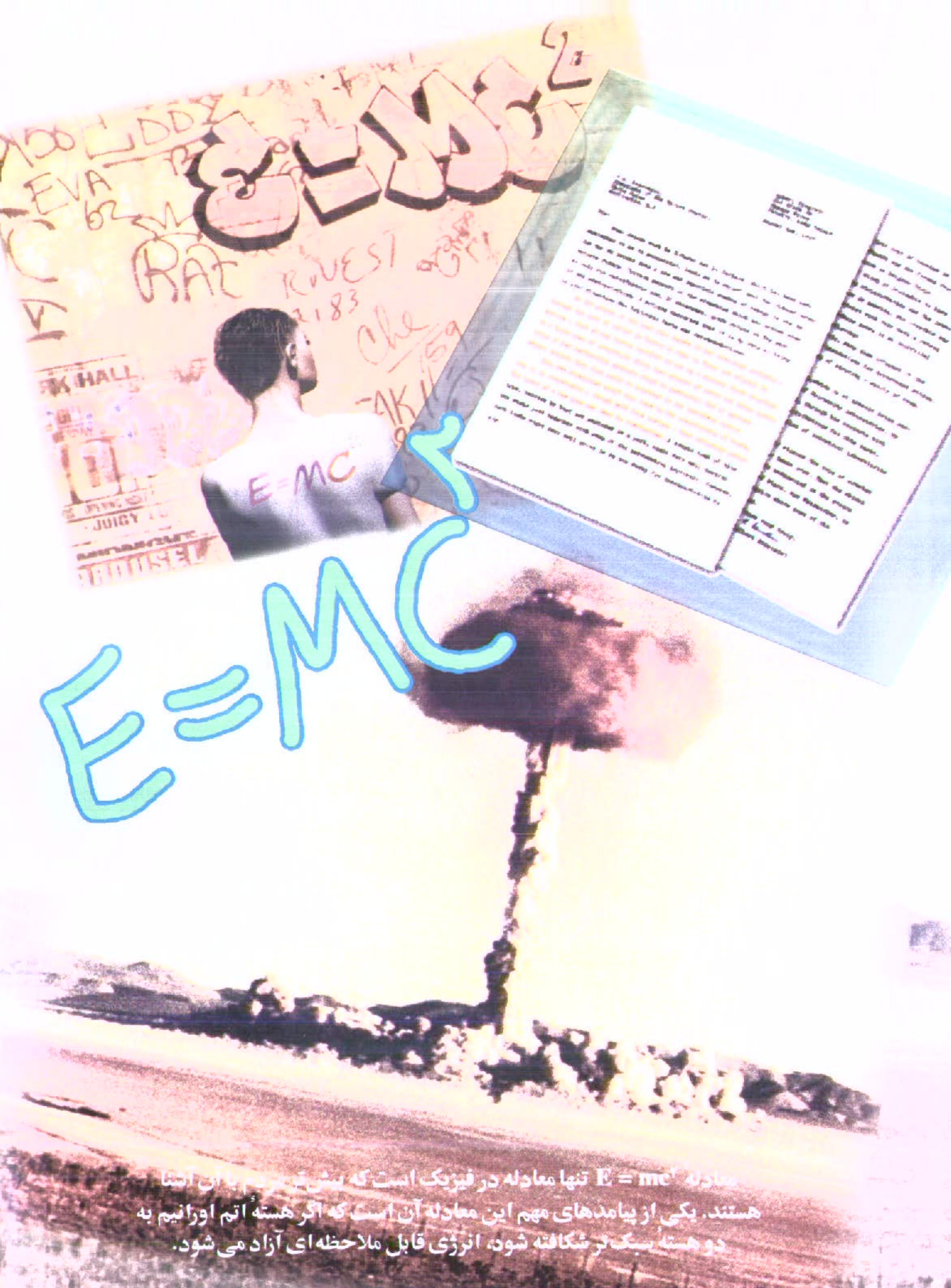
❖ آیا وحدت فیزیک تا ۲۰۵۰ صورت می‌گیرد؟

❖ اخبار علمی

❖ سی و چهارمین المپیاد بین‌المللی فیزیک

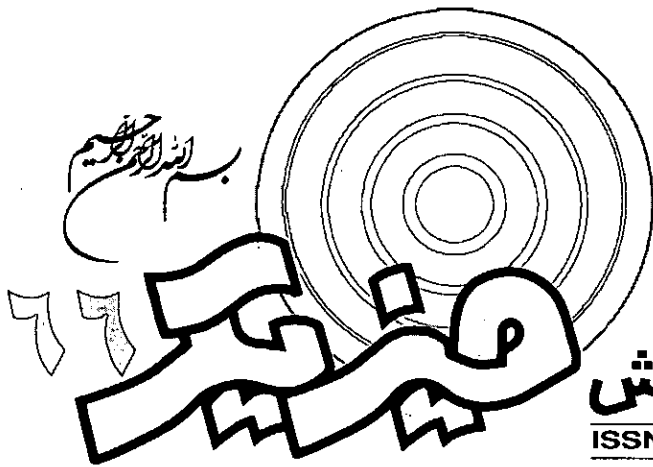
❖ معماهای فیزیک

❖ فرآیند انبساط آزاد



$E=MC^2$

معادله $E=mc^2$ تنها معادله در فیزیک است که بیش تر مردم با آن آشنا هستند. یکی از پیامدهای مهم این معادله آن است که اگر هسته اتم اورانیوم به دو هسته سبک تر شکافته شود، انرژی قابل ملاحظه ای آزاد می شود.



رشد آموزش

ISSN : 1606-917X

دوره انتشار، سال نوزدهم - ۱۳۸۳



وزارت آموزش و پرورش
سازمان پژوهش و برنامه ریزی آموزشی
دفتر انتشارات کمک آموزشی

پیش گفتار: انرژی هسته ای برای جنگ یا صلح \diamond سردبیر ۲

نکته هایی دربارهٔ دماسنج های مایع در شیشه \diamond احمد محمدی لیواری ۳

کار علمی کردن \diamond پاتریشا بلاتن ۷

نحوه ی تدریس تعاملی فیزیک \diamond محمدحسین نیکونژاد ۹

شما چه فکر می کنید؟ \diamond حسن قلمی باویل علیایی ۱۵

مجله و خوانندگان ۱۶

مجموعه های فیزیک ۱۷

نمایشی از نیروهای نیوتونی و ارشمیدس \diamond هارلی جی هیدن ۱۸

آیا وحدت فیزیک تا ۲۰۵۰ صورت می گیرد؟ \diamond استیون واینبرگ ۲۱

تعیین تجربی دمای صفر مطلق \diamond درازیا تریفونف ایوانف ۲۸

فرآیند انبساط آزاد، فرآیندی تکدما یا بی دررو است \diamond محمدرضا خوش بین خوش نظر ۳۲

حل عددی معادلهٔ حرکت پرتابی با وجود مقاومت هوا \diamond سوسن رجایی ۳۴

جیمز آ. وان آلن \diamond راجردی. لاینیوس ۴۲

آیا تقریب « $d \sin \theta$ اختلاف راه » معتبر است؟ \diamond دیک. سی. اچ. پون ۴۳

اخبار علمی: پایانی باشکوه برای فضاییمای گالیله ۴۶

سی و چهارمین المپیاد بین المللی فیزیک ۴۹

مدیر مسؤول: علیرضا حاجیان زاده

سردبیر: دکتر منیژه رهبر

مدیر داخلی: احمد احمدی

مدیر هنری: فریبرز سیامک نژاد

طراح گرافیک: پروانه هادی پور

هیأت تحریریه: احمد احمدی، روح الله خلیلی بروجنی

منیژه رهبر، سیدجعفر مهرداد

info@roshdmag.org

نشانی دفتر مجله: تهران، صندوق پستی ۱۵۸۷۵/۶۵۸۵

تلفن امور مشترکین: ۸۸۳۹۱۸۶

تلفن دفتر مجله: ۸۸۳۱۱۶۱-۹ داخلی: ۲۷۱

چاپ: شرکت افست (سهامی عام)

تیراژ: ۱۱،۰۰۰ نسخه

- دفتر انتشارات کمک آموزشی، این مجلات را نیز منتشر می کند:
- رشد کودک (ویژهٔ پیش دبستان و دانش آموزان کلاس اول دبستان)
- رشد نوآموز (برای دانش آموزان کلاس دوم و سوم دبستان)
- رشد دانش آموز (برای دانش آموزان کلاس چهارم و پنجم دبستان)
- رشد نوجوان (برای دانش آموزان دورهٔ راهنمایی)
- رشد جوان (برای دانش آموزان دورهٔ متوسطه)
- مجلات مدیریت مدرسه، رشد معلم، تکنولوژی آموزشی، آموزش ابتدایی، آموزش معارف اسلامی، آموزش شیمی، آموزش زبان و ادب فارسی، آموزش زبان، آموزش راهنمایی تحصیلی، آموزش ریاضی آموزش زیست شناسی، آموزش جغرافیا، آموزش تاریخ آموزش تربیت بدنی، آموزش علوم اجتماعی، آموزش زمین شناسی آموزش قرآن، آموزش هنر (برای دبیران، آموزگاران، دانشجویان تربیت معلم، مدیران مدارس و کارشناسان آموزش و پرورش).
- رشد برهان (مجلهٔ ریاضی دورهٔ راهنمایی)، رشد برهان (مجلهٔ ریاضی دورهٔ متوسطه)

مجلهٔ رشد آموزش فیزیک، نوشته ها و حاصل تحقیقات پژوهشگران و متخصصان تعلیم و تربیت، بویژه آموزگاران، دبیران و مدرسان را، در صورتی که در نشریات عمومی درج نشده و مرتبط با موضوع مجله باشند، می پذیرد:

- مطالب باید یک خط در میان و در یک روی کاغذ نوشته و در صورت امکان تایپ شود.
- شکل قرار گرفتن جدولها، نمودارها و تصاویر ضمیمه باید در حاشیه مطلب نیز مشخص شود.
- نثر مقاله باید روان و از نظر دستور زبان فارسی درست باشد و در انتخاب واژه های علمی و فنی دقت لازم مبذول گردد.
- مقاله های ترجمه شده باید با متن اصلی همخوانی داشته باشد و متن اصلی نیز ضمیمه مقاله باشد.
- در متنهای ارسالی باید تا حد امکان از معادل های فارسی واژه ها و اصطلاحات استفاده شود.
- زیرنویسها و منابع باید کامل و شامل نام اثر، نام نویسنده، نام مترجم، محل نشر، سال انتشار و شماره صفحه مورد استفاده باشد.
- مجله در رد، قبول، ویرایش و تلخیص مقاله های رسیده مختار است.
- آرای مندرج در مقاله ها، ضرورتاً مبین نظر دفتر انتشارات کمک آموزشی نیست و مسؤولیت پاسخگویی به پرسشهای خوانندگان، با خود نویسنده یا مترجم است.
- مجله از بازگرداندن مطالبی که برای چاپ مناسب تشخیص داده نمی شود، معذور است.



تصویر روی جلد: طبیعت بزرگ ترین آزمایشگاهی است که با مطالعه آن می توان شناخت دقیقی از قانون های فیزیک به دست آورد.

انرژی هسته‌ای برای

جهت یا صلح؟



۱۹۳۸ در انستیتوی قیصر ویلهلم در برلین انجام گرفت. در طی شش ماه پس از آن اکتشاف‌های فیزیکی‌دانان در بسیاری از کشورهای دیگر نیز به این نتیجه‌گیری اجتناب‌ناپذیر رسید که شکل جدیدی از انرژی یعنی انرژی هسته‌ای را می‌توان از شکافت اتم به دست آورد. این انرژی میلیون‌ها بار بیش از مقداری بود که انسان می‌توانست از منابع شناخته شده قبلی به دست آورد؛ اما البته می‌شد آن را برای استفاده در بمبی با قدرت انفجاری باور نکردنی نیز به کار گرفت.

اولین کسانی که در ایالات متحده متوجه این خطر شدند، فیزیکی‌دانانی بودند که از نظم جدید هیتلر در اروپا گریخته بودند. آن‌ها تردید نداشتند که آلمان از هیچ کوششی برای به کارگیری این آبرسلاح خودداری نخواهد کرد.

در تابستان ۱۹۳۹ سه فیزیکی‌دان پناهنده مجارستانی لئوزیلارد، یوجین ویگنر^۱ و ادوارد تلر^۲، اینشتین را متقاعد کردند که احتمال ساخت بمب اتمی توسط آلمان را به پرزیدنت روزولت اطلاع دهد. روزولت پس از دریافت نامه، کمیته‌ای را تشکیل داد تا با کمک مالی دولت و کمک فکری دانشگاه‌های سراسر آمریکا به تحقیقات در این زمینه بپردازد. نتیجه کار این کمیته که در آن افرادی چنان متضاد چون فیزیکی‌دانان نظری از برکلی تا مهندسان ارتش از وست پوینت برای هدف مشترکی با یکدیگر همکاری نزدیک داشتند به پروژه مانهاتان معروف است

یکی از مهم‌ترین موضوع‌هایی که در سال جاری توجه رسانه‌های گروهی مختلف را به خود جلب کرده مسئله درگیری ایران با آژانس بین‌المللی انرژی هسته‌ای در زمینه پیوستن به پروتکل الحاقی معاهده منع گسترش سلاح‌های هسته‌ای بود که سرانجام با پیوستن ایران به آن به خوبی فیصله یافت.

مسئله انرژی هسته‌ای یکی از مهم‌ترین مسئله‌های علمی است که ذهن همه مردم را از افراد عادی گرفته تا بالاترین رده روشنفکران به خود مشغول داشته است و روی هم رفته افکار عمومی مردم در جهان به این مسئله نگاه مثبتی ندارد. علت این امر شاید آن باشد که هنگامی جهانیان با انرژی هسته‌ای آشنا شدند که اولین بمب بر هیروشیما فرو افتاد و کشتار و خرابی بی‌سابقه‌ای به بار آورد. این تلفات و صدمات متأسفانه به زمان فرو افتادن بمب نیز محدود نشد، بلکه نسل‌های بعدی را نیز گرفتار پیامدهای پرتوگیری تابش‌های هسته‌ای کرد. این مردم البته هیچ‌گاه توجه نمی‌کنند که چشمه بی‌کران انرژی خورشید که حیات را بر روی کره زمین امکان‌پذیر ساخته است نیز، منشأ هسته‌ای دارد و نتیجه همجوشی هسته‌ای است.

چون ساخت اولین سلاح هسته‌ای دستاورد کوشش‌های خستگی‌ناپذیر اغلب فیزیکی‌دان‌های برجسته قرن بیستم است، آشنایی خوانندگان مجله با روند شکل‌گیری آن مفید است. اولین آزمایش‌های موفقیت‌آمیز شکافت اورانیم در پائیز سال

تأسیس اتحادیه انجمن های علمی آموزشی معلمان فیزیک ایران

اتحادیه انجمن های علمی، آموزشی معلمان فیزیک ایران از دی ماه ۸۱ به طور رسمی کار خود را آغاز کرده است. با تأسیس این «اتحادیه»، فضای گسترده ای جهت فعالیت های علمی، تحقیقی، پژوهشی و عملی برای همه معلمان ایران فراهم شده است.

اتحادیه امیدوار است با حمایت معنوی همکاران عزیز رشته فیزیک در سراسر کشور، نهاد نیرومندی را به وجود آورد و قدم های بلندی را در بهبود کیفیت آموزش فیزیک بردارد.

این «اتحادیه» همچنین امیدوار است با پیوستن انجمن ها و با همکاری صمیمانه آنها، کارهای مهمی نظیر، کمک به تألیف کتاب های درسی، تأسیس مراکز تحقیقاتی، پژوهشکده ها، واحدهای آموزشی نمونه، کارگاه های آموزشی... را به انجام برساند. کارهایی نظیر شناسایی و معرفی دبیران ممتاز گننام فیزیک در سراسر کشور، تشویق و تقدیر دبیران برجسته، اختصاص جوایز ارزنده به معلمان کارآمد فیزیک، چاپ و انتشار کتاب های علمی، تحقیقی و آزمایشگاهی دبیران نام آور فیزیک و... در حیطه فعالیت های «اتحادیه» قرار دارد.

خبرنامه «اتحادیه»، آمادگی دارد، پیشنهادهای سازنده و مقاله های شما را در زمینه مسائل علمی فیزیک، کارهای پژوهشی و... چاپ و در سراسر ایران، در اختیار معلمان ارجمند فیزیک، سیاستگذاران، برنامه ریزان و مسئولان بلندپایه قرار دهد.

با آرزوی موفقیت:
شورای اجرایی اتحادیه

که یکی از هیجان انگیزترین ماجراهای تاریخ و نتیجه آن بزرگ ترین دستاورد کار سازمان یافته با حوزه عملی بی سابقه است. کار بر روی این پروژه در سال ۱۹۴۲ با پژوهش بر روی پنج روش مختلف فراهم آوردن ماده کافی برای تولید بمب آغاز شد که سه مورد از آنها مبتنی بر جدا ساختن اورانیم - ۲۳۵ از اورانیم ۲۳۸ و دو مورد دیگر بر مبنای تولید پلوتونیم بود. در این پژوهش ها اغلب فیزیکدانان سرشناس قرن بیستم سهمیم بودند. این افراد مصمم که قبل از شروع کار از مشکلات باور نکردنی آن آگاهی نداشتند، نمی دانستند که چه تفاوت قابل ملاحظه ای میان کار آزمایشگاهی و کار واقعی وجود دارد.

اما فرو افتادن بمب اتمی بر هیروشیما در ۶ اوت ۱۹۴۵ بسیاری از این افراد را تکان داد. آن ها تصور می کردند که این بمب نقش بازدارنده دارد و هرگز تصور نمی کردند که ممکن است در عمل از آن استفاده شود. این فیزیکدانان صمیمانه آرزو می کردند که کوشش آن ها برای هدفی بهتر و شریف تر به کار گرفته می شد. اما متأسفانه در این مورد حق انتخاب نداشتند. شوک ناشی از به کارگیری بمب تأثیری چنان عمیق بر رابرت اوپنهایمر^۱ مدیر علمی پروژه مانهاتان داشت که او از ادامه کار و مشارکت در ساخت بمب هیدروژنی خودداری کرد و به همین مناسبت به محاکمه کشیده شد.

البته، از آن پس انرژی هسته ای و روش های وابسته به آن برای اهداف صلح آمیز بسیاری از جمله تولید برق و یا در تشخیص و درمان پزشکی به کار گرفته شده اند. بهره گیری از روش های هسته ای در پزشکی، جان بیماران بسیاری را نجات داده است. تولید برق توسط نیروگاه های هسته ای، گرچه در سال های اخیر به واسطه فعالیت گسترده طرفداران محیط زیست محدود شده است، اما هنوز درصد قابل ملاحظه ای از برق تولید شده در جهان را تشکیل می دهد. اما، همه این موارد هنوز نتوانسته است وحشت هیروشیما را از ذهن افراد بشر بزداید. امروز باید بکوشیم معیارهای اخلاقی احترام به جایگاه انسان و حفظ منزلت او را جایگزین روش های متزلزل توازن بر مبنای وحشت کنیم.

زیرنویس

1. Leo szilard
2. Eugene wigner
3. Edward Teller
4. Robert oppenheimer

نکته‌هایی درباره

دماسنج‌های مایع در شیشه

احمد محمدی لیواری

کارشناس موسسه استاندارد و تحقیقات صنعتی ایران
مرکز اندازه‌شناسی و اوزان و مقیاسها - آزمایشگاه دماسنجی

آن پیچیده‌تر است.

دماسنج مایع در شیشه شامل دو قسمت اصلی است: مخزن و ساقه. مخزن، استوانه‌ای شیشه‌ای با دیواره نازک است که حاوی مایع دماسنجی (جیوه، الکل) است. مقداری از مایع نیز در داخل لوله مؤین که به مخزن متصل است، قرار دارد. به بخشی که این لوله مؤین را در بر می‌گیرد ساقه گفته می‌شود. وقتی دماسنج گرم می‌شود مایع در این لوله منبسط و وقتی سرد می‌شود مایع به طرف مخزن، منقبض می‌گردد. اندازه و شکل مخزن در حساسیت و عملکرد دماسنج مؤثر است. دیواره‌های نازک‌تر زمان پاسخ را کاهش اما، شکنندگی آن را افزایش می‌دهند. نوع شیشه مورد استفاده در مخزن از عوامل مهم در کیفیت دماسنج محسوب می‌شود. ساقه دماسنج معمولاً به دو صورت بدون غلاف^۱ و با غلاف^۲ است. در نوع بدون غلاف، لوله مؤین توسط دیواره ضخیم شیشه‌ای (به ضخامت تقریباً ۶mm) احاطه شده است و درجه‌بندی دماسنج روی ساقه به صورت دائمی انجام می‌شود. این عمل باعث خطای دید هنگام خواندن دماسنج می‌شود. در نوع غلاف‌دار، درجه‌بندی روی صفحه‌ای جداگانه چاپ و به لوله مؤین متصل و سپس

در شماره ۶۳ مجله رشد فیزیک مقاله‌ای تحت عنوان «آیا فکر می‌کنید دماسنج شیشه‌ای واقعاً دما را اندازه‌گیری می‌کند؟» به چاپ رسیده است که در آن مولف طی محاسباتی به این نتیجه‌گیری دست یافته است که «هرچه بخش کمتری از دماسنج در تماس با نمونه باشد مقدار γ کوچکتر و در نتیجه دمای تعادل به دمای اولیه نزدیک‌تر است» در رابطه با این موضوع، مطلب زیر جهت اطلاع خوانندگان محترم تهیه و ارسال می‌شود.

۱- بر اساس تجربه شخصی نویسنده، نه تنها دانش آموزان و دانشجویان، بلکه عده زیادی از کارشناسان رشته‌های مختلف که به نحوی با دماسنج‌های مایع در شیشه سروکار دارند از این نوع دماسنج‌ها درست استفاده نمی‌کنند لذا به نظر می‌رسد ارائه اطلاعاتی ولو ناقص در بررسی‌هایمان مفید واقع شود.

۲- همان‌طور که می‌دانیم اکثر مواد هنگام گرم شدن منبسط و وقتی سرد شوند منقبض می‌گردند. در ساخت دماسنج‌های مایع در شیشه نیز از این ویژگی استفاده می‌شود، اما چون دماسنج شامل بیش از یک نوع ماده است و همه این مواد با افزایش دما منبسط می‌شوند، فرآیند ساخت

هردوی آنها با غلاف شیشه ای محافظت می شوند.

۳- یک مایع دماسنجی ایده آل باید دارای خواص فیزیکی و شیمیایی زیر باشد:

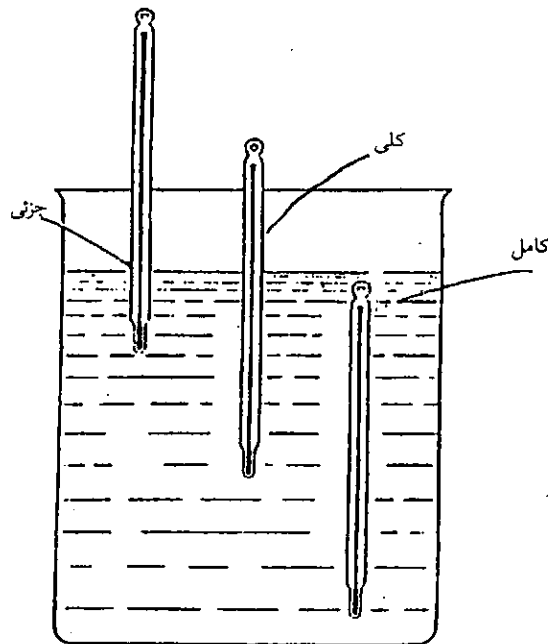
- در تمام گستره های دماسنج، به صورت مایع باشد.
- در تمام گستره ای که به صورت مایع است دارای ضریب انبساط خطی باشد.
- شیشه دماسنج را خیس نکند.
- از نظر شیمیایی نسبت به سایر مواد دماسنج خنثی باشد.
- از نظر شیمیایی پایدار باشد.
- سمی نباشد.
- برای سادگی خواندن دارای سطح محدب باشد.

البته هیچ مایعی این ویژگی ها را ندارد، اما جیوه نسبت به سایر مواد به این ویژگی ها نزدیک تر است. مایع های دیگری که در دماسنجی مورد استفاده قرار می گیرند، مایع های آلی هستند. ضریب انبساط این مایع ها خطی نیست که این مسئله در ایجاد مقیاس برای آنها باید مدنظر باشد. در ضمن این مایع ها شیشه را خیس می کنند. در این مایع ها دو مسئله مهم وجود دارد که عبارت اند از: لوله موین

این دماسنج ها را نمی توان مانند دماسنج های جیوه ای، ظریف ساخت. ضمناً مقداری از مایع در دماهای پایین می تواند از شیشه عبور کند که این مسئله سبب کاهش مقدار مایع در دماسنج خواهد شد. این مسئله وقتی تشدید می شود که با کاهش دما چسبندگی مایع افزایش می یابد.

۴- از دماسنج مایع در شیشه برای اندازه گیری دمای شماره ها استفاده می شود و بدین منظور باید آن را در شماره فرو بریم. مقدار فروبری بستگی به نوع دماسنج، عمق مایع (شماره) و نوع ظرف نگهدارنده مایع دارد. دماسنج های شیشه ای از نظر نوع فروبری به سه گروه عمده تقسیم می شوند: فروبری کامل^۲، کلی^۳ و جزئی^۵.

در فروبری کامل، دماسنج به طور کامل در شماره فرو برده می شود، بدون آن که قسمتی از آن بیرون از مایع بماند. در فروبری کلی، دماسنج طوری در شماره فرو برده می شود که شماره چند درجه مانده به دمای مورد نظر دماسنج را بپوشاند. و در فروبری جزئی دماسنج تا طول مشخص و ثابتی در شماره قرار می گیرد. شکل (۱) انواع فروبری در این دماسنج ها را نشان می دهد.



شکل (۱)- انواع فروبری دماسنج های مایع در شیشه

اگر بخواهیم از این نوع دماسنج‌ها درست استفاده کنیم، نباید از دماسنج با فروبری کلی به صورت جزئی و یا برعکس استفاده کنیم. چنانچه شرایط اندازه‌گیری به ما اجازه استفاده از یک دماسنج را با فروبری کلی ندهد و مجبور شویم از آن به صورت جزئی استفاده کنیم، در این صورت تصحیحی به نام تصحیح ساقه باید اعمال شود تا خطای ناشی از عدم فروبری صحیح دماسنج را جبران کنیم. استفاده از یک دماسنج با فروبری جزئی آسان‌تر است چون دماسنج تا مقدار مشخصی در شماره قرار می‌گیرد و دما خوانده می‌شود. اما متأسفانه بر خلاف این کاربرد آسان، بخشی از مایع که بالای قسمت فرو برده شده قرار دارد. در دمای دیگری (دمای محیط) قرار دارد و بنابراین انبساط و یا انقباض آن کمتر از بخش دیگر است. مقدار تصحیح ساقه بیرون مانده از مایع به صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$\Delta t = kn(T - t)$$

مقدار K برای دماسنج‌های مایع در شیشه جیوه‌ای درجه بندی شده بر حسب درجه سلسیوس $k = 0.00016^\circ\text{C}^{-1}$ و برای دماسنج‌های مایع در شیشه آلی درجه بندی شده بر حسب درجه سلسیوس $k = 0.001^\circ\text{C}^{-1}$ است.

n تعداد درجه‌های ستون بیرون مانده از مایع است. T دمای خوانده شده از روی دماسنج و t دمای میانگین مایع n درجه بیرون مانده از مایع است که با اندازه‌گیری به دست می‌آید.

به عنوان مثال اگر هنگام قرائت دمای 90°C با دماسنج مایع در شیشه جیوه‌ای با فروبری کلی به اجبار دماسنج تا دمای 70°C در مایع فرو رفته باشد، تصحیح ساقه بیرون مانده از مایع را به طریق زیر محاسبه می‌کنیم.

$$\Delta t = kn(T - t)$$

$$n = 90 - 70 = 20, \quad T = 90^\circ\text{C}$$

$$t = 35^\circ\text{C}$$

$$\Delta t = 0.00016 \times 20 \times (90 - 70) = 0.176^\circ\text{C}$$

بنابراین دمایی که به وسیله دماسنج قرائت می‌شود، برابر است با: 90.176°C .

مقدار این تصحیح بستگی به درستی^۶ دماسنج دارد. به عنوان مثال تصحیح 0.01°C برای یک دماسنج با عدم

قطعیت $\pm 1^\circ\text{C}$ مهم نیست؛ اما همین تصحیح برای دماسنجی با عدم قطعیت 0.05°C قابل ملاحظه است. برای اندازه‌گیری‌های دقیق از دماسنج‌های شیشه‌ای جیوه‌ای با فروبری کلی استفاده می‌شود. این دماسنج‌ها با تفکیک‌پذیری‌های $0.1/0.5$ ، $0.1/1$ ، $0.2/2$ ، $0.5/0.5$ و $0.1/0.1$ درجه سلسیوس ساخته می‌شوند. به هیچ وجه دماسنجی با این تفکیک‌پذیری‌ها نمی‌توان یافت که از نوع فروبری جزئی باشد. در دماسنج‌ها با فروبری کلی، وقتی دماسنج به طور صحیح در مایع قرار گیرد چون دمای ساقه محتوی جیوه با دمای مورد اندازه‌گیری یکسان است، تکرارپذیری قابل قبولی از دماسنج شاهدیم. اما در دماسنج‌ها با فروبری جزئی چون دمای ساقه بیرون مانده از مایع با دمای محیط تغییر می‌کند (t) این امر بر تکرارپذیری داده‌های به دست آمده تأثیر می‌گذارد. به طور کلی دماسنج‌های با فروبری کلی عدم قطعیتی تقریباً ده برابر بهتر از دماسنج‌های با فروبری جزئی دارند. بنابراین برای اندازه‌گیری‌های دقیق اجازه نداریم که از مقدار عمق فروبری دماسنج بکاهیم بلکه برعکس باید از دماسنج‌های جیوه‌ای دقیق از نوع فروبری کلی استفاده کنیم نتیجه‌ای بر خلاف نتیجه مقاله مورد نظر.

در خاتمه لازم به ذکر است چنانچه از دماسنج دیجیتالی برای تعیین دمای اولیه نمونه استفاده کنیم، این دماسنج چه از نوع دماسنج مقاومتی باشد و چه از نوع ترموکوپلی، ما مجاز نیستیم که فقط نوک دماسنج دیجیتالی را در آب قرار دهیم. چون هر یک از دماسنج‌های بالا نیز در اندازه‌گیری، عمق فروبری تعریف شده‌ای دارند که در صورت عدم رعایت آن اندازه‌گیری دما توأم با خطا خواهد بود. رعایت عمق فروبری برای دماسنج‌های دیجیتالی خود بحث جداگانه‌ای است که مجال دیگری را می‌طلبد.

زیرنویس

1. Solid stem
2. Enclosed stem
3. Complete immersion
4. Total immersion
5. Partial immersion
6. Accuracy
7. Uncertainty



در همایشی که اخیراً درباره «رابطه علم در کلاس درس با علم در آزمایشگاه» برگزار شده است، تیموتی اسلیتر^۱ از دانشگاه آریزونا^۲ به شرکت کنندگان در کنفرانس یادآوری کرد که علم یک فعل است و علم را کسانی می سازند که آن را انجام می دهند. همان طور که اسلیتر بر لزوم استفاده از داده های واقعی^۳ برای انجام آموزش علم تأکید کرد، من نیز به روش های معرفی و ارائه مطالب به فراگیران و به تکالیفی که از آن ها می خواهیم فکر می کردم.

منظور از باید آزمایش شود، چیست؟ آیا از دانش آموزان می خواهیم آزمایش کنند درحالی که وقتی هدف ما به دست آوردن تجربه آزمایشگاهی برای تأیید مفهومی خاص است؟، دانش آموزان باید چگونگی استفاده از ابزار و تجهیزات آزمایشگاهی برای گردآوری داده ها را بدانند و مهارت های لازم برای تفسیر آن داده ها جهت رسیدن به نتیجه با معنی را یاد بگیرند. آنها باید توانایی طراحی روش هایی برای گردآوری داده ها را در خود بپرورانند و بتوانند اندازه گیری های دقیقی را به انجام برسانند. یک آزمایش دارای پاسخ صحیح یا غلط نیست... بلکه یک نتیجه گیری براساس تفسیر داده های گردآوری شده دارد. تجربه آزمایشگاهی اغلب پاسخ صحیح مورد نظری را دارد و دانش آموزان چه به آن نتیجه پیش بینی شده برسند و چه نرسند، آن پاسخ معیاری از چگونگی عملکرد دانش آموزان در انجام کارها، گردآوری داده ها و تفسیر دقیق از آنهاست. آیا آزمایشی که به نتیجه مورد انتظار نرسد به عنوان شکست تلقی می شود؟ چند سال پیش وزارت انرژی ایالات متحده^۴ مولدی بادی را در بالای کوهی نزدیک شهرمان قرار دارد تا ببیند آیا می توان بادهای محلی را به عنوان منبع قابل اطمینان برق

مورد استفاده قرار داد. «آسیای بادی» با پره های ۲۰۰ فوتی روی برجی سوار و به مولدی وصل شد و چند ماهی مورد بررسی و آزمایش قرار گرفت. ساکنان آن محل از صدای «ویز ویز»^۵، اختلال در سیگنال های تلویزیونی و «منظره زشت» بالای کوه شاکی شدند. دورنمای تولید برق به شکل مقرون به صرفه هرگز به حقیقت نپیوست و سرانجام آسیای بادی اوراق شد و به عنوان قطعات اسقاطی به فروش رفت. ساکنان آن منطقه درباره «آزمایش ناموفق» حرف ها زدند. آنها متوجه نشدند که داده های گردآوری شده نه تنها درباره چه چیزی عملی است، بلکه درباره چه چیزی عملی نیست، نیز اطلاعاتی فراهم می آورد. تفسیر و به کارگیری نتیجه ها به ایجاد تغییرات در طراحی، آزمایش های بیشتر، و سرانجام به دست آوردن موفقیت بیشتر در مهار انرژی باد انجام مید. آزمایش ها همواره راهی برای آزمودن نظریه ها و تصحیح و بهینه سازی روش ها و طراحی ها و سرانجام به دست آوردن راه حل های عملی است. آزمایش ها پاسخ صحیح ندارند... آنها فقط نتیجه هایی دارند. نتیجه آزمایش ها وقتی ارزش و اعتبار دارد که تکرارپذیر و قابل به کارگیری برای حالت های دیگر نیز باشند. ولی برای نشان دادن ناکارآمدی در موضوعی تکرارپذیر نیز این نتیجه ها از ارزش یکسانی برخوردارند. با تجزیه و تحلیل دقیق و جامعی از سیستم مورد مطالعه، شناخت ما از اصول و قضایا رشد خواهد کرد و آن نتیجه ها برای ما آموزنده خواهند بود.

اگر تجربه هایی که ما در اختیار دانش آموزان می گذاریم برای تأیید اصول شناخته شده از راه بررسی ارتباط بین متغیرهای از قبل تعیین شده، طراحی شوند و یا عملاً به آنها اجازه آزمایش دهد. به هر حال، مهم این است که آنها با انجام

سیکس سال نورس ۱۳۸۳

کار علمی «شناختی به دست آورند. آنها یاد می‌گیرند که اندازه‌گیری‌های دقیقی را، با دنبال کردن راهکارهای مشخص و یا با تعیین روشی که با آن بتوانند متغیرهای مورد نظر را بررسی کرد، انجام دهند. آنها به کمک تجزیه و تحلیل داده‌هایی که به دقت گردآوری شده‌اند، می‌توانند رابطه میان متغیرها را (در صورت وجود) شناسایی کنند و با توضیح چگونگی تفسیر نتیجه‌ها از آنچه به دست آمده است دفاع کنند. تدریس فیزیک به وسیله سخنرانی و نمایش، بدون فراهم آوردن فرصت لازم برای انداختن نگاهی به داده‌های واقعی، در واقع محروم کردن دانش‌آموزان از لذت فهمیدن «علم» فیزیک است. ارائه فهرستی از معادله‌ها، بدون دادن تجربه به دست آوردن این معادله‌ها از داده‌های واقعی در دانش‌آموزان، این فکر را به وجود می‌آورد که فیزیک فقط توده‌ای از معادله‌های بدون ارتباط است که باید آنها را حفظ کرد. اگر از دانش‌آموزان انتظار داشته باشیم که آن

معادله‌ها را در وضعیت‌های فیزیکی به کار ببرند که هیچ‌گونه درکی از ارتباط آنها با معادله نداشته باشند آنگاه غالباً به نتیجه‌های ناامیدکننده‌ای می‌رسیم. برای قوام دادن به مباحث و یا آزمودن کاربرد آن مباحث از شبکه اینترنت به عنوان منبعی از داده‌ها غافل نباشید. برای مثال اگر گرمای ویژه را مطالعه می‌کنید به داده‌های اقلیمی نگاهی بیندازید که دمای هوا و آب^۶ را در منطقه‌های مختلف به صورت ماهانه ارائه می‌دهند. از دانش‌آموزان بخواهید که توضیح دهند چرا منطقه‌هایی که در یک عرض جغرافیایی^۷ قرار دارند می‌توانند دارای چنین اختلاف دمای میانگین باشند (/Observatory Datasets/tsurf.tovs.html)^۸. برای مطالعه حرکت، شناخت نیروها و حتی به دست آوردن قانون‌های کیپلر از داده‌های موجود در گنجینه اطلاعاتی که به وسیله ناسا^۹ تأمین می‌شود استفاده کنید (/planetary/factsheet/)^{۱۰}.

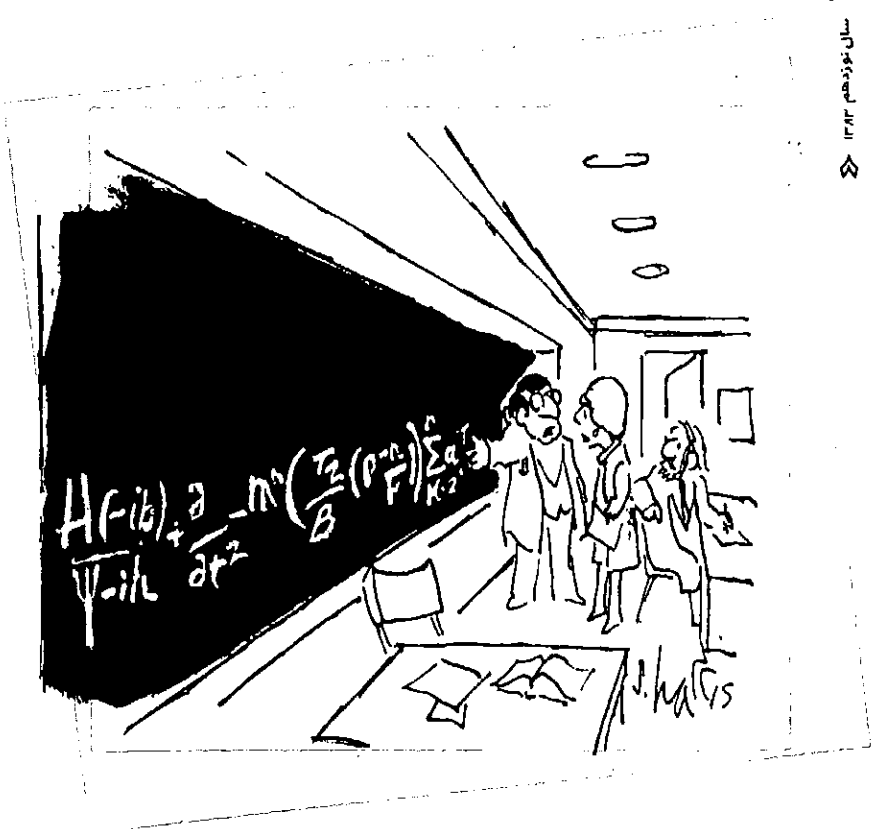
وقتی طیف الکترومغناطیسی را مطالعه می‌کنید به تصویرهای خورشید نگاه کنید و انواع اطلاعات حاصل از طول موج‌های مختلف را نشان دهید (/http://umbra.nascom.nasa.gov/images). اگر امکان فراهم کردن مهارت‌های ملموس را ندارید از شبیه‌سازی‌های رایانه‌ای یا web applets^{۱۱} داده‌هایی جمع‌آوری کنید (/http://webphysics.advidson.edu/). (Applets/Applets.html)

«چگونه بدانیم که آن چه را فکر می‌کنیم، می‌دانیم؟» این باید پرسشی باشد که دانش‌آموزان از راه کسب مهارت در مطالعه هر علمی بتوانند به آن پاسخ دهند. اگر مهارت مطالعه و یادگیری علم را به فراگیران نیاموزیم آنها تمام دانش عرضه شده را نخواهند فهمید.

زیرنویس‌ها

1. Timothy Slater
2. University of Arizona
3. Real Data
4. U.S. Department of Energy
5. Whooshing sound
۶. منظور آب دریاها و اقیانوس‌ها و بعضاً رودخانه‌ها [مترجم]
7. Latitude
8. /http://earthobservatory.nasa.gov/ این عبارت به ابتدای آدرس ذکر شده در متن اضافه شود [مترجم]
9. NASA (National Aeronautics and Space Administration)
10. /http://nssdc.gsfc.nasa.gov/ این عبارت به ابتدای آدرس ذکر شده در متن اضافه شود [مترجم]
۱۱. Web Applets برنامه‌های رایانه‌ای کوچکی است که از طرف شبکه جهانی اینترنت پشتیبانی می‌شود و در کامپیوترهای مشتریان شبکه اجرا می‌شود.

منبع



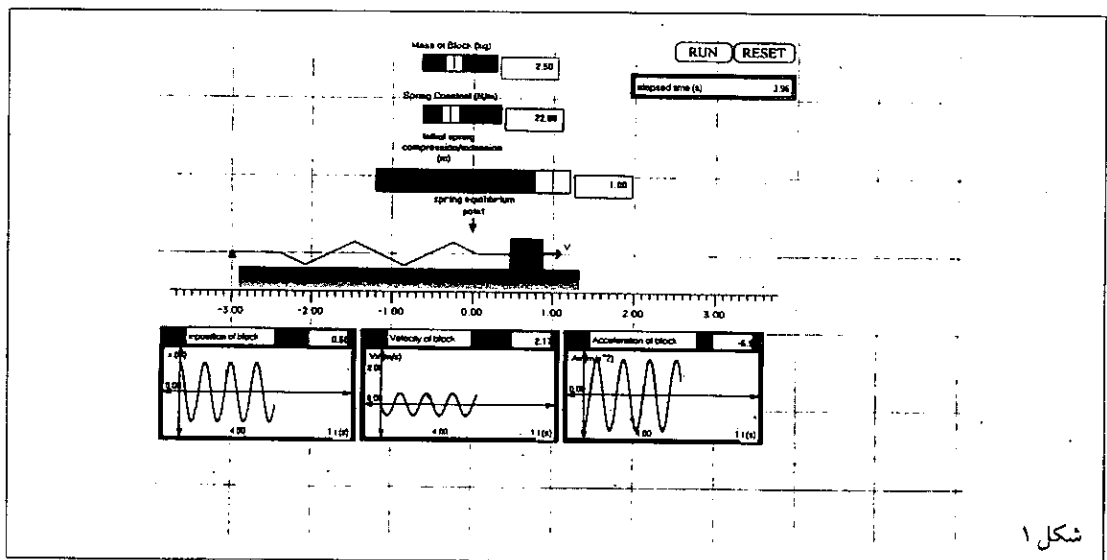
تعاملی فیزیک

بر اساس کاربرد نرم افزارهای شبیه ساز رایانه ای و نتایج حاصل از اجرای آن

محمدحسین نیکونژاد - عضو هیأت علمی دانشگاه شهید رجایی

nikoonejad@teacher.com

www.wecan.persianblog.com



شکل ۱

مقدمه

در شماره قبلی، نحوه کاربرد نرم افزار Interactive physics در تدریس مبحث حرکت با شتاب ثابت ارائه شد. در این قسمت نمونه ای از تکالیف گروهی که با نظارت دبیر توسط گروه های دانش آموزی در محل دبیرستان انجام می شود و همچنین نمونه ای از برگه مسائلی تحقیقی که با شیوه واگرا طراحی شده و طی آن هریک از دانش آموزان به تکمیل صورت مسئله و حل نظری و شبیه سازی رایانه ای آن می پردازد، ارائه شده است. در انتها نمونه ای از برگه مسائلی تکمیل شده که توسط یکی از دانش آموزان مجتمع آموزشی امام حسین (ع) انجام شده است، ارائه می شود.

از علاقه مندان شبیه سازی مباحث فیزیک توسط نرم افزارهای رایانه ای درخواست می شود نظریات خود را از طریق آدرس سایت، پست الکترونیک و یا وبلاگ ارائه شده به اینجانب ارائه کنند.

ضمناً آن شاء الله به زودی کتاب شبیه سازی مباحث فیزیک تالیف نگارنده این مقاله از طرف انتشارات مدرسه منتشر خواهد شد

تکالیف گروهی شبیه‌سازی مبحث حرکت با شتاب ثابت لطفاً نرم‌افزار INTERACTIVE PHYSICS را در کامپیوتر نصب کنید.

الف - برنامه ۱ را اجرا کنید سرعت اولیه را برابر صفر و شتاب را برابر $+0/5 \text{ m/s}^2$ تنظیم کنید.

۱. حرکت را چگونه پیش‌بینی می‌کنید. برنامه را RUN کنید و نحوه حرکت را با پیش‌بینی خود مقایسه کنید.

۲. محاسبه کنید متحرک در زمان‌های $0/4 \text{ s}$ و 1 s و 3 s در چه مکان‌هایی خواهد بود. تصویرها را اسلاید به اسلاید مشاهده و محاسبات خود را بررسی کنید.

۳. متحرک در چه زمان‌هایی در فاصله $2/56 \text{ m}$ و $6/25 \text{ m}$ مبدأ می‌رسد محاسبه‌های خود را با مشاهده برنامه در این زمان‌ها بررسی کنید.

ب - برنامه ۲ را اجرا کنید سرعت اولیه را برابر 2 m/s و شتاب حرکت را برابر $+0/75 \text{ m/s}^2$ تنظیم کنید و به پرسش‌های زیر پاسخ دهید.

۴. نمودار سرعت و شتاب نسبت به زمان را چگونه پیش‌بینی می‌کنید برنامه را RUN و مشاهده کنید و نتیجه را با پیش‌بینی خود مقایسه کنید.

۵. مقدار جابه‌جایی سرعت و شتاب را پس از 4 s و 6 s محاسبه و سپس مشاهده کنید.

۶. پس از چه مدت جسم به فاصله $3/6$ متری از مبدأ می‌رسد در این حالت سرعت و شتاب آن چقدر است محاسبه و سپس مشاهده کنید.

ج - برنامه ۳ را اجرا کنید سرعت اولیه را برابر 2 m/s و شتاب را برابر $-0/75 \text{ m/s}^2$ تنظیم کنید و به پرسش‌های زیر پاسخ دهید.

۷. نمودار مکان - زمان و سرعت - زمان را پیش‌بینی و مشاهده کنید.

۸. مکان و سرعت و شتاب را در زمان‌های $0/6 \text{ s}$ و $1/4 \text{ s}$ و 10 s تعیین و مشاهده کنید.

۹. سرعت جسم پس از چه مدت به $-3/95 \text{ m/s}$ می‌رسد در این حالت مکان و شتاب جسم را محاسبه و مشاهده کنید.

۱۰. پس از چه مدت جابه‌جایی جسم به $-25/5 \text{ m}$ می‌رسد در این حالت سرعت و شتاب جسم چقدر است؟ محاسبه و مشاهده کنید.

د - برنامه ۱ را اجرا کنید و سرعت اولیه را برابر 2 m/s و شتاب را برابر $+0/75 \text{ m/s}^2$ تنظیم کنید و به پرسش‌های زیر پاسخ دهید.

۱۱. حرکت را چگونه پیش‌بینی می‌کنید برنامه را اجرا و مشاهده کنید.

۱۲. سرعت و شتاب و مکان را در زمان‌های 2 s و 8 s محاسبه و مشاهده کنید.

۱۳. در چه زمانی جسم متوقف می‌شود محاسبه و مشاهده کنید.

ه - برنامه ۲ را اجرا کنید. سرعت اولیه را برابر 3 m/s و شتاب را برابر $0/8 \text{ m/s}^2$ تنظیم کنید و به پرسش‌های زیر پاسخ دهید.

۱۴. حرکت و منحنی‌های شتاب - زمان را چگونه پیش‌بینی می‌کنید برنامه را اجرا و مشاهده کنید.

۱۵. مکان، سرعت و شتاب را در زمان‌های $0/4 \text{ s}$ و 5 s و 9 s محاسبه و مشاهده کنید.

۱۶. زمان توقف و فاصله جسم تا مبدأ را در این زمان محاسبه و سپس مشاهده کنید.

و - برنامه ۳ را اجرا کنید. سرعت اولیه را برابر 1 m/s و شتاب حرکت را برابر $-0/75 \text{ m/s}^2$ تنظیم کنید و به پرسش‌های زیر پاسخ دهید.

۱۷. چگونگی حرکت و منحنی‌های سرعت - زمان را پیش‌بینی و سپس مشاهده کنید.

۱۸. مکان، سرعت و شتاب جسم را در زمان‌های 1 s و 2 s محاسبه و مشاهده کنید.

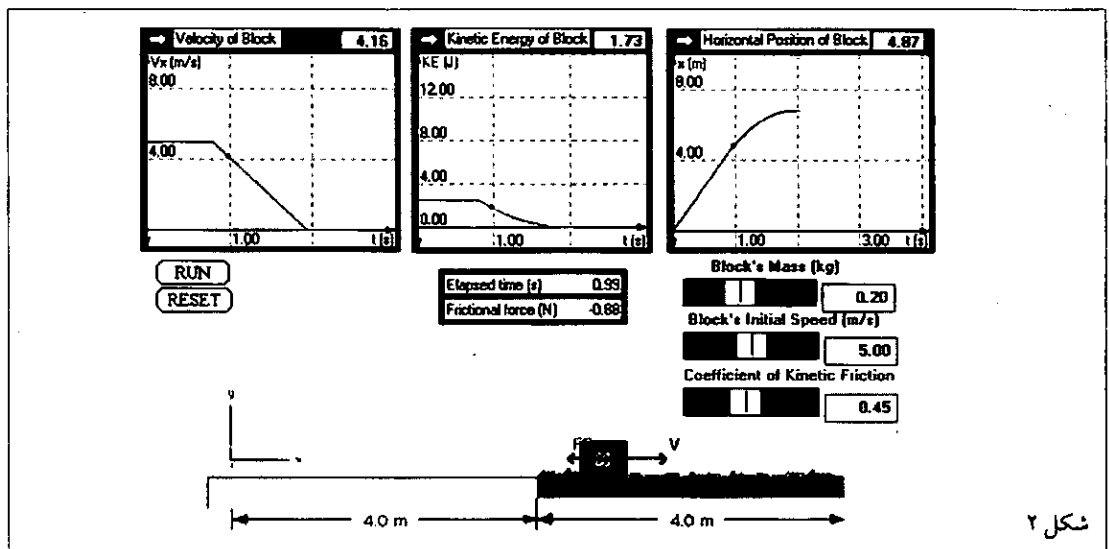
۱۹. زمان و مکان توقف جسم را محاسبه و مشاهده کنید.

ز - حال به پرسش‌های زیر پاسخ دهید.

۲۰. در حرکت با شتاب ثابت در چه وضعیتی حرکت تندشونده و در چه وضعیتی حرکت کندشونده است.

۲۱. منحنی‌های مکان - زمان و سرعت - زمان و شتاب - زمان حرکت‌های تندشونده کندشونده و یکنواخت چگونه است.





شکل ۲

نمونه برگه مسائل تحقیقی فیزیک
سال دوم دبیرستان - مبحث مکانیک

دانش آموزان گرمای ابتدا با درج داده های دلخواه و نگارش خواسته های مختلف صورت هر مسئله را تکمیل کنید. سپس با استفاده از فرمول های مکانیک مسئله ها را حل کنید. همین طور هر مسئله را با استفاده از نرم افزارهای رایانه ای شبیه سازی کنید و سرانجام با مقایسه روش ها، گزارش فعالیت تحقیقی خود را ارائه دهید.

۱. اتومبیلی در مبدأ زمان از مبدأ مکان با سرعت $+...m/s$ با شتاب $...m/s^2$ گذر می کند. مطلوب است:

الف:

۲. شخصی از سطح زمین سنگی را با سرعت $+...m/s$ به طرف بالا در راستای قائم پرتاب می کند. مطلوب است:

الف:

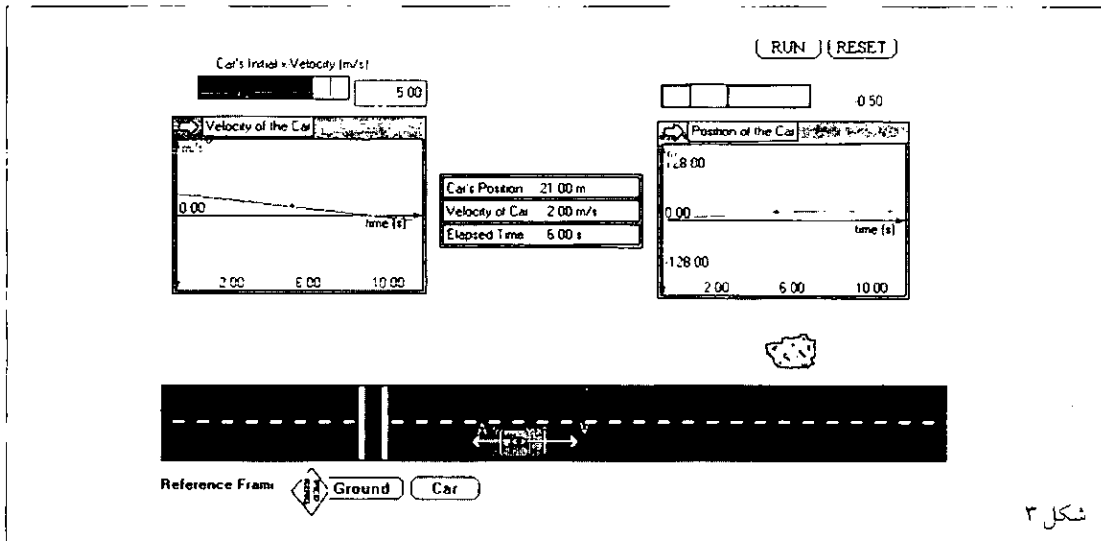
۳. جعبه ای به جرم $...kg$ با سرعت $...m/s$ بر روی سطح افقی بدون اصطکاک به طول ۴ متر پرتاب می شود و سپس روی یک سطح افقی به ضریب اصطکاک ... ادامه مسیر می دهد مطلوب است:

الف:

۴. جسمی به جرم $...kg$ با سرعت $...m/s$ بر روی یک سطح شیب دار به زاویه شیب 30° پرتاب می شود. مطلوب است:

الف:

موفق باشید



شکل ۳

$$X = \frac{1}{2}at^2 + V_0t$$

$$X = \frac{1}{2}(-0.5)(6)^2 + 5(6) = -9 + 30 = 21 \text{ m}$$

$$X = 21 \text{ m}$$

(شکل ۳)

ب: سرعت جسم در مدت زمان ۱۲ ثانیه.

$$a = \frac{V - V_0}{t}$$

$$-0.5 = (V - 5) / 12$$

$$-6 = V - 5$$

$$V = -1 \text{ m/s}$$

ج: نمودار سرعت-زمان و مکان-زمان و شتاب-زمان.

(شکل ۴)

در ادامه فعالیت انجام شده توسط یکی از دانش آموزان مجتمع آموزشی امام حسین (ع) ارائه می شود.

موضوع تحقیق: مبحث مکانیک همراه با شبیه سازی کامپیوتری

۱. اتومبیلی در مبدأ زمان از مبدأ مکان با سرعت 5 m/s

و با شتاب -0.5 m/s^2 می گذرد. مطلوب است:

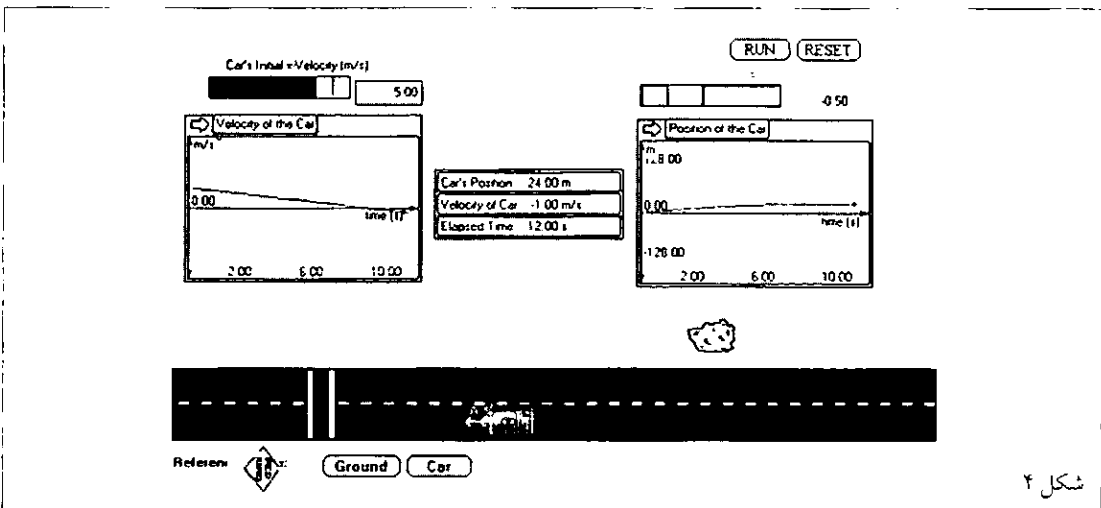
الف: مسافتی که این اتومبیل در مدت زمان 6 s طی

می کند.

$$V_0 = 5 \text{ m/s}$$

$$a = -0.5 \text{ m/s}^2$$

$$t = 6 \text{ s}$$



شکل ۴



مرحله دوم

$$K = \frac{1}{2}mv^2$$

$$K = \frac{1}{2}(1000)(+2/9)^2 = 420.5J$$

$$K = \frac{1}{2}(1000)(0)^2 = 0J$$

$$K = \frac{1}{2}(1000)(4/9)^2 = 1200.5J$$

۲. شخصی از سطح زمین سنگی را با سرعت ۹ متر بر ثانیه به طرف بالا در راستای قائم پرتاب می کند. مطلوب است:
الف: ارتفاع سنگ در مدت زمان ۰/۶ ثانیه.

$$a = (V - V_0) / t$$

$$-9/81 = (V - 9) / 0.6$$

$$V = 3/11 m/s$$

$$V^2 - V_0^2 = 2gh$$

$$(3/11)^2 - (9)^2 = 2(-9/81)h$$

$$9/67 - 81 = -19/62h$$

$$-71/32 = -19/62h$$

$$h = 3/63m$$

(شکل ۵)

ب: ارتفاع اوج سنگ.

$$V^2 - V_0^2 = 2gh$$

$$(0)^2 - (9)^2 = 2(-9/81)h \Rightarrow h = 4/12m$$

د: برآیند نیروی وارد بر جسم را حساب کنید در صورتی که جرم جسم ۱ تن باشد.

$$F = ma$$

$$F = -0.5 \times 1000 = -500N$$

$$F = -500N$$

ه: انرژی جنبشی جسم در زمان های ۴/۲s و ۱۰s را به دست آورید.

مرحله اول

$$a = (V - V_0) / t$$

$$-0.5 = (V - 5) / 4/2$$

$$V - 5 = -2/1$$

$$V = 2/9 m/s$$

$$-0.5 = (V - 5) / 10$$

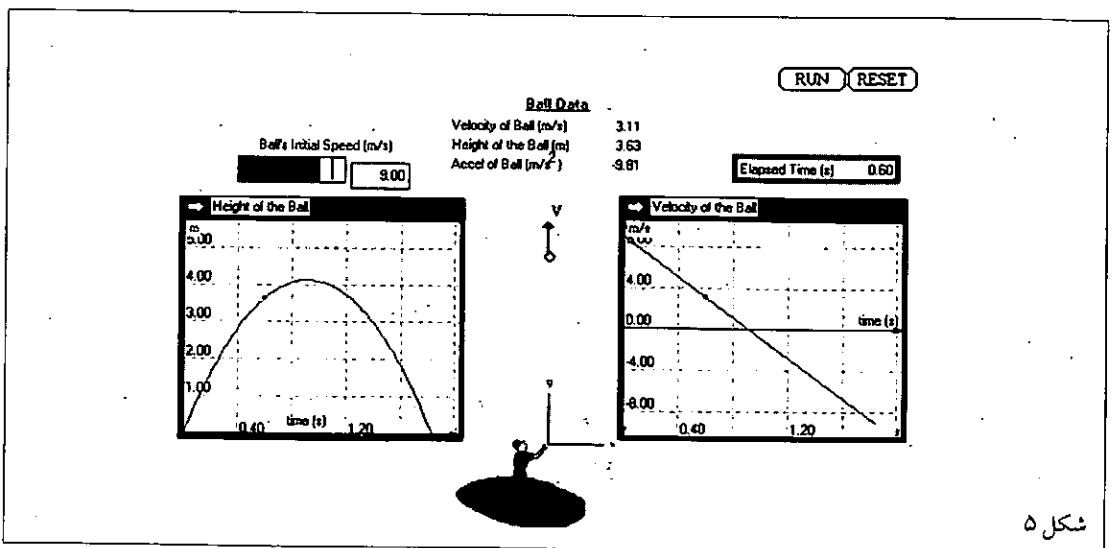
$$V - 5 = -5$$

$$V = 0 m/s$$

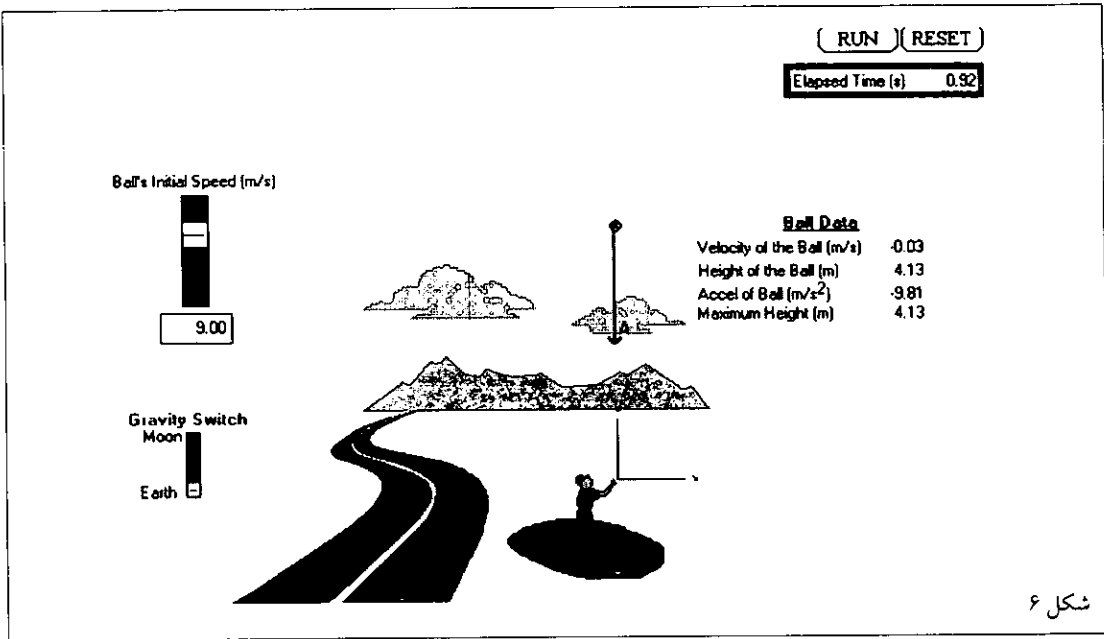
$$-0.5 = (V - 5) / 0.2$$

$$-0.1 = V - 5$$

$$V = 4/9 m/s$$



شکل ۵



شکل ۶

$$H = \frac{1}{2}gt^2 + V_0t$$

$$0 = \frac{1}{2}(-9/81)t^2 + 9t$$

$$-4/9t^2 + 9t = 0$$

$$t(-4/9t + 9) = 0$$

$$t = 1/84s$$

ج: زمان اوج سنگ.

$$a = (V - V_0) / t$$

$$-9/81 = (0 - 9) / t \Rightarrow t = 0/91s$$

(شکل ۶)

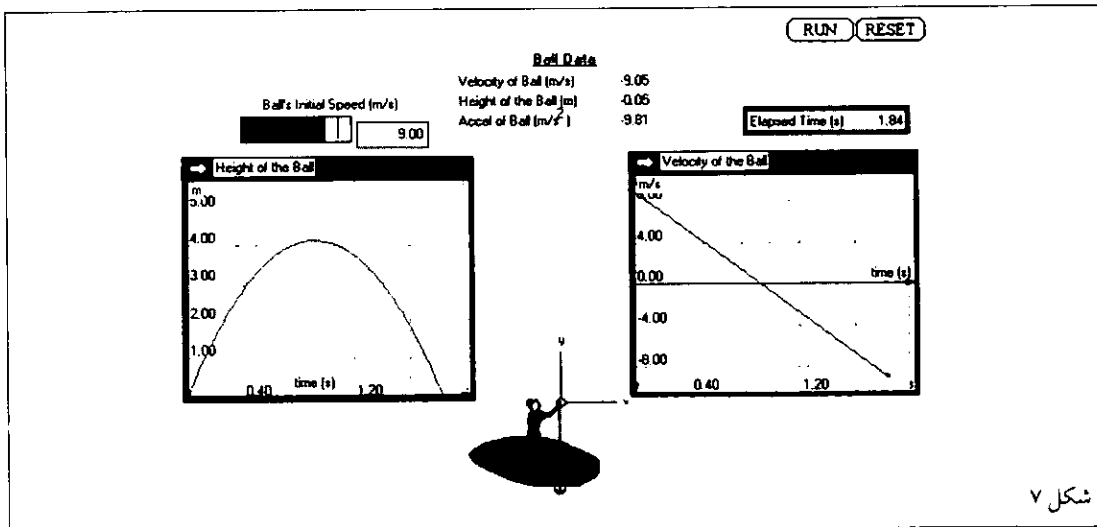
ه: سرعت سنگ در لحظه برخورد با زمین.

$$a = (V - V_0) / t \Rightarrow -9/81 = (V - 9) / 1/84$$

$$\Rightarrow V = -9/0.5 m/s$$

و: نمودار مکان-زمان و سرعت-زمان. (شکل ۷)

د: زمان برخورد سنگ با زمین.

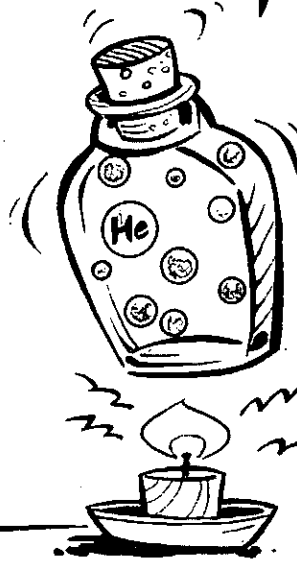


شکل ۷

تویا چه فکر می کنی؟

حسن قلمی باویل علیایی

هلیوم داخلی انرژی



انرژی داخلی گاز هلیوم به دمای مطلق آن بستگی دارد. ظرف پر از هلیوم با دمای 20°C را در نظر بگیرید. اگر به آن قدر انرژی گرمایی بدهیم تا انرژی درونی هلیوم دو برابر شود، دمای جدید آن چقدر خواهد شد؟ شما چه فکر می کنید؟

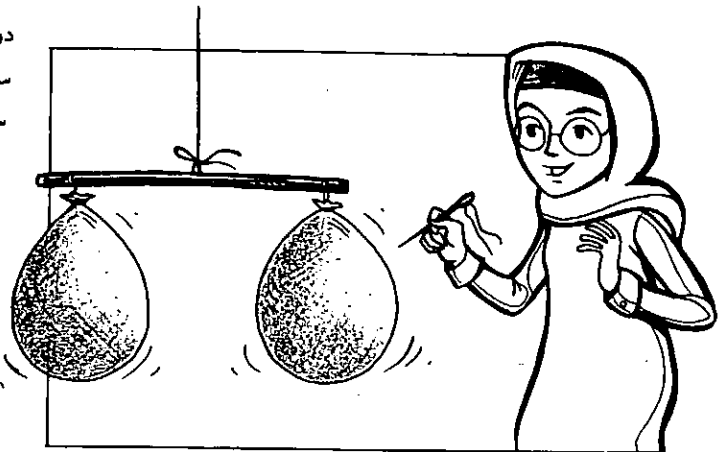
آیا دمای جدید گاز هلیوم 4°C خواهد شد و یا 277°C !



تعدادل بادکنک ها

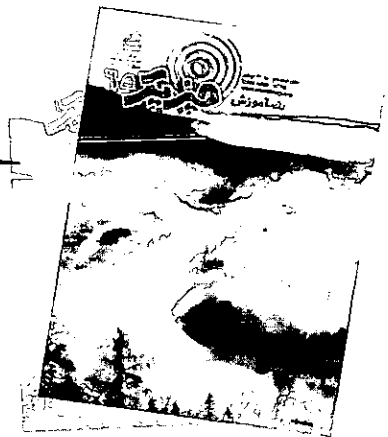
دو عدد بادکنک را مطابق شکل به دو سر یک میله سبک می بندیم و میله را به گونه ای به کمک نخ از سقف آویزان می کنیم که افقی بماند. سپس به کمک سوزن، بادکنک سمت چپ را می ترکانیم، چه اتفاقی رخ می دهد؟ آیا تعادل میله به هم می خورد و میله ساعتگرد می چرخد؟ آیا میله پا و ساعتگرد می چرخد؟ و یا تعادل میله به هم نمی خورد؟

شما چه فکری کنید؟



مجله و

خوانندگان



□ **رشت - آقای مازیار غلامی**
کوشش جنابعالی در ترجمه مقاله «رهیافت نامعمول به قانون اول کپلر» قابل تقدیر است.
انتشار «کارهای پیشرفته در مکانیک سماوی» در نشریات دانشگاهی مناسب تر به نظر می‌رسد.

□ **یزد - آقای محمدمهدی صدیقی خویدی**
کوشش جنابعالی در ترجمه «رسالة فی انعطاف الشعاع و انعکاسه» منسوب به خواجه نصیرالدین طوسی و پی‌گیری و بازنگری آن بسیار قابل تقدیر است.
ترجمه این رساله به وسیله ویدمن (Eilhourd Wiedemann) در سال ۱۹۵۶م به چاپ رسیده و در یک مجله آلمانی نیز انتشار یافته است.^۱
توجه مترجم گرامی را به تعریف‌های «شعاع مستقیم» و «شعاع منعطف» و «شعاع منعکس» و «شعاع منکسر» در احصاء العلوم فارابی و ترجمه^۲ آن جلب می‌نماید.
تفاوت این مفاهیم با اصطلاحات امروزی و «اختلاف در کیفیت ابصار» در ترجمه، باید مورد تأمل و عنایت قرار بگیرد.

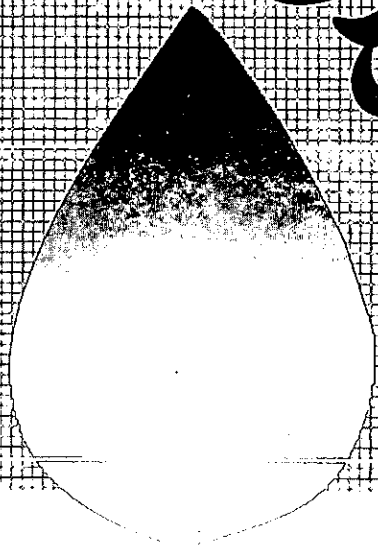
یادداشت
۱- محمدمتقی مدرس رضوی- احوال و آثار خواجه نصیرالدین طوسی- انتشارات بنیاد فرهنگ ایران- ۱۳۵۴- ص ۳۶۸.
۲- حسین حدیچوم- علم در ایران- ۱۳۴۹- ص ۸۲- ۸۳. متن عربی یا تصحیح و مقدمه دکتر عثمان امین- ص ۷۹ به بعد.

□ **تبریز - خانم حکیمه محمدپور**
ضمن تشکر از شما، ترجمه مقاله «پرتابه‌های واقعی» در شماره‌های قبلی مجله رشد آموزش فیزیک چاپ و منتشر شده است. امیدواریم با ارسال مقاله‌های جدید به همکاری با مجله ادامه دهید.

□ **قم - دانشجوی کارشناسی ارشد فیزیک اصفهان - خانم حمیده رحمتی**
ضمن تشکر از شما، ترجمه مقاله «شتاب متوسط در حرکت دایره‌ای»، در شماره ۴۵ مجله رشد آموزش فیزیک چاپ و منتشر شده است.
امیدواریم با ارسال مقاله‌های جدید، به همکاری با مجله ادامه دهید.

□ **کرمان - دانشکده علوم دانشگاه شهید باهنر - آقای علی مظفری**
مرقوم داشته‌اید «... سعی در نوشتن حل غلط چند مسأله در مکانیک کرده‌ام... سپس حل درست را تشریح می‌کنم...». می‌توانید در مسأله مطرح شده یک بار برای مجموعه سه جرم و بار دیگر برای هر جزء مجموعه با مشخص کردن نیروها قانون دوم نیوتن را به کار برید و از دور راه درست به یک نتیجه برسید و دانش آموزان را با کاربرد این قانون آشنا تر سازید.
بحث در دیگر «عناوین» که نام برده‌اید تکراری است.
لظناً مقاله‌ها را با ذکر نام مرجع یا پیوست رونوشت متن اصلی ارسال نمایید.

فیزیک



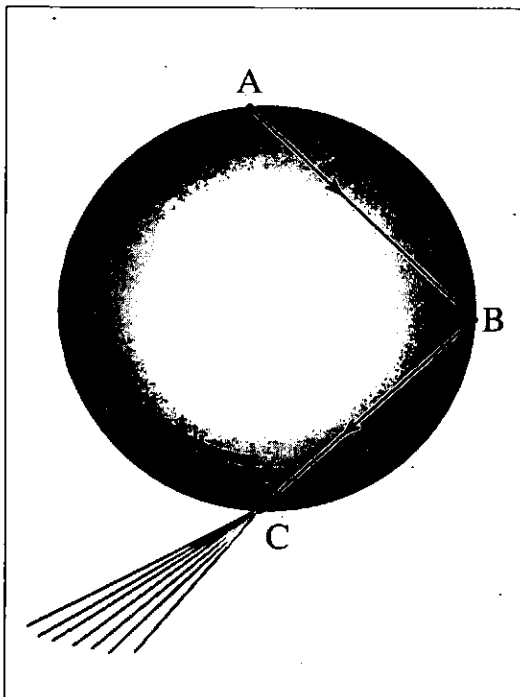
از این پس در مجله بخشی باعنوان معماهای فیزیک خواهیم داشت.

این معماها، علاوه بر سرگرم کردن، شما را به فکر می اندازد. مهم نیست که شما بتوانید به همه آن‌ها پاسخ درست بدهید. در واقع بعضی از آن‌ها ذهن فیزیکدان‌ها را برای مدتی طولانی به خود مشغول داشته‌اند و پژوهش‌های بسیاری به آنها اختصاص یافته است. حتی گاهی ممکن است برای فهمیدن پاسخ درست نیاز به تفکر زیادی داشته باشید. هدف از طرح این معماها آشنایی خوانندگان محترم با فیزیک پایه و آموزش استفاده از آن در پدیده‌های طبیعی است. اغلب این معماها، غیر ریاضیاتی هستند و فقط به استفاده کیفی از اصول بنیادی فیزیک نیاز دارند. اکنون اولین معما را مطرح می‌کنیم.

رنگین کمان

همه ما کم و بیش با موضوع رنگین کمان آشنا هستیم و توجیه آن از روزگار قدیم ذهن بسیاری از متفکران را به خود مشغول داشته است. در توجیه رنگین کمان یکی از اولین گام‌ها، بررسی پراکندگی نور در داخل قطره‌های باران است. نمودار نشان می‌دهد که نور در نقطه A وارد قطره کروی باران می‌شود، در نقطه B بازتاب کلی صورت می‌گیرد و در نقطه C در فصل مشترک هوا-آب پرتو شکسته می‌شود و جهت آن تغییر می‌کند.

نوری که نقطه C را ترک می‌کند، به رنگ‌های مختلف طیف مرئی تجزیه می‌شود و رنگین کمان را به وجود می‌آورد. اما می‌توان نشان داد پرتویی که یک بار در داخل قطره باران دستخوش بازتاب کلی شده است، هرگز از آن خارج نمی‌شود (یعنی، در C نیز باید بازتاب کلی دیگری صورت گیرد و الی آخر). چگونه می‌توانید این مسأله را حل و رنگین کمان تولید کنید؟ به کسانی که پاسخ صحیح را برای ما بفرستند، به قید قرعه جوایزی خواهیم داد. در ضمن پاسخ درست هر معما در شماره بعدی مجله داده خواهد شد.



نمایشی از نیروهای

نیوتونی و

ارشمیدسی *

هارلی . جی هیدن
مترجم: احمد توحیدی

است. اکنون اصل ارشمیدس مبنای استاتیک و قانون دوم نیوتون اساس دینامیک را تشکیل می‌دهد. در هر حال می‌توانیم این دو قانون را با هم ترکیب کنیم و به صورت یک اصل کلی درآوریم که «هرگاه جسمی به طور کامل یا تا اندازه‌ای در یک شاره شتابدار غوطه‌ور شود، نیرویی به آن وارد می‌شود که با جرم شاره جابه‌جا شده ضربدر شتاب حرکت شاره متناسب است». این نیرو در همان جهت شتاب شاره است و به مرکز جرم شاره جابه‌جا شده وارد می‌شود. این نیرو را می‌توان نیروی لختی ارشمیدسی نامید. اما چون ارشمیدس از قانون دوم نیوتون اطلاع نداشت می‌توان آن را نیروی شناوری نیوتونی نامید. اگر چه هیچ دلیلی وجود ندارد که نشان دهد نیوتون هم این نکته را تشخیص داده است.

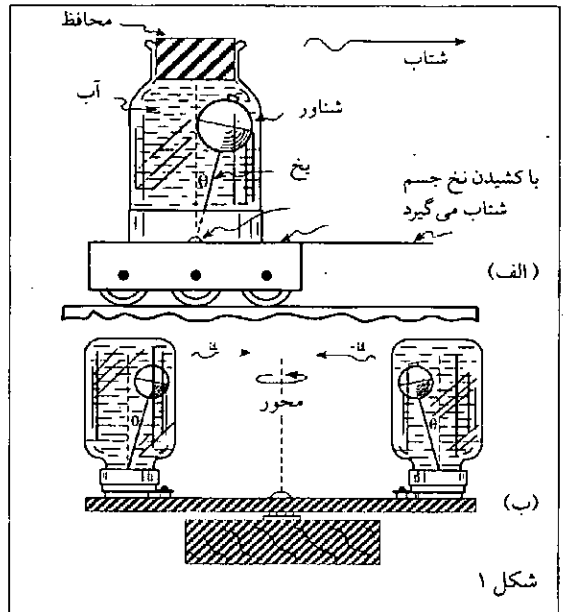
دستگاه ارا به و جاده شکل (۱- الف) یکی از کاربردهای نسبتاً جالب این نیرو را نشان می‌دهد. در اینجا یک بطری به

غوطه‌ور شود، نیروی شناوری برابر با وزن که شاره‌ای جابه‌جا کرده است، بر آن وارد می‌شود. از زمان ارشمیدس این اصل به عنوان اصل بنیادی فیزیک کلاسیک پذیرفته شده است. از تعیین چگالی نمونه‌هایی از سنگ‌های معادن گرفته تا توزین کشتی‌های اقیانوس‌پیما، همه از کاربردهای این اصل هستند. هزار و نهصد و چند سال بعد به ذهن یک مرد جوان نحیف انگلیسی به نام ایزاک نیوتون تناسی میان نیرو و شتاب راه یافت که امروزه به عنوان قانون دوم نیوتون مشهور است. این قانون که معلمان فیزیک به خوبی آن را می‌شناسند به صورت‌های گوناگون از «نیرو برابر با جرم ضربدر شتاب است» تا «شتاب جسم با برآیند نیروهای وارد بر آن نسبت مستقیم و با جرم آن نسبت عکس دارد.» بیان می‌شود.

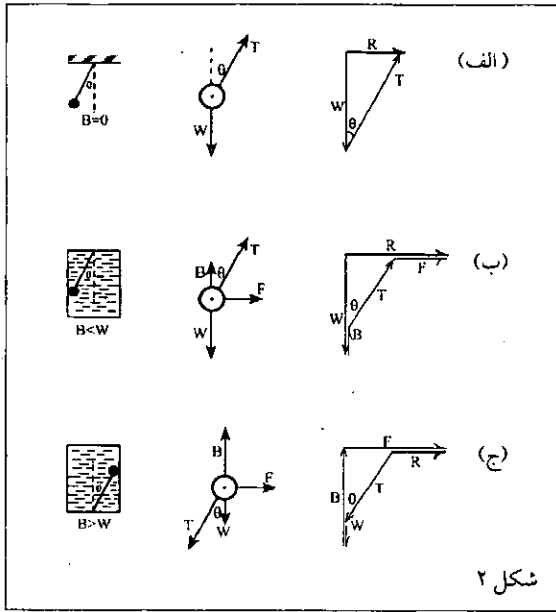
از زمان ارشمیدس و نیوتون با استفاده از کاربرد این دو قانون اختراعات، اکتشافات، و آزمایش‌هایی انجام شده و تجهیزات و وسایل متعددی نیز ساخته شده

بیش از دوهزار و دویست سال پیش از این یک یونانی به نام ارشمیدس که در حمام عمومی سیراکوز در حال استراحت بود ناگهان از جا برخاست و با دیدن در خیابانها فریاد زد «یافتم، یافتم». بعضی می‌گویند که او با بستن حوله‌ای به دور بدن خود احتیاط لازم را به جا آورد، اما دیگران ادعایی خلاف آن را دارند. اما، در هر حال گزارش کرده‌اند که ژاندارم‌ها، ارشمیدس را بازداشت و به زندان محلی انداختند تا این که کارفرمایش شاه هیروی دوم او را آزاد کرد. دلیل شادی ارشمیدس همانا کشف یک اصل جدید فیزیک بود که او را قادر می‌ساخت تا درصدها طلا و نقره تاج متعلق به پادشاه را به دقت تعیین کند. احتمالاً در ستون خبر پایروس‌های محلی این داستان همراه با چگونگی کشف این اصل منتشر شده است. به هر حال، این اصل، در آثار ارشمیدس می‌یابیم و با گذشت سال‌ها به شکل‌های گوناگونی نیز بیان شده است. یکی از آنها چنین است «هرگاه جسمی به طور کامل یا تا اندازه‌ای در شاره‌ای





شکل ۱



شکل ۲

ارابه ای متصل است، بطری حاوی آب است و به مرکز قسمت پائین آن آونگی وارونه متصل شده است که متشکل از یک شناور ماهی گیری است که بانخی کشسان به وسط ته بطری مهار شده است. وقتی ارابه با سرعت ثابت در جاده حرکت می کند شناور و نخ به حالت قائم باقی خواهند ماند. اما هنگامی که ارابه، بطری، آب داخل بطری، و آونگ وارونه سنتاب می گیرند، شناور داخل بطری به طرف جلو حرکت می کند. بنابراین، هنگامی که شناور و شاره در حالت تعادل نسبی هستند نخ با خط قائم زاویه θ می سازد و سنتاب دستگاه از رابطه $a = \sin \theta$ به دست می آید که در آن g سنتاب گرانی است.

در شکل (۲) تحلیل این آزمایش در سه وضعیت نشان داده شده است. در شکل (۲-الف) آونگ ساده ای به طرف راست سنتاب گرفته است. دو نیرو بر آن اثر می کنند، نیروی گرانی w و کشش نخ بدون وزن T . تحلیل ساده این مسئله نشان می دهد که برآیند نیروی R که سیستم را به طرف راست سنتاب می دهد برابر با $R = w \tag{\theta}$ است. در این رابطه $R = ma$

، $w = mg$ و m جرم آونگ است. با قرار دادن و حذف مقادیر مشترک در طرفین رابطه خواهیم داشت $a = g \tag{\theta}$. بنابراین زاویه θ مستقل از جرم آونگ است. این نتیجه از دید محصلان فیزیک نسبتاً جالب توجه است. سپس آونگ آویزان در شاره را در نظر بگیرید شکل (۲-ب). نیروی شناوری ارشمیدسی B به آونگ وارد می شود. مقدار این نیرو کمتر از وزن آونگ است. در این حالت چهار نیرو به آونگ وارد می شود: کشش نخ T ، نیروی شناوری B ، و نیروی کشش شاره F ، که شاره به جسم وارد می کند. بر پایه اصلی که پیش از این بیان شد آونگ به طرف راست سنتاب می گیرد. تحلیل ساده نشان می دهد که در این حالت برآیند نیروها برابر است با

$R = F + (W - B) \tag{\theta}$

طبق قانون دوم نیوتون $R = ma$ ، $w = mg$ و بر پایه اصل ارشمیدس $B = m'g$ است. m' برابر با جرم شاره جابه جا شده توسط جسم و بر اساس نیروی شناوری نیوتونی $F = m'a$ است. با جایگزینی و فاکتورگیری، رابطه بالا به صورت زیر در

می آید:

$(m - m')a = (m - m')g \tag{\theta}$

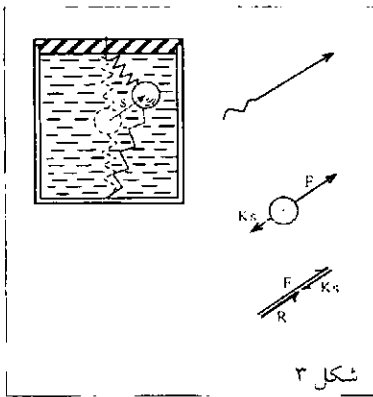
$a = \tag{\theta}$ و یا

همین اصول را می توان در شکل (۲-ب) به کار برد و به رابطه زیر دست یافت:

$R = F - (B - W) \tag{\theta}$

تحلیل ساده نشان می دهد که باز هم $a = g \tag{\theta}$ است. توجه کنید به شرط آن که در شکل (۲-ب) $W > B$ و در شکل (۲-پ) $W < B$ باشد، نتایج به دست آمده مستقل از چگالی شاره ها، جرم و حجم آونگ ها است. این شرایط به ترتیب هنگامی به وجود می آیند که در حالت اول، چگالی جسم بزرگ تر از چگالی شاره ای باشد که اطراف آن را احاطه کرده است و در حالت دوم، چگالی جسم کوچک تر از چگالی شاره باشد.

آزمایش دوم که در شکل (۱-ب) نشان داده شده است، می تواند بسیار مورد توجه دانش آموزان قرار گیرد. این آزمایش نشان می دهد که برآیند نیروهای وارد بر جسمی که در حرکت دایره ای است جانب مرکز است نه گریز از مرکز. بطری ها با سرعت زاویه ای ω به چرخش در می آیند. اگر



شکل ۳

که در این رابطه m' جرم شاره جابه جا شده و m جرم جسم غوطه ور است. رابطه بالا را می توان به صورت زیر نوشت:

$$S = \frac{V(f' - f)a}{k}$$

که در آن f' چگالی شاره، f و V به ترتیب چگالی و حجم جسم هستند. با توجه به رابطه دوم می بینیم که با افزایش اختلاف میان مقدار چگالی و یا کاهش ضریب ثابت، جابه جایی افزایش می یابد. شتاب حرکت باید نسبت به «چارچوب مرجع نیوتونی» که ستارگان «ثابت» نامیده می شوند در نظر گرفته شود. اما بر خلاف سرعت، شتاب ذره در همه چارچوب های مرجعی که نسبت به هم با سرعت ثابتی حرکت می کنند یکسان است.

زیرنویس

*A Demonstration of Newtonian and Archimedean forces Harley J. Haden
1. Graetzer and Williams

مرجع

A Potpourri of physics teaching ideas / The physics teacher / April, 1964

نیروی شناوری ارشمیدسی B به کار می برند نیز اثبات کرد.

کاربرد نیروی شناوری نیوتونی تنها محدود به شتاب افقی نیست و می توان آن را در مسائل دیگر نیز به کار برد.

هرشتابی که گرادیان فشار ایجاد می کند را می توان مانند مورد شتاب افقی بررسی کرد.

در دستگاه سقوط آزاد، شاره و جسم غوطه ور در آن با شتاب یکسانی سقوط می کنند. گرادیان فشار برآیند نیروهای F و B برابر صفر است. نیروی وزن تنها نیرویی است که به شاره و جسم اثر می کند.

همین وضعیت در مورد ماهواره های مدارگرد نیز وجود دارد.

باید به خاطر داشت که اصل شناوری ارشمیدسی یک اصل «محدود به زمین» است و تنها در مورد شاره هایی که به علت وزنشان دارای گرادیان فشار هستند به کار می رود. درحالی که از نیروی شناوری نیوتونی (یا نیروی لختی ارشمیدسی) می توان در هر کجای عالم استفاده کرد.

مثلاً، می توان آن را در مورد «شناوری» که مطابق شکل (۳) به کمک یک نخ کشسان در شاره ای آویزان است به کار برد. اگر ضریب ثابت نیروی این وسیله K طوری تنظیم شده باشد که در همه جهت ها (یا مستقل از جهت) باشد، جابه جایی شناور S نسبت به مکان تعادلش در ظرف باید در همان جهت شتاب طرف a ، شاره، و شناور باشد (اگر چگالی شناور کمتر از چگالی شاره باشد). طرح های برداری و جسم آزاد آزمایش به ترتیب در طرف راست شکل (۳) نشان داده شده است. با توجه به آنها به آسانی می توان نشان داد که جابه جایی برابر است با

$$S = \frac{(m' - m)a}{k}$$

شعاع r در حدود 30 سانتی متر انتخاب شود لازم نیست که سرعت زاویه ای خیلی بالا باشد. شتاب سیستم $a = \omega^2 r$ به طرف مرکز دوران است. هنگامی که آونگ و آب در حال تعادل نسبی باشند با فرض این که در این حالت زاویه نخ آونگ نیز θ است باز هم $a = \text{tag} \theta$ به دست می آید. برخلاف پیش بینی قبل محصلان که آونگ وارونه شده باید به طرف مرکز دوران بچرخد در وضعیت شگفت انگیزی به طرف داخل می چرخد. این وضعیت روش قانع کننده برای آزمایشی است که نشان می دهد برآیند نیروهای وارد بر جسمی که حرکت دایره ای دارد جانب مرکز است نه گریز از مرکز.

شکل (۲-ب) نمودارهای برداری و جسم آزاد مربوط به این حالت و حالتی که جسم حرکت خطی دارد را نشان می دهد. با این حال باید توجه کرد که یک مؤلفه گریز از مرکز $T \sin \theta$ وجود دارد و این مثالی است که نشان می دهد نیروهای وارد بر جسمی که حرکت دایره ای دارد کاملاً جانب مرکزی نیست.

نیروی شناوری نیوتونی F مانند نیروی شناوری ارشمیدسی B کلی است و می توان آن در مورد مایعات و یا گازها و هم چنین اجسامی که به طور کامل یا تا اندازه ای در شاره های لایه لایه با چگالی مختلف فرو رفته اند به کار برد. گراتزر و ویلیامز^۱ متوجه شدند که در یک اتومبیل در جهت شتاب آن حرکت می کند و یا آزمایش «انحراف شعله شمع» از همان اصول گفته شده پیروی می کند. هرگاه شاره ای شتاب پیدا کند گرادیان فشار در آن به وجود می آید. وجود گرادیان فشار را می توان به روش ریاضی مشابهی که در مورد گرادیان قائم فشار به کار می برند اثبات کرد. این گرادیان برابر با $f'a - f'a$ که چگالی شاره است. همین طور وجود نیروی F را می توان با همان روش ریاضی مشابهی که در مورد



آیا وحدت فیزیک تا ۲۰۵۰ صورت می‌گیرد؟

استیون واینبرگ

مترجم: مریم عباسیان

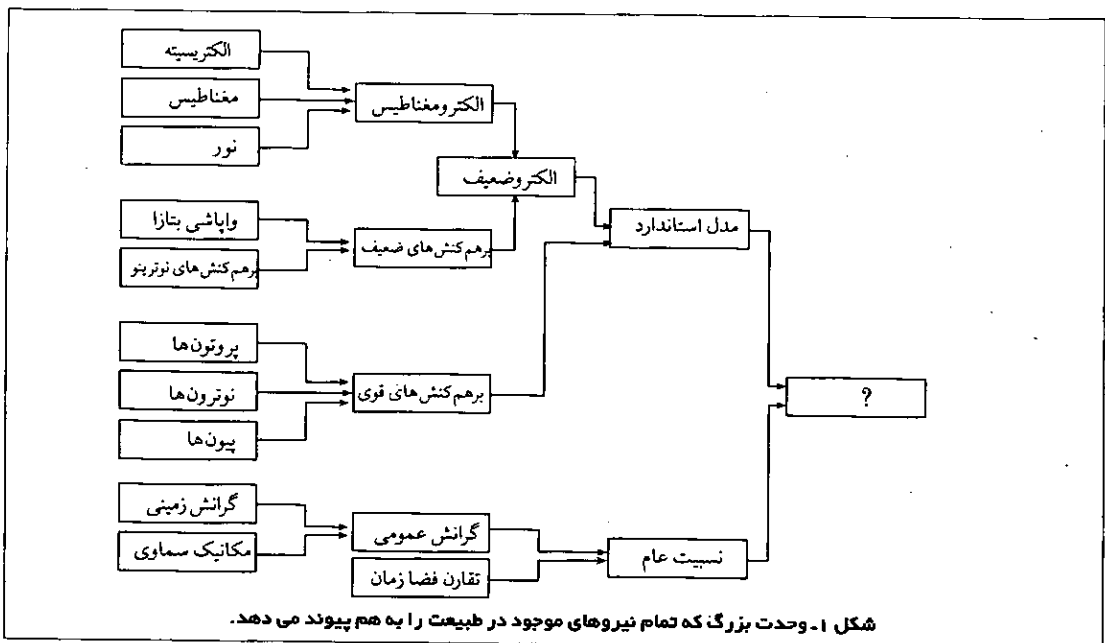
آزمایش‌های انجام شده در CERN و دیگر نقاط، در تکمیل مدل استاندارد فیزیک ذرات به ما کمک می‌کند. اما نظریه وحدت تمام نیروها احتمالاً نیازمند ایده‌های انقلابی کاملاً جدیدی خواهد بود.

ابداع مکانیک کوانتومی در دهه‌ی ۱۹۲۰ شکل ۱ صورت گرفت. وحدت بزرگ و پیامدهای ژرف آن را نشان می‌دهد.

نظریه وحدت

اینشتین ۳۰ سال آخر عمرش را صرف تلاشی ناموفق برای یافتن «نظریه وحدت میدان‌ها» کرد. نظریه‌ای که می‌توانست نسبت عام و نظریه شخص او در مورد فضا، زمان و گرانش را با نظریه الکترومغناطیسی ماکسول یکپارچه سازد. سیر

یکی از اهداف اصلی علم فیزیک، درک تنوع موجود در طبیعت با روشی واحد است. ارزشمندترین دستاوردهای قبلی همانا گام‌هایی در جهت نیل به این هدف کلی بوده است: وحدت مکانیک زمینی و سماوی در قرن ۱۷ توسط ایزاک نیوتون؛ وحدت اپتیک و نظریه الکتریسته و مغناطیس توسط جیمز کلارک ماکسول در قرن ۱۹؛ وحدت هندسه فضا، زمان و نظریه گرانش توسط آلبرت اینشتین در سال‌های ۱۹۰۵ تا ۱۹۱۶؛ وحدت شیمی و فیزیک اتمی با





شکل ۳. سرشت کوانتومی فضا و زمان نیز باید در نظریه وحدت بررسی شود. در مقیاس هایی با فاصله کم، می توان فضا را با ساختاری متصل و پیوسته از ریسمان ها و غشاها، یا ماده ای ناشناخته تر - جایگزین کرد.

میدان های کوانتومی

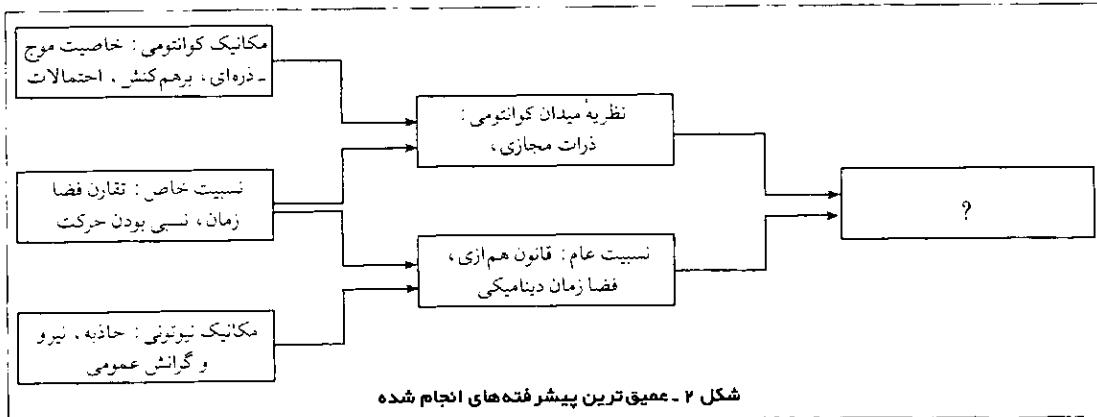
مدل استاندارد، یک نظریه میدان کوانتومی است. اجزای اساسی آن میدان هایی هستند که شامل میدان های الکتریکی و مغناطیسی مربوط به الکترو دینامیک قرن نوزدهم هم می شود. در این مدل موجک های کوچک این میدان ها انرژی و تکانه را از نقطه ای به نقطه دیگر منتقل می کنند و مکانیک کوانتومی به ما می گوید این موجک ها همان بسته ها یا کوانتوم هایی هستند که در آزمایشگاه به عنوان ذرات بنیادی شناخته شده اند. برای مثال کوانتوم میدان الکترومغناطیسی ذره ای به نام فوتون است.

در مدل استاندارد برای تمام انواع ذرات بنیادی که در آزمایشگاه های فیزیک ذرات پرانرژی قابل مشاهده هستند میدانی متناسب با آن در نظر گرفته می شود. [تصویر مدل استاندارد که در شکل نشان داده شده است را ملاحظه کنید.]

تکاملی نظریه وحدت اخیراً سرعت بیشتری گرفته است، اما در جهتی متفاوت از جهت قبلی پیش می رود. نظریه فعلی ذرات بنیادی و نیروهای بین آنها که به عنوان مدل استاندارد فیزیک ذرات شناخته شده است به وحدتی بین نیروهای الکترومغناطیسی با برهم کنش های ضعیف منتهی شده است. این نیروهای بنیادی در واقع عامل تبدیل نوترون ها و پروتون ها به یکدیگر در فرایندهای پرتوزا و در ستارگان هستند. به علاوه مدل استاندارد توصیف جداگانه و مشابهی برای برهم کنش های قوی به دست می دهد. این برهم کنش های قوی همان نیروهایی هستند که کوارک های داخل پروتون ها و نوترون ها را در کنار هم نگه می دارند و پروتون ها و نوترون های درون هسته های اتم ها را نیز به هم پیوند می دهند. (شکل ۱)

مهم ترین پیامدهای نظریه وحدت

ایده هایی در مورد چگونگی وحدت برهم کنش های قوی با نظریه برهم کنش های ضعیف و الکترومغناطیسی در اختیار داریم (اغلب وحدت بزرگ نامیده می شوند). اما فقط در صورتی مؤثر است که گرانی به حساب آورده شود و حضور نیروهای گرانشی خود مشکلات پیچیده ای را به وجود می آورد. فکر می کنیم که تفاوت های بارز میان این نیروها را رویدادهایی در ابتدای تاریخ مهبانگ به وجود آورده است. اما بدون در دست داشتن نظریه بهتری از گرانش و دیگر نیروها نمی توانیم جزئیات تاریخ کیهان در آن دوران ابتدایی را دنبال کنیم. احتمال این که تا سال ۲۰۵۰ کار ما درباره نظریه وحدت تکمیل شود وجود دارد اما نمی توان در این مورد مطمئن بود.



شکل ۲ - عمیق ترین پیشرفته های انجام شده

می شود گذشته است.

حداقل چیزی که کشف خواهیم کرد یک ذره نرده‌ای خنثی خواهد بود. اگر تمام چیزی که تا سال ۲۰۲۰ کشف خواهد شد همین باشد، واقعاً فاجعه خواهد بود. چون هیچ سرخشی برای حل مسئله دشوار ویژگی‌های انرژی‌هایی که در فیزیک با آنها روبرو می‌شویم، به دست ما نخواهد داد که به عنوان مسئله سلسله مراتب معروف است.

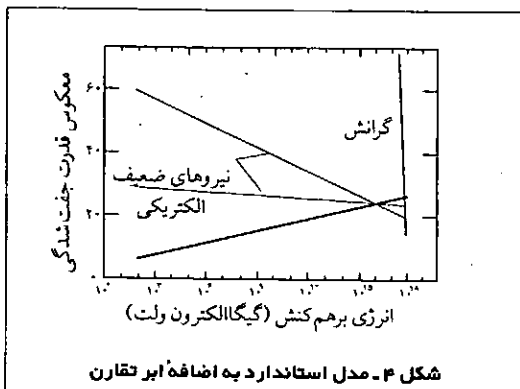
سنگین ترین ذره شناخته شده در مدل استاندارد، کوارک سر است که انرژی معادل جرم آن ۱۷۵ گیگا الکترون ولت (GeV) است. (یک گیگا الکترون ولت کمی بیشتر از انرژی موجود در جرم یک پروتون است.) به نظر می‌آید ذرات هیگز که هنوز کشف نشده‌اند جرم‌هایی از ۱۰۰ تا چند صد GeV داشته باشند. اما شواهدی دال بر وجود مقیاس بسیار بزرگ تری برای جرم‌ها در دست است که در معادله‌های نظریه وحدت که هنوز فرمول بندی نشده‌اند ظاهر خواهد شد. برهم کنش میدان‌های گلوئون، W و Z و فوتون با دیگر میدان‌ها در مدل استاندارد با قدرتی متفاوت از دیگر میدان‌های معمولی انجام می‌پذیرد؛ به همین دلیل است که نیروهای ناشی از مبادله گلوئون‌ها حدود ۱۰۰ بار قوی‌تر از نیروهایی هستند که در شرایط معمولی پدید می‌آیند. گرانش بسیار ضعیف‌تر است: نیروی گرانشی میان الکترون و پروتون در اتم هیدروژن 10^{-39} برابر نیروی الکتریکی بین آنهاست. قدرت‌های جفت شدگی برهم کنش‌ها در واقع «ثابت‌های» جفت شدگی نیست. بلکه مقادیرشان با توجه به مقوله انرژی به آرامی تغییر می‌کند و در واقع از فرایندی به دست آمده است که به دقت توسط نظریه کوانتومی میدان تعریف شده و با آزمایش‌های تا ۲۰۰ GeV مقادیر مربوطه مشخص شده‌اند. نیروی موجود در مدل استاندارد (نیروی

میدان‌های لپتونوی وجود دارد که کوانتوم‌های آنها شامل الکترون هاست که بخش‌های خارجی اتم‌های معمولی را تشکیل می‌دهند، ذرات مشابه سنگین‌تر و مشهور به موئون‌ها و تائون‌ها و ذرات خنثای وابسته به نام نوترینوها هستند. میدان‌های انواع کوارک‌ها وجود دارند که با اتصال بعضی از آنها به هم در پروتون‌ها و نوترون‌ها، هسته‌های اتم‌های معمولی را می‌سازند. نیروهای میان این ذرات بر اثر مبادله فوتون‌ها و ذرات بنیادی مشابه به وجود می‌آیند: W^+ و W^- و Z^0 نیروهای ضعیف را انتقال می‌دهند و هشت نوع گلوئون، نیروهای قوی را تولید می‌کنند.

این ذرات جرم‌های بسیار متفاوتی دارند که از طرح خاصی پیروی نمی‌کند. مثلاً الکترون ۳۵۰۰۰۰ بار سبک‌تر از سنگین‌ترین کوارک هاست و نوترینوها باز هم سبک‌تر هستند. مدل استاندارد سازوکاری ندارد که قادر به توجیه این جرم‌ها باشد، مگر این که با افزودن میدان‌های اضافی که به عنوان میدان‌های نرده‌ای معروف‌اند، آن را تکمیل کنیم. واژه «نرده‌ای» بدین معناست که این میدان‌ها درست برعکس میدان‌های الکتریکی، مغناطیسی و دیگر میدان‌های مدل استاندارد، جهت ندارند. این موضوع امکان انتشار این میدان‌های نرده‌ای را در تمام فضا بدون نقض هیچ کدام از اساسی‌ترین قوانین فیزیک را فراهم می‌سازد که می‌گوید فضا در همه جهت‌ها یکسان است. برعکس، مثلاً اگر بگوییم میدان مغناطیسی قابل ملاحظه‌ای در تمام فضا وجود دارد، می‌توانیم با استفاده از یک قطب نمای معمولی جهت برتری را مشخص کنیم. برهم کنش دیگر میدان‌های مدل استاندارد با میدان‌های نرده‌ای موجود، به ایجاد جرم ذرات در مدل استاندارد می‌انجامد.

فراتر از سر

جهت تکمیل مدل استاندارد، باید حضور این میدان‌های نرده‌ای را تأیید و تعداد انواع آن را تعیین کرد. این موضوع همان کشف ذرات بنیادی جدیدی است که اغلب ذرات هیگز نامیده می‌شوند و کوانتوم‌های این میدان‌ها هستند. دلایل زیادی وجود دارد که نشان می‌دهد این کار تا قبل از سال ۲۰۲۰ انجام خواهد شد. در این سال یک دهه از آغاز فعالیت شتابدهنده سرن، آزمایشگاه فیزیک ذرات در اروپا، در نزدیکی ژنو، که «برخوردهنده بزرگ هاردون» نامیده



قوی و ترکیبی از نیروی ضعیف و الکترومغناطیسی) در انرژی‌های بسیار بالا قدرت نسبتاً مشابهی خواهند داشت حال آن که با کمک گرفتن از ابر تقارن به مقدار یکسانی خواهند رسید. ضخامت منحنی، عدم قطعیت در تعیین شدت جفت‌شدگی را نشان می‌دهد.

اما شدت همه این برهم‌کنش‌ها بستگی به انرژی‌ای دارد که در آن اندازه‌گیری می‌شوند. [شکل ۴] وقتی برهم‌کنش‌های میدان‌ها در مدل استاندارد پرونیایی می‌شوند موضوع بسیار تکان‌دهنده می‌شود، در انرژی کمی بیشتر از حدود 10^{16} GeV همگی با هم مساوی می‌شوند و نیروی گرانش نیز در انرژی‌های کمی بیشتر، حدود 10^{18} GeV، شدتی مساوی دیگر نیروها از خود نشان می‌دهد. (اصلاحاتی در نظریه گرانش پیشنهاد شده است که شدت آن را در حدود 10^{16} GeV با دیگر نیروها یکسان می‌سازد، در فیزیک ذرات، به نسبت جرم‌های بزرگ، مانند نسبت 250000 به 1 در مورد نسبت جرم کوارک بالا به الکترون عادت داریم، اما این در مقایسه با نسبت عظیم وحدت بنیادی که در حدود 10^{16} GeV (یا شاید 10^{18} GeV) در مقایسه با حدود 100 GeV در مدل استاندارد بسیار ناچیز است. [به شکل ۵ تحت عنوان «مسئله سلسله مراتب» نگاه کنید. [اوج مسئله سلسله مراتب درک این کسر عظیم یعنی جهش بسیار بزرگ از یک تراز تا تراز بعدی در سلسله مراتب مقیاس انرژی است، و درک آن تنها تنظیم ثابت‌ها در نظریه‌های ما به منظور دقیق در آمدن نسبت‌ها نیست، بلکه پیامد طبیعی اصول بنیادی است.

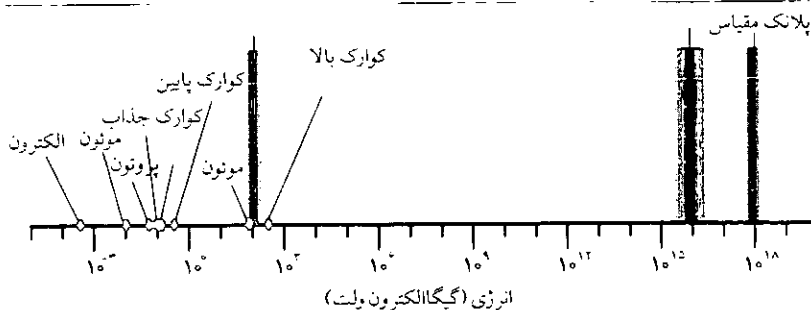
مسئله سلسله مراتب معیار ناآگاهی ماست. آزمایش‌های تا انرژی حدود 200 GeV مربوط به طبقه‌بندی جرم ذرات و مقیاس‌های انرژی برهم‌کنشی که به صورت

بسیار بهتری توسط مدل استاندارد تعریف شده‌اند را بیان می‌کند. معمای گاف بزرگ میان انرژی‌های پائین و دو انرژی بالاتر که مربوط به وحدت قوی - الکتروضعیف در حوالی 10^{16} GeV و مقیاس پلانک و ویژگی‌های کوانتومی گرانش در حدود 10^{18} GeV است.

نظریه پردازان چندین ایده جالب برای حل طبیعی مسئله سلسله مراتب پیشنهاد کرده‌اند که با وارد کردن یک اصل جدید معروف به ابرتقارن شناخته شده است (که علاوه بر آن دقت همگرا شدن برهم‌کنش‌ها در 10^{16} GeV را بهبود می‌بخشد). و یا نیروهای قوی جدیدی که به عنوان رنگ‌وارنگ معروف‌اند. یا با کمک هر دوی آنها [شکل ۷].

همه این نظریه‌ها حاوی نیروهای اضافی هستند که با نیروهای قوی، ضعیف و الکترومغناطیسی در انرژی حدود 10^{16} GeV وحدت می‌یابند. نیروهای جدید در انرژی بسیار کمتر از 10^{16} GeV شدید می‌شوند، اما نمی‌توانیم آنها را مستقیماً مشاهده کنیم، چون بر ذرات شناخته شده مدل استاندارد نیرویی وارد نمی‌کنند. در عوض، بر ذرات دیگری اثر می‌کند که به علت جرم زیاد در آزمایشگاه‌ها، قابل تولید نیستند. این ذرات «بسیار سنگین» بسیار سبک‌تر از 10^{16} GeV هستند چون جرمشان را از نیروهای جدید می‌گیرند، نیروهایی که فقط در انرژی‌های بسیار کمتر از 10^{16} GeV قوی هستند. در این تصویر، ذرات شناخته شده مدل استاندارد با ذرات بسیار سنگین برهم‌کنش خواهند داشت و جرم آنها به واسطه تأثیر ثانویه این برهم‌کنش نسبتاً ضعیف، افزایش خواهد یافت. این سازوکار، مسئله سلسله مراتب را با سبک کردن ذرات فوق سنگین شناخته شده به کمتر از 10^{16} GeV حل خواهد کرد.

بعد چه خواهد شد چندین امکان برای وحدت فیزیک

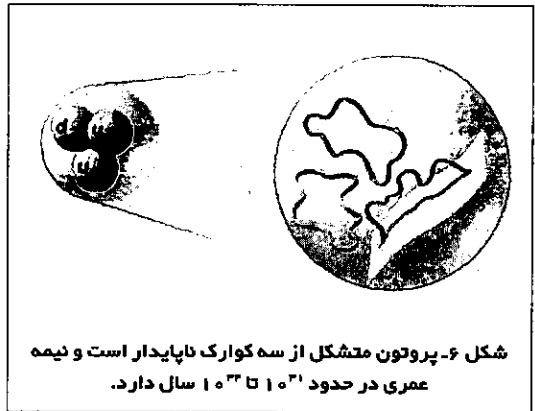


شکل ۵ - مسئله سلسله مراتب معیاری از ناآگاهی ماست.

برهم کنش های سرکوب شده

خب، عملاً شانس برای انجام آزمایش های مربوط به انرژی های حدود 10^{16} GeV برای ذرات وجود ندارد. با فناوری کنونی، قطر شتابدهنده متناسب با انرژی داده شده به ذره است. برای شتاب دادن به ذره تا انرژی 10^{16} GeV، شتابدهنده ای به قطر چند سال نوری لازم است. حتی اگر روش دیگری برای تمرکز مقادیر ماکروسکوپی انرژی بر روی یک ذره پیدا شود، در این انرژی ها آهنگ فرایندهای موردنظر بسیار کم خواهد بود. به طوری که اطلاعات دلخواه ما را به دست نخواهد داد. ولی حتی اگر نتوانیم به طور مستقیم فرایندهایی را در انرژی حدود 10^{16} GeV مطالعه کنیم شانس بسیار خوبی برای بررسی این فرایندها در انرژی هایی که به صورت تجربی قابل دستیابی هستند وجود دارد. چون آنها فراتر از هر چیزی می روند که مدل استاندارد مجاز می دارد. مدل استاندارد یک نظریه میدان کوانتومی است که «باز بهنجارپذیر» است. این موضوع به دهه ۴۰ مربوط می شود، هنگامی که فیزیکدان ها می آموختند که چگونه با استفاده از ابتدایی ترین نظریه های میدان کوانتومی، جابه جایی های کوچک در ترازهای انرژی اتمی را محاسبه کنند. آنها متوجه شدند که محاسبه های انجام شده با استفاده از نظریه میدان کوانتومی مقادیری نامتناهی را به دست می دهد، موقعیتی که اغلب به این معناست که نظریه دچار مشکل جدی است یا فراتر از حوزه اعتبار خود می رود. به مرور زمان، راهی برای کنار آمدن با مقادیر نامتناهی از طریق جذب آنها در تعاریف جدید یا «باز بهنجارش» چند ثابت فیزیکی مانند بار و جرم الکترون پیدا کردند. (مشکل حدقلی مدل استاندارد، تنها با حضور یک ذره نرده ای، دارای ۱۸ ثابت از این نوع است) نظریه هایی که این روال در آنها عملی بود باز بهنجارپذیر خوانده شدند و ساختاری ساده تر از نظریه های باز بهنجارناپذیر داشتند.

این ساختار ساده باز بهنجارپذیر مدل استاندارد است که به ما اجازه می دهد پیشگویی های کمی معینی درباره نتایج تجربی بکنیم. پیشگویی هایی که موفقیت آنها اعتبار این نظریه را تأیید کرده است. به ویژه، اصل باز بهنجارپذیری، به همراه چند اصل تقارن در مدل استاندارد، بر فرایندهای مشاهده نشده ای مانند واپاشی پروتون های منزوی و بیان ممنوعیت جرم دار بودن نوترینوها را متفی می سازد.



فراتر از مدل استاندارد پیش می آید. مدل های رنگ واریگ، برهم کنش های جدیدی هستند که به مانند نیروهای «رنگ» که کوارک ها را به هم می چسبانند عمل می کنند. به همراه این برهم کنش ها، نسل های جدید ذراتی که شبیه سه نسل قبلی ذرات شناخته شده نیستند ابرتقارن فرمیون ها را به بوزون ها مرتبط می سازد و الگوهای ابرتقارنی هریک از ذرات شناخته شده را به این مدل اضافه می کند. نظریه M- و نظریه ریسمان کل مدل را با کمک گرفتن از موجودات جدید به صورت ریسمان های کوچک، حلقه ها و لایه هایی که به مانند ذرات با انرژی های کم عمل می کنند به تصویر می کشاند.

همه این نظریه ها جنبه مشترک دیگری نیز دارند: آنها به وجود باغ وحشی از ذرات جدید با جرم هایی نه چندان بیش از 10^{16} GeV را نیاز دارند. اگر این ایده ها حقیقت داشته باشند. پس باید این ذرات قبل از ۲۰۲۰ در برخورددهنده بزرگ هاردون کشف شوند و ممکن است برخی از آنها قبل از این تاریخ در آزمایشگاه فرمی در CERN خود را نشان دهند، اگرچه ممکن است دهه های دیگری طول بکشد و شتابدهنده های جدیدی جهت کشف دقیق ویژگی های آنها مورد نیاز باشند. وقتی این ذرات شناخته شدند و ویژگی های آنها تعیین شد، قادر خواهیم بود که بگوییم آیا هیچ یک از آنها از لحظه های اولیه انفجار بزرگ باقی مانده اند و آیا می توانند «ماده تاریک» در فضای میان کهکشانی را که تصور می شود و بیشترین جرم فعلی عالم را تشکیل می دهد، تأمین کنند. به هر حال، به نظر می رسد که تا ۲۰۵۰ دلیل نسبت بزرگ مقیاس های انرژی که در طبیعت با آنها مواجه می شویم را بفهمیم.

فیزیکدان‌ها معمولاً باور داشتند که اگر نظریه میدان کوانتومی بخواهد معتبر باشد، باید بازبهنجارپذیر باشد. این شرط، راهنمایی توانمندی برای نظریه پردازان در فرمولبندی مدل استاندارد این موضوع بود که به دلایل بنیادی، نظریه میدان کوانتومی میدان گرانشی را نمی‌توان فرمولبندی کرد بسیار نگران‌کننده بود.

امروز، دیدگاه ما تغییر کرده است. نظریه‌های فیزیک ذرات بسته به انرژی فرایندها و واکنش‌های آنها متفاوت‌اند. نیروهایی که از مبادله ذره‌ای با جرم بسیار زیاد به وجود می‌آیند در انرژی‌هایی که در مقایسه با جرم آنها کم است بسیار ضعیف‌تر عمل خواهند کرد. اثرهای دیگر نیز به همین ترتیب سرکوب می‌شوند. در نتیجه در انرژی‌های پائین، نظریه مؤثر میدان را خواهیم داشت که در آن، این برهم‌کنش‌ها ناچیز هستند. نظریه پردازان متوجه شده‌اند که هر نظریه کوانتومی بنیادی که با نظریه نسبیت خاص سازگار باشد در انرژی‌های پائین درست مانند یک نظریه میدان کوانتومی بازبهنجارپذیر ظاهر خواهد شد. با وجود این که جمله‌های نامتناهی هنوز خنثی می‌شوند اما این نظریه‌های مؤثر، هنوز ساختار ساده نظریه‌هایی را که از نظر کلاسیک بازبهنجارپذیر هستند ندارند. برهم‌کنش‌های پیچیده دیگری نیز وجود دارند؛ به جای این که این برهم‌کنش‌ها کاملاً کنار گذاشته شوند، در کمتر از انرژی مشخصه‌ای به شدت سرکوب می‌شوند.

گرانش به نوبه خود یک برهم‌کنش بازبهنجارپذیر سرکوب شده است. از قدرت (یا ضعف) برهم‌کنش در انرژی‌های پائین است که تشخیص می‌دهیم مقیاس انرژی پایه آن حدوداً 10^{16}GeV است. برهم‌کنش بازبهنجارناپذیر سرکوب شده دیگر باعث ناپایداری پروتون می‌شود، با نیم عمری در حدود 10^{32} تا 10^{31} سال، که آن قدر کند است که شاید حتی تا سال ۲۰۵۰ نیز مشاهده نشود. هنوز برهم‌کنش بازبهنجارناپذیر سرکوب شده دیگری به نوترینوها جرم کوچکی در حدود 10^{-11}GeV خواهد داد. البته نظریه دیگری نیز در مورد جرم‌های نوترینوها وجود دارد؛ که تا قبل از سال ۲۰۵۰ حل خواهد شد.

مشاهده‌های از این نوع، سرخ‌های ارزشمندی برای نظریه وحدت نیروها به دست خواهد داد، اما کشف این نظریه بدون وجود ایده‌های جدید غیرممکن خواهد بود. ایده‌هایی نویدبخش مدتی است که تحت بررسی هستند.

پنج نظریه مختلف برای موجودات کوچک تک‌بعدی وجود دارد که به نام ریسمان معروف‌اند، این ذرات در انرژی‌های پائین در مدهای مختلف ارتعاشی مختلف خود به صورت انواع مختلف ذرات نمایان می‌شوند و ظاهراً نظریه‌هایی کاملاً متناهی از گرانش و دیگر نیروها در فضا-زمان ۱۰ بعدی به دست می‌دهند. البته، ما در فضا-زمان ۱۰ بعدی زندگی نمی‌کنیم. اما می‌توان فرض کرد که در انرژی کمتر از 10^{16}GeV برای هر ذره، ۶ تا از این ابعاد چنان به هم می‌چسبند که قابل مشاهده نیستند. در چند سال گذشته شواهدی مبنی بر این که این نظریه‌های پنج ریسمانی (به علاوه نظریه میدان کوانتومی در ۱۱ بعد) همه صورت‌های مختلف یک نظریه بنیادی هستند. (گاهی نظریه M-نامیده می‌شود) که در تقریب‌های مختلف به کار می‌روند.

خارج از فضا-زمان

دو مانع در مقابل این کار وجود دارند. یکی این که نمی‌دانیم کدام اصول فیزیکی بر نظریه بنیادی حاکم است. راهنمای اینشتین در گسترش نسبیت عام اصلی برگرفته از ویژگی‌های شناخته شده گرانش، اصل هم‌ارزی نیروهای گرانشی و اثرهای لختی مانند نیروی گریز از مرکز بود. راهنمای توسعه مدل استاندارد اصلی معروف به تقارن پیمانه‌ای است که تعمیم ویژگی معروف در الکتروسیسته است که فقط اختلاف ولتاژها اهمیت دارند و نه خود ولتاژها.

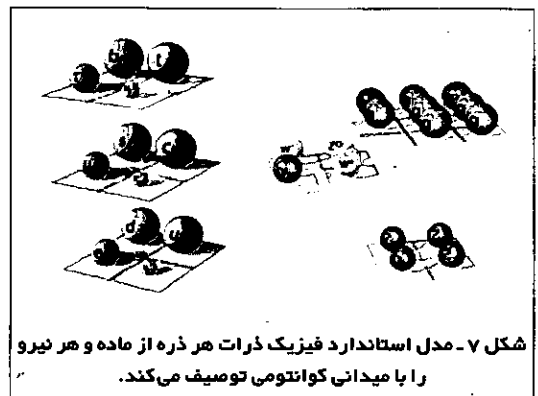
اما اصل بنیادی حاکم بر نظریه M-را کشف نکرده‌ایم. تقریب‌های مختلف این نظریه مانند نظریه‌های میدان یا ریسمان‌ها در فضا-زمان‌های با ابعاد مختلف است، اما شاید نباید این نظریه بنیادی را اصلاً در فضا-زمان فرمولبندی کرد. نظریه میدان کوانتومی به شدت با اصول مربوط به سرشت چهاربعدی فضا-زمان که در نظریه نسبیت خاص وارد می‌شود محدود شده است. چگونه می‌توانیم ایده‌هایی را که برای فرمولبندی یک نظریه کاملاً بنیادی مورد نیاز است به دست آوریم، وقتی قرار است این نظریه در حوزه‌ای توصیف شود که تمامی ادراک برگرفته از زندگی در فضا-زمان در آن غیرقابل استفاده‌اند. مشکل دیگر این است که حتی اگر قادر به فرمولبندی یک نظریه بنیادی باشیم شاید نتوانیم پیشگویی‌هایی را انجام دهیم که حوزه اعتبار آن را تأیید کند. اکثر پیشگویی‌های موفقیت‌آمیز مدل استاندارد براساس روش

محاسباتی که معروف به نظریه اختلال است. در مکانیک کوانتومی آهنگ فرایندهای فیزیکی معمولاً با جمع زدن تمام دنباله‌های گام‌های میانی انجام می‌شود که فرایند توسط آنها انجام می‌شود. برای استفاده از نظریه اختلال ابتدا ساده‌ترین گام‌های میانی و سپس گام‌های ساده بعدی در نظر گرفته می‌شوند. این روش تنها وقتی مؤثر است که سهم گام‌های میانی که به تدریج محاسبه‌شان دشوارتر می‌گردد روی آهنگ اصلی کاهش یابد که معمولاً اگر نیروهای دخیل در محاسبات به اندازه کافی ضعیف باشند پیش می‌آید. گاهی اوقات یک نظریه با حضور نیروهای بسیار قوی با نظریه دیگری با نیروهای بسیار ضعیف هم‌ارز است که هر دو با استفاده از روش‌های نظریه اختلال قابل حل هستند. به نظر می‌رسد برخی از زوج‌های نظریه‌های پنج ریسمانی در ۱۰ بعد و همان‌طور که پیشتر گفته شد نظریه میدان در ۱۱ بعد نیز صادق باشد.

متأسفانه نیروهای درگیر در نظریه بنیادی احتمالاً نه خیلی قوی هستند و نه خیلی ضعیف که استفاده از نظریه اختلال را منتفی می‌سازند.

تشخیص پاسخ

غیرممکن است بگوئیم چه زمانی این مشکلات حل می‌شوند. حتی ممکن است فردا قبل از چاپ همین مطلب در مقاله نظریه پرداز جوانی حل شود، یا حتی تا سال ۲۰۵۰ و یا ۲۱۵۰ هم این مشکل حل نشده باقی بماند. اما وقتی این مشکلات حل شود حتی اگر قادر به انجام آزمایش‌های با انرژی 10^{16} GeV یا با در نظر گرفتن ابعاد بیشتر نباشیم، مشکلی در درک حقیقت نظریه بنیادی وحدت نخواهیم داشت. بلکه آزمون نشان خواهد داد که آیا نظریه می‌تواند



شکل ۷ - مدل استاندارد فیزیک ذرات هر ذره از ماده و هر نیرو را با میدانی کوانتومی توصیف می‌کند.

مقادیر ثابت‌های فیزیکی اندازه‌گیری شده در مدل استاندارد را توجیه کند، همراه با این که آیا اثراتی فراتر از مدل استاندارد تا آن زمان کشف خواهند شد.

مدل استاندارد فیزیک ذرات، تمام ذرات و نیروی آنها را با یک میدان کوانتومی مربوط به خود آنها تعریف می‌کند. بنیادی‌ترین ذرات فرمیون‌ها هستند و در سه نسل می‌آیند. (الف) هر نسل از ذرات ویژگی‌های مشابهی دارند. نیروهای بنیادی را بوزون‌ها پدید می‌آورند (ب) که توسط سه تقارن مرتبط با یکدیگر سازمان می‌یابند. (ج) به علاوه، یک یا چند ذره یا میدان هیگز (ج) جرم دیگر میدان‌ها را تولید می‌کند. حتی ممکن است هنگامی که سرانجام به رفتارهای ذرات و روابط نیروهایشان در انرژی‌های تا 10^{18} GeV پی بردیم به معماهای جدید بربخوریم که وحدت نهایی همچنان دور از دسترس به نظر برسد. اما در این مورد تردید داریم. هیچ نشانه‌ای از مقیاس بنیادی انرژی در انرژی‌های فراتر از 10^{18} GeV در دست نیست و حتی طبق نظریه ریسمان‌ها، انرژی‌های بزرگتر از این مقدار بی‌معنی هستند.

کشف نظریه وحدتی که طبیعت را در تمام انرژی‌ها تعریف کند ما را در موقعیت پاسخ‌گویی به عمیق‌ترین پرسش‌های کیهانشناسی قرار می‌دهد. آیا این ابر در حال گسترش کهکشان‌ها که، آن را مه‌بانگ می‌نامیم آغازی در زمان معلومی در گذشته داشته است؟ آیا مه‌بانگ فقط حادثه‌ای در عالم بسیار بزرگ‌تر بوده است که در آن انفجارهای بزرگ و کوچک به طور مداوم در جریان بوده‌اند؟ اگر چنین است آیا آنچه که ما آنها را ثابت‌های طبیعی یا قوانین طبیعت می‌نامیم از یک انفجار به انفجار دیگری تغییر می‌کنند؟

درک این پدیده پایانی برای علم فیزیک نخواهد بود. حتی راه‌حلی برای برخی مشکلاتی که در فیزیک امروزی با آن مواجه هستیم را نیز به دست نخواهد داد، مانند درک اغتشاش و ابررسانایی در دماهای بالا. اما نشانگر پایانی برای نوع خاصی از علم فیزیک خواهد بود. جست‌وجوی یک نظریه بنیادی که دیگر حقایق در محدوده علم فیزیک را ایجاد کند.

منبع

تعیین تجربی دمای صفر مطلق

دراژیا تریفونف ایوانف
مترجم: شیوا ثمرانی

در ظرف نکه می داریم. انجام این آزمایش مشکلات تجربی به وجود می آورد. در آزمایش های مرسوم قدیمی تر و در بعضی از آزمایش های کنونی از جیوه به عنوان مایع استفاده می شود. [۴ و ۶] برای اهداف آموزشی و به دلایل ایمنی به کار گرفتن جیوه بسیار نامطلوب است. در عوض از گلیسرین^۱، روغن های کانی [۷ و ۲] سنگین، دی بوتیل فتالات [۵] و آب [۶] استفاده می شود. با این همه، استفاده از این مایعات امکان تغییر دما و حجم در گستره وسیع را ناممکن می سازند. زیرا فشار بخار اشباع شده این مایعات در دماهای بالا بسیار زیاد است و باید این موضوع را به خاطر داشت. هنگام استفاده از آب مشکل بخار اشباع نیز بسیار مهم می شود. خوشبختانه فشار بخار اشباع آب در چند درجه سانتیگراد بسیار کوچک است.

اندازه گیری دمای صفر بر مبنای فرآیند تک فشار مسئله های کمتری را به وجود می آورد. نخستین مشکل کاهش حجم لوله ای است که وسیله آزمایش را به فشارسنج مرتبط می سازد. این حجم بر دقت نتیجه تأثیر می گذارد چون دمای هوای داخل آن معین نیست. به همین دلیل حجم لوله باید به حداقل برسد. در مقایسه حجم ظرف حاوی هوا باید بسیار بزرگ تر از حجم لوله باشد. این امکان وجود دارد که فشار را با حسگرهای الکتریکی فشار اندازه گیری کنیم و مشکل غیرقابل کنترل بودن حجم لوله را از بین ببریم. ما علاقه مندیم که در ساختاری برای حل این مشکلات

دمای صفر مطلق یکی از ثابت های بنیادی در فیزیک است. محاسبه تجربی آن در فراگیری و آموزش فیزیک بسیار ارزشمند است. در این مقاله ما دو روش محاسبه تجربی برای صفر مطلق ارائه می کنیم. در روش اول صفر مطلق از فرآیند تک حجم (با حجم ثابت) برای مقداری هوای محدود در یک بشر معمولی به دست می آید. در حالت بعدی صفر مطلق براساس فرآیند تک فشار (با فشار ثابت) با هوای محبوس در یک بالون حاصل می شود. ویژگی آزمایش ها با قابل حصول بودن و دقت قابل توجه نتیجه های آنهاست.

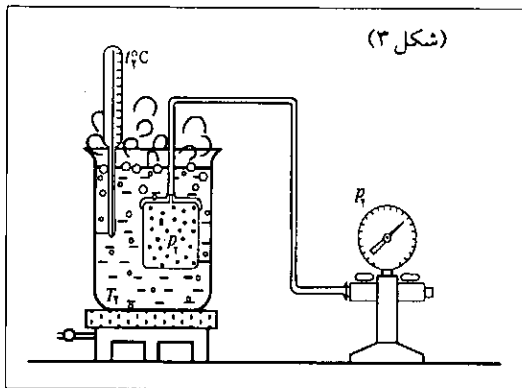
آزمایش های تجربی بسیاری برای محاسبه دمای صفر مطلق وجود دارند که در آزمایشگاه های آموزشی فیزیک و شیمی به کار می روند [۱۰-۱]. بسیاری از این آزمایش ها بر مبنای فرآیندهای تک فشار برای گاز کامل (قانون چارلز) [۹-۱]. پایه گذاری شده اند. به دلایل غیرقابل توضیحی به کار بردن فرآیندهای تک حجم برای این منظور نسبتاً نامتعارف است. [۱۰] تمام آزمایش ها با هوا انجام می شود. برای آزمایش های مقدماتی استفاده از گازهای دیگر ضروری نیست.

جنبه های خاصی از آزمایش ها را بررسی می کنیم که بر مبنای فرآیندهای تک فشار پایه گذاری شده اند. هوا در ظرف هایی مختلف محدود می شود مانند: لوله های مستقیم [۸ و ۴]، لوله های «شکل [۲]»، لوله های مویین [۵]، سرنگ ها، فلاسک ها، و غیره [۹ و ۷]. برای نکه داشتن هوا در فشار ثابت جو آن را در ستون متحرکی از مایع

تجربی به دست آوریم .

ترتیب آزمایش در شکل ۲ نشان داده شده است . این ترتیب شامل یک بطری با درپوش پیچی فلزی ، یک فشارسنج عقربه ای ، یک ظرف آب ، یک دماسنج و یک صفحه گرم کن است . درپوش سوراخ شده و یک لوله فلزی به آن جوش داده شده است . لوله این امکان را فراهم می سازد که بطری به وسیله یک تکه لوله پلاستیکی به یکی از شیرهای فشارسنج متصل شود . شیر دیگر فشارسنج آزاد است و می توان آن را به جو باز کرد یا بست . برای سهولت کار بطری حجم نسبتاً کوچکی (۳۰-۲۰۰ Cm) دارد باید توجه داشت که حجم بطری باید بسیار بزرگ تر از حجم لوله های رابط باشد . این امر موجب کاهش خطای اندازه گیری ناشی از غیرقابل کنترل بودن دمای حجم لوله می شود .

آزمایش به صورت زیر انجام می شود . ابتدا ظرف را با آبی

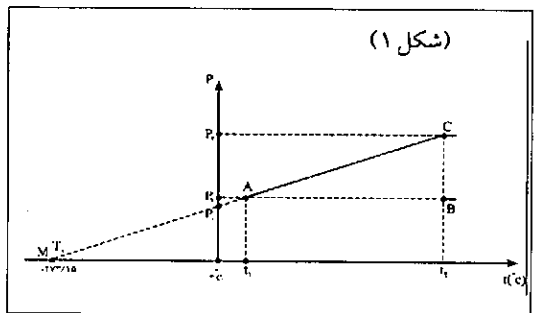


که در آن قطعه هایی از یخ قرار دارد پر می کنیم . بطری کاملاً در آب غوطه ور می شود ، شیر آزاد فشارسنج را باز و کل سیستم را به جو متصل می کنیم . چند دقیقه صبر می کنیم تا زمانی که دمای هوای داخل بطری با دمای آب برابر شود . شیر را می بندیم و سیستم از جو جدا می شود . در این حالت جرم ثابتی از هوا در بطری با حجم ثابت V ، دمای بسیار کم t_1 ، در فشار p_1 جو وجود دارد . دمای t_1 و فشار p_1 را ثبت می کنیم . اکنون بطری را در یک ظرف که روی گرم کن قرار دارد و با آب جوش پر شده است قرار می دهیم .

بعد از اینکه هوای داخل آن به دمای جوش آب رسید و فشارسنج روی یک عدد ثابت ماند فشار p_2 و دمای t_2 را ثبت می کنیم .

سپس مقادیر تجربی اندازه گیری شده t_1 ، p_1 ، t_2 و p_2

(شکل ۱)



دو روش جدید تجربی را در اندازه گیری دمای صفر مطلق ارائه دهیم .

۱. تعیین دمای صفر به وسیله فرآیندی تک حجم

صفر مطلق را می توان از رابطه میان فشار و دمای گاز کامل به دست آورد $p = f(t^{\circ})$. در اینجا فشار ثابت نگه داشته می شود . این فرآیند را می توان به صورت $p = p_0(1 + \gamma t)$ نشان داد که در آن p_0 فشار گاز در $0^{\circ}C$ است . این رابطه خطی در شکل ۱ نشان داده شده است . خط راست محور طولها را در دمای صفر مطلق T_0 قطع می کند . به منظور اندازه گیری T_0 لازم است که p_1 و p_2 به طور تجربی برای مقدار هوای معین در دو دمای مختلف ، به ترتیب t_1 و t_2 و در حجم ثابت اندازه گیری شوند . شکل ۱ نشان می دهد که مثلث های MNA و ABC متشابه اند . پس

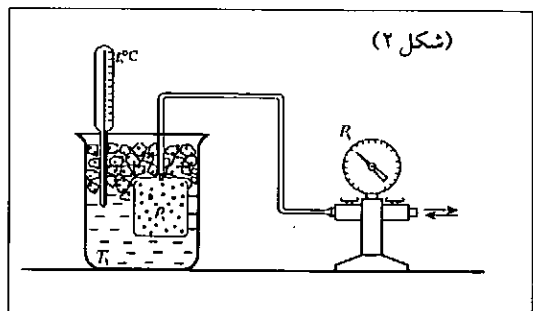
$$\frac{MN}{AN} = \frac{AB}{CB} \Rightarrow \frac{t_1 - T_0}{p_1} = \frac{t_2 - t_1}{p_2 - p_1}$$

برای T_0 داریم

$$T_0 = \frac{p_2 t_1 - p_1 t_2}{p_2 - p_1}$$

به منظور تعیین T_0 باید t_1 و t_2 و p_1 و p_2 را به صورت

(شکل ۲)



یعنی

$$\Delta v = v_2 - v_1$$

آنگاه رابطه بالا به صورت زیر درمی آید

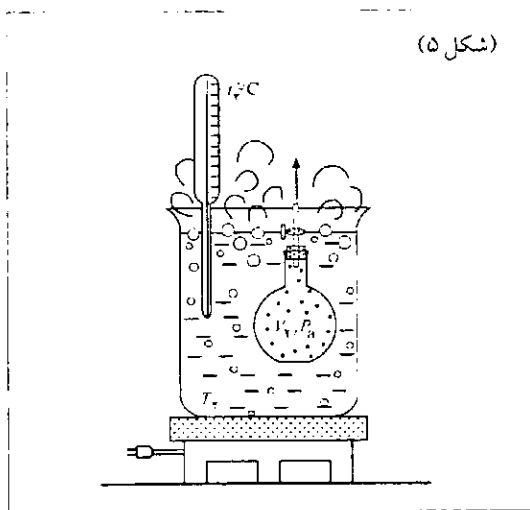
$$T_0 = \frac{v_2 t_1 - (v_2 - \Delta v) t_2}{\Delta v}$$

به منظور تعیین T_0 باید t_1 و t_2 و v_2 و Δv را به طور تجربی به دست آوریم.

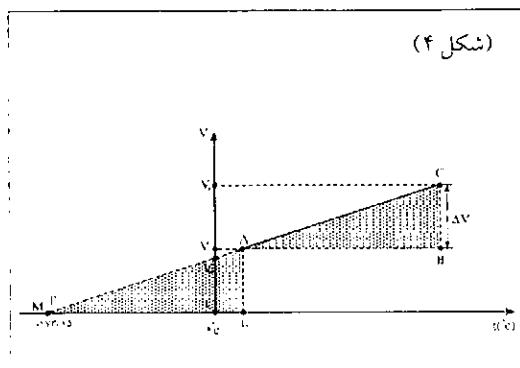
از یک فلاسک شیشه ای کروی با حجم تقریبی 300 cm^3 را برای این آزمایش استفاده می کنیم. فلاسک با یک چوب پنبه سوراخ دار که لوله ای شیردار از آن رد شده، بسته شده است. ابتدا فلاسک را در یک ظرف حاوی آب در حال جوش که روی یک گرم کن قرار دارد غوطه ور می کنیم (شکل ۵). چند دقیقه صبر می کنیم تا هوای درون فلاسک به دمای جوش برسد در این فرآیند فشار افزایش می یابد و بخشی از هوا از فلاسک خارج می شود تا فشار برابر فشار جو شود. پس از آن شیر را می بندیم. با این روش جرم مشخصی از هوا را با حجم v_2 ، برابر با حجم فلاسک، و در دمای t_2 تثبیت می کنیم. دمای جوش آب، t_2 را، با یک دماسنج جیوه ای اندازه می گیریم.

گام بعدی این است که فلاسک را در حالی که شیر آن پائین است در آب حاوی تکه های یخ قرار دهیم (شکل ۶). شیر را از زیر آب باز می کنیم و چند دقیقه صبر می کنیم تا هوای داخل آن تا دمای آب، t_1 ، سرد شود. در این مرحله فشار هوای داخل فلاسک کاهش می یابد و مقداری آب وارد آن می شود. فرآیند را آن قدر ادامه می دهیم تا فشار هوای داخل

(شکل ۵)



(شکل ۴)



را در فرمول می گذاریم و T_0 را حساب می کنیم. نتایج حاصل از یک آزمایش که ما آن را انجام داده ایم به قرار زیر است

$$t_1 = 0/3^\circ \text{C}; p_1 = 1 \text{ atm}; t_2 = 98^\circ \text{C}; p_2 = 1/36 \text{ atm}$$

$$T_0 = -271/08^\circ \text{C}$$

این نتیجه با خطایی حدود ۱٪، با مقدار کتاب درسی $(T_0 = -273/15^\circ \text{C})$ تفاوت دارد.

۲. تعیین دمای صفر به وسیله فرآیند تک فشار

صفر مطلق را می توان در فشار ثابت با استفاده از رابطه میان حجم و دمای یک گاز کامل $v = f(t)$ نیز به دست آورد. برای فرآیند تک فشار می توانیم بنویسیم: $v = v_0(1 + \alpha t)$ که v_0 حجم گاز در دمای 0°C است. نمودار این فرآیند (شکل ۴) خط راستی است که محور طول ها را در T_0 یعنی دمای صفر مطلق، قطع می کند.

به منظور اندازه گیری T_0 باید حجم های v_1 و v_2 را برای مقدار هوای معین، به ترتیب در دماهای مختلف t_1 و t_2 ، در حالی که فشار ثابت است، به طور تجربی اندازه بگیریم. شکل ۴ نشان می دهد که مثلث های MNA و ABC

مشابه اند پس

$$\frac{MN}{AN} = \frac{AB}{CB}$$

که از آن نتیجه می شود:

$$\frac{t_1 - T_0}{v_1} = \frac{t_2 - t_1}{v_2 - v_1}$$

برای T_0 داریم:

$$T_0 = \frac{v_2 t_1 - v_1 t_2}{v_2 - v_1}$$

اگر Δv را اختلاف حجم های اولیه و نهایی تعریف کنیم

$$t_1 = 0/5^\circ\text{C} \quad t_2 = 98/2^\circ\text{C}, \quad v_1 = 327\text{Cm}^3$$

$$\Delta v = 86\text{Cm}^3 \quad \text{و} \quad T_0 = -273/29^\circ\text{C}$$

اختلاف این نتیجه با نتیجه کتاب درسی کم تر از ۱٪ است. چون می خواهیم این آزمایش را برای تعداد زیادی دانش آموز انجام دهیم، باید تمام شرایط ایمنی هنگام کار کردن با آب جوش و ظرف شیشه ای تحت فشار به دقت رعایت شود. قبل از جلسه آزمایشگاه باید ظرف های شیشه به خوبی بازرسی شود تا ترک و شکستگی نداشته باشند. هنگام آزمایش دانش آموزان باید از عینک ایمنی استفاده کنند و نظریه سازگاری خوب نتایج با مقادیر استاندارد و سادگی این آزمایش برای اهداف آموزشی مورد نظر ما، بسیار مناسب است.

منبع

The physics Teacher vol 41, March 2003

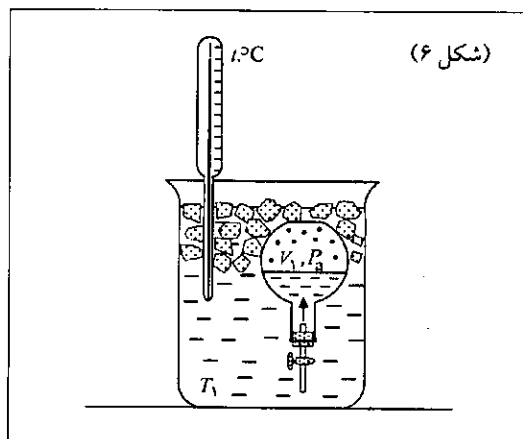
مراجع

The Physics Teacher vol 41, March 2003

References

1. James O. Schreck, "A Charles' law experiment for beginning students," J.Chem.Educ.72,179-181(Feb.1995).
 2. Arnold George and Clem Zidick, "Charles' law revisited," J.Chem.Educ.68,1042-1043(Nov.1991).
 3. Diane Rose, "Charles' law: Students develop their own procedure," J.Chem.Educ.64,712-713(Aug.1987).
 4. F.Spencer Mortimer, "A device for demonstrating Boyle's and Charles' law," J.Chem. Educ.4,781-784 (June 1927).
 5. Frederick E.Trinklein, Modern Physics: Exercises and Laboratory Experiment (Holt, Rinehart, and Winston, Austin, TX, 1990), pp.213-214.
 6. Anthony C. Wilbraham et al., Addison- Wesley Chemistry Laboratory Manual (Prentice Hall, Needham, MA, 2002), pp.213-214.
 7. Ronald S.Strange and Frank T. Lang, "A precise determination of absolute zero." J. Chem. Educ.66,1051-1055(Dec.1989).
 8. Myung- Hoon Kim et al., "A simple laboratory experiment for determination of absolute zero," J. Chem.55 Educ. 78,238-240(Feb.2001).
 9. Robert Otani and Peter Siegel, "Determining absolute zero in the Kitchen sink," Phys. Teach.29,316-317 (May 1991).
 10. Thomas B. Greenslade Jr., "The EME Boyles' x law and absolute zero apparatus," phys. Teach.29,116-117 (Feb.1991)
- PACS codes:01.50P,07.20

Dragia Trifonov Lvanov, Department of Physics, "P. Hilendarsky" University of Plovdiv, Bulgaria, draiva@pu.acad.bg

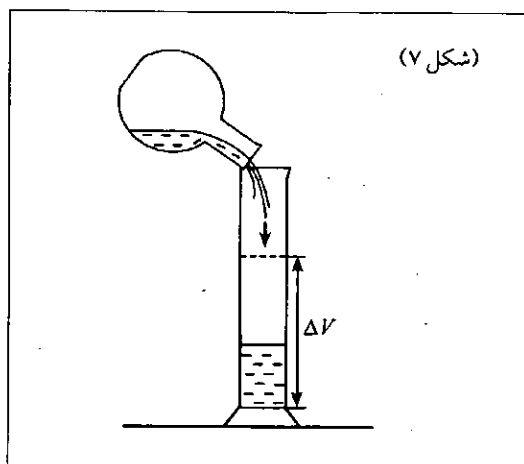


فلزک با فشار جو برابر شود. حجم هوا به v_1 کاهش می یابد. پس شیر را می بندیم و دمای t_1 را اندازه می گیریم. پس فلزک را از آب خارج می کنیم، در آن را باز می کنیم و آب داخل آن را در یک استوانه مدرج می ریزیم (شکل ۷). با این روش v حجم Δv را اندازه می گیریم. این حجم برابر با اختلاف حجم های ابتدایی و نهایی گاز است.

$$\Delta v = v_2 - v_1$$

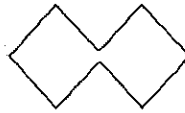
سرانجام حجم v_2 را اندازه می گیریم. برای این کار آن را باز و پر از آب می کنیم، سپس با شیر باز سوراخ آن را مسدود می کنیم. آب اضافه بیرون می ریزد. حجم آب باقی مانده با استوانه مدرج، اندازه گیری می شود. مقدار آن برابر حجم ابتدایی v_2 است.

بدین ترتیب مقادیر تعیین شده از آزمایش، t_1 ، t_2 ، v_1 و v_2 را می توان در فرمول قرار داد و T_0 را به دست آورد. نتایج آزمایشی که انجام دادیم به قرار زیر است



فرآیند انبساط آزاد، فرآیندی تکدما یا بی دررو است

محمدرضا خوش بین خوش نظر
skhoshbin@yahoo.com



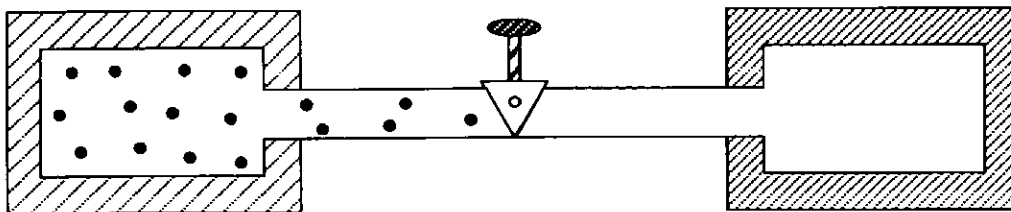
ترمودینامیک خواهیم داشت:

$$\Delta U = 0$$

شکل (۱) نشان می‌دهد که چگونه چنین انبساطی می‌تواند انجام گیرد. گازی که در تعادل گرمایی است، در آغاز به وسیله یک شیر بسته در یک نیمه اتاقک عایق بندی شده است؛ نیمه دیگر خلاء است. شیر باز می‌شود و گاز به طور آزاد برای پر کردن هر دو اتاقک منبسط می‌شود. به علت عایق بندی، هیچ گرمایی به گاز و یا از آن انتقال

اندیشه نوشتن این مقاله در پی مطالعه اتفاقی مقاله‌ای از مجله معتبر Quantum [۱] به ذهن من گذشت. در اینجا پاره‌ای از همان مفاهیم با زبانی که بیشتر باب طبع من است، بازگو می‌شود.

در معتبرترین کتاب فیزیک پایه دانشگاهی [۲] فرآیند انبساط آزاد چنین تعریف می‌شود: «فرآیندهای بی درویی که در آنها هیچ کاری روی دستگاه یا به وسیله آن انجام نمی‌شود.» بنابراین $Q = W = 0$ است و آنگاه از قانون اول



شکل ۱ - گاز در یک نیمه اتاقک عایق بندی شده محصور است و با باز شدن شیر، به طور آزاد برای پر کردن هر دو اتاقک منبسط می‌شود.

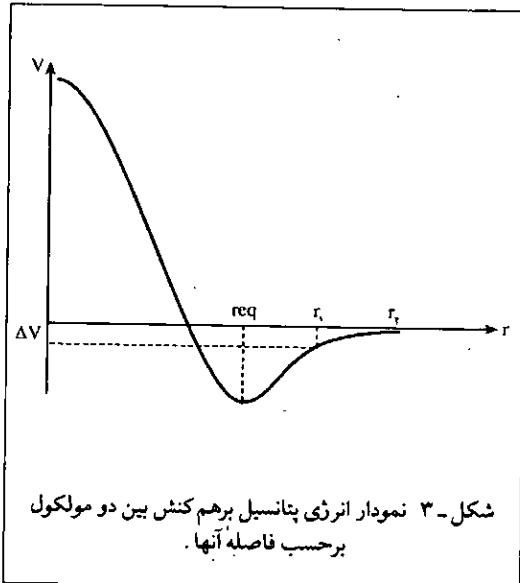
نمی‌یابد. چون گاز به خلاء وارد می‌شود. هیچ کاری به وسیله گاز انجام نمی‌گیرد و با حرکت آن به وسیله هیچ فشار خشی کننده‌ای مخالفت نمی‌شود.

همان‌طور که دیدیم در فرآیند انبساط آزاد $\Delta U = 0$ می‌شود و در نتیجه نباید تغییر دمایی داشته باشیم. ولی از طرفی، چون فرآیند انبساط آزاد فرآیندی بی‌دررو است باید با افزایش حجم $\Delta U < 0$ و کاهش دما داشته باشیم. چرا که

$$T_2 = T_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1}$$

که در آن γ (ضریب اتمیسته) عددی بزرگ‌تر از یک و $V_2 > V_1$ است و در نتیجه $T_2 = T_1$ می‌شود.

به راستی کدام یک از این دو حالت رخ می‌دهد؟ ثابت یا کاهش دما؟ این ناسازگاری از آنجا ناشی می‌شود که ما در ترمودینامیک فرآیندهای اصطلاحاً آرمانی (یا شبه‌ایستا) را بررسی می‌کنیم که در آنها سرعت گاز خیلی کمتر از سرعت جنبش گرمایی مولکولی است. درحالی‌که در انبساط آزاد، به محض اینکه شیر را باز می‌کنیم گاز با سرعتی بیشتر از سرعت گرمایی مولکول‌ها به خلاء هجوم می‌برد. بنابراین در اینجا به کار بستن قوانین ترمودینامیک نادرست است و برای همین، این فرآیند «غیر ترمودینامیکی» را با خط چین نمایش می‌دهند. چرا که در هر لحظه ضمن انبساط ناگهانی، گاز در تعادل گرمایی نیست و فشار آن در همه‌جا یکسان نخواهد بود. بنابراین اگرچه حالت‌های اولیه و نمایی را می‌توان روی نمودار P-V رسم کرد، ولی خود انبساط را نمی‌توان رسم کرد. اگر گاز کامل نباشد، در این صورت مولکول‌ها با هم



شکل ۳- نمودار انرژی پتانسیل برهم‌کنش بین دو مولکول برحسب فاصله آنها.

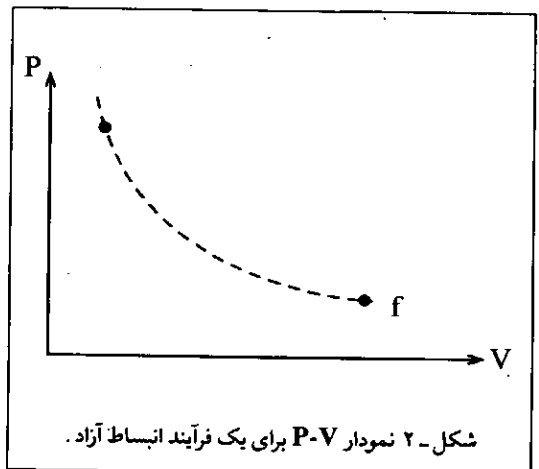
برهم‌کنش دارند و انرژی داخلی گاز شامل انرژی جنبشی مولکول‌ها و انرژی پتانسیل برهم‌کنش آنهاست. نمودار انرژی پتانسیل برهم‌کنش دو مولکول برحسب فاصله r بین آنها چنین است:

اگر انرژی پتانسیل کمینه باشد (نقطه r_{eq})، ماده متراکم شده و به مایع تبدیل می‌شود. ولی چون ما در آغاز گاز داریم، بنابراین میانگین فاصله بین مولکول‌ها بزرگ‌تر از r_{eq} است و پس از برفرض دوبرابر شدن حجم، میانگین فاصله بین مولکول‌ها به $r_2 > r_1 = \sqrt[3]{2} r_1$ می‌رسد. یعنی در حین انبساط آزاد، گاز در امتداد شیب چاه پتانسیل کمی به سمت بالا کشیده می‌شود. چه عاملی باعث افزایش انرژی پتانسیل به اندازه ΔU شده است؟ به نظر می‌رسد که این افزایش، ناشی از کاهش انرژی جنبشی مولکول‌هاست. پس دما که مقیاسی از انرژی جنبشی میانگین مولکول‌های گاز است، در حین انبساط آزاد کاهش می‌یابد و $\Delta U = 0$ نادرست است.

مراجع

1. Quantum, when thermodynamic is not correct, october 1993.

۲. مبانی فیزیک، ویرایش پنجم، دیوید هالیدی-رابرت رزنیک، جول واکر، فصل پانزدهم، صفحه ۴۵۲- انتشارات صفار.



شکل ۲- نمودار P-V برای یک فرآیند انبساط آزاد.

حل عددی معادله حرکت پرتابی با وجود مقاومت هوا

سوسن رجایی

موضوع صادق است و سپس معادله حرکت پرتابی حاصل را به روش مرسوم تحلیلی حل می‌کنیم. سپس با افزایش سرعت، نیروی مقاومت هوا را تابعی درجه دو، از سرعت در نظر می‌گیریم و معادله حرکت پرتابی حاصله را به روش عددی حل می‌کنیم. مقایسه این دو روش، که دومی به مراتب پیچیده‌تر از حالت اول است، ولی با سهولت بیشتری انجام می‌گیرد، صدق گفتار ما را در مورد مزیت روش‌های حل عددی بر روش‌های تحلیلی آشکار می‌سازد.

در نظر گرفتن مقاومت هوا

الف - در این جا نیروی مقاومت هوا را به صورت $\vec{F} = -b\vec{v}$ در نظر می‌گیریم که b عدد ثابت مثبتی است که به ابعاد و شکل جسم بستگی دارد. فرض می‌کنیم که کل نیروهای وارد بر جسم، عبارت از نیروی ثابت \vec{F} و نیروی مقاومت ذکر شده باشد. با گذشت زمان، چون سرعت به تدریج زیاد می‌شود، نیروی مقاوم افزایش می‌یابد تا وقتی که برابری نیروی وارد بر جسم صفر شود. پس از آن جسم با سرعت ثابت که سرعت حدی (V_p) نامیده می‌شود، حرکت می‌کند.

این مقاله بدین منظور نوشته شده است که نشان دهد، روش‌های عددی و CAS، با به کارگیری روش‌های عددی، جهت حل معادله‌های دیفرانسیل، به جای روش‌های تحلیلی، روش تدریس فیزیک را تغییر داده است. بنابراین، این تغییرات باید ساختار درس‌های ریاضیات پایه را در آینده تغییر دهد؛ زیرا که درس‌های فیزیک اغلب با دروس ریاضی همراه هستند.

روش مرسوم در فیزیک این است که برای تدریس مکانیک و سایر موضوع‌ها از معادله‌های تحلیلی استفاده کنند. واقعیت این است که، این مدل‌های تحلیلی در کمتر از ۱ درصد موقعیت‌های حقیقی در جهان به کار می‌روند. ولی می‌توانیم این کاربرد را با بهره‌گیری مستقیم از معادله‌های دیفرانسیل افزایش دهیم و این امر با ظهور CAS و روش‌های عددی امکان‌پذیر گشته است. همان‌طور که در این مقاله آن‌را به کار خواهیم برد.

امتیاز این روش تفکر، توسعه قابلیت معرفی پدیده‌های روزمره در مسیر طبیعی‌شان است. کاری که انجام آن به روش ریاضیات تحلیلی بسیار مشکل و پیچیده است.

در این جا، ابتدا مقاومت هوا را به صورت تابعی خطی از سرعت در نظر می‌گیریم، که برای سرعت‌های کم این



شکل ۱

شکل ۱ نیروهای مساوی و مخالف جهت را نشان می دهد. نیروی برابری عبارت است از

$$\vec{F}_{net} = \vec{F} - b \vec{v}_t = 0$$

که مقدار سرعت حدی را چنین به دست می دهد:

$$\vec{v}_t = \frac{\vec{F}}{b}$$

حال می خواهیم معادله را حل کنیم. با توجه به قانون دوم نیوتون

$$m \frac{d\vec{v}(t)}{dt} = \vec{F} - b \vec{v}(t)$$

که آن را بر حسب v و مشتق اش نوشته ایم. معادله را برای حالت یک بعدی حل می کنیم، نتیجه چنین می شود

$$\vec{v}(t) = \frac{\vec{F}}{b} + \left[v_0 - \frac{\vec{F}}{b} \right] \exp\left[-\frac{b}{m}t\right] \quad (1)$$

که v_0 سرعت متحرک در لحظه $t=0$ است. با افزایش

سرعت، جمله دوم کاهش می یابد و سرعت به مقدار $\frac{\vec{F}}{b}$

میل می کند. توجه کنید که جمله دوم در مدت زمان محدود هرگز صفر نمی شود. بلکه فقط به صفر نزدیک و نزدیک تر می شود. با انتگرال گیری دوباره، بردار مکان را به دست می آوریم:

$$\vec{x}(t) = \vec{x}_0 + \frac{\vec{F}}{b}t + \frac{m}{b} \left[v_0 - \frac{\vec{F}}{b} \right] \left[1 - \exp\left(-\frac{b}{m}t\right) \right] \quad (2)$$

x_0 مکان جسم در لحظه $t=0$ است.

حرکت پرتابی با وجود مقاومت هوا

در حرکت دوبعدی پرتابی، با انتخاب محورهای قائم و افقی مبدأ را محل پرتاب اختیار می کنیم تا x و y صفر شوند. نیروی گرانش عبارت است از $\vec{F} = -mg\vec{j}$ پس معادله برداری (۲) دو معادله جداگانه می دهد.

$$x(t) = \frac{m}{b} v_0 \cos\theta \left[1 - \exp\left(-\frac{b}{m}t\right) \right] \quad (3)$$

$$y(t) = -\frac{mg}{b}t + \frac{m}{b} \left[v_0 \sin\theta + \frac{mg}{b} \right] \left[1 - \exp\left(-\frac{b}{m}t\right) \right] \quad (4)$$

در این جا چند کد MAPLE ارائه می شود که حل معادله ۴ و ۳ را به دست می دهد:

$$\text{eq1} := (D@@2)(x)(t) = -(b/m)*D(x)(t);$$

$$\text{eq2} := (D@@2)(z)(t) = -g - (b/m)*D(z)(t);$$

$$\text{dsolve}(\{\text{eq1}, x(0)=0, D(x)(0)=v[0]*\cos(\theta)\}, x(t));$$

$$\text{dsolve}(\{\text{eq2}, z(0)=0, D(z)(0)=v[0]*\sin(\theta)\}, z(t));$$

برای به دست آوردن معادله مسیر، باید t را حذف کرد و مستقیماً y را بر حسب x نوشت. اگر t را از معادله x به دست

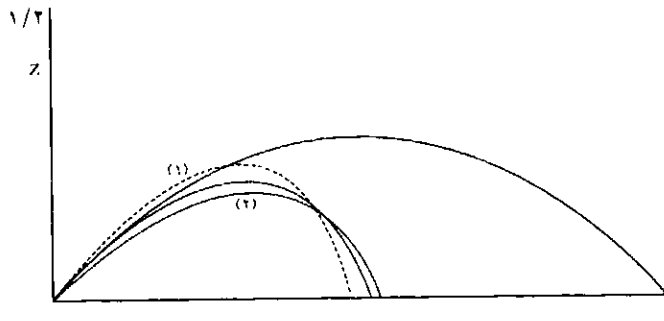
آوریم در حالی که $\theta \neq \frac{\pi}{2}$ است، خواهیم داشت:

$$t = -\frac{m}{b} \ln\left(1 - \frac{bx}{mv_0 \cos\theta}\right) \quad (5)$$

و با قرار دادن آن در معادله y ، نتیجه چنین می شود

$$y = \frac{m^2 g}{b^2} \ln\left(1 - \frac{bx}{mv_0 \cos\theta}\right) + \left(\sin\theta + \frac{mg}{bv_0 \cos\theta}\right) \frac{x}{\cos\theta} \quad (6)$$

در این مرحله، می بینیم که اگر مقادیر ثابت را مدام



شکل ۲

نداشته باشد، تحت زاویه پرتاب 45° حاصل می شود، که از این بیشتر نمی شود. ولی در صورتی که مقاومت هوا موجود باشد این فاصله افقی کمتر می شود.

در شکل ۲، زاویه پرتاب منحنی (۱) 45° است و مسیر (۲) تحت زاویه کوچک تری و با همان سرعت اولیه پرتاب شده است که دورتر رفته. همچنین برای مقایسه مسیر پرتابه تحت زاویه 45° بدون در نظر گرفتن مقاومت هوا نیز رسم شده است.

مشاهده می کنیم که مسیر پرتابه در حضور مقاومت هوا با کاهش سرعت افقی، کج می شود. در حالی که اگر مقاومت هوا وجود نداشته باشد مسیر حرکت متقارن است. (یک سهمی). همچنین مشاهده می کنیم که وقتی مقاومت وجود دارد مسافت افقی طی شده نیز کمتر می شود و این چیزی است که انتظارش را داریم.

حال، محاسبه می کنیم که مسافت چقدر کمتر است. برای محاسبه فاصله افقی پرتابه تحت زاویه پرتاب θ ، z را مساوی صفر قرار می دهیم و معادله x را حل می کنیم. یک جواب $x=0$ است که مورد نظرمان نیست. جواب دیگر بسیار پیچیده تر است، و نمی تواند به آسانی به دست آید. و به طور کلی باید از راه عددی به دست آید. به هر حال می توان هنگامی که مقاومت کوچک است جوابی تقریبی به دست آورد. سپس آن را برحسب توان های β بسط داد. (برای تمرین در بسط هایی مانند این، بخش روش های آمون جواب ها را ببینید). جمله های تصحیح خطی در β را نگه می داریم که معنی آن این است که جمله ها را تا توان سوم β در بسط لگاریتمی باید نگه داشت.

$$= \frac{1}{\beta^2} \left[-\frac{\beta x}{c} - \frac{1}{2} \left(\frac{\beta x}{c} \right)^2 - \frac{1}{3} \left(\frac{\beta x}{c} \right)^3 + \left(s + \frac{1}{\beta} \right) \frac{x}{c} \right] \quad (11)$$

بنویسیم کار خسته کننده ای خواهد بود. بنابراین بهتر است که هرچیز را در یک شکل بدون بُعد بنویسیم. برای این کار، باید در مورد یکاهای مناسب تصمیم بگیریم.

برای طول، بهتر است که حداکثر طول قائم را که پرتابه در نبود مقاومت هوا می پیماید به عنوان یکا برگزینیم که مقدار آن $\frac{v_i}{g}$ است. اگر متغیرهای x و y را بر این مقدار تقسیم کنیم چنین به دست می آید

$$x = \frac{g}{v_i^2} x \quad (7)$$

$$z = \frac{g}{v_i^2} y \quad (8)$$

برای یک مقدار بدون بُعد که دلالت بر مقدار کاهش می کند، معقول است که نسبت سرعت اولیه را بر سرعت نهایی بگیریم. می دانیم که مقدار اخیر $\frac{mg}{b}$ است. بنابراین ضریب کاهش بدون بُعد می شود:

$$\beta \equiv \frac{v_i}{v_i} = \frac{bv_i}{mg} \quad (9)$$

مقدار اخیر وقتی که کاهش نداشته باشیم صفر است. معادله مسیر (۶) بر حسب این مقادیر بدون بُعد چنین نوشته می شود:

$$z = \frac{1}{\beta^2} \ln \left(1 - \frac{\beta x}{c} \right) + \left(s + \frac{1}{\beta} \right) \frac{x}{c} \quad (10)$$

که \sin و \cos را به اختصار C و S نوشته ایم. کار با این معادله بسیار آسان تر از معادله اصلی است. می توان ثابت کرد که پیشینه فاصله افقی در صورتی که مقاومت هوا وجود

$$= \frac{1}{\beta^2} \left[-\frac{\beta x}{c} - \frac{1}{2} \left(\frac{\beta x}{c} \right)^2 - \frac{1}{3} \left(\frac{\beta x}{c} \right)^3 + \left(s + \frac{1}{\beta} \right) \frac{x}{c} \right] \quad (11)$$

جملات با درجه $\frac{1}{\beta}$ کنار گذاشته می شوند و می توانیم

بقیه را در $\frac{c}{x}$ ضرب کنیم که چنین می شود:

$$0 = S - \frac{x}{2c} - \beta \frac{x^2}{3c^2} \quad (12)$$

از قبل دانستیم که وقتی $\beta = 0$ باشد جواب چنین است:

$$x = \frac{2v^2 \sin \theta \cos \theta}{g} \quad (13)$$

یا

$$x = 2SC \quad (14)$$

و این با معادله ای که هم اکنون به دست آوردیم توافق

دارد. (معادله ۱۲).

هنگامی که کاهش غیر صفر باشد جواب معادله (۱۲)

چنین است:

$$x = 2SC(1 + \alpha\beta) \quad (15)$$

که α برابر است با:

$$\alpha = -\frac{4}{3}S \quad (16)$$

بنابراین با قرار دادن α در معادله (۱۵) نتیجه برای

مسافت افقی طی شده تحت زاویه معلوم θ چنین می شود

$$x = \sin 2\theta \left(1 - \frac{4}{3}\beta \sin \theta\right) \quad (17)$$

حداکثر فاصله افقی چقدر است؟ برای پاسخ به این

پرسش باید مشتق معادله (۱۷) را مساوی صفر قرار داد.

$$0 = 2\cos 2\theta \left(1 - \frac{4}{3}\beta \sin \theta\right) - \frac{4}{3}\beta \sin 2\theta \cos \theta \quad (18)$$

جواب این معادله به ازای $\beta = 0$ مقدار $\theta = \frac{\pi}{4}$ است.

بنابراین می نویسیم:

$$\theta = \frac{\pi}{4} + \epsilon\beta \quad (19)$$

و معادله را برحسب ϵ حل می کنیم. ابتدا از طرفین رابطه

زیر کسینوس می گیریم:

$$\cos 2\theta = \cos \left(\frac{\pi}{4} + 2\epsilon\beta\right) = -\sin(2\epsilon\beta) = -2\epsilon\beta$$

با جایگذاری این مقدار و نادیده گرفتن جمله های

غیرخطی در معادله (۱۷) خواهیم داشت:

$$0 = -2\epsilon\beta - \frac{4}{3}\beta \cos \frac{\pi}{4}$$

$$\epsilon = -\frac{1}{3\sqrt{2}} \quad \text{بنابراین:}$$

بدین ترتیب حداکثر فاصله افقی طی شده موقعی است که زاویه پرتاب چنین باشد.

$$\theta = \frac{\pi}{4} - \frac{\beta}{3\sqrt{2}} \quad (20)$$

توجه کنید که این مقدار θ کمی کمتر از $\frac{\pi}{4}$ است. که

مربوط به موقعی است که مقاومت هوا نباشد. این بسته به این که درک فیزیکی ما چقدر خوب باشد می تواند غیر منتظره باشد یا نباشد.

برای تعیین حداکثر فاصله افقی معادله (۲۰) را در معادله (x) قرار دهیم.

$$\sin\left(\frac{\pi}{4} + 2\epsilon\beta\right) = \cos(2\epsilon\beta) = 1$$

ابتدا می نویسیم:

بنابراین حداکثر فاصله افقی برابر است با:

$$1 \times \left[1 - \frac{4}{3}\beta \sin \frac{\pi}{4}\right]$$

و بدین ترتیب یک جواب ساده دست یافتنی برای حداکثر فاصله افقی به دست می آوریم

$$x_{\max} = 1 - \frac{2\beta}{3\sqrt{2}} \quad (21)$$

که البته مقدار آن از مقدار ۱ که برای حالت بدون مقاومت هواست کمتر است.

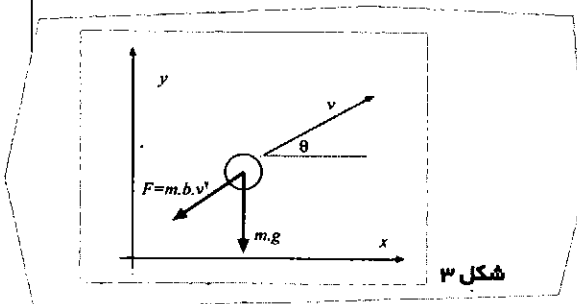
ب) حل معادله حرکت پرتابی با وجود مقاومت هوا به روش عددی

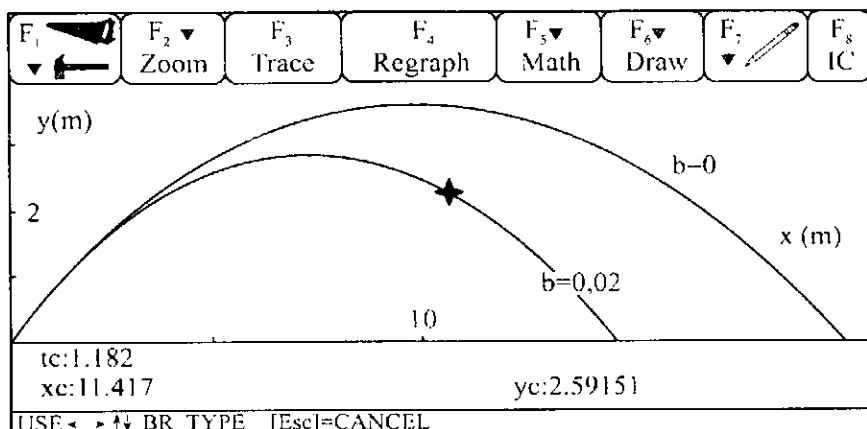
در این حالت نیروی مقاومت هوا را به صورت تابع درجه دوم از سرعت در نظر می گیریم

$$F = mbv^2$$

قانون نیوتون را در امتداد افقی به کار می بریم:

$$mbv^2 \cos \beta = -mx''$$





شکل ۴

برحسب x را با نمودار مربوط به حالتی که مقاومت هوا وجود ندارد، مقایسه می‌کنیم. در حالتی که مقاومت هوا وجود دارد، در این جا $b = 0.02 \text{ m}^{-1}$ است.

از روی نمودار رسم شده در شکل ۴ به عنوان مثال می‌توان به این پرسش پاسخ داد: چقدر طول می‌کشد تا پرتابه‌ای که مؤلفه سرعت اولیه اش در راستای قائم $8/6 \text{ m/s}$ و در راستای افق 11 m/s است، در راستای افق $11/4$ متر جابه‌جا شود؟ که پاسخ آن از روی نمودار (با مقاومت هوا) $1/18 \text{ s}$ است. در حالی که اگر مقاومت هوا نباشد در این مدت فاصله افقی طی شده 13 متر می‌شود. (شکل ۵) در

می‌توان نوشت: $\cos \theta = \frac{x'}{v}$ و $v = \sqrt{x'^2 + y'^2}$

بنابراین:

$$x'' = -bx' \cdot \sqrt{x'^2 + y'^2}$$

در راستای قائم داریم:

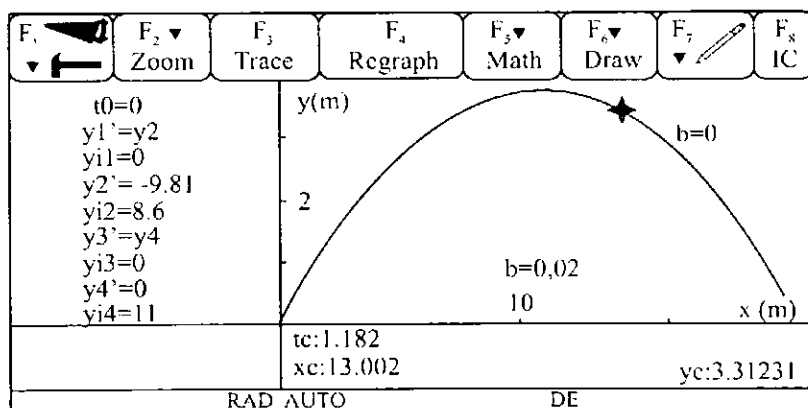
$$mbv \sin \theta + mg = -my''$$

با به کارگیری بحثی، مشابه بحث مربوط به محور x ها می‌توان نوشت:

$$y'' = -g/11 - by' \sqrt{x'^2 + y'^2}$$

این‌ها را به ماشین حساب می‌دهیم و سپس نمودار y

شکل ۵



این موقع ارتفاعش چقدر می شود؟ اگر ارتفاع را بدون مقاومت هوا پیدا کنیم $3/31$ متر و اگر مقاومت هوا وجود داشته باشد این ارتفاع $2/59$ متر می شود.

دیدگاه مهم کار با این روش این است که دانش آموزان باید شرایط اولیه را به ماشین حساب بدهند و این نکته آموزشی خوبی است که دانش آموزان را وادار به تفکر و فهم اساسی فیزیک می کند. همچنین دانش آموزان متوجه می شوند که چگونه حرکت را بدون حل تحلیلی آن توصیف کنند. فیزیکدانان به توصیف پدیده ها علاقه مند هستند و نه به چگونگی حل معادله های دیفرانسیل آنها!

و همچنین در این جا آشکار می شود که با این روش حل معادلات دیفرانسیل می توان پدیده های پیچیده را به سادگی به دانش آموزان ارائه و درباره آنها بحث کرد.

طول مسیر بیشینه در حرکت پرتابی

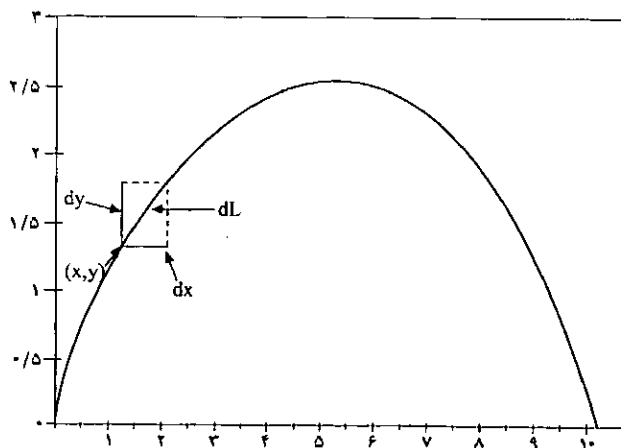
مسئله کلاسیک حرکت پرتابی در نبود مقاومت هوا تقریباً در تمام کتاب های درسی غیر محاسباتی، محاسباتی و پیشرفته فیزیک بررسی شده است. اغلب توضیح تحلیلی

برای مسیر پرتابه، ارتفاع بیشینه، برد و زمان پرواز ارائه می شود. و نتایجی نظیر این که تحت زاویه اولیه پرتاب 45° بود پرتابه بیشینه می شود، استنتاج می شود.

این مقاله، گستره چارچوب رایج را توسعه می دهد و یک روش نتیجه گیری تحلیلی برای «طول مسیر پرتابه» ارائه می دهد. معادله تحلیلی حاصل وابستگی خطی با زاویه را نشان می دهد. همین طور نشان می دهیم که به ازای هر سرعت اولیه معینی، طول مسیر پرتابه تحت زاویه $56/46^\circ$ حداکثر است.

رابطه های تحلیلی

برای طول مسیر یک پرتابه با به کارگیری قضیه فیثاغورس یک نتیجه تحلیلی به دست می آید. مطابق شکل ۶ $dL = \sqrt{dx^2 + dy^2}$ که dx و dy جزءهای طول در امتداد محورهای مختصات x و y و برای یک نقطه اختیاری روی مسیر هستند، و dL جزء طول مسیر است. اگر x را یک متغیر مستقل و y را یک متغیر وابسته در نظر بگیریم، طول مسیر با انتگرال گیری از dL چنین به دست می آید:



شکل ۶- مختصات یک نقطه دلخواه و dx و dy جزئیات طول وابسته به آن در امتداد محور x ها و y ها و همچنین dL وتر مثلث در طول مسیر پرتابه نشان داده شده است.

نتایج عددی و نتیجه گیری

قبل از این که از نقطه نظر عددی و نموداری به نتایج نگاه کنیم، رفتار معادله طول را در حالت های حدی بررسی می کنیم. معمولاً انتظار داریم که در حد، وقتی که $\theta \rightarrow \frac{\pi}{4}$ معادله (۵) به سمت دو برابر ارتفاع اوج میل کند. یعنی $2y_{\max} = 2 \frac{v^2}{2g} = \frac{v^2}{g}$. بنابراین حد معادله (۵) وقتی که $\theta \rightarrow \frac{\pi}{4}$ میل می کند با توجه به آنکه

$$\cos^2 \theta \operatorname{Ln} \left(\frac{1 + \sin \theta}{\cos \theta} \right) \rightarrow 0$$

$$\theta \rightarrow \frac{\pi}{4}$$

به سمت مقدار مورد نظر ما میل می کند. همین طور می توانیم رفتار معادله (۵) را در زاویه های کوچک در نظر بگیریم. به ازای $\theta \rightarrow 0$ معادله به 2θ میل می کند. به عبارت دیگر طول مسیر تابع خطی از θ است و مرتبه تصحیح بالاتر $(-\theta^2)$ است. بنابراین، در این حد، معادله (۵) چنین می شود:

$$L(\theta) = \frac{v^2}{g} (\theta - \theta^2)$$

چون می خواهیم بدانیم که در چه زاویه ای طول مسیر بیشینه می شود، پس لازم است که مشتق معادله (۵) را نسبت به θ به دست آورده و آن را مساوی صفر قرار دهیم تا ریشه های آن پیدا شود

$$L = \int_0^R dL = \int_0^R \sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2} dx \quad (1)$$

می دانیم در حرکت پرتابی برد عبارت است از

$$R = \frac{v^2}{g} \operatorname{Sin}(2\theta)$$

و مختصات وابسته به زمان پرتابه برای زمان های کمتر از زمان پرواز عبارت اند از

$$\begin{cases} x = (v \cos \theta)t \\ y = -\frac{1}{2}gt^2 + (v \sin \theta)t \end{cases} \quad (2)$$

با حذف t از دو معادله شکل مسیر که سهمی است به دست می آید

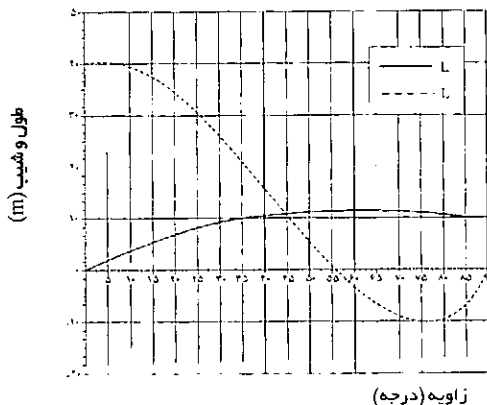
$$y = -\frac{1}{2} \frac{g}{(v \cos \theta)^2} x^2 + x \tan \theta \quad (3)$$

جهت محاسبه معادله (۱)، لازم است که مشتق معادله (۳) یعنی $\frac{dy}{dx}$ را به دست آوریم. بنابراین از طرفین معادله (۳) مشتق می گیریم

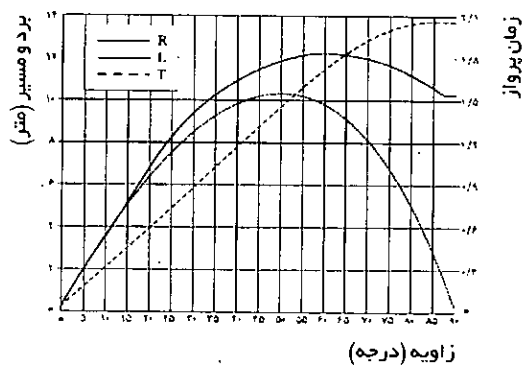
$$\frac{dy}{dx} = -\frac{g}{(v \cos \theta)^2} x + \tan \theta \quad (4)$$

معادله (۴) را در معادله (۱) قرار می دهیم و انتگرال گیری می کنیم

$$L(\theta) = \frac{v^2}{g} [\sin \theta + \cos^2 \theta \operatorname{Ln} \left(\frac{1 + \sin \theta}{\cos \theta} \right)] \quad (5)$$



شکل ۷ - ترسیم طول مسیر پرتابه (L) و شیب آن L' بر حسب متر و زاویه پرتاب بر حسب درجه برای سرعت اولیه ای معادل



شکل ۸ - نمودار جامعی از برد، طول مسیر و زمان پرواز پرتابه. محور افقی زاویه پرتاب را بر حسب درجه نشان می‌دهد.

خاطر سازگاری، مقدار سرعت اولیه همان $10/0 \text{ m/s}$ انتخاب شده است. از این نمودار درمی‌یابیم که به عنوان مثال اگرچه در زاویه 45° برد بیشینه است ولی زمان پرواز و طول مسیر تحت این زاویه بیشینه نیستند.

$$L' = \frac{dL}{d\theta} = \frac{2v^2}{g} \cos\theta \left[1 - \sin\theta \ln\left(\frac{1 + \sin\theta}{\cos\theta}\right) \right] \quad (8)$$

معادله بالا را باید مساوی صفر قرار دهیم. این معادله را می‌توان به صورت گرافیکی حل کرد. شکل ۷ چنین راه‌حلی را نشان می‌دهد. در این شکل $L'(\theta)$ محور θ را در حدود زاویه 56° قطع می‌کند. یک حل دقیق‌تر معادله (۵) عدد $56/46^\circ$ را نشان می‌دهد. شکل ۷ معادله‌های (۵) و (۸) را برای یک مقدار اختیاری v نشان می‌دهد. به طور مثال $v = 10/0 \text{ m/s}$ اختیار شده است و نشان می‌دهد که در زاویه $\theta = 90^\circ$ مقدار $10/19$ را داراست، که با مقدار دو برابر y_{\max} برابر است:

$$2y_{\max} = \frac{v^2}{g} = \frac{100}{9/81} = 10/19$$

به علاوه می‌توانیم از روی شکل (۲)، طول مسیر را به ازای هر زاویه اولیه پرتاب (θ) تعیین کنیم. برای مثال در $\theta = 30^\circ$ مقدار آن در حدود ۹ متر است. به هر حال، مقدار دقیق طول مسیر باید مستقیماً محاسبه شود. مثلاً $L = (\theta = 30^\circ) = 9/3 \text{ m}$.

برای شکل‌گیری یک نظریه جامع و قرار دادن تقریباً تمام دیدگاه‌های مربوط به حرکت پرتابی بر روی یک شکل، شکل ۸ را رسم کرده‌ایم. مقیاس قائم سمت چپ نمودار،

$$\text{مقادیر } R = \frac{v^2 \sin(2\theta)}{g} \text{ یعنی مقدار برد و طول مسیر (L) از}$$

معادله (۵) است. مقیاس قائم سمت راست، زمان پرواز

$$T = \frac{2v \sin\theta}{g} \text{ است و محور افقی، زاویه پرتاب است. به}$$

مراجع

1. Chaos and its application to physical systems. Tom Mullin. The nature of Chaos. Pp. 1-22. ISBN 0198539541
2. Nonlinear Physics. Enns & McGuire. ISBN 0817639772
3. TI-89 Guidebook. Texas Instruments:
4. G. Adie: The impact of the graphics calculator on Physics Teaching. Phys. Educ. 33, (1) January 1998.
5. G. Adie. Graphical Calculators and Mathematics in Physics Teaching. Pp 33 - 35. Shaping the Future. Physics in a mathematical mood. IoP 1999. ISBN 0 7503 0622.
6. G. Adie. Using the TI - 89 in Physics. bk - teachware 2000. ISBN 3-901769-31-5
7. G. Adie and B. Zoltowski. The Impact of Handheld Technology on Physics Teaching for Engineers. PTEE 2000, Budapest Hungary.
8. G. Adie and B. Zoltowski. Handheld Technology in the Undergraduate Physics Laboratory. PTEE 2000, Budapest Hungary.
9. G. Adie, B. Zoltowski. "Differential equations in practical physics teaching", ICTMT 4, Plymouth (1999).
10. G. Adie, B. Zoltowski. "Mathematical aspects of using the calculator as a demonstration tool in physics" ICTMT 4, Plymouth (1999).
11. G. Adie, B. Zoltowski: "Graphing calculator based activities in the student physics laboratory". XII Conference on Teaching Physics at Technical Universities, Poznan (1998)

جیمز آ. وان آلن

راجر دی. لاینوس^۰
مترجم: صمد غلامی



پیشنهاد کردند این طرح‌ها بخشی از برنامه تحقیقاتی سازمان یافته در خلال سال بین‌المللی ژئوفیزیک یعنی ۱۹۵۸-۱۹۵۷ بودند.

پس از موفقیت اتحاد جماهیر شوروی در پرتاب اسپوتنیک ۱؛ سفینه اکتشافی وان آلن برای فرود روی موشک رداستون تصویب شد که این سفینه در ۳۱ ژانویه ۱۹۵۸ پرتاب شد و اطلاعات علمی مهمی درباره کمربندهای تابشی در اطراف زمین مخابره کرد. وان آلن به خاطر موفقیت این مأموریت معروف شد و او را به قسمت‌های مهم دیگر پروژه‌های علمی فضایی فرستادند. وان آلن در چهار کاوشگر اکسپلورر اولیه شرکت داشت؛ پایونیر اول؛ کوشش‌های چند مارینر و مدارای کردن رصدخانه ژئوفیزیک.

جیمز وان آلن در سال ۱۹۸۵ از دانشگاه آیووا بازنشسته و استاد ممتاز فیزیک شد. قبل از آن از سال ۱۹۵۱ او رئیس بخش فیزیک و نجوم بود. کتاب «فیزیک مغناطیس سپهر و منشا، آن» نوشته اوست که توسط انتشارات اسمیتسونین در سال ۱۹۸۳ در واشنگتن D.C. منتشر شد.

زیرنویس

* Roger D. Launius

برگرفته از

<http://www.hq.nasa.gov/office/Pao/History/sputniu/vanallen.html>

این دانشمند، اختراعی یکدانی است که به خاطر کارهایش در فیزیک مغناطیس سپهر مشهور است. وان آلن از کالج ویلیان دانشگاه آیووا در سال ۱۹۳۵ فارغ‌التحصیل شد. آنگاه در دانشگاه آیووا ثبت‌نام کرد و درجه کارشناسی ارشد خود را در سال ۱۹۳۶ و دکترای خود را در سال ۱۹۳۹ دریافت کرد. پس از پایان تحصیل او در بخش مغناطیس زمینی بنیاد کارنگی در واشینگتن آغاز به کار کرد و در آنجا به مطالعه فروپاشی فوتونی پرداخت.

وان آلن در آوریل ۱۹۴۲ به آزمایشگاه فیزیک کاربردی در دانشگاه جان‌هاپکینز رفت و کوشید یک لامپ خلأ، عجیب بسازد. او همچنین در پیشرفت و توسعه فیوزهای برای اسلحه‌های مورد استفاده در جنگ به خصوص برای پرتابه‌های ضد هوایی که توسط نیروی دریایی ایالات متحده به کار می‌رفتند؛ نقش مهمی داشت. در پائیز ۱۹۴۲ او به عنوان افسر نیروی دریایی مأمور شد و وی را به اقیانوس آرام فرستادند تا فیوزهای خود را آزمایش کند و بخش‌های مختلف آن را تکمیل کند. در پی تکمیل کارهایش در جنگ جهانی دوم؛ وان آلن به زندگی غیرنظامی خویش بازگشت و شروع به پژوهش درباره ارتفاعات زیاد کرد. ابتدا به استخدام آزمایشگاه فیزیک کاربردی درآمد و از سال ۱۹۵۰ به بعد در دانشگاه آیووا مشغول به کار شد. دوره کاری وان آلن در سال ۱۹۵۵ به شکوفایی رسید؛ هنگامی که او و چندین دانشمند آمریکایی دیگر طرح‌هایی برای پرتاب ماهواره‌های علمی

آیا تقریب $(\Delta \approx d \sin \theta)$ اختلاف راه معتبر است؟*

دیک.سی.اچ.پون
 مترجم: محمد تقی زائری

این تقریب معمولاً در کتاب‌های درسی با استدلالی مجانبی توجیه می‌شود. اگر P به حد کافی از چشمه‌ها دور باشد، مسیر موج‌های S_1P و S_2P تقریباً موازی‌اند، و در نتیجه هندسه ساده اعتبار آن را نشان می‌دهد [۲]. با این حال، الگوهای تداخلی دو چشمه تشتک موج نشان می‌دهد که خط‌های گرهی در فاصله‌های نه‌چندان دور از چشمه‌ها تقریباً مستقیم هستند [۳]. به نظر می‌رسد که تقریب، اعتبار بیشتری نسبت به استدلال مجانبی داشته باشد. چرا؟

پاسخ در هندسه است. در واقع می‌توانیم رابطه‌ای دقیق بین $d \sin \theta$ و Δ به دست آوریم. چشمه‌های نقطه‌ای را که روی محور y در محل‌های $(0, \pm \frac{d}{2})$ قرار دارند را در نظر بگیرید. بنابراین برای اختلاف راه Δ معادله هذلولی زیر به دست می‌آید [۴ و ۵]، (شکل-۲):

$$\frac{4x^2}{d^2 - \Delta^2} - \frac{4y^2}{\Delta^2} = -1 \quad (2)$$

در دستگاه مختصات قطبی (L, θ) ، معادله هذلولی به صورت زیر خواهد شد (برای θ مثبت):

$$d \sin \theta = \Delta \sqrt{1 + \frac{d^2 - \Delta^2}{4L^2}} \quad (3)$$

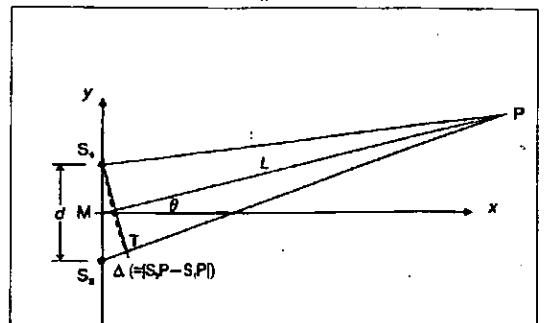
که در آن $x = L \cos \theta$ و $y = L \sin \theta$ است. توجه کنید هر دو معادله (۲) و (۳) دقیق‌اند.

با بسط طرف راست معادله (۳) برحسب توان‌هایی از

طرح تداخل حاصل از دو چشمه کوچک همدوس، S_1 و S_2 ، توسط خط‌های گرهی^۱ که با اختلاف راه $\Delta (\equiv |S_1P - S_2P|)$ ، تعیین می‌شود، مشخص می‌شوند، P نقطه‌ای روی این خط گرهی است. رابطه تقریبی استاندارد برای اختلاف راه عبارت است از [۱]:

$$\Delta \approx d \sin \theta \quad (1)$$

که در آن d فاصله بین دو چشمه و θ زاویه‌ای است که خط واصل نقطه میانی M بین دو چشمه و نقطه مشاهده P با خط عمود بر خط واصل دو چشمه در نقطه M ، می‌سازد (شکل-۱).



شکل-۱. هندسه برهم‌نهی موجی طرح تداخل دو چشمه همدوس

دارد. برای این منظور، توجه کنید که مجانب های معادله هذلولی (۲) عبارت اند از [۵ و ۷]:

$$y = \pm \frac{\Delta}{\sqrt{d^2 - \Delta^2}} x \quad (6)$$

در مختصات قطبی، مجانب برای θ مثبت عبارت است از:

$$\sin \theta_{\infty} = \frac{\Delta}{d} \quad (7)$$

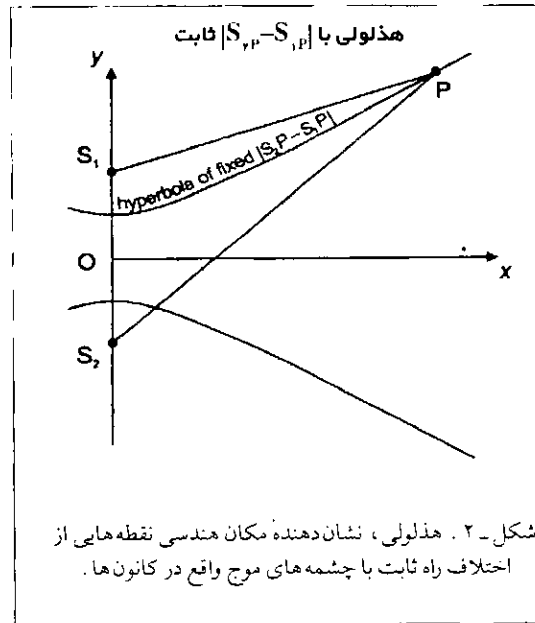
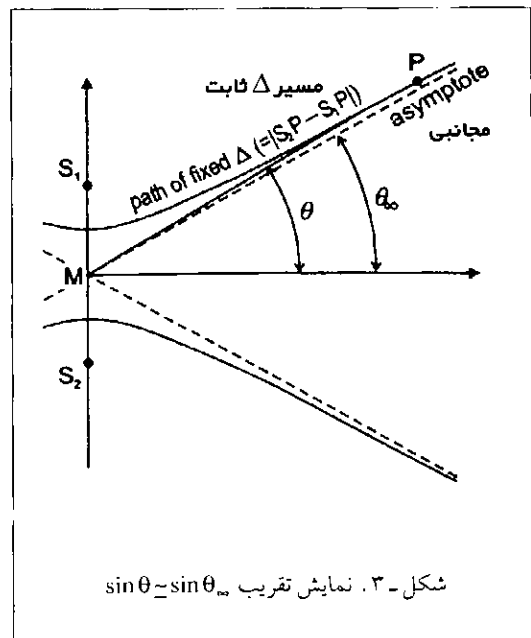
با استفاده از θ_{∞} ، می توان معادله (۳) را به صورت زیر بازنویسی کرد:

$$\sin \theta = \sin \theta_{\infty} \sqrt{1 + \frac{d^2 \cos^2 \theta_{\infty}}{4L^2}} \quad (8)$$

مجدداً معادله (۸) دقیق است. اکنون تقریب $d \sin \theta \approx \Delta$ برای نقطه P که در امتداد مسیر اختلاف راه ثابت Δ حرکت می کند (شکل-۳)، با بیان هندسی زیر هم ارز است:

$$\sin \theta \approx \sin \theta_{\infty} \quad (9)$$

می توانیم از معادله (۹) برای تسهیل امر آموزش تقریب $d \sin \theta \approx \Delta$ استفاده کنیم. راه برودی آموزشی که برخورد آن کاملاً ریاضیاتی نیست، این است که ابتدا اعتبار تقریب را



داریم $(\frac{d^2 - \Delta^2}{4L^2})$ که برای $L > \frac{1}{2} \sqrt{d^2 - \Delta^2}$ مجاز است، داریم

$$d \sin \theta = \Delta (1 + \frac{d^2 - \Delta^2}{8L^2} - \frac{(d^2 - \Delta^2)^2}{128L^4} + \dots) \quad (4)$$

با در نظر گرفتن θ به صورت تابعی از L ، برای فاصله d مفروض و زمانی که نقطه P در امتداد مسیر اختلاف راه ثابت Δ حرکت می کند، معادله (۴) نشان می دهد که تقریب $d \sin \theta = \Delta$ مادامی معتبر است که:

$$L \gg \frac{1}{2} \sqrt{\frac{d^2 - \Delta^2}{2}}$$

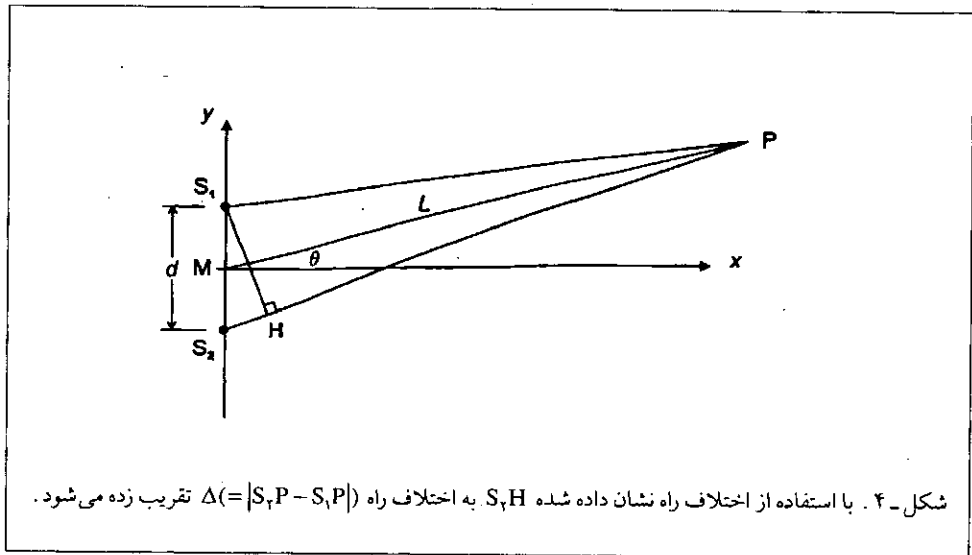
از این رابطه می توان شرط زیر را برای اعتبار تقریب نتیجه گرفت:

$$L \gg \frac{d}{2\sqrt{2}} \approx 0.354d \quad (5)$$

توجه کنید، از معادله (۴)، جمله تصحیح اول از مرتبه دوم برحسب $(\frac{\sqrt{d^2 - \Delta^2}}{2L})$ است.

تنها با استفاده از اولین جمله تصحیح، می توان دقت تقریب را برای $L > 1/12d$ بهتر از ۱۰٪ و برای $L > 3/54d$ بهتر از ۱٪ برآورد کرد.

امکان تعبیری کاملاً هندسی از تقریب $d \sin \theta \approx \Delta$ وجود



منبع
The physics Teacher vol.40, november 2002

- مراجع
1. See, for example, D. Halliday, R. Resnick and J. Walker, *Fundamentals of Physics*, 5th ed. (Wiley, New York, 1997), p. 907.
 2. See Ref. 1. (Wiley, New York, 1997), p. 907.
 3. U. Haber-Schaim, J. Dodge, R. Gardner, and E. Shore, *PSSC Physics*, 7th ed. (Kendall/Hunt Publishing Co., 1991), p. 390.
 4. See, for example, Salas, Hille, and Etgen, *Calculus: One and Several Variables*, 8th ed. (Wiley, New York, 1999), P. 522. Our wave sources are at the foci of each hyperbola of fixed path difference.
 5. M. Sobel, "Algebraic treatment of two-slit interference", *Phys. Teach.* 40, 402-404 (Oct. 2002).
 6. Our polar coordinates differ from the standard polar coordinate representation of the conic sections. In the standard treatment, the polar coordinates are defined using one focus and one directrix, with the polar origin at the focus. See, for example, Ref. 4, p. 544.
 7. See Ref. 4, p. 523.
 8. Note that (referring to Fig.4) $S_1H = S_2P - HP = \Delta$

$$+S_2P(1 - \cos \angle S_1PS_2) = \Delta + \frac{d^2 - \Delta^2}{2(S_2P)}$$

$$\Delta + \frac{d^2 - \Delta^2}{2L}$$

زیرنویس

1. nodal lines.

به صورت مجانبی (بنابراین، همچنین $\sin \theta_\infty = \frac{\Delta}{d}$) ثابت کنیم و سپس آن را به فاصله های غیرمجانبی با استفاده از معادله (۹) به صورت کیفی تعمیم دهیم. به عنوان مثال، با یک مثال عددی از گره هذلولی و مجانب های آنها می توان مشاهده کرد که چگونه جهت های آنها (از نقطه M) به یکدیگر نزدیک می شوند، مانند نقطه P که چشمه ها را در امتداد هذلولی نزدیک می کند. همین طور متوجه می شویم اگر مسیر موج کوتاه تر S_1P روی مسیر موج بلندتر S_2P تصویر شود، همان گونه که معمولاً در یک استدلال مجانبی انجام می شود، «اختلاف راه تصویر شده (به عنوان مثال $|S_2P - HP|$)، که H پای عمود از S_1 به S_2P (شکل- ۴) است»، تقریبی صحیح از اختلاف راه واقعی [۸] برای مرتبه اول برحسب $(\frac{d}{L})$ است.

این روش را نمی توان به سادگی به فاصله های غیرمجانبی تعمیم داد.

به عنوان اظهار نظر نهایی، جمله های مرتبه بالاتر در گری با L، که در اینجا برای بررسی دقت تقریب استفاده شد، برای استفاده عملی به کار گرفته نمی شوند.

در واقع اگر همه پارامترهای d، θ و L را بدانیم، می توانیم طول های راه را پیدا کنیم و سپس اختلاف راه، را به درستی و بدون تقریب برآورد کنیم.



پایانی باشکوه برای فضاییمای گالیله

حیات در این قمر مشتری اثر گذارد. به منظور انهدام گالیله، آن را به سوی سیاره مشتری هدایت کردند و بر اثر برخورد با جو مشتری، آتش گرفت. به گفته ناسا، گالیله تا آخرین لحظه های قبل از انهدام تصویرهایی را به زمین ارسال می داشت. دوان بیناشالدر، مدیر برنامه گالیله، می گوید: «در این مرحله اطلاعات مفیدی درباره جو مشتری و حوزه مغناطیسی آن توسط گالیله ارسال شد.»

گالیله چهارده سال پیش به فضا پرتاب شد و از سال ۱۹۹۵ به بعد ارسال اطلاعات و تصویرهایی را در مورد سیاره مشتری و قمرهای متعدد آن شروع کرد. همین طور فضاپیما در هنگام سفر به سوی مشتری، توانست اطلاعاتی را نیز درباره سیارک ها در اختیار ناسا قرار دهد.

سازمان فضایی آمریکا- ناسا- اعلام کرد که فضاییمای بدون سرنشین گالیله پس از چهارده سال مأموریت در فضا، سرانجام منهدم شد. اصلی ترین مأموریت این فضاپیما در طی سال های اخیر، بررسی سیاره مشتری، بزرگ ترین سیاره منظومه شمسی، و قمرهای متعدد آن بوده است. در این مدت، گالیله هزاران تصویر از این سیاره و قمرهای آن به زمین ارسال کرد و از جمله نشان داد که ممکن است در سطح یکی از چهار قمر بزرگ مشتری، به نام اروپا، اقیانوس آب وجود داشته باشد.

با کاهش قدرت مانور گالیله، این احتمال وجود داشت که فضاپیما تحت تأثیر جاذبه قمرهای مشتری، به خصوص اروپا، به سوی آن کشیده شود و با آن برخورد کند. دانشمندان بیم آن داشتند که در صورت بروز چنین برخوردی، سطح اروپا با موجودات میکروسکوپی که احتمالاً در فضاپیما وجود داشت، آلوده شود و بر پژوهش های بعدی در مورد وجود

ستارگان ناآشنا به راه شیری هجوم آوردند



اخترشناسان می گویند هزاران ستاره، که از دوروبر کهکشانی کوتوله^۱ جدا شده اند، درون کهکشان ما، یعنی راه شیری، در حرکت اند. آن‌ها می گویند این ستارگان ناآشنا ممکن است زمانی از مجاور خورشید نیز بگذرند.

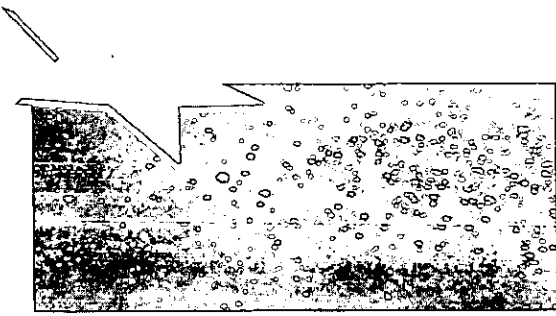
در یک بررسی جدید، که کل گستره آسمان را پوشش داد، این ستارگان ناآشنا شناسایی شدند. این موضوع به اخترشناسان امکان داد تا با نادیده گرفتن اجرامی که در جلو قرار گرفته اند، نگاه دقیقی به اطراف راه شیری بیندازند.

اخترشناسان با توجه به نتایج مطالعه دومیکرونی کل گستره آسمان^۲ مطالعه آسمان در نور فروسرخ- نشان داده اند که راه شیری در حال بلعیدن یکی از کهکشان‌های همسایه است. این نخستین تحلیلی است که ابعاد کهکشان صورت فلکی قوس^۱، که جرم آن ۱۰۰۰۰ بار کمتر از جرم راه شیری است، را به طور کامل به تصویر می کشد و نشان می دهد که چگونه این کهکشان توسط راه شیری از هم گسیخته و بلعیده

می شود. استیون مایوسکی، استاد نجوم در دانشگاه ویرجینیا، می گوید: «آشکار است که در این برهم کنش، کدام کهکشان غالب خواهد بود.»

او همچنین می گوید: «اگر چشمان ما به نور فروسرخ حساس می بود، اجرام درون کهکشان قوس در ناحیه وسیعی از آسمان به صورت اجرام ثابت دیده می شدند.»

با این حال، به دلیل وجود ستارگان، گازها و غباری که دید ما را مسدود می کنند، مشاهده این زدو خورد کیهانی^۵ آسان نیست. اخترشناسان برای داشتن تصویری بهتر، از نقشه های فروسرخ استفاده کردند و میلیون ها ستاره که در جلو قرار داشتند را با فناوری دیجیتال حذف کردند و توانستند ستاره ای به نام غول-ام^۶ را آشکار کنند. این نوع ستارگان بسیار بزرگ اند و در نور فروسرخ می درخشند و به عنوان ردیاب عمل می کنند، زیرا تعداد آن‌ها در کهکشان قوس زیاد است. تعداد آن‌ها در کرانه های بیرونی راه شیری ناچیز



اخترشناسان، ستارگان را می شمارند!

اخترشناسان در همایش بزرگ «اتحادیه بین‌المللی اخترشناسان» که در سال ۲۰۰۳ در سیدنی استرالیا تشکیل یافت، اعلام کرده‌اند: تعداد ستارگان در فضای قابل رؤیت آسمان، بیش از جمع ذرات شنی است که در تمامی صحراها و سواحل جهان وجود دارد.

سایمون درایور^۱، سرپرست هیأت استرالیایی شرکت‌کننده در این همایش، در سخنرانی خود گفت که براساس محاسبات انجام‌شده توسط اخترشناسان، شمار ستارگان قابل رصد به هفتاد هزار میلیون-میلیون یا هفتاد سگستیلیون^۲ (7×10^{11}) می‌رسد. به گفته وی، این تعداد تنها شامل آن گروه از ستارگانی است که در برد تلسکوپ‌های موجود قرار دارند. دکتر درایور افزود، تعداد کل ستارگان فضای کیهانی قطعاً به مراتب بیش‌تر از این رقم است و حتی امکان دارد به بینهایت برسد.

روشی که اخترشناسان برای شمارش ستارگان به کار می‌برند، به این ترتیب است که آسمان را به بخش‌های مختلف تقسیم و ستارگان قابل رؤیت در هر بخش را محاسبه می‌کنند. با ضرب این رقم در تعداد بخش‌های آسمان، شمار کل ستارگان به دست می‌آید.

زیرنویس

1. Simon Driver
2. Sextillion

منبع اخبار علمی به ترتیب

- <http://news.bbc.co.uk/go/pr/1/1/hi/sci/tech/3122432.stm>
<http://news.bbc.co.uk/go/pr/1/1/hi/sci/tech/3142582.stm>
<http://news.bbc.co.uk/1/hi/sci/tech/3085885.stm>

است. مایکل اسکروتسکی از دانشگاه ویرجینیا می‌گوید: «ما هزاران ستاره جالب را از یک مجموعه نیم‌میلیونی جدا کردیم و سپس با تنظیم نقشه‌های آسمان مبتنی بر نوع درستی از ستارگان، ناگهان نظام کهکشان قوس ظاهر شد.»
 همچنین استیون مایوسکی افزود: «این نخستین نقشه کامل از کهکشان قوس است که برهم‌کنش آن را با راه شیری آشکار می‌کند.»

این تصویر جدید نشان می‌دهد که ستارگان و خوشه‌های ستاره‌ای، که هم‌اکنون در کرانه‌های بیرونی راه شیری قرار دارند، بر اثر جاذبه راه شیری از کهکشان قوس جدا شده‌اند. مارتین واینبرگ از انستیتوی فناوری ماساچوست می‌گوید: «کهکشان قوس، که آرام‌آرام و بی‌وقفه توسط راه شیری بلعیده می‌شود، قادر نیست برای مدت زیادی انسجام خود را حفظ کند. ما قوس را به عنوان نظامی دست‌نخورده در ماورای حیات خود می‌بینیم.»

همچنین مایوسکی و همکارانش از نزدیک بودن زمین به توده‌ای از خرده اجرام باقی‌مانده از کهکشان قوس متعجب شده‌اند. مایوسکی می‌گوید: «۲۴۰ میلیون سال طول می‌کشد تا کهکشان قوس مدار خود را به دور راه شیری طی کند و منظومه شمسی تنها با چند درصد از خرده اجرام این کهکشان روبه‌رو می‌شود.»

مایوسکی ادامه می‌دهد: «خیلی جالب است که هم‌اکنون و در وضعیتی که ما در راه شیری قرار داریم، بارانی از اجرام کهکشان قوس بر کره ماه فرومی‌ریزد. به این ترتیب ستارگان یک کهکشان بیگانه تقریباً در مجاورت ما قرار دارند و ما باید با در نظر گرفتن حضور اجرام مزاحم فرضیه‌های خود را درباره راه شیری بازنگری کنیم.»

زیرنویس

1. Galileo ends in Blaze of Glory
2. Dwarf Galaxy
3. Two-Micron All Sky Survey (2 MasS)
4. Sagi Harius
5. Cosmic Violence
6. M Giant



سی و چهارمین المپیاد بین المللی فیزیک

تایپه. تایوان. ۲۰۰۳

مسابقه نظری

مترجم: روح اله خلیلی بروجنی

rkhali@physicist.net

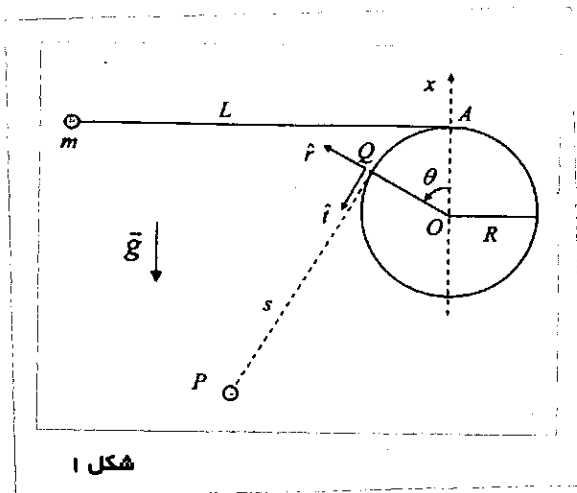
اشاره

سی و چهارمین المپیاد بین المللی فیزیک، در سال ۲۰۰۳ در تایپه برگزار گردید. برای آشنایی دبیران محترم فیزیک و دانش آموزان علاقه مند، پرسش‌ها و نیز پاسخ‌های تشریحی بخش مسابقه نظری این المپیاد را در پی آورده‌ایم.

۱- نوسان با وزنه در حال سقوط

یک میله استوانه‌ای صلب به شعاع R ، به طور افقی بالای زمین نگه داشته شده است. وزنه آونگی به جرم m از نقطه A توسط طنابی به جرم ناچیز و طول L ($L > 2\pi R$) از بالای میله آویزان شده است (شکل ۱). وزنه تا سطح هم ارتفاع نقطه A بالا برده شده و هنگامی که طناب سفت شده از حال سکون رها می‌شود. هرگونه کشیدگی طناب رانادیده بگیرید. فرض کنید رفتار وزنه آونگ شبیه جرم نقطه‌ای است و تنها در صفحه عمود بر محور میله نوسان می‌کند. بنابراین وزنه آونگ رفتاری ذره‌ای دارد. شتاب گرانش \vec{g} است.

نقطه O را مرجع دستگاه مختصات بگیرید. هنگامی که ذره در نقطه P است، طناب در نقطه Q بر سطح استوانه مماس است. طول پاره خط QP را s بنامید. بردارهای یک‌ه مماسی و شعاعی در نقطه Q را به ترتیب \hat{t} و \hat{r} بگیرید. جا به جایی



شکل ۱

زاویه‌ای θ و شعاع OQ در صورتی مثبت در نظر گرفته می‌شود که به طور پادساعتگرد از محور عمودی x در امتداد OA ، اندازه‌گیری شود.

وقتی $\theta = 0$ است، طول s برابر L و انرژی پتانسیل



گرانشی U ذره صفر است. همچنین هنگامی که ذره حرکت می‌کند، آهنگ تغییر θ و S به ترتیب با $\dot{\theta}$ و \dot{S} داده می‌شود. تمام سرعت‌ها و بزرگی آن‌ها نسبت به نقطه ثابت O هستند؛ مگر این که به گونه‌ای دیگر فرض شوند.

قسمت اول

در این قسمت وقتی ذره حرکت می‌کند طناب سفت است. بر حسب کمیت‌هایی که بیش از این معرفی کردیم (یعنی $s, \theta, \dot{S}, \dot{\theta}, L, R, g, \hat{r}, \hat{t}$)، مطلوب است:

الف) رابطه بین \dot{S} و $\dot{\theta}$

ب) سرعت \vec{V}_O ذره نسبت به نقطه متحرک Q وقتی در مکان P است.

ج) سرعت \vec{V}' ذره نسبت به O وقتی در مکان P است.

د) سرعت V ذره نسبت به O وقتی در مکان P است.

ه) مؤلفه مماسی شتاب ذره نسبت به O وقتی در مکان P است.

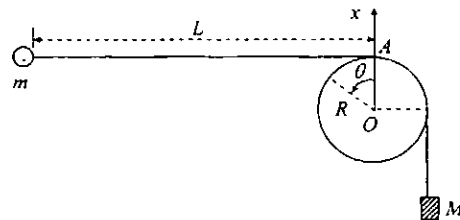
و) انرژی پتانسیل گرانشی U وقتی در مکان P است.

ز) اندازه سرعت V_m ذره در پایین‌ترین نقطه مسیرش.

قسمت دوم

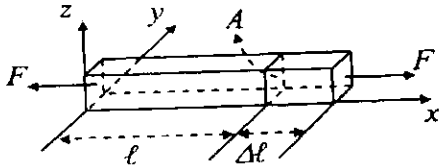
در این قسمت نسبت $\frac{L}{R}$ برابر است با

$$\frac{L}{R} = \frac{9\pi}{8} + \frac{2}{3} \cot \frac{\pi}{16} = 3/534 + 2/352 = 6/886$$



شکل ۲

$$u = \sqrt{Y/\rho}$$



شکل ۳

ح) اندازه سرعت V_s ذره وقتی قطعه طناب از Q تا P هم راست است و هم کوتاه‌ترین طول را دارد، چقدر است؟ (بر حسب g و R)

ت) اندازه سرعت V_H ذره در بالاترین نقطه H وقتی که به طرف دیگر میله نوسان کرده، چقدر است؟ (بر حسب g و R).

قسمت سوم

در این قسمت، به جای آن که وزنه آونگ از نقطه A آویزان شده باشد، توسط طنابی که از روی استوانه عبور کرده، به وزنه‌ای به جرم M وصل شده است (شکل ۲). وزنه M نیز مانند یک ذره رفتار می‌کند.

در ابتدا جرم m آونگ در سطح A در حال سکون و وزنه M در زیر O آویزان است به گونه‌ای که بخش افقی L ریسمان سفت می‌ماند. سپس آونگ از حالت سکون رها می‌شود و وزنه M شروع به سقوط می‌کند. فرض کنید آونگ در صفحه قائم باقی می‌ماند و می‌تواند بدون هیچ برخوردی با وزنه در حال سقوط M ، نوسان کند.

اصطکاک جنبشی بین طناب و سطح میله استوانه‌ای را نادیده بگیرید. اما اصطکاک ایستایی به حد کافی بزرگ فرض می‌شود به گونه‌ای که وقتی آونگ متوقف شد، وزنه به حالت سکون باقی بماند.

ی) فرض کنید وزنه m پس از سقوط در مسافت D ، حتماً متوقف می‌شود و $R \gg (L-D)$. اگر آونگ بتواند دور میله تا $\theta = 2\pi$ نوسان کند در حالی که قسمت‌های آزاد طناب از

میله مستقیم بمانند، نسبت $\alpha = \frac{D}{L}$ نباید از مقدار حدی

α_c کمتر باشد. با نادیده گرفتن جمله‌های از مرتبه $\frac{R}{L}$ یا

بالاتر، برآوردی از α_e بر حسب جمله‌هایی از $\frac{M}{m}$ به دست آورید.

۲- تشدیدگر بلوری پیزو الکتریک در ولتاژ متناوب^۲ میله یکنواخت بدون تنش^۱ به طول L و سطح مقطع A را در نظر بگیرید (شکل ۳). اگر نیروهای برابر و مخالف و با اندازه F به طور عمود بر دو رخ انتهایی این میله اعمال شود، طول آن به اندازه ΔL تغییر می‌کند. تنش T روی دو رخ انتهایی به صورت $\frac{F}{A}$ تعریف می‌شود. تغییر نسبی در طول میله، یعنی $\frac{\Delta L}{L}$ ، کرنش^۵ نامیده می‌شود. قانون هوک را بر حسب تنش و کرنش می‌توان به صورت زیر بیان کرد

$$T = YS \quad \text{یا} \quad \frac{F}{A} = Y \frac{\Delta L}{L} \quad (1)$$

که در آن Y مدول یانگ میله نامیده می‌شود. توجه کنید که تنش تراکمی T متناظر با $F < 0$ و کاهش در طول است (یعنی $\Delta L < 0$). بدین ترتیب مقدار چنین تنش منفی است و توسط $T = -P$ به فشار مرتبط است. برای میله‌ای یکنواخت با چگالی ρ ، سرعت انتشار امواج طولی (یعنی، سرعت صوت) در طول میله از رابطه زیر به دست می‌آید.

$$u = \sqrt{\frac{Y}{\rho}} \quad (2)$$

در پاسخ به پرسش‌های بعد اثر میرایی و اتلاف را نادیده بگیرید.

قسمت اول: ویژگی‌های مکانیکی

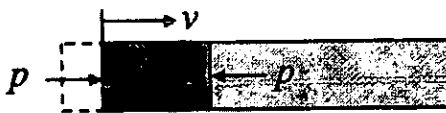
میله‌ای یکنواخت به چگالی ρ و طول نیم‌متناهی از $x = 0$ تا بینهایت امتداد دارد (شکل ۴). میله در ابتدا ساکن و بدون تنش است. سپس پیستونی بدون وقفه فشار کوچک P را در مدت زمان کوتاه Δt روی سطح مقطع چپ آن در $x = 0$ وارد می‌کند، در نتیجه موج فشاری با سرعت u به طرف راست منتشر می‌شود.

الف) اگر فشارهای بدون وقفه پیستون، میله را با سرعت ثابت V به حرکت درآورد، تنش S و فشار P در سطح مقطع

چپ میله طی مدت Δt چقدر است؟ پاسخ خود را تنها بر حسب جمله‌هایی از ρ ، u و v به دست آورید.

ب) موجی طولی را که در جهت x در میله حرکت می‌کند در نظر بگیرید. برای سطح مقطعی در x وقتی میله بدون تنش است (شکل ۵)، جابه‌جایی آن را در زمان t برابر $\xi(x,t)$ بگیرید و فرض کنید

$$\xi(x,t) = \xi_0 \sin k(x-ut) \quad (3)$$



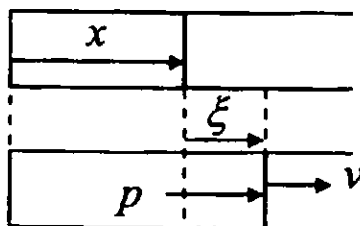
شکل ۴

که در آن ξ_0 و k مقادارهای ثابتی هستند. سرعت $v(x,t)$ ، تنش $S(x,t)$ ، و فشار $P(x,t)$ را بر حسب تابعی از x و t به دست آورید.

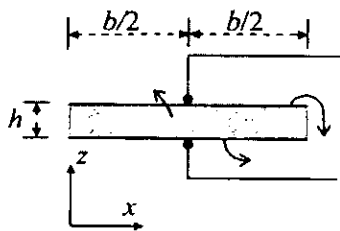
قسمت دوم: ویژگی‌های الکترومکانیکی (شامل اثر پیزو الکتریک)

تیغه‌ای از بلور کوارتز را به طول b ، عرض w و ضخامت h در نظر بگیرید (شکل ۶).

طول و ضخامت آن به ترتیب در امتداد محور x و محور z قرار دارد. الکترودهایی به صورت لایه فلزی نازک روی سطح‌های بالایی و پایینی آن نشانده شده است.



شکل ۵



شکل ۷

اثر پیزوالکتریک ویژگی خاصی از بلور کوارتز است. فشردگی یا کشیدگی بلور، ولتاژ الکتریکی در عرض بلور تولید می‌کند، و بر عکس، اعمال ولتاژ خارجی در عرض بلور بسته به قطبیت ولتاژ، موجب کشیدگی یا فشردگی بلور می‌شود. به علاوه، نوسان‌های مکانیکی و الکتریکی می‌توانند جمع شوند و باعث تشدید در بلور کوارتز شوند. برای بررسی اثر پیزوالکتریک، چگالی بار سطحی روی الکترودهای بالایی و پایینی را وقتی بلور در میدان الکتریکی E در جهت محور z است به ترتیب $-\sigma$ و $+\sigma$ بگیرد. کرنش و تنش را در جهت محور x به ترتیب S و T بنامید. بدین ترتیب اثر پیزوالکتریک بلور کوارتز را می‌توان با مجموعه معادله‌های زیر بیان کرد.

$$S = (1/Y)T + d_p E \quad (6)$$

$$\sigma = d_p T + \epsilon_T E \quad (7)$$

ک در آن $1/Y = 1/27 \times 10^{-11} \text{ m}^2/\text{N}$

تن‌دهی کشسانی* (یعنی عکس مدول یانگ) با میدان الکتریکی ثابت و $\epsilon_T = 4/06 \times 10^{-11} \text{ F/m}$ گذردگی با تنش ثابت، و $d_p = 2/25 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ ضریب پیزوالکتریک است.

فرض کنید کلید k در شکل ۶ بسته شود. بدین ترتیب ولتاژ متناوب $V(t) = V_m \cos \omega t$ به الکترودها اعمال و میدان الکتریکی یکنواخت $E(t) = V(t)/h$ در امتداد محور z در بلور کوارتز ظاهر می‌شود. وقتی به حالت پایا برسیم، موج ایستاده طولی با بسامد زاویه‌ای ω در جهت x درون تیغه تولید می‌شود.

برای E یکنواخت، طول موج λ و بسامد ν موج ایستاده طولی درون تیغه توسط $\lambda = u/\nu$ مرتبط هستند. که در آن u

رساناهای الکتریکی که در مرکز الکترودها لحیم شده‌اند به منزله پایه‌ای برای نگهداری بلور کوارتز هستند، به طوری که می‌توان فرض کرد که ساکن‌اند و در راستای محور x نوسانی ندارند.

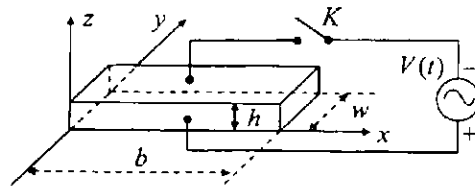
چگالی ρ و مدول یانگ Y بلور کوارتز مورد نظر به ترتیب برابرند با $2/65 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ و $7/87 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$. طول b تیغه ۱cm است و عرض w و ضخامت h آن به این صورت هستند که $w \ll b, h \ll w$.

با بستن کلید k، فرض می‌کنیم تنهادهای طولی موج ایستاده در بلور کوارتز در جهت x برانگیخته می‌شوند. برای موج ایستاده‌ای به بسامد $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$ ، جابه‌جایی $\xi(x,t)$ سطح مقطع تیغه در وضعیت x و زمان t را می‌توان به صورت زیر نوشت

$$\xi(x,t) = 2\xi_0 g(x) \cos \omega t \quad (0 \leq x \leq b) \quad (4)$$

که در آن ξ_0 یک ثابت مثبت است و تابع فضایی $g(x)$ به صورت زیر است

$$g(x) = B_1 \sin k(x - \frac{b}{4}) + B_2 \cos k(x - \frac{b}{4}) \quad (5)$$



شکل ۶

$g(x)$ دارای مقدار بیشینه یک و از طرفی $k = \frac{\omega}{u}$ است. همان‌طور که فرض کردیم مرکز الکترودها ساکن‌اند و وجوه چپ و راست تیغه آزاد هستند و باید تنش (یا فشار) صفر داشته باشند.

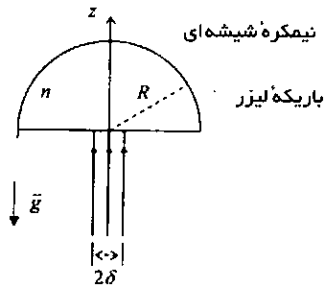
ج) مقادیر B_1 و B_2 را در معادله (5) برای موج ایستاده طولی در بلور کوارتز به دست آورید.

د) دوتا از کوتاه‌ترین بسامدهای امواج ایستاده طولی که در این تیغه کوارتز می‌توانند برانگیخته شوند، چقدر است؟

و E_{max} را تا سه رقم معنی دار حساب کنید.

قسمت دوم: تعلیق نوری^۸

نیمکره شیشه‌ای شفاف را به شعاع R و جرم m که ضریب شکست n دارد، در نظر بگیرید. ضریب شکست محیط بیرونی نیمکره برابر یک است. مطابق شکل ۸ باریکه موازی نور لیزر تکفام به طور یکنواخت و عمود به قسمت مرکزی قاعده نیمکره فرود می‌آید. شتاب گرانش \vec{g} به طور قائم و به طرف پایین است. شعاع سطح مقطع دایره‌ای باریکه لیزر δ ، خیلی کوچک‌تر از R است. هم نیمکره شیشه‌ای و هم باریکه لیزر نسبت به محور z ، به طور متقارن هم محورند. نور لیزر توسط نیمکره شیشه‌ای جذب نمی‌شود. سطح نیمکره توسط لایه نازکی از ماده‌ای شفاف پوشانده شده است؛ به طوری که وقتی نور وارد و خارج نیمکره می‌شود بازتابی وجود ندارد. همچنین راه نوری طی شده توسط نور



شکل ۸

لیزر که از لایه سطحی غیر بازتابی می‌گذرد نادیده بگیرید. (ب) با چشمپوشی از جمله‌های از مرتبه $(\delta/R)^2$ و بالاتر، توان لیزر P چقدر باشد تا با وزن نیمکره شیشه‌ای به تعادل برسد.

از معادله (۲) به دست می‌آید. اما رابطه (۶) نشان می‌دهد، $T=YS$ اعتبار زیادی ندارد، هرچند تعریف‌های کرنش و تنش بدون تغییر می‌مانند و تنش وجوه انتهایی تیغه صفر می‌ماند.

(د) به کمک معادله‌های (۶) و (۷)، چگالی بار سطحی σ روی الکتروود پایینی بر حسب تابعی از x و t به صورت زیر خواهد شد

$$\sigma(x,t) = \left[D_1 \cos k \left(x - \frac{b}{v} \right) + D_2 \right] \frac{V(t)}{h} \quad (۸)$$

که در آن $k = \frac{\omega}{u}$ است. D_1 و D_2 را پیدا کنید.

(ه) بار سطحی کل روی الکتروود پایینی توسط رابطه زیر با $V(t)$ وابسته است

$$Q(t) = \left[1 + \alpha^2 \left(\frac{\gamma}{kb} \tan \frac{kb}{\gamma} - 1 \right) \right] C_0 V(t) \quad (۹)$$

تابعی برای C و تابعی و یک مقدار عددی برای α^2 پیدا کنید.

۳- قسمت اول: جرم نوترینو و واپاشی نوترینو^۷

نوترینو آزاد به جرم m_n ، در حال سکون و در چارچوب مرجع آزمایشگاه به سه ذره بدون برهم‌کنش پروتون، الکترون، و پادنوترینو وا می‌باشد. جرم سکون پروتون m_p است، در حالی که جرم سکون پادنوترینو m_e غیر صفر و خیلی کوچک‌تر از جرم سکون الکترون m_e فرض می‌شود. سرعت نور در خلأ را با c نشان می‌دهیم و مقادیر جرم‌های اندازه‌گیری شده به شرح زیر است:

$$m_n = 939.5653 \text{ MeV}/c^2,$$

$$m_p = 938.27231 \text{ MeV}/c^2$$

$$m_e = 0.5109989461 \text{ MeV}/c^2$$

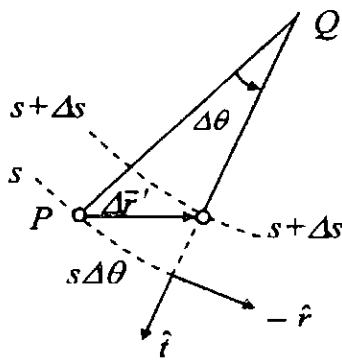
در بالا، همه انرژی‌ها و سرعت‌ها در چارچوب آزمایشگاه داده شده‌اند. انرژی کل الکترون خروجی از واپاشی را E بگیرید.

(الف) بیشینه مقدار ممکن E ، یعنی E_{max} و همچنین سرعت پادنوترینو را وقتی $E = E_{max}$ است پیدا کنید. هر دو جواب باید بر حسب جرم‌های سکون ذرات و سرعت نور بیان شوند. با فرض این که $m_\nu < \nu / 3 \text{ eV}/c^2$ ، نسبت $\frac{v_m}{c}$

زیرنویس

- 34th International Physics Olympiad, Taipei, Taiwan, 2003
- A Swing with a Falling Weight
- A Piezoelectric Crystal Resonator under an Alternating Voltage
- Stress
- Strain
- Elastic Compliance
- Neutrino Mass and Neutron Decay
- Light Levitation

پاسخ تشریحی سی و چهارمین المپیاد بین المللی فیزیک مسابقه نظری



شکل ۹

شده اند. به این ترتیب داریم

$$\begin{aligned} \vec{V} &= \vec{V}' + \vec{V}_O \\ &= (-S\dot{\theta}\hat{r} + \dot{S}\hat{i}) + R\dot{\theta}\hat{i} = -S\dot{\theta}\hat{r} \end{aligned} \quad (4)$$

(هـ) با توجه به شکل ۱۰ مؤلفه $(-\hat{i})$ تغییر سرعت $\Delta\vec{V}$

۱- نوسان با وزنه در حال سقوط

قسمت اول

الف) چون طول طناب $L = s + R\theta$ ثابت است، آهنگ تغییرات آن باید صفر باشد. به این ترتیب داریم

$$\dot{S} + R\dot{\theta} = 0 \quad (1)$$

ب) نقطه Q نسبت به O روی دایره‌ای به شعاع R و با سرعت زاویه‌ای $\dot{\theta}$ حرکت می‌کند، به این ترتیب

$$\vec{V}_O = R\dot{\theta}\hat{i} = -\dot{S}\hat{i} \quad (2)$$

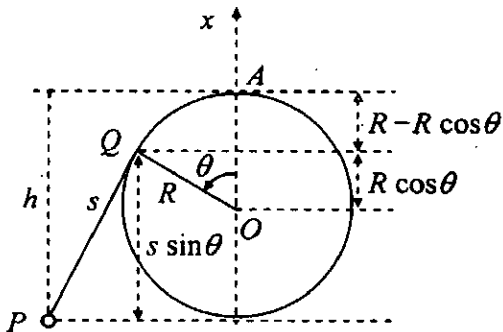
ج) با توجه به شکل ۹ جابه‌جایی نقطه P در بازه زمانی Δt نسبت به Q برابر است با

$$\Delta\vec{r}' = (S\Delta\theta)(-\hat{r}) + (\Delta S)\hat{i} = [(S\dot{\theta})(-\hat{r}) + \dot{S}\hat{i}] \Delta t$$

به این ترتیب

$$\vec{V}' = -S\dot{\theta}\hat{r} + \dot{S}\hat{i} \quad (3)$$

د) سرعت آونگ نسبت به O برابر است با جمع سرعت‌های نسبی‌ای که در معادله‌های (۲) و (۳) داده



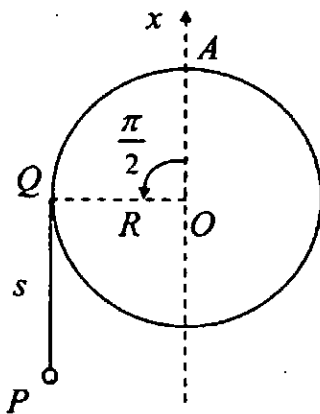
شکل ۱۱

آونگ ساکن باقی مانده و در حالت تعادل استاتیکی خواهد بود. به علاوه انرژی پتانسیل وقتی $\theta = \frac{\pi}{2}$ یا $S = L - \frac{\pi R}{2}$ است به کمترین مقدارش می رسد.

با توجه به شکل ۱۲ انرژی پتانسیل کمینه برابر است با

$$U_m = U\left(\frac{\pi}{2}\right) = -mg\left[R + L - \left(\frac{\pi R}{2}\right)\right] \quad (11)$$

در ابتدا، انرژی مکانیکی کل E صفر است. از آن جایی که E پایسته است، سرعت V_m آونگ در پایین ترین نقطه مسیرش باید در رابطه زیر صادق باشد



شکل ۱۲

برابر است با

$$(-\hat{i}) \cdot \Delta \vec{v} = v \Delta \theta = v \dot{\theta} \Delta t \quad (5)$$

به علاوه، مؤلفه \hat{i} شتاب $\vec{a} = \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t}$ برابر است با

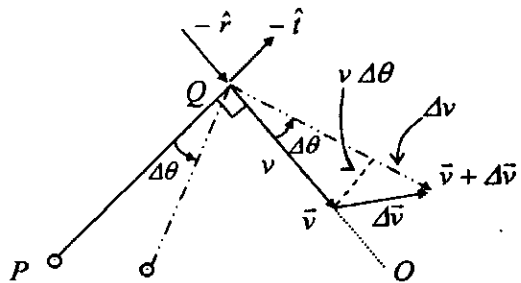
$$\hat{i} \cdot \vec{a} = -v \dot{\theta} \quad (6)$$

با توجه به معادله (۴)، بزرگی سرعت \vec{v} آونگ برابر $S \dot{\theta}$ است. بنابراین مؤلفه \hat{i} شتاب را می توان به صورت زیر بازنویسی کرد

$$\vec{a} \cdot \hat{i} = -v \dot{\theta} = -(S \dot{\theta}) \dot{\theta} = -S \dot{\theta}^2 \quad (7)$$

با توجه به شکل ۱۰ همچنین مؤلفه شعاعی شتاب برابر است با

$$\vec{a} \cdot \hat{r} = -\frac{dv}{dt} = -\frac{d(S \dot{\theta})}{dt} \quad (8)$$



شکل ۱۰

(و) با توجه به شکل ۱۱ انرژی پتانسیل گرانشی آونگ برابر است با

$$U = -mgh \quad (9)$$

که می توان آن را بر حسب جمله هایی از S و theta به صورت زیر بیان کرد

$$U(\theta) = -mg[R(1 - \cos \theta) + S \sin \theta] \quad (10)$$

(ز) انرژی پتانسیل گرانشی آونگ U در پایین ترین نقطه مسیرش باید کمترین مقدارش U_m فرض شود. اگر در این نقطه انرژی مکانیکی آونگ E، برابر U_m باشد، انرژی جنبشی اش صفر می شود. به این ترتیب مطابق شکل ۱۲

به کمک معادله های (۱۵) و (۱۶)، کشش نخ برابر است با

$$\begin{aligned} T &= m(S\ddot{\theta} + g \sin \theta) \\ &= \frac{mg}{S} [\gamma R(1 - \cos \theta) + \gamma S \sin \theta] \\ &= \frac{\gamma mg R}{S} \left[\tan \frac{\theta}{\gamma} - \frac{\gamma}{\gamma} \left(\theta - \frac{L}{R} \right) \right] (\sin \theta) \\ &= \frac{\gamma mg R}{S} (y_1 - y_2) (\sin \theta) \end{aligned} \quad (17)$$

تابع های $y_1 = \gamma(\theta - L/R)/\gamma$ و $y_2 = \tan(\theta/\gamma)$ شکل ۱۴ رسم شده اند.

با توجه به معادله (۱۷) و شکل ۱۴، نتایج جدول ۱ به دست می آید. در حالتی که $y_2 = y_1$ است، زاویه را θ_s می نامیم که از رابطه زیر به دست می آید

$$\frac{\gamma}{\gamma} \left(\theta_s - \frac{L}{R} \right) = \tan \frac{\theta_s}{\gamma} \quad (18)$$

همین طور، می توان نوشت

$$\frac{L}{R} = \theta_s - \frac{\gamma}{\gamma} \tan \frac{\theta_s}{\gamma} \quad (19)$$

با توجه به فرض مسئله مقدار $\frac{L}{R}$ برابر است با

$$\begin{aligned} \frac{L}{R} &= \frac{9\pi}{\lambda} + \frac{\gamma}{\gamma} \cot \frac{\pi}{16} \\ &= \left(\pi + \frac{\pi}{\lambda} \right) - \frac{\gamma}{\gamma} \tan \frac{1}{\gamma} \left(\pi + \frac{\pi}{\lambda} \right) \end{aligned} \quad (20)$$

مقایسه معادله های (۱۹) و (۲۰) مقدار $\theta_s = \frac{9\pi}{\lambda}$ را به دست می دهد.

جدول ۱ نشان می دهد در گستره زاویه ای $0 < \theta < \theta_s$ کشش نخ باید مثبت (یا طناب باید سفت و راست) باشد. وقتی θ به θ_s می رسد، کشش T باید صفر شود و قسمتی از طناب که در تماس با میله نیست پس از آن راست نیست. به این ترتیب کمترین مقدار ممکن S_{min} برای طول S پاره خط QP است که به ازای $\theta = \theta_s$ است و مقدار آن برابر است با $S_{min} = L - R\theta_s$

$$= R \left(\frac{9\pi}{\lambda} + \frac{\gamma}{\gamma} \cot \frac{\pi}{16} - \frac{9\pi}{\lambda} \right)$$

$$E = 0 = \frac{1}{\gamma} m V_m^2 + U_m \quad (12)$$

از معادله های (۱۱) و (۱۲) داریم

$$V_m = \sqrt{-2U_m/m} = \sqrt{\gamma g [R + (L - \pi R/\gamma)]} \quad (13)$$

قسمت دوم

ح) با توجه به معادله (۱۰)، انرژی مکانیکی کل آونگ به صورت زیر نوشته می شود

$$\begin{aligned} E = 0 &= \frac{1}{\gamma} m V^2 + U(\theta) \\ &= \frac{1}{\gamma} m V^2 - mg [R(1 - \cos \theta) + S \sin \theta] \end{aligned} \quad (14)$$

با توجه به معادله (۴) سرعت V برابر $S\dot{\theta}$ است. با جای گذاری در معادله (۱۴) داریم

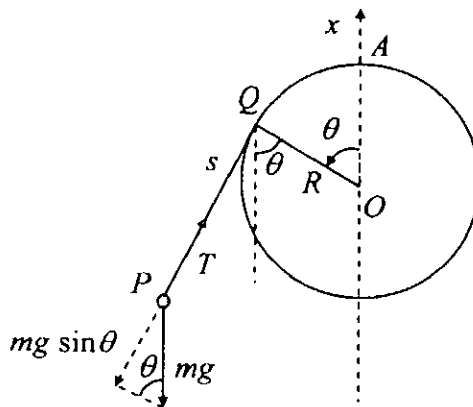
$$V^2 = (S\dot{\theta})^2 = \gamma g [R(1 - \cos \theta) + S \sin \theta] \quad (15)$$

T را کشش نخ بگیریم. در این صورت با توجه به شکل ۱۳، مؤلفه نیروی برابند وارد شده به آونگ برابر است با

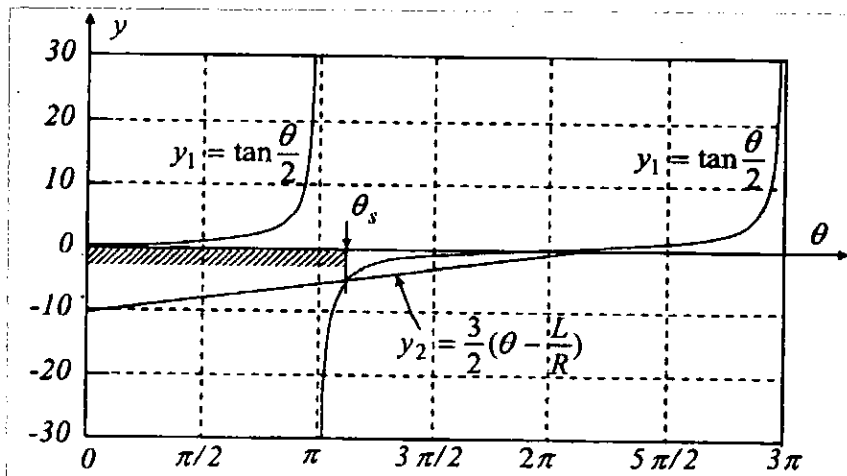
$$-T + mg \sin \theta$$

با توجه به معادله (۵) مؤلفه مماسی شتاب آونگ برابر $(-S\ddot{\theta})$ است. بنابراین، با توجه به قانون دوم نیوتون خواهیم داشت

$$m(-S\ddot{\theta}) = -T + mg \sin \theta \quad (16)$$



شکل ۱۳



شکل ۱۴

گرانش حرکت می کند. همان طور که در شکل ۱۵ نشان داده شده است، آونگ با سرعت اولیه V_s از مکان $P = (x_s, y_s)$ در جهتی که با محور y زاویه $\phi = (\frac{3\pi}{4} - \theta_s)$ می سازد، پرتاب شده است.

اندازه سرعت V_H آونگ در بالاترین نقطه مسیر سهموی اش برابر مؤلفه y سرعت اولیه اش، وقتی پرتاب شده است، می باشد. بنابراین،

$$V_H = V_s \sin(\theta_s - \pi)$$

$$= \sqrt{\frac{4gR}{3}} \cos \frac{\pi}{16} \sin \frac{\pi}{8} = 0.4234 \sqrt{gR} \quad (23)$$

مسافت افقی H که توسط آونگ از نقطه P تا نقطه اوج طی می شود، برابر است با

$$H = \frac{V_s^2 \sin^2(\theta_s - \pi)}{2g} = \frac{V_s^2}{2g} \sin^2 \frac{\pi}{4} = 0.4525R \quad (24)$$

مختصات آونگ وقتی $\theta = \theta_s$ است، به صورت زیر است

$$x_s = R \cos \theta_s - S_{\min} \sin \theta_s$$

$$= -R \cos \frac{\pi}{8} + S_{\min} \sin \frac{\pi}{8} = 0.358R \quad (25)$$

$$y_s = R \sin \theta_s + S_{\min} \cos \theta_s$$

$$= -R \sin \frac{\pi}{8} - S_{\min} \cos \frac{\pi}{8} = -3.478R \quad (26)$$

آشکار است، داریم $|y_s| > (R+H)$. به علاوه آونگ

$$= \frac{2R}{3} \cot \frac{\pi}{16} = 3.452R \quad (21)$$

وقتی $\theta = \theta_s$ است، $T = 0$ و از معادله های (۱۵) و (۱۶) داریم

$$V^2 = -gS \sin \theta$$

بدین ترتیب اندازه سرعت V_s برابر است با

$$V_s = \sqrt{-gS_{\min} \sin \theta} = \sqrt{\frac{2gR}{3} \cot \frac{\pi}{16} \sin \frac{\pi}{8}}$$

$$= \sqrt{\frac{2gR}{3} \cot \frac{\pi}{16}} = 1.123 \sqrt{gR} \quad (22)$$

(ت) وقتی $\theta \geq \theta_s$ است، آونگ شبیه پرتابه ای تحت

جدول ۱

	$(y_1 - y_2)$	$\sin \theta$	کشش T
$0 < \theta < \pi$	مثبت	مثبت	مثبت
$\theta = \pi$	$+\infty$	صفر	مثبت
$\pi < \theta < \theta_s$	منفی	منفی	مثبت
$\theta = \theta_s$	صفر	منفی	صفر
$\theta_s < \theta < 2\pi$	مثبت	منفی	منفی

می تواند به بیشینه ارتفاع خود بدون برخورد با سطح میله برسد.

قسمت سوم

ی) فرض کنید وزنه M در ابتدا به فاصله h زیر نقطه O باشد (شکل ۱۶). وقتی وزنه به اندازه D سقوط کرد و متوقف شد، با استفاده از قانون پایستگی، انرژی مکانیکی کل برای دستگاه آونگ - وزنه برابر است با

$$-Mgh = E' - Mg(h+D) \quad (27)$$

که در آن E' انرژی مکانیکی آونگ است هنگامی که وزنه متوقف می شود. در نتیجه

$$E' = MgD \quad (28)$$

فرض کنید λ طول کل طناب باشد. بدین ترتیب، مقدار آن در $\theta = 0$ باید برابر با هر جابه جایی زاویه ای دیگر θ باشد. در نتیجه داریم

$$\lambda = L + \frac{\pi}{2}R + h = S + R(\theta + \frac{\pi}{2}) + (h+D) \quad (29)$$

با توجه به اینکه $D = \alpha L$ و با معرفی α ، می توان نوشت

$$l = L - D = (1 - \alpha)L \quad (30)$$

از معادله های (۲۹) و (۳۰) داریم

$$S = L - D - R\theta = l - R\theta \quad (31)$$

پس از این که وزنه متوقف شد، انرژی مکانیکی کل آونگ باید پایسته بماند. مطابق معادله (۲۸) به جای معادله (۱۴) می توان نوشت

$$E' = MgD = \frac{1}{2}mV^2 - mg[R(1 - \cos\theta) + S \sin\theta] \quad (32)$$

به این ترتیب مجذور اندازه سرعت آونگ برابر است با

$$V^2 = (S\dot{\theta})^2 = \frac{2MgD}{m} + 2gR[(1 - \cos\theta) + \frac{S}{R} \sin\theta] \quad (33)$$

با جای گذاری این مقدار در معادله (۱۶) داریم

$$T = m(S\dot{\theta}^2 + g \sin\theta)$$

$$= \frac{mg}{S} \left[\frac{2M}{m} D + 2R(1 - \cos\theta) + 2S \sin\theta \right]$$

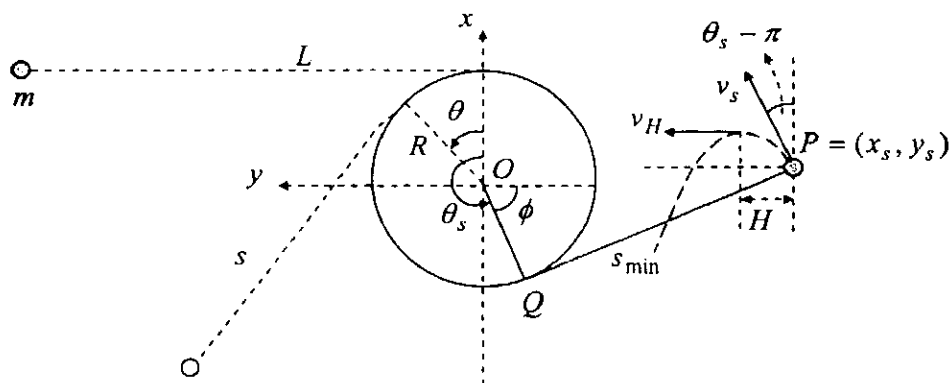
$$= \frac{2mgR}{S} \left[\frac{MD}{mR} + (1 - \cos\theta) + \frac{2}{2} \left(\frac{l}{R} - \theta \right) \sin\theta \right] \quad (34)$$

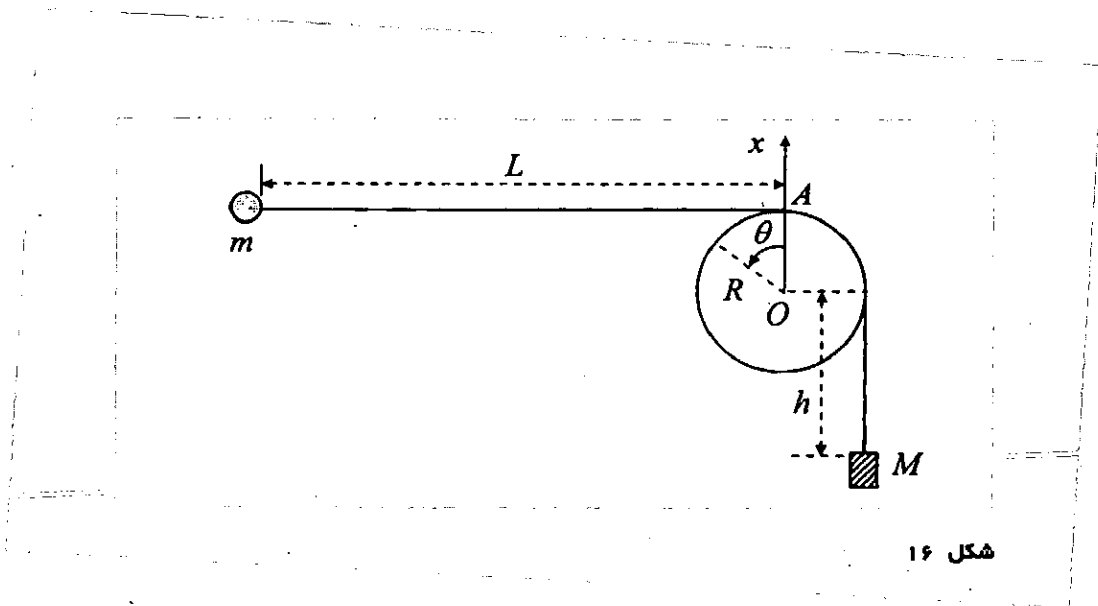
برای به دست آوردن آخرین معادله، از معادله (۳۱) استفاده کرده ایم.

با تعریف تابع زیر

$$f(\theta) = 1 - \cos\theta + \frac{2}{2} \left(\frac{l}{R} - \theta \right) \sin\theta \quad (35)$$

و با توجه به این واقعیت که $l = (L - D) \gg R$





شکل ۱۶

$$\left(\frac{ML}{mR}\right) + 1 \geq \left[\left(\frac{MI}{mR}\right) + \left(\frac{rI}{rR}\right)\right] (1 - \alpha) \quad (41)$$

با نادیده گرفتن جمله‌های از مرتبه $\left(\frac{R}{L}\right)$ یا بالاتر،

نامساوی بالا به صورت زیر درمی‌آید.

$$\alpha \geq 1 - \frac{\left(\frac{ML}{mR}\right) + 1}{\left(\frac{ML}{mR}\right) + \left(\frac{rL}{rR}\right)} = \frac{\left(\frac{rL}{rR}\right) - 1}{\left(\frac{ML}{mR}\right) + \left(\frac{rL}{rR}\right)}$$

$$= \frac{1 - \left(\frac{rR}{rL}\right)}{\frac{rM}{r} + 1} = \frac{1}{1 + \frac{rM}{r}} \quad (42)$$

در نتیجه مقدار حدی برای نسبت $\frac{D}{L}$ برابر است با

$$\alpha_c = \frac{1}{\left(1 + \frac{rM}{r}\right)} \quad (43)$$

می‌توان نوشت

$$f(\theta) = 1 + \frac{r}{R} \frac{1}{r} \sin \theta - \cos \theta$$

$$= 1 + A \sin(\theta - \phi) \quad (36)$$

که در آن

$$A = \sqrt{1 + \left(\frac{r}{R}\right)^2} \quad \text{و} \quad \phi = \tan^{-1} \frac{\frac{r}{R}}{\sqrt{1 + \left(\frac{r}{R}\right)^2}} \quad (37)$$

با استفاده از معادله (۳۶)، کمترین مقدار $f(\theta)$ برابر

است با

$$f_{\min} = 1 - A = 1 - \sqrt{1 + \left(\frac{r}{R}\right)^2} \quad (38)$$

از این رو کشش T وقتی آونگ دور میله نوسان می‌کند

مثبت می‌ماند، بنابراین از معادله (۳۶) نامساوی زیر را

می‌توان نوشت

$$\frac{MD}{mR} + f_{\min} = \frac{M(L-1)}{mR} + 1 - \sqrt{1 + \left(\frac{r}{R}\right)^2} \geq 0 \quad (39)$$

یا

$$\left(\frac{ML}{mR}\right) + 1 \geq \left(\frac{MI}{mR}\right) + \sqrt{1 + \left(\frac{rI}{rR}\right)^2} \approx \left(\frac{MI}{mR}\right) + \left(\frac{rI}{rR}\right) \quad (40)$$

به کمک معادله‌های (۳۰) و (۴۰) می‌توان نوشت

۲- تشدیدگر بلور پیزوالکتریک در ولتاژ متناوب

است، داریم

$$v(x,t) = -ku\xi_0 \cos k(x-ut)$$

قسمت اول

همچنین با توجه به رابطه بین فشار و سرعت که در قسمت

(الف) به دست آمد، می توان نوشت:

$$S(x,t) = \frac{\Delta\xi}{\Delta x} = k\xi_0 \cos k(x-ut)$$

$$P(x,t) = -Y \frac{\Delta\xi}{\Delta x} = -kY\xi_0 \cos k(x-ut)$$

قسمت دوم

(ج) با توجه به فرض مسئله، تغییرات فضایی جابه جایی

$\xi(x,t)$ به صورت زیر است

$$g(x) = B_1 \sin k(x - \frac{b}{\gamma}) + B_2 \cos k(x - \frac{b}{\gamma})$$

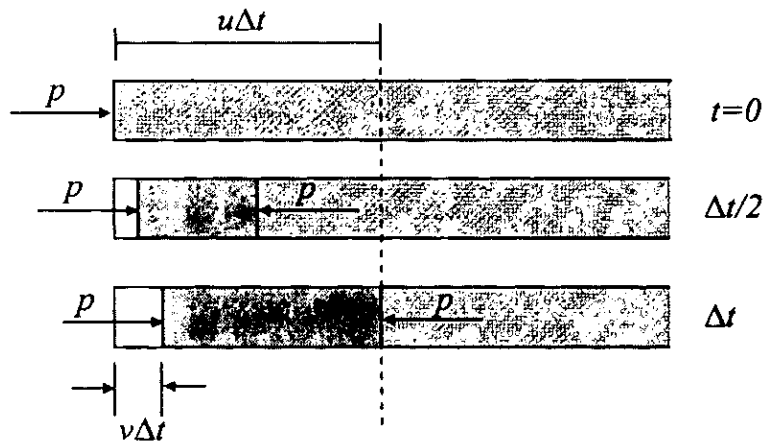
(الف) با توجه به شکل ۱۷، رخ چپ میله مسافت $v\Delta t$ را طی می کند درحالی که موج فشار مسافت $u\Delta t$ را می پیماید

به طوری که $u = \sqrt{\frac{Y}{\rho}}$ است. کرنش در رخ چپ برابر است

با

$$S = \frac{\Delta L}{L} = \frac{-v\Delta t}{u\Delta t} = \frac{v}{u} \quad (1)$$

با توجه به قانون هوک، فشار در رخ چپ برابر است با



شکل ۱۷

چون مرکز الکترودها ساکن فرض شد، به ازای $x = \frac{b}{\gamma}$

داریم

$$g\left(\frac{b}{\gamma}\right) = 0 \Rightarrow B_2 = 0$$

از طرفی بیشینه $g(x)$ برابر یک است، به این ترتیب

$B_1 = \pm 1$ است و داریم

$$g(x) = \pm \sin \frac{\omega}{u} \left(x - \frac{b}{\gamma}\right)$$

که در آن از رابطه $k = \frac{\omega}{u}$ استفاده شده است. در نتیجه

$$P = -YS = Y \frac{v}{u} = \rho uv \quad (2)$$

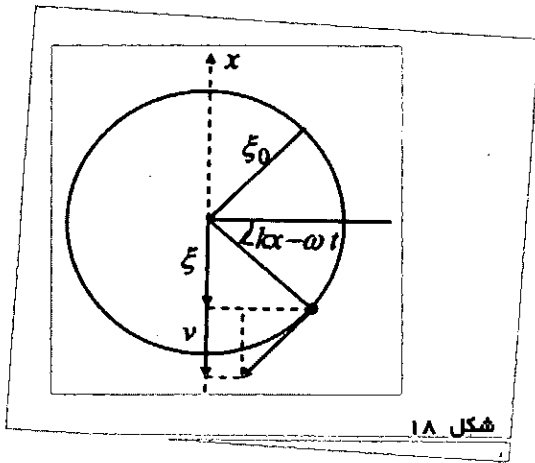
(ب) سرعت v با جابه جایی ξ مرتبط است. در حرکت

همه‌هنگ ساده (یا مطابق شکل ۱۸ در حرکت دایره‌ای

یکنواخت) داریم

$$\omega = ku$$

به علاوه، با توجه به این که $\xi(x,t) = \xi_0 \sin k(x-ut)$



جابه‌جایی برابر است با

$$\xi(x,t) = \pm 2\xi_m \sin \frac{\omega}{u} \left(x - \frac{b}{\gamma}\right) \cos \omega t$$

(د) چون در دو انتهای تیغه کوارتز (یعنی $x=0$ و $x=b$) نباید فشار P (یا تنش T) وجود داشته باشد، پاسخ این مسئله را می‌توان با مقایسه بسامدهای تشدید امواج صوتی در یک لوله باز به طول b به دست آورد. از طرفی، چون مرکز الکترودها ساکن‌اند، همه هماهنگ‌های زوج صوت اصلی را باید به حساب نیاوریم زیرا شکم‌های آن‌ها از گره‌ها بیشتر است.

به این ترتیب طول موج صوت اصلی برابر $\lambda = 2b$ است که متناظر با بسامد اصلی $f_1 = \frac{u}{\lambda} = \frac{u}{2b}$ است. سرعت انتشار u برابر است با

$$u = \sqrt{\frac{Y}{\rho}} = \sqrt{\frac{7/87 \times 10^{11}}{2/65 \times 10^3}} = 5/45 \times 10^3 \text{ m/s}$$

با توجه به فرض مسئله $b = 1 \times 10^{-2}$ است، به این ترتیب

$$v_1 = \frac{u}{2b} = 273 \text{ kHz}$$

$$v_r = 3v_1 = \frac{3u}{2b} = 818 \text{ kHz}$$

(ه) از معادله ۶ داریم

$$T = Y(S - d_p E)$$

با قرار دادن این معادله در معادله (۷) داریم

$$\sigma = Y d_p S + \epsilon_T \left(1 - Y \frac{d_p^r}{\epsilon_T}\right) E$$

از آن جایی که به ازای $x = \frac{b}{\gamma}$ باید یک گره برای هر موج

ایستاده طولی درون تیغه داشته باشیم، جابه‌جایی ξ و کرنش S باید به صورت زیر باشند

$$\xi(x,t) = \xi_m \sin k \left(x - \frac{b}{\gamma}\right) \cos(\omega t + \phi)$$

$$S(x,t) = \frac{\Delta \xi}{\Delta x} = k \xi_m \cos k \left(x - \frac{b}{\gamma}\right) \cos(\omega t + \phi)$$

که در آن ثابت فاز ϕ مستقل از زمان است. با فرض این که، میدان الکتریکی E بین الکترودها یکنواخت و تنها به زمان وابسته است، داریم

$$E(x,t) = \frac{V(t)}{h} = \frac{V_m \cos \omega t}{h}$$

با جایگذاری دو معادله اخیر در معادله
داریم $T = Y(S - d_p E)$

$$T = Y \left[k \xi_m \cos k \left(x - \frac{b}{\gamma}\right) \cos(\omega t + \phi) - \frac{d_p}{h} V_m \cos \omega t \right]$$

تنش T در دو انتهای تیغه (یعنی $x=0$ و $x=b$) در همه زمان‌ها باید صفر باشد، زیرا آزادند و این در حالتی ممکن است که $\phi = 0$ باشد و در نتیجه

$$k \xi_m \cos \frac{kb}{\gamma} = d_p \frac{V_m}{h}$$

با توجه به آن چه گفته شد، چگالی بار سطحی باید به صورت زیر به زمان وابسته باشد

$$\sigma(x,t) = \sigma(x) \cos \omega t$$

به طوری که داریم

$$\sigma(x) = Y d_p k \xi_m \cos k \left(x - \frac{b}{\gamma}\right) + \epsilon_T \left(1 - Y \frac{d_p^r}{\epsilon_T}\right) \frac{V_m}{h}$$

$$= \left[Y \frac{d_p^r}{\cos \frac{kb}{\gamma}} \cos k \left(x - \frac{b}{\gamma}\right) + \epsilon_T \left(1 - Y \frac{d_p^r}{\epsilon_T}\right) \right] \frac{V_m}{h}$$

و- بار سطحی کل $Q(t)$ روی الکترودها پائینی در زمان t ، با انتگرال‌گیری از $\sigma(x,t)$ روی تمام سطح الکترودها

به دست می آید. به این ترتیب

$$\begin{aligned} \frac{Q(t)}{V(t)} &= \frac{1}{V(t)} \int_0^b \sigma(x,t) w dx = \frac{1}{V_m} \int_0^b \sigma(x) w dx \\ &= \frac{w}{h} \int_0^b \left[Y \frac{d_p^r}{\cos \frac{kb}{Y}} \cos k(x - \frac{b}{Y}) + \epsilon_T (1 - Y \frac{d_p^r}{\epsilon_T}) \right] dx \\ &= (\epsilon_T \frac{bw}{h}) \left[Y \frac{d_p^r}{\epsilon_T} (\frac{Y}{kb} \tan \frac{kb}{Y}) + (1 - Y \frac{d_p^r}{\epsilon_T}) \right] \\ &= C_0 \left[\alpha^r (\frac{Y}{kb} \tan \frac{kb}{Y}) + (1 - \alpha^r) \right] \end{aligned}$$

که در آن

$$\begin{aligned} C_0 &= \epsilon_T \frac{bw}{h} \\ \alpha^r &= Y \frac{d_p^r}{\epsilon_T} = \frac{(Y/25)^r \times 10^{-r}}{1/27 \times 4/0.6} = 9/82 \times 10^{-r} \end{aligned}$$

(ثابت α ضریب جفت شدگی الکترومکانیکی نامیده می شود.)

۳- قسمت اول: جرم نوترینو و واپاشی نوترون

الف) در چارچوب سکون نوترون، $4-$ بردار انرژی-تکانه الکترون، پرتون، و پادنوترینو را به ترتیب $(c^r E_e, c^r q_e)$ ، $(c^r E_p, c^r q_p)$ ، و $(c^r E_\nu, c^r q_\nu)$ بگیریید.

توجه کنید که یکای همه کمیت های E_e ، E_p ، E_ν ، q_e ، q_p و q_ν جرم است. پرتون و پادنوترینو را می توان به صورت دستگاهی به جرم سکون کل M_c ، انرژی کل $c^r E_e$ ، و تکانه کل $c^r q_e$ در نظر گرفت. به علاوه داریم

$$E_c = E_p + E_\nu, \vec{q}_c = \vec{q}_p + \vec{q}_\nu, M_c^r = E_c^r - q_c^r \quad (1)$$

اندازه بردار \vec{q}_c را با q_c نشان می دهیم. این موضوع را برای سایر بردارها نیز به کار می بریم.

از آن جایی که در واپاشی نوترون، انرژی و تکانه پایسته می ماند، داریم

$$E_c + E_e = m_n \quad (2)$$

$$\vec{q}_c = -\vec{q}_e \quad (3)$$

یا

$$q_c^r = q_e^r = E_e^r - m_e^r \quad (4)$$

با جای گذاری سومین معادله (۱) در معادله (۴) داریم

$$E_c^r - M_c^r = E_e^r - m_e^r \quad (5)$$

از معادله های (۲) و (۵) داریم

$$E_c - E_e = \frac{1}{m_n} (M_c^r - m_e^r) \quad (6)$$

از حل دستگاه دو معادله ای (۲) و (۶) داریم

$$E_c = \frac{1}{2m_n} (M_n^r - m_e^r + M_c^r) \quad (7)$$

$$E_e = \frac{1}{2m_n} (M_n^r + m_e^r - M_c^r) \quad (8)$$

از معادله های (۴) و (۸) می توان نوشت

$$q_e = \frac{1}{2m_n} \sqrt{(M_n^r + m_e^r - M_c^r)^2 - (2m_n m_e)^r} = \frac{1}{2m_n} \sqrt{(m_n + m_e + M_c)(m_n + m_e - M_c)(m_n - m_e + M_c)(m_n - m_e - M_c)}$$

معادله (۸) نشان می دهد، بیشینه E_e متناظر با کمینه M_c^r است.

این حالت در چارچوب دستگاه مرکز جرم (یا تکانه) به این معنی است که جرم سکون M_c با انرژی کل پرتون و پادنوترینو برابر است. به این ترتیب

$$M = m_p + m_\nu \quad (10)$$

وقتی پرتون و پادنوترینو در چارچوب مرکز جرم در حال سکون اند. در نتیجه، با توجه به معادله های (۸) و (۱۰) بیشینه انرژی الکترون $E = c^r E_e$ برابر است با

$$\begin{aligned} E_{\max} &= \frac{c^r}{2m_n} [m_n^r + m_e^r - (m_p + m_\nu)^r] \\ &= 1/292569 \text{ MeV} \approx 1/29 \text{ MeV} \quad (11) \end{aligned}$$

با توجه به معادله (۱۰)، پرتون و پادنوترینو با همان سرعت v_m مرکز جرم حرکت می کند و داریم

$$\frac{v_m}{c} = \left(\frac{q_\nu}{E_\nu} \right) \Big|_{E=E_{\max}} = \left(\frac{q_p}{E_p} \right) \Big|_{E=E_{\max}} =$$

$$\left(\frac{q_e}{E_e} \right) \Big|_{E=E_{\max}} = \left(\frac{q_e}{E_e} \right) \Big|_{M_c = m_p + m_\nu} \quad (12)$$

آخرین رابطه از معادله (۳) نتیجه شده است. به کمک معادله های (۷) و (۹) و همچنین آخرین قسمت معادله

$$n_p = \frac{P}{\pi \delta^2 h \nu_0} \quad (4)$$

تعداد فوتون‌های فرودی روی قرصی حلقه‌ای به شعاع داخلی r و شعاع خارجی $r+dr$ روی قاعده نیمکره شیشه‌ای بر واحد زمان برابر $n_p (\pi r dr)$ است، که در آن

$$n_p (\pi r dr) = n_p (\pi R^2 \gamma) \theta_i d\theta_i \quad (5)$$

$$dF_z = n_p \frac{h\nu_0}{c} (\pi r dr) \cos \beta$$

$$= n_p \frac{h\nu_0}{c} (\pi R^2 \gamma) \left(1 - \frac{\beta^2}{\gamma^2}\right) \theta_i d\theta_i$$

$$= n_p \frac{h\nu_0}{c} (\pi R^2 \gamma) \left[\theta_i - \frac{(n-1)^2}{\gamma} \theta_i^2 \right] d\theta_i \quad (6)$$

$$F_z = \pi R^2 n_p \left(\frac{h\nu_0}{c} \right) \int_0^{\theta_{im}} \left[\theta_i - \frac{(n-1)^2}{\gamma} \theta_i^2 \right] d\theta_i$$

$$= \pi R^2 n_p \left(\frac{h\nu_0}{c} \right) \theta_{im}^2 \left[1 - \frac{(n-1)^2}{\gamma} \theta_{im} \right] \quad (7)$$

که در آن $\tan \theta_{im} = \frac{\delta}{R} = \theta_{im}$ است. به علاوه، با توجه به معادله (5) داریم

$$F_z = \frac{\pi R^2 P}{\pi \delta^2 h \nu_0} \left(\frac{h\nu_0}{c} \right) \frac{\delta^2}{R^2} \left[1 - \frac{(n-1)^2 \delta^2}{4R^2} \right]$$

$$= \frac{P}{c} \left[1 - \frac{(n-1)^2 \delta^2}{4R^2} \right] \quad (8)$$

نیروی تعلیق نوری برابر است با جمع مؤلفه‌های Z نیروهای اعمال شده توسط نورهای فرودی و شکسته روی نیمکره شیشه‌ای و برابر است با

$$\frac{P}{c} + (-F_z) = \frac{P}{c} - \frac{P}{c} \left[1 - \frac{(n-1)^2 \delta^2}{4R^2} \right]$$

$$= \frac{(n-1)^2 \delta^2 P}{4R^2 c} \quad (9)$$

با برابر قرار دادن این معادله با نیروی وزن نیمکره شیشه‌ای، یعنی mg ، کمینه توان لیزر برای تعلیق نوری نیمکره شیشه‌ای به صورت زیر به دست می‌آید

$$P = \frac{4mgcR^2}{(n-1)^2 \delta^2} \quad (10)$$

(۱۲)، می‌توانیم سرعت پادنوترینو را وقتی $E = E_{max}$ است به دست آوریم. به این ترتیب، با توجه به $M = m_p + m_\nu$ داریم

$$v_m = \frac{\sqrt{(m_n + m_e + M)(m_n + m_e - M)(m_n - m_e + M)(m_n - m_e - M)}}{m_n^2 - m_e^2 + M^2}$$

$$= 0.001265238 = 0.00127 \quad (13)$$

قسمت دوم: تعلیق نوری

(ب) با توجه به شکل ۱۹ و قانون اسنل داریم

$$n \sin \theta_i = \sin \theta_t \quad (1)$$

با نادیده گرفتن جمله‌های از مرتبه $(\delta/R)^2$ یا بالاتر در

توابع سینوسی، از معادله (۱) داریم

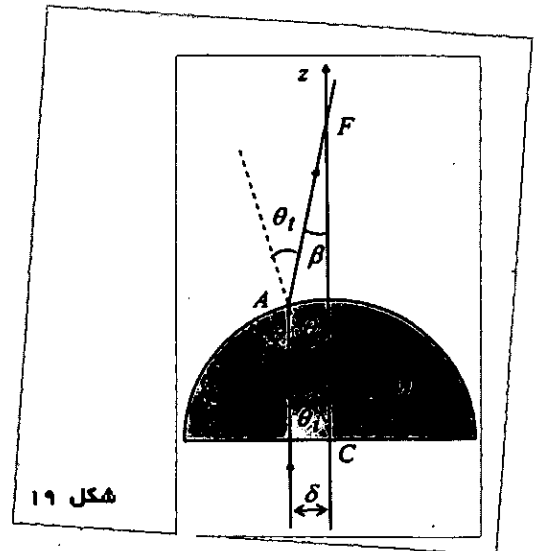
$$n \theta_i \approx \theta_t \quad (2)$$

برای مثلث FAC در شکل ۱۹ داریم

$$\beta = \theta_t - \theta_i = n \theta_i - \theta_i = (n-1) \theta_i \quad (3)$$

v_0 را بسامد نور فرودی بگیرید. اگر n_p تعداد فوتون‌های

فرودی به قاعده نیمکره شیشه‌ای بر واحد سطح بر واحد زمان باشد، تعداد فوتون‌های فرودی به قاعده نیمکره شیشه‌ای بر واحد زمان برابر $n_p \pi \delta^2$ است، توان کل P فوتون‌های فرودی به قاعده نیمکره شیشه‌ای برابر $(n_p \pi \delta^2) (h\nu_0)$ است که در آن h ثابت پلانک است. به این ترتیب



In The Name Of God

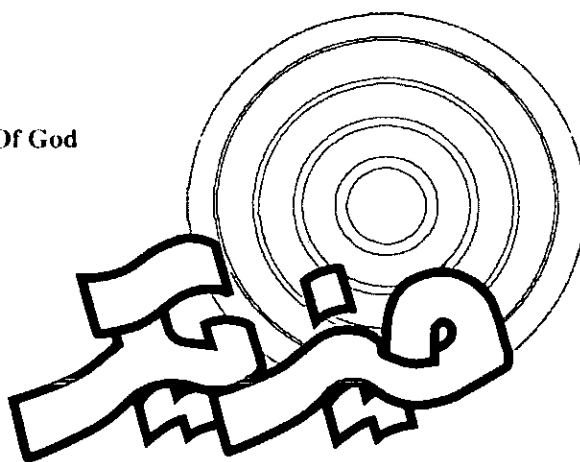
Roshd

Physics Education Journal



Vol.19 - No.66 - 2004

ISSN : 1606 - 917X



- Nuclear Energy For War of Peace? \diamond by Editor 2
- Some Points about Liquid Thermo Meters in Glass \diamond by A. Mohamadi Livari 4
- Doing Science \diamond by Patricia Blanton 7
- Teaching Interactive Physics \diamond by M. H. Niku Nejad 9
- What Do you Think? \diamond by H. Olyaei 15
- Journal and Readers 16
- Physics Puzzles 17
- A Demonstration of Newtonian and Archimedian Forces \diamond by H. Haden 18
- A unified Physics by 2050? \diamond by Steven Weinberg 21
- Experimental Determination of Absolute Zero Temperature \diamond by D. Trifonov Ivanov 28
- Is Free Expansion Process Isothermal or Adiabatic? \diamond by M. Khoshbin Khoshnazar 32
- Numerical Solution of Projectile Motion with Air Resistance \diamond by S. Rejaii 34
- James A. van Allen \diamond by R. D. Launius 42
- How Good is the Approximation "Path Difference $\approx d \sin \theta$ "? \diamond by Dick C. H. Poon 43
- Scientific News \diamond by: R. Khalili 46
- Thirty - Egith International Physics Olympiad, Taipei/ Taiwan, 2003 49



Ministry of Education
Organization of Research & Educational Planning
Teaching-Aids Publications Office

P.O. Box: 15875/6585

Department of Physics, Tehran-Iran

www.roshdmag.org

Managing Editor : Alireza Hajianzadeh
Editor-in-Chief : Manijeh Rahbar
Executive Director : Ahmad Ahmadi
Art Director : fariborz siamaknejad
Graphic Designer : Parvaneh Hadipour
Editor : Ahmad Ahmadi,
Jafar Mehrdad, Rouhollah Khalili,
Manijeh Rahbar,

مجلات رشد آگهی می پذیرند

سفر به ۱۴۰ هزار مدرسه و میلیون ها خانه. با مجلات رشد

مجلات رشد (۹ ماهنامه و ۱۶ فصلنامه، با شمارگان ماهانه سه میلیون نسخه) با هدف اطلاع رسانی به دانش آموزان، معلمان، دست اندرکاران تعلیم و تربیت و خانواده ها برای دسترسی به کالاها و خدمات آموزشی - فرهنگی مناسب و به منظور کمک به انتخاب کالا و خدمات مورد نیاز و ارتقای فرهنگ مصرف، آگهی می پذیرد




دفتر انتشارات کمک آموزشی
امور آگهی ها

دفتر انتشارات کمک آموزشی ناشر ماهنامه ها و فصلنامه های رشد

