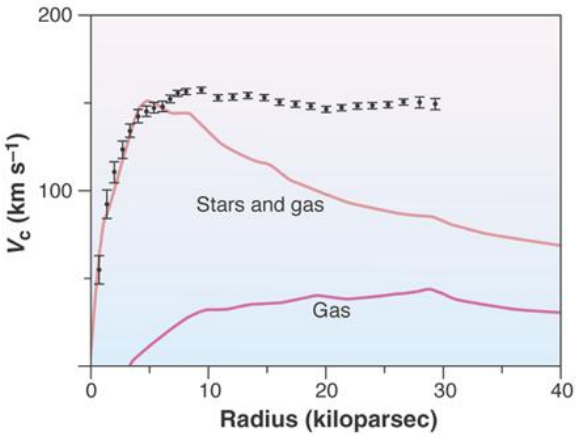
مادّه ی ـ تاریک، یا مُند؟

احمد شریعتی، نصرت‌الله جعفری

برا ی ـ توضیح ـ مسئله ی ـ تخت شدن ـ منحنی ی ـ سرعت ـ ستاره‌ها ی ـ کهکشان‌ها ی ـ مارپیچی دو ره‌یافت ـ عمده هست: یک ی مادّه ی ـ تاریک و دیگر ی تغییر دادن ـ قانون ـ دینامیک ـ نیوتنی. پس از مرور ـ این دو ره‌یافت، دو پیش‌رفت ـ اخیر در مورد ـ انتخاب ـ تجربی بین ـ این دو ره‌یافت بازگو می‌شود.

1 مقدّمه

کهکشان ـ راهِ‌شیری مارپیچی است، به این معنی که ستاره‌ها ی ـ این کهکشان عمدتاً در یک قرص اند، و این قرص از چند بازو ی ـ مارپیچی‌شکل ساخته شده است. ستاره‌ها به دور ـ مرکز ـ کهکشان می‌گردند، و مدار ـ هر کدام از آن‌ها با تقریب ـ خوب ی دایره است. می‌توان سرعت ـ حرکت ـ ستاره‌ها به دور ـ مرکز ـ کهکشان را سنجید. معلوم شده است که این سرعت، برا ی ـ ستاره‌ها یی که بیش از حدود ـ $10\,\mathrm{kpc}$ از مرکز ـ کهشکان دور اند ثابت و حدود ـ $150\,\mathrm{km/s}$ است ($1\,\mathrm{pc} = 3.09 \times 10^{16}\,\mathrm{m}$). این عجیب است، زیرا انتظار داریم که سرعت ـ ستاره‌ها با افزایش ـ فاصله از مرکز ـ کهکشان کم شود. در واقع، در یک منظومه ی ـ کِپلِری، یعنی منظومه ای که در آن یک جسم ـ بسیار سنگین در مرکز است، و اجسام ی بسیار سبک‌تر به دور ـ آن می‌گردند، $v = \sqrt{GM/r}$ است. کهکشان‌ها ی ـ مارپیچی ای مثل ـ کهکشان ـ ما البته کاملاً کِپلِری نیستند، امّا اگر دقّت کنیم که جرم ـ برآمده‌گی ی ـ مرکزی ی ـ کهکشان (که کره‌شکل است) کسر ـ مهم ی از جرم ـ قرص ـ کهکشان است، آن وقت انتظار داریم که باز هم v تابع ی نزولی از r باشد. امّا $v(r)$ ی که دیده می‌شود تخت است. چرا؟ این مشکل را مشکل ـ «تخت بودن ـ منحنی ی ـ چرخش ـ کهکشان‌ها ی ـ مارپیچی» می‌گویند. برا ی ـ حل ـ این مشکل راه‌ها ی ـ مختلف ی پیش‌نهاد شده است.



شکل ۱: منحنی ی ِ چرخش ِ (10) NGC 3198 که کهکشان ی مارپیچی است. شتاب ِ مرکزگرا را گرانش تأمین می‌کند. نقطه‌چین منحنی ی ِ مشاهده شده است. اگر فقط گازها ی ِ کهکشان را به حساب بیاوریم منحنی باید به شکل ی که در شکل با Gas مشخص شده باشد. اگر گازها و ستاره‌ها را به حساب آوریم، منحنی باید به شکل ی که با Stars and gas مشخّص شده در آید. (شکل از مرجع ِ 2 برداشته شده است.)

2 مادّه ی ِ تاریک ِ کهکشانی

نخستین راه این است: فرض کنیم که در کهکشان‌ها، علاوه بر مادّه ی ِ مرئی، مادّه ای نامرئی (یا تاریک) هم هست. چگالی ی ِ زیر را در نظر بگیرید.

$$\rho(r) = \rho_0 \left(1 + \frac{r^2}{b^2}\right)^{-1/2}. \qquad (1)$$

در این فرمول، b و ρ_0 ثابت اند، و r فاصله از مرکز ِ کهکشان است. دقّت کنید که $\rho(0) = \rho_0$ متناهی است (تکین نیست). این ρ_0 بیشینه ی ِ $\rho(r)$ است، و $\rho(b) = \frac{1}{2}\rho(0)$، که یعنی b فاصله ای است که در آن فاصله (از مرکز ِ کهکشان) چگالی نصف ِ مقدار ِ چگالی در مرکز ِ کهکشان می‌شود. ضمناً، توجّه کنید که این توزیع تقارن ِ کروی دارد، بنا بر این فقط محدود به صفحه ی ِ کهکشان (یعنی قرص ِ کهکشان) نیست. ضمناً دقّت کنید که چگالی ی ِ کل جمع ِ این چگالی و چگالی ی ِ مادّه ی ِ مرئی است. مادّه ی ِ مرئی در مرکز ِ کهکشان، و در قرص ِ کهکشان متمرکز است. فعلاً، برا ی ِ ساده‌تر شدن ِ فرمول‌ها، این دو بخش را نادیده بگیریم.

خوب است احساس ی از مقدار ـ پارامترها داشته باشیم. برا ی ـ کهکشان ـ ما این پارامترها بسیار مناسب اند [1]:

$$b = 5.0\,\mathrm{kpc} = 1.5 \times 10^{20}\,\mathrm{m} \tag{2}$$

$$\rho_0 = 1 \frac{\mathrm{GeV}}{c^2}\,\frac{1}{\mathrm{cm}^2} = 2 \times 10^{-21}\,\mathrm{kg\,m^{-3}}. \tag{3}$$

توجّه کنید که ρ_0 حدود ـ 10^{-20} برابر ـ چگالی ی ـ هوا است! امّا همین عدد ـ کوچک، همان طور که به زودی خواهیم دید، اثر ی فوق‌العاده بر جرم ـ کهکشان دارد.

جرم ی که در کره ای به شعاع ـ r هست را می‌توان حساب کرد.

$$M(r) = 4\,\pi \int_0^r ds\, s^2\, \rho(s) = 4\,\pi\,\rho_0\, b^3 \left(\frac{r}{b} - \tan^{-1}\frac{r}{b}\right). \tag{4}$$

دقّت کنید که $\lim_{r\to\infty} M(r) = \infty$ است، بنا بر این قاعدتاً چگالی ی ـ جرم نمی‌تواند تا بی‌نهایت به این شکل باشد. از یک r ی به بعد باید چگالی کم شود. امّا ضمناً دقّت کنید که $M(20\,b)$ یعنی جرم ی که در کره ای به شعاع ـ $20\,b = 100\,\mathrm{kpc}$ هست، برابر است با $8.3 \times 10^{11}\,M_\odot$، که تقریباً ده برابر ـ جرم ـ ستاره‌ها ی ـ راهِشیری است! ($M_\odot = 2 \times 10^{30}\,\mathrm{kg}$ جرم ـ خورشید است.) دقّت کنید که این جرم ـ مادّه ی ـ تاریک است، نه جرم ـ کل.

حرکت ـ یک ستاره را بررسی کنیم. به علّت ـ تقارن ـ کروی ی ـ چگالی ی ـ جرم، واضح است که باز هم داریم $v(r) = \sqrt{G\,M(r)/r}$، و محاسبه سرراست است.

$$v^2(r) = 4\,\pi\,G\,\rho_0\,b^2\,\left(1 - \frac{b}{r}\tan^{-1}\frac{r}{b}\right), \tag{5}$$

و واضح است که

$$v_\infty := \lim_{r\to\infty} v(r) = \sqrt{4\,\pi\,G\,\rho_0\,b^2} = 200\,\mathrm{km/s}. \tag{6}$$

پس پذیرفتن ـ یک مادّه ی ـ تاریک با تقارن ـ کروی، مشکل ـ تخت بودن ـ منحنی ی ـ چرخش ـ کهکشان را حل می‌کند.

ممکن است تقارن ـ کروی ی ـ این مادّه ی ـ تاریک برا یمان عجیب باشد. آیا می‌توان مادّه ای تاریک با چگالی ای سطحی (در صفحه ی ـ کهکشان) در نظر گرفت، به نحو ی که منحنی ی ـ سرعت ـ ستاره‌ها تخت بشود؟ پاسخ مثبت است [1]، و البته باز هم دیده می‌شود که اندازه ی ـ جرم ـ تاریک بسیار زیاد است. اینک توجّه کنیم که این مادّه ی ـ تاریک قاعدتاً باید مادّه ای باشد که با مواد ـ معمولی

تنها برهم‌کنش ِ گرانشی داشته باشد. آن چه باعث شده کهکشان ِ ما به شکل ِ یک قرص در آید، برهم‌کنش‌ها ی ِ الکترومغناطیسی است. پس این فرض که مادّه ی ِ تاریک به شکل ِ یک قرص در نیامده است فرض ی معقول است. به همین علّت است که مدل‌ها ی ِ کروی‌متقارن ِ مادّه ی ِ تاریک ِ کهکشانی مدل‌ها ی ِ خوب ی هستند.

3 مُند

راه ِ دیگر ی که برا ی ِ حل ِ مشکل ِ تخت بودن ِ منحنی ی ِ چرخش ِ کهکشان‌ها ی ِ مارپیچی پیش‌نهاد شده، این است که دینامیک ِ نیوتنی را عوض کنیم. البته، چون می‌دانیم که دینامیک ِ نیوتنی را تمامی ی ِ آزمایش‌ها یی که تا کنون رو ی ِ زمین انجام داده ایم تأیید می‌کنند، این اصلاح باید بسیار زیرکانه باشد. پیش از هر چیز خوب است توجّه کنیم که شتاب ِ ستاره‌ها یی که سرعت ِ آن‌ها را می‌خواهیم توضیح بدهیم بسیار کوچک است.

$$a_0 := \frac{v^2}{r} = \frac{(200\,\mathrm{km/s})^2}{10\,\mathrm{kpc}} \simeq 10^{-10}\,\mathrm{m/s^2}. \tag{7}$$

راه ی که میلگرُم[a] در 1983 پیش‌نهاد کرده است [3] این است که فرض کنیم قانون ِ دینامیک به جا ی ِ $F = m\,a$ به شکل ِ $F = m\,a\,\mu(a)$ باشد، که در این جا $\mu(a)$ تابع ی است با این خاصیت که وقت ی $a \gg a_0$ است، $\mu \simeq 1$، و وقت ی $a \simeq 0$ است، $\mu(a) \simeq 0$ است. یک تابع ِ ساده که این خاصیّت را دارد $\dfrac{a}{a+a_0}$ است. بگذارید با این تابع سرعت ِ حرکت ِ ستاره به دور ِ مرکز ِ کهکشان را حساب کنیم.

حرکت را دایره‌ای می‌گیریم. می‌دانیم شتاب v^2/r است، و نیرو را $G\,Mm/r^2$ می‌گیریم. قانون ِ $F = m\,a\mu(a)$ می‌گوید

$$\frac{G\,M\,m}{r^2} = m\left(\frac{v^2}{r}\right)\frac{v^2/r}{v^2/r + a_0} \tag{8}$$

و از این جا

$$v^4 - \frac{G\,M}{r}\,v^2 - G\,M\,a_0 = 0 \tag{9}$$

این معادله دو حل دارد، که تنها یک ی از آن‌ها مثبت است.

$$v^2(r) = \frac{1}{2}\left[\frac{G\,M}{r} + \sqrt{\left(\frac{G\,M}{r}\right)^2 + 4\,G\,M\,a_0}\right]. \tag{10}$$

از این جا واضح است که

$$\lim_{r\to\infty} v(r) = (G\,M\,a_0)^{1/4} =: v_\infty. \tag{11}$$

حال اگر بگیریم $M=\beta\times 10^{10}\,M_\odot$، و $a_0=\alpha\,10^{-10}\,\mathrm{m/s^2}$، آن وقت داریم

$$v_0 = (\alpha\,\beta)^{1/4}\times 110\,\mathrm{km/s}. \tag{12}$$

پس می‌بینیم که این شکل ِ جدید ِ قانون ِ حرکت، که آن را مُند[b] می‌نامیم، پیش‌بینی می‌کند که منحنی ی ِ سرعت ِ ستاره‌ها ی ِ کهکشان از یک r ی به بعد تخت است.

a_0 ی که در مُند ظاهر می‌شود از مرتبه ی ِ $10^{-10}\,\mathrm{m/s^2}$ است. شتاب ی از این مرتبه در کیهان‌شناسی هم ظاهر می‌شود! ثابت ِ هابِل[c] بُعد ِ عکس ِ زمان دارد، و بنا بر این حاصلِ‌ضرب ِ سرعت ِ نور در ثابت ِ هابِل، $c\,H$، بعد ِ شتاب دارد.

$$H\simeq 75\,\mathrm{km/(s\,Mpc)}\simeq 2\times 10^{-18}\,\mathrm{s^{-1}} \qquad c\,H = 7\times 10^{-10}\,\mathrm{m/s^2} \tag{13}$$

بنا بر این چندان عجیب نیست که شتاب ی از این مرتبه به نحو ی وارد ِ فرمول‌ها ی ِ دینامیک شود.

چه طور می‌توان این دو نظریّه را آزمود و بین ِ آن دو یک ی را انتخاب کرد. یک راه این است که ببینیم این قانون آیا منجر به اثر ی مشاهده‌پذیر در منظومه ی ِ شمسی می‌شود یا نه. با بسط دادن ِ (10) به ساده‌گی دیده می‌شود که

$$v^2(r)\simeq \frac{G\,M}{r}+a_0\,r \tag{14}$$

و از این جا

$$v(r)\simeq\sqrt{\frac{G\,M}{r}}+\frac{a_0\,r^{3/2}}{2\sqrt{G\,M}} \tag{15}$$

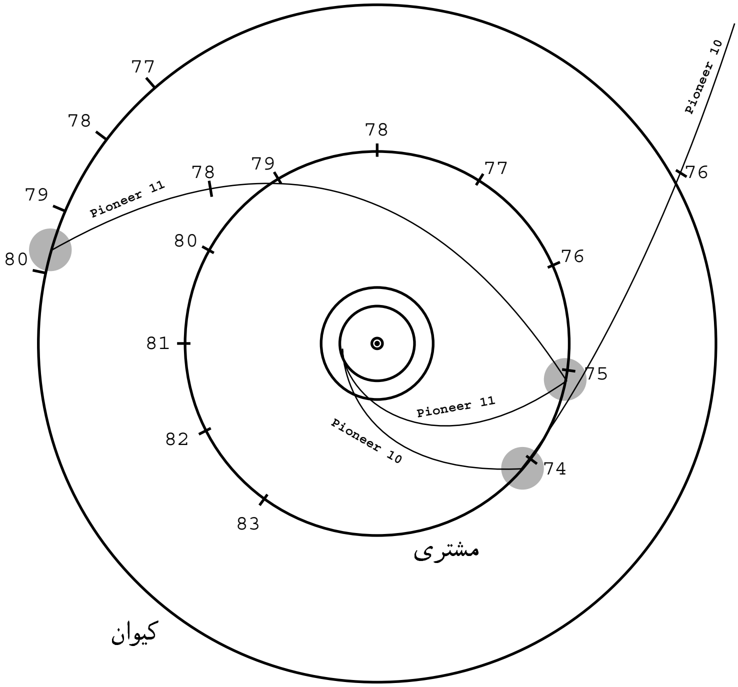
به ساده‌گی می‌توان حساب کرد که دوره ی ِ گردش ِ یک سیّاره که رو ی ِ مدار ی دایره‌ای حرکت می‌کند می‌شود

$$T=\frac{2\,\pi\,r}{v(r)} = T_K\left(1-\frac{a_0\,r^2}{2\,G\,M}\right) \tag{16}$$

که در این جا

$$T_K := \frac{2\,\pi\,r^{3/2}}{\sqrt{G\,M}} \tag{17}$$

دوره ی ِ گردش ِ کِپلِری است. می‌بینیم زمان ِ گردش، یعنی T، کم ی کم‌تر از مقدار ِ کِپلِری ی ِ آن (یعنی T_K) است. برا ی ِ زمین می‌شود حدود ِ $10^{-8}\,T_K\simeq 0.2\,\mathrm{s}$ که چندان کوچک نیست. آیا



شکل ۲: مسیر ِ پایونیرها ی ِ 10 و 11 در منظومه ی ِ شمسی (شکل تصویر ِ مدار در صفحه ی ِ مداری ی ِ زمین است). عددها ی ِ دورقمی سال‌ها ی ِ میلادی اند. دایره‌ها ی ِ خاکستری مواجهه یا برخورد ِ سفینه با سیّاره را نشان می‌دهند. (شکل از رو ی ِ شکل ی در سایت ِ NASA کشیده شده است.)

نمی‌شود این اثر را سنجید؟ نه به ساده‌گی، زیرا اصولاً جرم ِ خورشید را با پذیرفتن ِ این که قانون ِ کِپلِر[d] درست است می‌سنجیم، به این ترتیب که رو ی ِ زمین G را می‌سنجیم، فاصله ی ِ زمین از خورشید و دوره ی ِ گردش ِ زمین به دور ِ خورشید را هم می‌سنجیم، و با استفاده از فرمول ِ $T_K = 2\,\pi\,r^{3/2}/\sqrt{G\,M}$ جرم ِ خورشید را به دست می‌آوریم. به این ترتیب، اگر a_0 را بسنجیم 0 خواهد بود. برا ی ِ سنجش ِ a_0 باید دوره ی ِ سیّاره‌ها ی ِ مختلف با هم مقایسه شود، و این کار چندان ساده نیست، چرا که اختلال‌ها ی ِ بسیار ی را باید بر شمرد.

در فاصله‌ها ی ِ دور از خورشید، مثلاً بیش از $50\,\mathrm{AU}$، شتاب ِ گرانش ِ نیوتنی کم‌تر از $10^{-6}\,\mathrm{m/s^2}$ است. ($\mathrm{AU} = 1.5\times10^{11}\,\mathrm{m}$ واحد ِ نجومی است، و برابر است با فاصله ی ِ زمین از خورشید.) این هنوز 10^4 برابر ِ a_0 است، امّا بعض ی از طرف‌داران ِ مُند امید دارند در این حدود آثار ی مشاهده‌پذیر

در تأیید ـِ مُند دیده شود. شتاب ـِ ناهنجار ـِ پایونیرها[e] طرف‌داران ـِ مُند را خوش‌حال کرد.

ماجرا یِ شتاب ـِ ناهنجار ـِ پایونیرها این است. پایونیر ـِ 10 در دوّم ـِ مارس ـِ 1972، و پایونیر ـِ 11 در پنجم ـِ آوریل ـِ 1973، برا یِ کاوش در دوردست‌ها یِ منظومه یِ شمسی، از زمین پرتاب شدند. این دو سفینه، پس از چند مانور به بیرون ـِ منظومه یِ شمسی پرتاب شدند ـــ به دو سمت ـِ مختلف. منظور از مانور برخورد با میدان ـِ گرانش ـِ یک سیّاره است.

در این سفینه‌ها فرستنده‌ها یی هست که دائماً اطلاعاتِ باارزش ی به زمین فرستاده است. ضمناً این سفینه‌ها امواج ی را که از زمین به آن‌ها می‌رسد به زمین باز می‌تابانند. گروه ی از پژوهش‌گران مسئول ـِ رصد کردن ـِ این دو سفینه بوده اند. منظور از رصد کردن این است که جا یِ سفینه‌ها را دائماً دنبال کنند. تعیین ـِ جا یِ سفینه به دو صورت انجام می‌شود: نظری و تجربی. از یک طرف معادله‌ها یِ حرکت ـِ این دو سفینه مشخّص است، زیرا تمام ـِ نیروها یِ وارد بر آن‌ها (و از جمله نیرو یِ رانش ـِ موشک‌ها شان) دانسته است. با انتگرال‌گیری از این معادله‌ها یِ حرکت می‌توان جا یِ سفینه‌ها را تعیین کرد. از سو یِ دیگر، با گرفتن و تحلیل کردن ـِ امواج ی که این سفینه‌ها به زمین می‌فرستند، می‌توان فاصله یِ هر سفینه از زمین را هم تعیین کرد ـــ منظور بازتاب ـِ امواج ی است که از ایست‌گاه‌ها یِ زمینی به این سفینه‌ها تابیده، و این سفینه‌ها پس از تقویت کردن ـِ آن، آن را به زمین باز تابانده اند. پژوهش‌گران ـِ این تیم‌ها مدعی شده اند که بین ـِ مکان ی که از انتگرال‌گیری یِ معادله‌ها به دست می‌آید و مکان ی که از رصد ـِ مستقیم ـِ سفینه‌ها به دست می‌آید یک اختلاف هست. این اختلاف را می‌توان به یک نیرو یا معادلاً یک شتاب نسبت داد. این شتاب، که آن را شتاب ـِ ناهنجار ـِ پایونیرها می‌گویند، حدود ـِ $10^{-9}\ \mathrm{m/s^2}$ است!

در ابتدا یِ سال ـِ 2005، پایونیر ـِ 10 در فاصله یِ $89.91\ \mathrm{AU}$ از خورشید بوده که در این فاصله شتاب ـِ گرانش ـِ نیوتونی یِ خورشید $7.4 \times 10^{-7}\ \mathrm{m/s^2}$ است. بنا بر این، این شتاب ـِ ناهنجار ـِ پایونیر حدود ـِ 0.001 ـِ شتاب ی است که نظریه یِ نیوتونی پیش‌بینی می‌کند.

در این جا خوب است توجّه ـِ خواننده را به این نکته جلب کنیم که حتّا اگر این ادّعا درست باشد، باز به آن معنی است که دینامیک ـِ نیوتنی با دقّت ـِ بسیار خوب ی در منظومه یِ شمسی پدیده‌ها را توضیح می‌دهد. برا یِ این که این را بهتر ببینیم، خوب است اثر ـِ پایونیر را این طور بیان کنیم: اگر اختلال‌ها ی دانسته ای را که در منظومه یِ شمسی هست (مثل ـِ اثر ـِ سیّاره‌ها، فشار ـِ تابشی یِ خورشید، فشار ـِ باد ـِ خورشیدی و غیره) به حساب آوریم، و معادله‌ها یِ نیوتنی یِ حرکت را به روش ـِ عددی حل کنیم (انتگرال‌گیری کنیم) در تعیین ـِ مسیر ـِ پیچیده یِ پرتابه‌ها یی مثل ـِ پایونیرها یِ 10 و 11، در

زمان ی به اندازه ی ِ 30 سال، حد اکثر 0.001 ِ طول ِ مسیر اشتباه خواهیم داشت!

4 آزمایش

برا ی ِ انتخاب ِ یک ی از دو الگو ی ِ مُند یا مادّه ی ِ تاریک، خوب است این جا، رو ی ِ زمین، آزمایش‌ها یی ترتیب بدهیم که اعتبار ِ قانون ِ دوّم ِ نیوتن، یا برعکس، اعتبار ِ $F = m\,a\,\mu(a)$ را بسنجیم. در چند ماه ِ اخیر در این زمینه پیش‌رفت‌ها یی بوده است، هم پیش‌رفت‌ها ی ِ نظری و هم پیش‌رفت‌ها ی ِ تجربی.

4.1 پیش‌نهاد ِایگناتیِف

آلکساندر ایگناتیِف از دانش‌گاه ِ مِلبورن [f] ِ استرالیا آزمایش ی پیش‌نهاد کرده است [4]. ایده این است: ابتدا ببینیم فرمول ِ $F = m\,a\,\mu(a)$ در کدام دست‌گاه باید نوشته شود. یک نام‌زد ِ خوب دست‌گاه ی است که مبداء ش مرکز ِ کهکشان باشد و محورها یش به سمت ِ اختروش‌ها ی ِ دوردست باشند. این دست‌گاه را S_0 می‌نامیم. در این دست‌گاه ِ S_0 شتاب ِ مرکزِجرم ِ منظومه ی ِ شمسی از مرتبه ی ِ a_0 است. اینک ذرّه ای را در نظر بگیریم که در یک آزمایش‌گاه رو ی ِ زمین ساکن است (مثلاً یک آونگ که نوسان نمی‌کند). می‌توان شتاب ِ این ذرّه را (نسبت به S_0) حساب کرد. ایگناتیِف استدلال می‌کند که در نقطه‌ها ی ِ خاص ی از زمین (که به قطب‌ها ی ِ زمین نزدیک اند)، در لحظه‌ها یی خاص (که بسیار به لحظه‌ها ی ِ اعتدال ِ بهاری و پاییزی نزدیک اند)، شتاب ِ این جسم ِ ساکن در آزمایش‌گاه، نسبت به S_0 بسیار کوچک می‌شود. این صفر شدن ِ شتاب (نسبت به S_0) برا ی ِ زمان ی از مرتبه ی ِ $1\,\mathrm{s}$ است. جسم پیش از رسیدن به این وضعیّت نسبت به آزمایش‌گاه ساکن بوده، که معنی اش این است که برآیند ِ نیروها ی ِ وارد بر آن یک مقدار ِ خاص بوده است. فرض بر این است که این نیروها با گذشت ِ زمان ِ $1\,\mathrm{s}$ چندان تغییر نمی‌کنند. امّا، معادله ی ِ دیفرانسیل ِ حاکم بر تحوّل، یعنی $F = m\,a\,\mu(a)$، در مدّت ی ِ از مرتبه ی ِ $10^{-3}\,\mathrm{s}$ تغییر ِ فاحش ی می‌کند. ایگناتیِف نشان می‌دهد که به این ترتیب این جسم ِ خاص، در این لحظه ی ِ خاص، تکان ی می‌خورد.[1] تکان بسیار کوچک و در حدود ِ $10^{-16}\,\mathrm{m}$ است [6] این یعنی تقریباً یک دهم ِ قطر ِ پروتون!

[1] آدم یاد ِ خرافه ای می‌اُفتد که در مورد ِ لحظه ی ِ اعتدال ِ بهاری می‌گفته اند ــ نارنج ی را در ظرف ِ آب ی بیندازید، در لحظه ی ِ اعتدال ِ بهاری می‌چرخد!

مقاله ی ِ ایگناتیِف هنوز در حد ِ یک پیش‌نهاد است (پیش‌نهاد ی که شاید اصولاً به لحاظ ِ عملی ناممکن باشد). امّا گروه ی از پژوهش‌گران آزمایش ِ دیگر ی طرح و اجرا کرده اند که آن هم اعتبار ِ دینامیک ِ نیوتنی را می‌آزماید.

4.2 آزمایش با ترازو ی ِ پیچشی

چند پژوهش‌گر با استفاده از ترازو ی ِ پیچشی ای که در دانش‌گاه ِ واشینگتن[g] هست، آزمایش ی ترتیب داده اند [7]. آزمایش این است: میله ای صُلب با سیم ی از جنس ِ تنگستن، به قطر ِ $20\,\mu\mathrm{m}$ و طول ِ $1.07\,\mathrm{m}$ در خلأ ($P \sim 10^{-5}\,\mathrm{Pa}$) آویزان است. ثابت ِ پیچشی ی ِ فنر (سیم ِ تنگستنی) $\kappa = 2.36 \times 10^{-9}\,\mathrm{N\,m/Rad}$ و دوره ی ِ تناوب ِ این آونگ $T = 795\,\mathrm{s}$ است ($\omega = 7.90 \times 10^{-3}\,\mathrm{Rad/s}$). این آونگ را با دامنه‌ها یی در گستره ی ِ $A = 13\,\mu\mathrm{Rad}$ تا $A = 19\,\mu\mathrm{Rad}$ به نوسان در آورده اند. شعاع ِ مؤثر ِ میان‌گین ِ میله، که از توزیع ِ جرم ِ میله به دست آورده اند $r_e = 0.023\,\mathrm{m}$ است. در این دامنه، بیش‌ترین شتاب ِ جسم $A\,r_e\,\omega^2 = 2.7 \times 10^{-11}\,\mathrm{m/s^2}$ است. پیش‌بینی ی ِ مُند این است که در این گستره، بس‌آمد با مقدار ی که دینامیک ِ نیوتنی پیش‌بینی می‌کند فرق دارد. این گروه، با تحلیل ِ دقیق ِ آزمایش نتیجه گرفته اند که دینامیک ِ نیوتنی و قانون ِ هوک، تا شتاب‌ها یی به کوچکی ی ِ $5 \times 10^{-14}\,\mathrm{m/s^2}$ معتبر اند.

مرجع‌ها

1. Claus Grupen, *Astroparticle Physics*, Springer, 2005, pp. 266-269.

2. Ken C. Freeman, “The Hunt for Dark Matter in Galaxies”, *Science*, vol. 302 (2003) no. 5652, pp. 1902-1903.

3. M. Milgrom, “A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis”,*The Astrophysical Journal*, vol. 270 (1983), pp. 365-370, “A modification of the Newtonian dynamics: Implications for galaxies”,*The Astrophysical Journal*, vol. 270 (1983), pp. 371-383,

4. A. Yu. Ignatiev, “Is Violation of Newton’s Second Law Possible?”, *Physical Review Letters*, vol. 98 (2007) 101101 (4 pages)

5. J. H. Gundlach, S. Schlamminger, C. D. Spitzer, and K.-Y. Choi "Laboratory Test of Newton's Second Law for Small Accelerations" *Physical Review Letters*, vol 98 (2007) 150801 (4 pages)

نام‌ها ی ِ خاص

[a]M. Milgrom, [b] MOND = Modified Newtonian Dynamics, [c] Hubble, [d] Pioneer 10, Pioneer 11, [e] University of Melbourne (Australia), [f] University of Washington, Seattle, Washington

پییِر سیمون لاپلاس[a] کودکِ نابغه‌ای بود. در هجده‌سالگی استادِ ریاضی‌یِ مدرسه‌یِ نظامی‌یِ پاریس[b] شد. مهم‌ترین اثرِ لاپلاس کتابِ پنج‌جلدی‌یِ مکانیکِ سماوی[c] است. لاپلاس، که هم‌عصر لاگرانژ[d] بود، و راجع به نظریه‌یِ امواج با او هم‌کاری داشت؛ به خاطرِ کارهایش در صوت هم مشهور است. معادله‌یِ لاپلاس در شاخه‌هایِ مختلفِ فیزیک و ریاضی کاربرد فراوان دارد.

[a]Pierre Simon Laplace (1749-1827), [b]Ecole Militaire, Paris, [c]Celestial Mechanics, [d]Joseph Louis Lagrange (1736-1813)