

## در باره ی -تأثیر- گرانش بر انتشار -نور

آلبرت اینشتین<sup>1</sup>

در یادداشت ی که چهار سال پیش چاپ شد<sup>2</sup>، کوشیدم به این سؤال پاسخ بدهم که آیا انتشار -نور تحت -تأثیر- گرانش هست. به این تیم بر می گردم، زیرا کار -قبله ام در این موضوع قانع ام نمی کند، و به این دلیل -قوی تر که اکنون فکر می کنم یک ی از مهم ترین نتیجه ها ی -استدلال ها ی- قبله ام را می توان به تجربه آمود. زیرا از نظریه ای که در این جا پیش خواهیم برد نتیجه می شود که پرتوها ی -نوری که از کنار- خورشید می گذرند بر اثر -میدان- گرانشی ی- خورشید منحرف می شوند، طوری که فاصله ی -زاویه ای ی- بین -خورشید و ستاره ای ثابت نزدیک -خورشید، به نظر می رسد نزدیک -یک ثانیه ی- قوس زیاد می شود.

در مسیر -این تفکرات نتیجه ها ی- دیگری گرفته می شود که به گرانش مربوط اند. اما چون دنبال کردن تفصیل -تمام- ملاحظات تا حدود ی سخت است، در صفحه ها ی- آینده تنها چند فکر -ابتدایی ارائه خواهد شد، که از آن ها خواننده بی درنگ می تواند خود اش پیش بینی ها ی- نظریه و خط -فکری ی- آن را دریابد.

### § 1. فرض ی در باره ی -سرشت- فیزیکی ی- میدان -گرانش

در یک میدان -یک نواخت- گرانش (با شتاب -گرانش-  $\gamma$ )، دست گاه -مختصه ها ی- ایستا ی-  $K$  را در نظر بگیرید، طوری که خطها ی- نیرو ی- میدان -گرانشی در راستا ی- منفی ی- محور - $z$  باشد. در فضا یی -ثقی از میدان ها ی- گرانشی، دست گاه -مختصه ها ی-  $K'$  را در نظر بگیرید، که با شتاب -یک نواخت- ( $\gamma$ ) در راستا ی- مثبت -محور-  $z$  حرکت می کند. برای اجتناب از پیچیده گی ها ی- زیادی، فعلاً نظریه ی- نسبیت را کنار بگذاریم، و هر دو دست گاه را از دیدگاه -حرکت شناخت- متداول بررسی کنیم، و حرکتها یی را که در آن ها روی می دهد از دیدگاه -مکانیک- معمولی بررسی کنیم.

<sup>1</sup> این مقاله ترجمه ای است از یک ی از ترجمه ها ی- انگلیسی ی- مقاله ای که آلبرت اینشتین در سال 1911 نوشته است. این مقاله، که می توان آن را نخستین گام در نسبیت -عام نامید، نخستین بیان -چیزی است که امروزه اصل -هم ارزی نامیده می شود. مشخصات -متن- اصلی و ترجمه ی- انگلیسی ی- آن در پایان -مقاله آمده است. ترجمه ی- احمد شریعتی

<sup>2</sup> A. Einstein, Jahrbuch für Radioakt. und Elektronik IV, 4, 1907

دژها یِ مادی ای که تحت تأثیرِ دیگر دژها یِ مادی نیستند، هم نسبت به K، هم نسبت به K' بنا بر معادله‌ها یِ

$$\frac{d^2x}{dt^2} = 0, \quad \frac{d^2y}{dt^2} = 0, \quad \frac{d^2z}{dt^2} = -\gamma$$

حرکت می‌کنند. این، برایِ دست‌گاهِ شتاب‌دارِ K' مستقیماً از اصلِ گالیله نتیجه می‌شود، اما برایِ دست‌گاهِ K، که در یک میدانِ گرانشِ یک‌نواخت ساکن است، از این تجربه نتیجه می‌شود که تمام اجسام در چنین میدان ی به یک اندازه و یک‌نواخت شتاب می‌گیرند. این تجربه یِ یک‌سان افتادنِ تمام اجسام در یک میدانِ گرانشی، یک ی از عام‌ترین [چیزهای] است که از مشاهده یِ طبیعت بر می‌آید؛ اما با وجودِ آن، این قانون هیچ‌جای‌گاه ی در پایه‌ها یِ بنا یِ ما از جهانِ فیزیکی ی نیافته است.

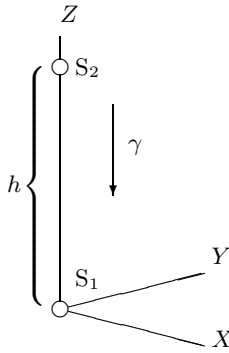
اما اگر فرض کنیم دست‌گاه‌ها یِ K و K' به لحاظِ فیزیکی دقیقاً هم‌ارز اند، یعنی اگر فرض کنیم که می‌توانیم دست‌گاهِ K را در فضا یی تهی از گرانش و فقط شتاب‌دار بینگاریم؛ آن وقت به یک تعبیرِ بسیار قانع‌کننده از این تجربه می‌رسیم. این فرضِ دقیقاً هم‌ارز بودن، صحبت از شتابِ مطلقِ یک دست‌گاه را ناممکن می‌کند، درست همان‌طور که نظریه یِ معمولی یِ نسبیت نمی‌گذارد در باره یِ سرعتِ مطلقِ یک دست‌گاه صحبت کنیم؛<sup>3</sup> و باعث می‌شود یک‌سان افتادنِ تمام اجسام در یک میدانِ گرانشی بدیهی به نظر برسد.

تا جایی که خود را به فرآیندها یِ خالصاً مکانیکی در حوزه‌ها یی که مکانیکِ نیوتنی معتبر است مقید می‌کنیم، به هم‌ارزی یِ K و K' مطمئن ایم. اما این دیدگاه هیچ اهمیتِ عمیق‌تری ندارد، مگر آن که بپذیریم دست‌گاه‌ها یِ K و K' برایِ تمام فرآیندها یِ فیزیکی هم‌ارز اند، یعنی قانون‌ها یِ طبیعت نسبت به K در تطابقِ محض با قانون‌ها یِ طبیعت نسبت به K' اند. با انگاشتنِ این که چنین است، به اصل ی می‌رسیم؛ که اگر درست باشد، اهمیتِ یابنده یِ زیاد ی دارد. زیرا با ملاحظه‌ها یِ نظری یِ فرآیندها یی که نسبت به یک دست‌گاهِ یک‌نواخت‌شتاب‌دار روی می‌دهند، اطلاعات ی در موردِ فرآیندها در یک میدانِ گرانشی یِ یک‌نواخت به دست خواهیم آورد. اینک، پیش از هر چیز، نشان خواهیم داد که این فرضِ ما، از دیدگاهِ نظریه یِ معمولی یِ نسبیت، چه اندازه محتمل است.

## § 2. در باره یِ گرانشِ انرژی

نتیجه ای که از نظریه یِ نسبیت گرفته ایم این است که جرمِ لختی یِ یک جسم با افزایشِ

<sup>3</sup> البته نمی‌توانیم هر میدانِ گرانشِ دل‌خواه ی را با حرکتِ یک دست‌گاه در نبودِ میدانِ گرانشی جای‌گزین کنیم، همان‌طور که نمی‌توانیم با یک تبدیلِ نسبیتی تمام نقاطِ محیط ی را که حرکتِ دل‌خواه ی دارد ساکن کنیم.



انرژی ای که در آن محتوی است زیاد می‌شود؛ اگر افزایش انرژی به اندازه  $E$  باشد، افزایش لختی به اندازه  $E/c^2$  است، که در این جا  $c$  نشان‌دهنده ی سرعت نور است. حال، آیا متناظر با این تغییر جرم لختی، تغییری در جرم گرانشی هم هست؟ اگر نباشد، آن وقت جسم در یک میدان گرانشی، بسته به انرژی ای که دارد، با شتاب‌ها ی مختلف ی می‌افتد. دیگر آن نتیجه ی بسیار قانع‌کننده ی نظریه ی نسبیت، که بنا بر آن قانون پایسته‌گی ی جرم در قانون پایسته‌گی ی انرژی ادغام می‌شود، برقرار نیست، زیرا وادار مان می‌کند قانون پایسته‌گی ی جرم را در شکل قدیم اش، برای جرم لختی، کنار بگذاریم و آن را برای جرم گرانشی نگه داریم.

ولی این بسیار نامحتمل است. از طرف دیگر، در نظریه ی متداول نسبیت هیچ نشان ی نیست که از آن نتیجه بگیریم وزن جسم وابسته به محتوا ی انرژی اش است. اما نشان خواهیم داد که یک نتیجه ی لازم فرض ما - فرض هم‌ارز بودن دست‌گاه‌ها ی  $K$  و  $K'$  - گرانش انرژی است.

فرض کنید دو دست‌گاه مادی ی  $S_1$  و  $S_2$ ، مجهز به ابزارها ی اندازه‌گیری، روی محور  $z$  -  $K$  به فاصله ی  $h$  از هم باشند،<sup>4</sup> طوری که پتانسیل گرانشی در  $S_2$  به اندازه ی  $\gamma h$  بیش‌تر از پتانسیل گرانشی در  $S_1$  باشد. فرض کنید انرژی ای به مقدار مشخص  $E$  از  $S_2$  به  $S_1$  گسیل شود. فرض کنید مقدار انرژی در  $S_1$  و  $S_2$  با دست‌گاه‌ها ی سنجیده و مقایسه شود که اگر به یک نقطه ی  $z$  دست‌گاه آورده شوند دقیقاً مثل هم باشند. هیچ فرض پیشینی ای در مورد این فرآیند انتقال انرژی نمی‌توانیم بکنیم، زیرا اثر میدان گرانشی بر تابش و ابزارها ی سنجش در  $S_1$  و  $S_2$  را نمی‌دانیم.

اما، با استفاده از انگاره ی هم‌ارزی ی  $K$  و  $K'$  مان می‌توانیم به جا ی دست‌گاه  $K$  در یک میدان گرانشی ی هم‌گن، دست‌گاه آزاد از گرانش  $K'$  را بگذاریم که با شتاب یک‌سان در جهت مثبت محور  $z$  حرکت می‌کند، و دست‌گاه‌ها ی مادی ی  $S_1$  و  $S_2$  به طور صلب به محور  $z$  آن چسبیده اند.

<sup>4</sup> فرض بر این است که ابعاد  $S_1$  و  $S_2$  در مقایسه با  $h$  بی‌نهایت کوچک اند.

در باره ی انتقال انرژی با تابش از  $S_2$  به  $S_1$ ، با استفاده از دست‌گاہ  $K_0$  که شتاب ندارد قضاوت می‌کنیم. فرض کنیم سرعت  $K'$  نسبت به  $K_0$ ، در لحظه ای که انرژی ی تابشی  $E_2$  از  $S_2$  به سمت  $S_1$  گسیل می‌شود، صفر باشد. تابش وقت ی به  $S_1$  می‌رسد که (تا اولین تقریب) زمان  $h/c$  گذشته باشد. اما در این لحظه سرعت  $S_1$  نسبت به  $K_0$  هست  $v = \gamma h/c$ . پس، بنا بر نظریه ی معمولی ی نسبت تابش ی که به  $S_1$  می‌رسد انرژی اش  $E_2$  نیست، بل که مقدار بیش‌تر  $E_1$  است، که تا اولین تقریب با معادله ی

$$E_1 = E_2 \left(1 + \frac{v}{c}\right) = E_2 \left(1 + \gamma \frac{h}{c^2}\right) \quad (1)$$

داده می‌شود.<sup>5</sup>

بنا بر فرض ما، اگر همین فرآیند در دست‌گاہ  $K$ ، که شتاب ندارد اما در آن یک میدان گرانشی هست هم روی بدهد، دقیقاً همین رابطه برقرار است. در این صورت باید به جا ی  $\gamma h$  پتانسیل  $\Phi$  ی بردار گرانشی در  $S_2$  را بگذاریم، با این شرط که ثابت دل‌خواه  $\Phi$  در  $S_1$  را صفر گذاشته باشیم. در این صورت خواهیم داشت

$$E_1 = E_2 + \frac{E_2}{c^2} \Phi \quad (1a)$$

این معادله قانون پایستگی ی انرژی برای فرآیند ی است که داریم بررسی می‌کنیم. انرژی ی  $E_1$  که به  $S_1$  می‌رسد بزرگ‌تر از  $E_2$  است، که با همان ابزارها در  $S_2$  سنجیده شده بود، و مقدار اضافی انرژی ی پتانسیل جرم  $E_2/c^2$  در آن میدان گرانشی است. این ملاحظه، به این ترتیب ثابت می‌کند که برای آن که اصل پایستگی ی انرژی برقرار باشد، باید به انرژی ی  $E$ ، پیش از گسیل اش از  $S_2$ ، انرژی ی پتانسیل گرانشی ای، که متناظر است با جرم گرانشی ی  $E/c^2$ ، نسبت بدهیم. به این ترتیب، فرض هم‌ارزی ی  $K$  و  $K'$  ما مشکل ی را که در ابتدا ی این بخش بر شمردیم، و در نظریه ی معمولی ی نسبت حل‌ناشده می‌ماند، مرتفع می‌کند.

اگر چرخه ی زیر را در نظر بگیریم معنی ی این نتیجه خیل ی واضح می‌شود:—

1. انرژی ی  $E$ ، که در  $S_2$  سنجیده شده است، به شکل تابش از  $S_2$  به سمت  $S_1$  گسیل می‌شود، و بنا بر نتیجه ای که هم‌اینک گرفتیم، مقدار  $E(1 + \gamma h/c^2)$ ، سنجیده شده در  $S_1$ ، در  $S_1$  جذب می‌شود.  
2. جسم  $W$  به جرم  $M$  از  $S_2$  به  $S_1$  پایین آورده می‌شود، و در این فرآیند  $M \gamma h$  کار انجام می‌شود.

3. وقت ی جسم  $W$  در  $S_1$  است، انرژی ی  $E$  از  $S_1$  به آن داده می‌شود. فرض کنید در این

صورت جرم گرانشی ی  $M$  تغییر کند و بشود  $M'$ .

<sup>5</sup> نگاه کنید به آلبرت اینشتین: " آیا لختی ی یک جسم به محتوا ی انرژی اش بسته گی دارد؟ "، (ترجمه ای از این مقاله در کتاب " اینشتین ۱۹۰۵، مقاله های سال ۱۹۰۵ آلبرت اینشتین "، انتشارات دانش‌گاہ الزهرا، چاپ شده است.)

4. فرض کنید دوباره  $W$  به  $S_2$  بالا برده شود - در این فرایند کار برابر است با  $M' \gamma h$  .

5. فرض کنید انرژی ی.  $E$  دوباره از  $W$  به  $S_2$  منتقل شود.

اثر - این چرخه فقط این است که انرژی به اندازه ی.  $E \gamma h/c^2$  زیاد شده است، و مقدار -  
 $M' \gamma h - M \gamma h$  به شکل - کار - مکانیکی به دست‌گاه داده شده است. پس بنا بر اصل -  
 [پایسته گی ی.] انرژی داریم

$$E \gamma \frac{h}{c^2} = M' \gamma h - M \gamma h,$$

یا

$$M' - M = E/c^2 \quad (1b)$$

به این ترتیب افزایش - جرم - گرانشی برابر است با  $E/c^2$ ، و بنا بر این برابر است با افزایش - جرم -  
 لختی ای که نظریه ی - نسبت می‌دهد.

از این هم سراسرتر، این نتیجه از هم‌ارزی ی. دست‌گاه‌ها ی.  $K$  و  $K'$ ، که بنا بر آن جرم - گرانشی  
 نسبت به  $K$  دقیقاً برابر است با جرم - لختی نسبت به  $K'$ ، به دست می‌آید؛ بنا بر این انرژی باید جرم -  
 گرانشی ای داشته باشد برابر با جرم - لختی ی. آن. اگر جرم -  $M_0$  ی در دست‌گاه -  $K$  از ترازوی -  
 فیزی ای آویزان باشد، تعادل می‌گوید وزن - ظاهری ی. جرم - لختی ی.  $M_0$  هست  $M_0 \gamma$  . اگر مقدار  
 انرژی ی.  $E$  به جسم داده شود، تعادل - فیزی بنا بر قانون - لختی داشتن - انرژی، می‌گوید [وزن -  
 ظاهری  $\gamma (M_0 + E/c^2)$  است. به دلیل - فرض - بنیادی ی. ما، وقت ی آزمایش در  $K$ ، یعنی در  
 میدان - گرانشی، تکرار شود، باید دقیقاً همین پدیده روی دهد.

### § 3. زمان و سرعت - نور در میدان - گرانشی

اگر بسامد - تابش ی که در دست‌گاه - یک‌نواخت‌شتاب‌دار -  $K'$  در  $S_2$  به سمت -  $S_1$  گسیل شده،  
 نسبت به ساعت ی که در  $S_2$  است  $\nu_2$  باشد، آن وقت، وقت ی به  $S_1$  می‌رسد، نسبت به ساعت -  
 مشابه ی که در  $S_1$  است دیگر بسامد اش  $\nu_2$  نیست، بل که بسامد - بزرگ‌تر -  $\nu_1$  است، طوری که تا  
 اوّلین تقریب

$$\nu_1 = \nu_2 \left( 1 + \gamma \frac{h}{c^2} \right) \quad (2)$$

زیرا اگر دوباره دست‌گاه - لخت -  $K_0$  را، که  $K'$  در لحظه ی - گسیل - نور نسبت به آن سرعت ی ندارد،  
 معرفی کنیم، آن وقت سرعت -  $S_1$  نسبت به  $K_0$ ، در هنگام - رسیدن - تابش به  $S_1$ ،  $\gamma h/c$  است، و  
 بلافاصله رابطه ای که آمد از اصل - دُپلر نتیجه می‌شود.

بنا بر فرض  $\nu$ ، ما، مبنی بر هم‌ارزی  $\nu$  دست‌گاه‌ها  $K$  و  $K'$ ، اگر در دست‌گاه  $\nu$  مختصه‌ها  $K$  هم، که در آن یک میدان  $\nu$  گرانشی  $\nu$  یک‌نواخت هست، انتقال‌باتابش  $\nu$  که وصف شد روی دهد، همین معادله برقرار است. پس نتیجه می‌شود که پرتو  $\nu$  نوری که در  $S_2$ ، با یک پتانسیل  $\nu$  گرانشی  $\nu$  مشخص، با بسامد  $\nu_2$   $\nu$  سنجیده شده با ساعت  $\nu$  در  $S_2$   $\nu$  گسیل می‌شود، هنگام  $\nu$  رسیدن به  $S_1$  بسامد  $\nu$  دیگر  $\nu_1$  را دارد  $\nu$  سنجیده شده با ساعت  $\nu$  مشابه  $\nu$  در  $S_1$   $\nu$  به جا  $\nu$   $\Phi$ ، پتانسیل  $\nu$  گرانشی  $\nu$   $S_2$  را می‌گذاریم  $\nu$  پتانسیل  $\nu$   $S_1$  را صفر گرفته ایم  $\nu$  و فرض می‌کنیم  $\nu$  برای  $\nu$  شکل‌ها  $\nu$  دیگر  $\nu$  میدان هم نتیجه‌ای که برای  $\nu$  میدان  $\nu$  گرانشی  $\nu$  هم‌گن به دست آورده ایم برقرار است. در این صورت

$$\nu_2 = \nu_1 \left( 1 + \frac{\Phi}{c^2} \right) \quad (2a)$$

این نتیجه (که بنا بر استدلال  $\nu$  ما تا اولین تقریب معتبر است)، پیش از هر چیز کاربرد  $\nu$  زیر را محیا می‌کند. فرض کنید  $\nu_0$  عددنوسانی  $\nu$  یک مولدینور  $\nu$  بنیادی باشد  $\nu$  سنجیده شده با ساعت  $\nu$  دقیق  $\nu$  در همان جا. فرض کنیم هر دور  $\nu$   $\nu$  سطح  $\nu$  خورشید باشند (جایی که  $S_2$   $\nu$  ما مستقر است). بخش  $\nu$  از نوری که در آن جا گسیل می‌شود به زمین ( $S_1$ ) می‌رسد، که در آن جا بسامد اش را با ساعت  $\nu$   $U$  می‌سنجیم که از هر نظر مثل  $\nu$  آن یکی ساعت است. در این صورت بنا بر (2a)

$$\nu = \nu_0 \left( 1 + \frac{\Phi}{c^2} \right),$$

که در این جا  $\Phi$  (که منفی است) اختلاف  $\nu$  پتانسیل  $\nu$  گرانشی بین  $\nu$  سطح  $\nu$  خورشید و زمین است. به این ترتیب بنا بر دیدگاه  $\nu$  ما خط‌ها  $\nu$  طیفی  $\nu$  خورشید، در مقایسه با خط‌ها  $\nu$  متناظر  $\nu$  چشمه‌ها  $\nu$  زمینی، باید تا حد  $\nu$  به سمت  $\nu$  قرمز جابه‌جا شده باشند، در واقع به اندازه  $\nu$ .

$$\frac{\nu_0 - \nu}{\nu_0} = -\frac{\Phi}{c^2} = 2 \cdot 10^{-6}$$

اگر دقیقاً معلوم بود نوارها  $\nu$  [طیفی  $\nu$ ] خورشید در چه وضعیت  $\nu$  گسیل شده اند، آن وقت این انتقال سنجش‌پذیر می‌بود. اما چون بر موضع  $\nu$  مرکز  $\nu$  خط‌ها  $\nu$  طیفی چیزها  $\nu$  دیگری هم تأثیر دارند (فشار، دما)، دشوار می‌توان کشف کرد که آیا تأثیر  $\nu$  که نتیجه گرفتیم، تأثیر پتانسیل  $\nu$  گرانشی، واقعاً وجود دارد.<sup>6</sup>

در یک بررسی  $\nu$  سطحی، به نظر می‌رسد معادله  $\nu$  (2)، یا متناظراً (2a)، ادعا  $\nu$  پوچ  $\nu$  است. اگر یک انتقال  $\nu$  ثابت  $\nu$  نور از  $S_2$  به  $S_1$  هست، چه طور ممکن است به جز تعداد  $\nu$  پرپود  $\nu$  که در هر

<sup>6</sup> در واقع ال. اف. جوئل (L. F. Jewell *Journ. de Phys.*, 6, 1897, p. 84) و به خصوص سی. اچ. فابری و اچ. بواسون (Ch. Fabry, H. Boisson, *Compts rendu*, 184. 1909, pp. 688–690) در خط‌ها  $\nu$  طریف چنین انتقال‌ها  $\nu$  به طرف  $\nu$  قرمز  $\nu$  طیف، از مرتبه  $\nu$  که در این جا محاسبه شد، یافته اند، اما آن را به اثر فشار در لایه  $\nu$  درآشامنده منسوب کرده اند.

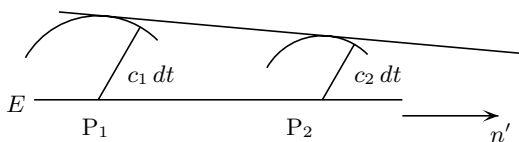
ثانیه در  $S_2$  گسیل شده، تعدادِ دیگر ی، پر یود به  $S_1$  برسد؟ اما پاسخ ساده است. نمی‌توانیم  $\nu_2$  یا متناظراً  $\nu_1$  را بسامد (یعنی تعدادِ پر یودها در هر ثانیه) بدانیم، زیر زمان را در دست‌گاهِ  $K$  تعیین نکرده ایم. چیزی که  $\nu_2$  نشان می‌دهد تعدادِ پر یودها است با ارجاع به واحدِ زمانِ ساعتِ  $U$  در  $S_2$ ؛ در حال ی که  $\nu_1$  نشان‌دهنده یِ تعدادِ پر یودها در هر ثانیه است با ارجاع به ساعتِ مشابه ی در  $S_1$ . چیزی ما را و ا نمی‌دار فرض کنیم ساعت‌ها یِ  $U$  در پتانسیل‌ها یِ گرانشی یِ مختلف با یک آهنگ کار کنند. برعکس، یقیناً باید زمان را در  $K$  چنان تعریف کنیم که تعدادِ گره‌ها و شکم‌ها بین  $S_2$  و  $S_1$  مستقل از اندازه یِ مطلقِ زمان باشد؛ زیرا سرشتِ فرایند ی که داریم مشاهده می‌کنیم مستقل از زمان است. اگر این شرط را بر نیاوریم، به تعریف ی از زمان می‌رسیم که کاربرد اش باعث می‌شود زمان صراحتاً واردِ قانون‌ها یِ فیزیک بشود، و این یقیناً نه طبیعی است نه به‌دردخور. بنا بر این دو ساعت ی که در  $S_1$  و  $S_2$  اند هر دو ”زمان“ را درست نشان نمی‌دهند. اگر در  $S_1$  زمان را با ساعتِ  $U$  بسنجیم، آن وقت در  $S_2$  زمان را باید با ساعت ی بسنجیم که اگر این ساعت و  $U$  هر دو در یک مکان باشند،  $1 + \Phi/c^2$  برابر کندتر از  $U$  کار کند. زیرا، بسامدِ پرتو یِ نوری که پیش‌تر در نظر گرفتیم در هنگامِ گسیل در  $S_2$ ، وقت ی با چنین ساعت ی سنجیده شود هست

$$\nu_2 \left(1 + \frac{\Phi}{c^2}\right)$$

و بنا بر این، بنا بر (2a)، برابر است با  $\nu_1$ ، بسامدِ همان پرتو یِ نور هنگام ی که به  $S_1$  می‌رسد. این نتیجه ای دارد که برای یِ نظریه یِ ما اهمیت اش بنیادی است. زیرا اگر سرعتِ نور را در جاها یِ مختلفِ دست‌گاهِ تهی‌ازگرانشِ شتاب‌دارِ  $K'$ ، با ساعت‌ها یِ  $U$  ای بسنجیم که ساختاری یک‌سان دارند، در تمامِ آن نقاط یک اندازه را به دست خواهیم آورد. اما بنا بر چیزی که هم‌اینک گفتیم، برای یِ سنجشِ زمان در نقطه‌ها یی که پتانسیلِ گرانشی شان فرق دارد باید از ساعت‌ها یی استفاده کنیم که ساختاری متفاوت دارند. برای یِ سنجشِ زمان در نقطه ای که نسبت به مبداءِ مختصه‌ها پتانسیلِ گرانشی اش  $\Phi$  است، باید از ساعت ی استفاده کنیم که وقت ی به مبداء بازگردانده می‌شود  $(1 + \Phi/c^2)$  بار کندتر از ساعت ی که برای یِ سنجشِ زمان در مبداء است کار کند. اگر سرعتِ نور در مبداءِ مختصه‌ها را  $c_0$  بنامیم، آن وقت سرعتِ نور،  $c$ ، در نقطه ای که پتانسیلِ گرانشی اش  $\Phi$  است با رابطه یِ

$$c = c_0 \left(1 + \frac{\Phi}{c^2}\right) \quad (3)$$

داده می‌شود. اصلِ ثابت بودنِ سرعتِ نور در این نظریه به خوبی، و به شکل ی متفاوت از شکل ی که در نظریه یِ متداولِ نسبتی دارد برقرار است.



#### § 4. خم شدن پرتوهای نور در میدان گرانشی

از گزاره ای که هم‌اینک ثابت شد، این که سرعت نور در میدان گرانشی تابعی از مکان است، می‌توانیم با استفاده از اصل هویخنس به ساده‌گی نتیجه بگیریم که پرتوی نور که از یک میدان گرانشی می‌گذرد می‌شکند. زیرا، فرض کنید  $E$  جبهه‌ی موج در زمان  $t$  باشد، و فرض کنید  $P_1$  و  $P_2$  دو نقطه در آن صفحه، و به فاصله‌ی واحد از هم باشند.  $P_1$  و  $P_2$  در صفحه‌ی کاغذ اند، که چنان اختیار شده که در جهت عمود بر کاغذ ضریب دیفرانسیل  $\Phi$ ، و در نتیجه [ضریب دیفرانسیل]  $c$  صفر است. جبهه‌ی موج متناظر با زمان  $t + dt$ ، یا در واقع خط تقاطع آن با صفحه‌ی کاغذ را با کشیدن دایره‌ها بی‌به مرکزها‌ی  $P_1$  و  $P_2$  و شعاع‌ها‌ی  $c_1 dt$  و  $c_2 dt$  به دست می‌آوریم؛ که در این جا  $c_1$  و  $c_2$  به ترتیب نشان دهنده‌ی سرعت نور در  $P_1$  و  $P_2$  اند. بنا بر این زاویه‌ی انحراف نور در مسیر  $c dt$  هست

$$(c_1 - c_2) dt = -\frac{\partial c}{\partial n'} dt,$$

به شرط آن که زاویه را وقت‌ی پرتو به سمت افزایش  $n'$  می‌خمد مثبت بگیریم. به این ترتیب زاویه‌ی انحراف در مسیری به طول واحد هست  $-\frac{1}{c} \frac{\partial c}{\partial n'}$ ، یا از (3)

$$-\frac{1}{c^2} \frac{\partial \Phi}{\partial n'}.$$

سرانجام، برای انحراف پرتوی نور به سمت  $n'$  در هر مسیری ( $s$ ) به عبارت

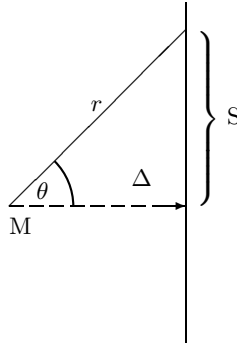
$$\alpha = -\frac{1}{c^2} \int \frac{\partial \Phi}{\partial n'} ds \quad (4)$$

می‌رسیم. همین نتیجه را می‌توانستیم مستقیماً با بررسی‌ی انتشار پرتوی نور در دست‌گاه یک نواخت‌شتاب‌دار  $K'$ ، و بردن نتیجه به دست‌گاه  $K$ ، و از آن جا به میدان‌ها‌ی گرانشی از هر شکل‌ی به دست آوریم.

بنا بر معادله‌ی (4)، پرتوی نور در امتداد یک جسم آسمانی به اندازه‌ی

$$\alpha = \frac{1}{c^2} \int_{\theta=-\frac{1}{2}\pi}^{\theta=\frac{1}{2}\pi} \frac{kM}{r^2} \cos \theta ds = 2 \frac{kM}{c^2 \Delta}$$





که در این جا  $k$  ثابت گرانش،  $M$  جرم جسم آسمانی، و  $\Delta$  فاصله ی پرتواز مرکز جسم است به سمت کم شدن پتانسیل گرانشی، یعنی به سمت جسم آسمانی، می خمد. به این ترتیب پرتوی نوری که از کنار خورشید می گذرد به اندازه ی  $4 \cdot 10^{-6}$  برابر با 83 ثانیه ی قوس منحرف می شود. به نظر می رسد فاصله ی زاویه ای ی ستاره از مرکز خورشید به این اندازه زیاد شده است. از آن جا که هنگام خورشیدگرفته گی ی کامل، ستاره ها ی ثابت نزدیک خورشید را می توان دید، شاید بتوان این نتیجه ی نظریه را با تجربه مقایسه کرد. برای سیاره ی مشتری، انحراف ی که انتظار داریم  $\frac{1}{100}$  مقدار داده شده است. مطلوب ترین چیز این است که منجم ها به مسئله ای که در این جا مطرح شده است بپردازند. زیرا، صرف نظر از هر نظریه ای، مسئله این است که آیا می توان با ابزار ی که فعلاً هست تأثیر میدان ها ی گرانشی بر انتشار نور را آشکار ساخت.

پراگ، ژوئن 1911

مشخصات متن اصلی و ترجمه ی انگلیسی:

A. Einstein: Über den Einfluß der Schwerkraft auf die Ausbreitung des Lichtes, *Annalen der Physik*, vol. 35 (1911) pp. 898-908.

A. Einstein: On the influence of gravitation on the propagation of light, in *The principles of relativity, a collection of original memoirs on the special and general theory of relativity*, Dover, 1952, pp. 97-108. Translated by W. Perrett and G. B. Jeffery.