

چند نیروی ناشی از تابش - خورشید

احمد - شریعتی

این یک مقاله‌ی آموزشی است در مورد سه نیروی ناشی از فشار تابشی، که هر کدام بر بعضی از اجسام منظومه‌ی شمسی وارد می‌شوند: (۱) فشار تابشی، (۲) نیروی پُنینگ^(a) - رابرتسن^(b)، (۳) اثر یارکُفسکی^(c).

1 مقدمه

بر اجسامی که در منظومه‌ی شمسی حرکت می‌کنند، از جمله سیاره‌ها، سیارک‌ها، و غبارها بی‌که در این منظومه هست، نیروها می‌آید. یکی از این نیروها، نیروی گرانش - خورشید و اجسام سنگین دیگر است. اما علاوه بر نیروها می‌آید گرانشی، چند نیروی ناگرانشی هم هست که بعضی وقت‌ها اثرها می‌مهم می‌دارند. چند تا از این نیروها منشاء الکترومغناطیسی دارند. در زیر سه تا از این نیروها را معرفی می‌کنیم.

2 فشار تابشی

نور، که موج الکترومغناطیسی است، هم حامل انرژی است هم حامل تکانه است. اگر ذره‌ای انرژی می‌آید E را به شکل تابش الکترومغناطیسی جذب کند، تکانه اش به اندازه‌ی E/c تغییر می‌کند؛ در نتیجه اگر با توان P انرژی جذب کند، نیروی P/c را حس می‌کند⁽¹⁾.

درخشنده‌گی می‌آید خورشید، که آن را با L_{\odot} نشان می‌دهند، 3.8×10^{26} W است⁽²⁾. ذره‌ای را در نظر بگیرید که در فاصله‌ی r از خورشید است. در این فاصله چگالی می‌آید شار انرژی می‌آید تابش - خورشید $L_{\odot}/(4\pi r^2)$ است. اگر مساحت مقطع می‌آید از ذره که عمود بر تابش خورشید است A باشد، ذره حتماً می‌تواند با توان $L_{\odot} A/(4\pi r^2)$ تابش جذب کند. معمولاً هر ذره‌ای بخش می‌آید از این پرتوها را جذب می‌کند و بخش می‌آید را (در زاویه‌ها می‌آید مختلف) باز می‌تاباند. به این ترتیب نیرو می‌آید تابشی می‌آید وارد بر ذره می‌شود

$$\mathbf{F}_{\text{rad}} = \frac{L_{\odot} A \alpha}{4\pi r^2 c} \hat{\mathbf{r}}, \quad (1)$$

که در این جا α ضریب بی‌بُعدی است که بسته‌گی به این دارد که ذره چه مقدار از تابش را جذب می‌کند و چه مقدار را در چه زاویه‌هایی باز می‌تاباند. اگر چگالی ی ذره ρ و حجم آن V باشد، نیروی گرانشی ای که خورشید بر این ذره وارد می‌کند هست

$$\mathbf{F}_{\text{grav}} = -\frac{G M_{\odot} \rho V}{r^2} \hat{\mathbf{r}}. \quad (2)$$

دقت کنید که نیروی گرانشی به سمت خورشید است، اما نیروی فشار تابشی به سمت بیرون از خورشید است. نکته‌ی مهم این است که نسبت عددی ی این دو نیرو مستقل از r است.

$$\beta := \frac{F_{\text{rad}}}{F_{\text{grav}}} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{L_{\odot}}{G M_{\odot} c} \cdot \frac{A \alpha}{\rho V}. \quad (3)$$

اگر $A \alpha \rho^{-1} V^{-1}$ به اندازه ی کافی بزرگ باشد این کسر بزرگ‌تر از 1 است. مثلاً برای یک کره داریم $A/V = 3/(4a)$ و از این جا

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{3 L_{\odot} \alpha}{16 \pi G M_{\odot} c} \cdot \frac{1}{a \rho} \\ &= 5.6 \times 10^{-4} \cdot \frac{1}{a \rho} \\ &= 5.6 \times \frac{1}{\hat{a} \hat{\rho}}. \end{aligned} \quad (4)$$

که در این جا

$$a = \hat{a} \times 10^{-7} \text{ m}, \quad (5)$$

$$\rho = \hat{\rho} \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}. \quad (6)$$

از این جا واضح است که برای کره‌هایی به ابعاد حدود 0.1 nm و چگالی ی حدود آب، β می‌تواند بزرگ‌تر از 1 باشد، که یعنی فشار تابشی می‌تواند ذره را از خورشید دور کند. باد خورشیدی دقیقاً یعنی ذره‌هایی که به دلیل این نیرو از خورشید به سمت بیرون می‌وزند.

اکنون دوباره به این نکته توجه کنیم که هم نیروی فشار تابشی و هم نیروی گرانش خورشید متناسب اند با r^{-2} . پس مجموع این دو نیرو را می‌توانیم به این شکل بنویسیم:

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_{\text{grav}} + \mathbf{F}_{\text{rad}} = \frac{G M_{\odot} \rho V}{r^2} (\beta - 1) \hat{\mathbf{r}}. \quad (7)$$

به این ترتیب، اگر β به اندازه ی کافی بزرگ باشد (و هنوز کوچک‌تر از 1)، آن وقت برای چنین ذره ای معادله ی حرکت درست مانند معادله ی حرکت ذره ای است در یک میدان گرانشی ضعیف شده.

3 رانش - پُنتینگ - راپرتسُن

ذره ای را در نظر بگیرد که دور خورشید می‌گردد. اگر مبداء مختصه‌ها را مرکز خورشید بگیریم، تکانه‌ی زاویه‌ای‌ی آن می‌شود $mr \times v$. اگر تنها نیروی وارد بر ذره نیروی گرانش خورشید باشد، این تکانه‌ی زاویه‌ای‌ی مدار پایسته است. فشار تابشی‌ی خورشید هم، همان طور که در بالا دیدیم، یک نیروی مرکزی است، پس آن هم تکانه‌ی زاویه‌ای‌ی مدار‌ی‌ی ذره را تغییر نمی‌دهد. اکنون دقت کنیم که تابش خورشید ذره را گرم می‌کند. فرض کنید ذره به شکل کره ای باشد که در نتیجه‌ی درآشامیدن تابش خورشید به طور یک‌نواخت گرم شده است. این کره، در دست‌گاه سکون‌اش، به طور هم‌سان‌گرد تابش می‌کند (تابش گرمایی). اما ذره در دست‌گاه سکون خورشید با سرعت v حرکت می‌کند، و می‌دانیم که اگر جسم‌ی در دست‌گاه سکون‌اش هم‌سان‌گرد تابش کند، از دید ناظر‌ی که ذره را متحرک می‌بیند هم‌سان‌گرد تابش نمی‌کند. پس، تابش گرمایی‌ی ذره‌ای که آن را تابش خورشید گرم کرده، در دست‌گاه سکون خورشید، هم‌سان‌گرد نیست. پیش‌تر تابش به سویی است که بردار v نشان می‌دهد. فشار ناشی از گسیل این تابش در جهت خلاف v است. پس نیرویی در جهت $-v$ به ذره وارد می‌شود. می‌توان نشان داد که این نیرو، که نیروی پُنتینگ - راپرتسُن نام دارد، برابر است با

$$\mathbf{F}_{\text{PR}} = -\beta \frac{GM_{\odot} m}{r^2} \cdot \frac{1}{c} (v_r \hat{\mathbf{r}} + \mathbf{v}). \quad (8)$$

در این جا β همان نسبت نیروی فشار تابشی به نیروی گرانشی است. دو نکته در باره‌ی این نیرو: (۱) این نیرو متناسب با v/c است، که نشان می‌دهد این نیرو یک اثر نسبیتی است؛ (۲) گشتاور‌ی که این نیرو وارد می‌کند صفر نیست:

$$\mathbf{N} := \mathbf{r} \times \mathbf{F}_{\text{PR}} = -\frac{\beta GM_{\odot}}{c r^2} \mathbf{r} \times (m\mathbf{v}) = -\frac{\beta GM_{\odot}}{c r^2} \mathbf{L}, \quad (9)$$

و چون

$$\mathbf{N} = \frac{d\mathbf{L}}{dt}, \quad (10)$$

داریم

$$\frac{d\mathbf{L}}{dt} = -\frac{\beta GM_{\odot}}{c r^2} \mathbf{L}. \quad (11)$$

از این جا می‌توان نتیجه گرفت که (۱) جهت \mathbf{L} ثابت است (زیرا \mathbf{L} با \mathbf{L} هم‌راستا است)، و (۲) اندازه‌ی \mathbf{L} با گذشت زمان کم می‌شود:

$$\frac{d}{dt} L(t) = -\frac{\beta GM_{\odot}}{c} \frac{L(t)}{r^2(t)}. \quad (12)$$

ذره ای را در نظر بگیریم با $\beta < 1$ که دور خورشید در مدار ی دایره ای می‌گردد. اگر فرض کنیم تنها نیروی وارد بر آن نیروی گرانش خورشید است، در این صورت $\frac{GM_{\odot}m}{r^2} = \frac{mv^2}{r}$. از این جا نتیجه می‌شود: الف) $v = \sqrt{GM_{\odot}/r}$ ، ب) $L = m\sqrt{GM_{\odot}r}$ ، و ج) دوره ی تناوب، یعنی زمان ی که طول می‌کشد ذره یک دور به دور خورشید بگردد برابر است با $T = 2\pi r\sqrt{r/GM_{\odot}}$. نیروی پُنینتیک - راپرتشن طبق معادله ی (12) باعث می‌شود L تغییر کند. البته با وجود نیروی پُنینتیک - راپرتشن دیگر معادله ی $L = m\sqrt{GM_{\odot}r}$ برقرار نیست، اما نیروی پُنینتیک - راپرتشن خیل ی کوچک است، زیرا متناسب با v/c است. پس می‌توان فرض کرد که $L \simeq m\sqrt{GM_{\odot}r}$. اگر از این تساوی ی تقریبی مشتق بگیریم و آن را در (12) بگذاریم، می‌رسیم به معادله ی دیفرانسیل -

$$\dot{r} \simeq -2\beta \frac{GM_{\odot}}{c} \cdot \frac{1}{r}, \quad (13)$$

که حل آن با شرط آغازین $r(0) = r_0$ هست

$$\begin{aligned} r^2 &\simeq r_0^2 - 4\beta \frac{GM_{\odot}}{c} t \\ &= r_0^2 \left(1 - 4\beta \frac{GM_{\odot}}{c} \frac{t}{r_0^2} \right) \\ &= r_0^2 \left(1 - 4 \frac{\beta v_0}{c} t \frac{2\pi}{T_0} \right) & T_0 &= \frac{2\pi r_0}{v_0} \\ &= r_0^2 \left(1 - 2 \frac{t}{\tau} \right) & \tau &:= \frac{c}{\beta v_0} \frac{T_0}{4\pi}. \end{aligned} \quad (14)$$

یعنی زمان مشخصه ی اثر پُنینتیک - راپرتشن (یعنی زمان ی که طول می‌کشد تا این نیرو تغییر محسوس ی در مدار ذره بدهد) τ است که برابر است با $\frac{c}{\beta v_0} \frac{T_0}{4\pi}$. این معادله نشان می‌دهد که r با گذشت زمان کوچک می‌شود، یعنی ذره به خورشید نزدیک‌تر می‌شود. اکنون ذره ای در نظر بگیریم که در فاصله ی \hat{r} AU، یعنی در فاصله ی 1.5×10^{11} m از مرکز خورشید به دور خورشید بگردد. از قانون کیپلر^(d) می‌دانیم که $\hat{r}^{3/2}$ سال طول می‌کشد تا این ذره به دور خورشید بگردد. c/v برا ی چنین ذره ای تقریباً $\hat{r}^{1/2} 10^4$ است، و به این ترتیب τ تقریباً $10^3 \hat{r}^2$ سال است. پس مثلاً اگر ذره‌ها یی به ابعاد $1 \mu\text{m}$ در ناحیه ی سیارک‌ها ($\hat{r} \sim 3$) به وجود بیایند - مثلاً به دنبال آمدن یک دنباله‌دار - انتظار داریم این ذره‌ها به علت نیروی پُنینتیک - راپرتشن، پس از حدود 10^4 سال به خورشید برسند. به این ترتیب انتظار نداریم غبار زیاد ی در منظومه ی شمسی باشد. البته یک عامل دیگر هست که می‌تواند جلو ی این جارو شدن غبارها را بگیرد، و آن گیرافتادن غبار در جاها یی است که به اصطلاح مدار شان با مدار یک سیاره در حالت تشدید قرار می‌گیرد.

چیزی که نیروی پُنینتیک - راپرتشن را به وجود می‌آورد در واقع پراکنده شدن نور خورشید از ذره است: ذره نور خورشید را جذب می‌کند، بعد دوباره خود اش تابش می‌کند. الکترون ساختار درونی ندارد و نمی‌تواند فتون را جذب کند (و گرم شود و بعد تابش کند)، اما این امکان هست که

الکترون یک فتون - پرتوها ی - خورشید را بپراکند. یک ی از انواع - پراکنده گی ی - فتون از الکترون، پراکنده گی ی - تامسون است (که در واقع حد - نانسبیتی ی - پراکنده گی ی - کامپتون است [6]). با استدلال ی شبیه - آن چه در بالا آمد، می توان نشان داد که پراکنده گی ی - تامسون هم منجر به وارد شدن - یک نیرو و گشتاور - پُنینتینگ - رابرتسن می شود. به این ترتیب الکترون ها و پروتون ها یی که در اطراف - ستاره ای ول اند، در نتیجه ی - این نیرو به سمت - ستاره می اُفتند. ضمناً چون سطح مقطع - پراکنده گی ی - تامسون با عکس - مجذور - جرم - ذره متناسب است [6 ص 695]، رانش - پُنینتینگ - رابرتسن برا ی - الکترون ها قوی تر است، به این ترتیب انتظار داریم یک جریان - الکتریکی در اطراف - ستاره به وجود بیاید، و این منجر به یک میدان - مغناطیسی می شود [5 ص 415].

اگر $\beta > 1$ ، نیرو ی - فشار - تابشی بر گرانش غالب است. در این حال، اگر نیرو ی - پُنینتینگ - رابرتسن نبود، ذره از خورشید دور می شد. یک سؤال - خوب، که یافتن - پاسخ - آن را به خواننده ی - علاقه مند وا می گذارم، این است که در این حالت نیرو ی - پُنینتینگ - رابرتسن چه می کند.

4 اثر - یار کُفسکی

دوباره ذره ای را در منظومه ی - شمسی در نظر بگیریم که تابش - خورشید را جذب می کند. وقت ی اندازه ی - ذره خیل ی کوچک است (یعنی در مورد - غبارها) می توان فرض کرد که تمام - ذره یک نواخت گرم می شود و یک نواخت تابش می کند. این همان وضعیتی است که در اثر - پُنینتینگ - رابرتسن دیدیم. اینک وضعیتی را در نظر بگیریم که جسم آن قدر بزرگ است که نمی توان فرض کرد تمام - آن هم دما است، و در نتیجه نمی توان فرض کرد که تابش - آن در دست گاه - سکون اش هم سان گرد است. مثلاً سیّارک ی را در نظر بگیرید⁽³⁾. فعلاً برا ی - ساده شدن - بحث فرض می کنیم این سیّارک کروی است (فرض ی که البته فرض - خوب ی نیست، زیرا سیّارک ها معمولاً گرد نیستند). سیّارک ها، هم تکانه ی - زاویه ای ی - مداری دارند (چون به دور - خورشید می گردند)، هم تکانه ی - زاویه ای ی - اسپینی (که ناشی از حرکت - وضعی است). پس اگر رو ی - سیّارک ی زنده گی کنیم، می بینیم که سیّارک هم روز و شب دارد. طرف - روز - سیّارک، به طرف - خورشید است و گرم می شود، و طرف - شب - سیّارک تاریک است، و بر اثر - تابش سرد می شود. گرم ترین جا ی - سیّارک جاها یی است که در آن ها خورشید از سمت الرأس گذشته و دارد غروب می کند، زیرا در این جاها از صبح نور - خورشید تابیده و داغ شده (و البته به دلیل - تابش - خود - سطح - سیّارک دارد سرد می شود). برعکس، سردترین جاها ی - سیّارک جاها یی است که در آن ها خورشید دارد طلوع می کند، زیرا در این جاها، سیّارک، از ابتدا ی - غروب تا طلوع، بر اثر - تابش داشته سرد می شده. به این ترتیب، تابش - گرمایی ی - سیّارک، حتّاً نسبت به ناظر ی که همراه - سیّارک به دور - خورشید می گردد، هم سان گرد نیست: در سمت ی که خورشید غروب می کند تابش بیش تر است، و در سمت ی که خورشید طلوع می کند تابش کم تر

است. به این ترتیب یک نیروی خالص - عکس‌العمل - فشار - تابشی - به سیارک وارد می‌شود. این نیرو مرکزی نیست (یعنی به سمت - خورشید نیست)، و باعث - تغییر - تکانه ی - زاویه‌ای ی - سیارک می‌شود، به نحوی که اگر حرکت - وضعی ی - سیاره و حرکت - انتقالی اش هم‌جهت باشند، این نیرو سیارک را از خورشید دور می‌کند. این اثر، که اثر - یارکفسکی نام دارد، بسیار کوچک است. یک نکته ی - مهم این است که این نیرو به جرم، یا معادلاً به چگالی ی - سیارک، و ساختار - سیارک، از جمله به چگالی و رساننده‌گی ی - سطح - سیارک، بسته‌گی دارد.

سیارک - 6489 گلیفکا⁽⁶⁾ سیارک ی است به قطر - تقریباً 500 m، و جزو - سیارک‌ها ی - نزدیک به زمین است. این سیارک در 1991 کشف شد، و تا کنون چند بار با رادار موضع و پارامترها ی - مداری ی - آن تعیین شده است. این سنجش‌ها به چنان دقت ی رسیده اند که پژوهش‌گران توانسته اند اثر - یارکفسکی را در مدار - 6489 گلیفکا ببینند. آن چه دیده شده این است که شعاع - مداری ی - 6489 گلیفکا به دلیل - اثر - یارکفسکی، از 1991 تا کنون حدود 15 km تغییر کرده! به علاوه، به کمک - این اثر جرم، و در نتیجه چگالی ی - 6489 گلیفکا تعیین شده است که بنا بر ادعا ی - پژوهش‌گرها $\rho = 2.7_{-0.6}^{+0.4} \text{ g cm}^{-3}$ است [5].

5 یادداشت‌ها

(1) این مطلب ی است که مردم در قرن - نوزدهم (یعنی پیش از پلانک و اینشتین) هم می‌دانستند. بگذارید این مطلب را با توجه به دانسته‌ها ی - جدیدتر - مکانیک - کوانتمی به دست بیاوریم. فرض کنید فوتون ی با بسامد - ν به ذره ای برخورد. انرژی ی - این فوتون $h\nu$ ، و تکانه ی - آن $h\nu/c$ است (h ثابت - پلانک و c سرعت - نور است). اگر ذره این فوتون را جذب کند، تکانه ی - $h\nu/c$ به ذره منتقل می‌شود. اگر ذره در مدت - dt ثانیه dN_ν فوتون با بسامد - ν جذب کند، تکانه ی - منتقل شده به ذره $dP = dN_\nu h\nu/c$ است؛ پس نیرو ی - وارد بر ذره می‌شود $F_\nu = h\nu n_\nu/c$ ، که در این جا $n_\nu := dN_\nu/dt$ آهنگ - فرود - فوتون بر ذره است. فرض کنید ذره فوتون‌ها ی - گستره ی - خاص ی از تابش را جذب کند، مثلاً گستره ی - $\nu_{\min} \leq \nu \leq \nu_{\max}$ را. نیرو ی - کل ی که به ذره وارد می‌شود خواهد بود:

$$F_{\text{rad}} = \sum_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}} F_\nu = \sum_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}} \frac{1}{c} h\nu n_\nu = \frac{P}{c} \quad (15)$$

که در این جا P آهنگ - جذب - انرژی است.

(2) این عدد به این طریق به دست می‌آید: می‌دانیم در نزدیکی ی - زمین، که $1.5 \times 10^{11} \text{ m}$ از خورشید فاصله دارد، در هر ثانیه از هر متر - مربع 1400 J انرژی ی - تابش - خورشید می‌گذرد. مساحت - کره ای - به شعاع - $1.5 \times 10^{11} \text{ m}$ برابر است با $2.8 \times 10^{23} \text{ m}^2$. حاصل ضرب - این دو عدد درخشنده‌گی ی - خورشید است.

³ اجسامی که به دور یک ستاره، مثلاً خورشید، می‌گردند، بر حسب اندازه نام‌ها می‌مختلف دارند. سیاره‌ها از همه بزرگ‌تراند، بعد سیارک‌ها است، با ابعاد می‌حدود $10^1 - 10^6$ m، بعد شهاب‌سنگ‌ها، و بعد غبارها، حدود 2×10^4 سیارک در منظومه می‌شمسی کشف شده که قطر بزرگ‌ترین آن‌ها 933 km است.

مرجع‌ها

مرجع 1 مقاله می‌اصلی می‌رپرتشن است. 3 و 4 را می‌توان در اینترنت جست و یافت، و در آن‌ها مرجع‌ها می‌بسیاری نام برده شده. 5 منبع نسبتاً معروف و دردسترس می‌است که در آن می‌توان نتایج جالبی از اثر پینتیگ - رپرتشن را دید. پراکنده‌گی می‌تامسون را در بسیاری از کتاب‌ها می‌توان یافت، از جمله در کتاب معروف جکسن [6]. 7 مقاله می‌است که در آن مشاهده می‌اثر یارکفسکی بر مدار 6489 گلفکا گزارش شده.

1. H. P. Robertson: "Dynamical effects of radiation in the Solar System"; *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* vol. 97 (1937), pp. 423-438.
2. H. P. Robertson, T. W. Noonan: *Relativity and Cosmology*; Saunders, Philadelphia, 1968.
3. Josef Klacka: "Poynting-Robertson Effect I. Equation of Motion"; *Earth, Moon, and Planets*, vol. 59 (1992) pp. 41-59.
4. Hiroshi Kimura, Hajime Okamoto, Tadashi Mukai: "Radiation Pressure and the Poynting-Robertson Effect for Fluffy Dust Particles"; *Icarus*, vol. 157 (2002) pp. 349-361.
5. Martin Harwit: *Astrophysical Concepts*, 2^{ed} edition, Springer, New York, 1988.
6. J. D. Jackson: *Classical Electrodynamics*, 3^{ed} edition, John Wiley & Sons, 1999, pp. 694-697.
7. Steven R. Chesley, Steven J. Ostro, David Vokrouhlicky, et al.: "Direct Detection of the Yarkovsky Effect by Radar Ranging to Asteroid 6489 Golevka"; *Science*, vol. 302 (5 Dec 2003), pp. 1739-1742.

نام‌های خاص

^{a)}John Poynting (1852-1914), ^{b)}Howard Robertson (1903-1961), ^{c)}I. O. Yarkovsky (ca. 1900), ^{d)}J. Kepler, ^{e)}6489 Golevka