ОСНОВНОЕ ЗАБЛУЖДЕНИЕ

В ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ ЭЙНШТЕЙНА

© Воронков С.С.

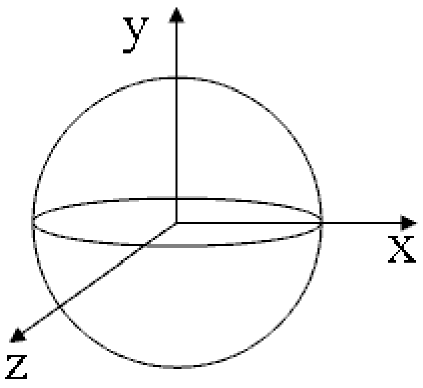
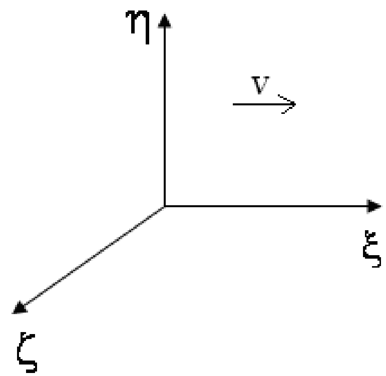
Контакт с автором: vorss60@yandex.ru

Аннотация

Рассматривается основное заблуждение в теории относительности. Отмечается, что Эйнштейн построил упрощенную, линейную модель мира. Реальные же законы нелинейны, и к ним не применимы преобразования Лоренца. Приводятся уравнения, описывающие нелинейную модель.

В статье 1952 года А. Эйнштейн отмечает [1]: «Все содержание специальной теории относительности заключено в постулате: законы природы инвариантны относительно преобразований Лоренца». Это и есть основное заблуждение в теории относительности Эйнштейна. Законы природы неинвариантны относительно преобразований Лоренца.
Преобразования Лоренца сохраняют инвариантными линейные уравнения. Эйнштейн построил упрощенную, линейную модель мира. Реальные же законы нелинейны, и к ним не применимы преобразования Лоренца.

Для начала рассмотрим построения Эйнштейна [2].

Покоящаяся координатная система К (x,y,z,t)	Движущаяся координатная система k (ξ, η, ζ, τ) с постоянной скоростью v в направлении возрастающих значений x
	
Уравнение сферической волны в системе К $x^2 + y^2 + z^2 = c^2 t^2$,	Уравнение той же волны, наблюдаемой в движущейся системе k $\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2 = c^2 \tau^2$. Она также является сферической волной, распространяющейся со скоростью света с, если привлекать преобразования Лоренца.

<table>
<tr><td colspan="2">

Преобразования Лоренца

$$\tau = \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1-\beta^2}},$$

$$\xi = \frac{x - vt}{\sqrt{1-\beta^2}},$$

$$\eta = y, \zeta = z,$$

$$\beta = \frac{v}{c},$$

где x,y,z,t – координаты и время покоящейся системы координат (K); ξ, η, ζ, τ – координаты и время движущейся системы (k); v– скорость подвижной системы в направлении возрастающих значений x; c – скорость света;

</td></tr>
<tr><td colspan="2">

Преобразования Лоренца сохраняют инвариантными линейные волновые уравнения

</td></tr>
<tr><td>

$$\frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = c^2\left(\frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial z^2}\right),$$
$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = c^2\left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2}\right),$$

</td><td>

$$\frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial \tau^2} = c^2\left(\frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial \zeta^2}\right),$$
$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \tau^2} = c^2\left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \zeta^2}\right),$$

</td></tr>
<tr><td colspan="2">

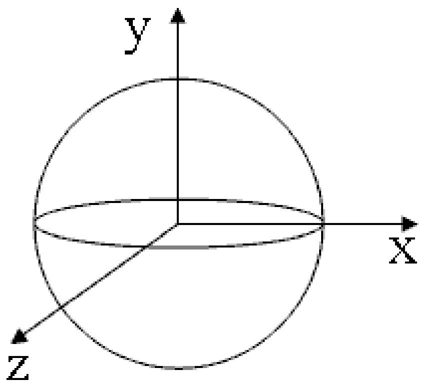
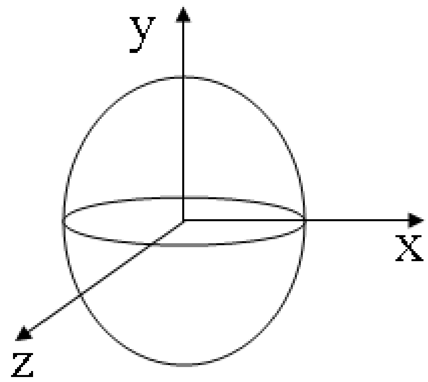
где **A** – вектор потенциал, φ – скалярный потенциал.

</td></tr>
</table>

Где кроется в этих рассуждениях ошибка? Наблюдатель из движущейся системы координат k не увидит сферическую волну. Для него она будет деформироваться в силу нелинейности волновых уравнений, и скорость распространения возмущения будет зависеть от скорости системы координат.

Рассмотрим особенности нелинейных волновых уравнений на примере акустических колебаний в движущихся средах. Они детально рассмотрены в работе Блохинцева [3] и работе [4].

Линейное волновое уравнение для возмущений давления в неподвижной среде	Волновое уравнение для возмущений давления, с учетом движущегося потока
$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = a^2\left(\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2}\right),$$ где a – скорость звука.	$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = a^2(1-M^2)\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + a^2\frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + a^2\frac{\partial^2 p}{\partial z^2} - 2V_0\frac{\partial^2 p}{\partial x \partial t},$$ где $M = V_0/a$ – число Маха, V_0 – скорость движущегося потока.
Решение линейного волнового уравнения $$p = \frac{f(t \pm r/a)}{r},\ r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2},$$ где f – произвольная функция.	Решение уравнения с учетом движущейся среды $$p = \frac{f(t + R/a)}{R^*},$$ где $R = \dfrac{Mx^* \pm R^*}{\sqrt{1-M^2}}$, $R^* = \sqrt{x^{*2} + y^2 + z^2}$, $$x^* = \frac{x}{\sqrt{1-M^2}}.$$
Уравнение расходящейся сферической волны $$x^2 + y^2 + z^2 = a^2 t^2.$$	Уравнение расходящейся волны с учетом движущейся среды, в приближении, что $M \ll 1$

	$\frac{x^2}{1-M^2}+y^2+z^2=a^2t^2(1-M^2)$ – это уравнение эллипсоида.
	
Скорость распространения возмущений $\frac{dr}{dt}=a.$	Скорость распространения возмущений $\frac{dx}{dt}=a+V_0.$

Если мы хотим рассмотреть процесс распространения звука в неподвижной среде из системы координат, движущейся равномерно и прямолинейно со скоростью v относительно среды, то этот случай сводится к рассмотренному здесь, если принять, что система координат неподвижна, а скорость потока, соответственно равна $V_0=-v$, то есть в этой системе координат имеет место ветер со скоростью V_0.

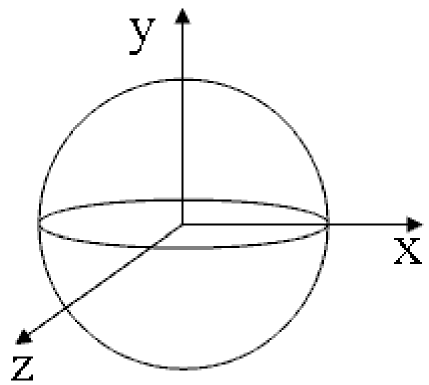
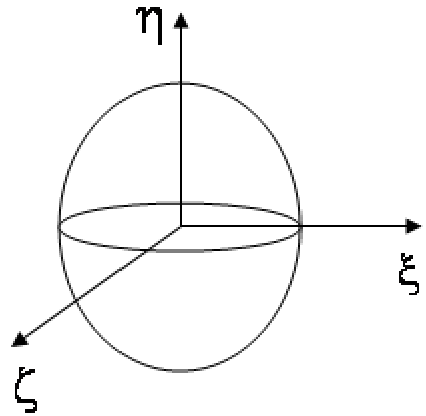
Следовательно, если мы рассматриваем процесс распространения звуковой волны в неподвижной среде из системы отсчета K, связанной со средой, то мы зафиксируем сферическую звуковую волну. Из инерциальной системы отсчета k, движущейся равномерно и прямолинейно со скоростью v относительно системы K, мы увидим другую картину – сферическая волна будет деформироваться в эллипсоид.

Можно возразить, что это все относится к механическим колебаниям, а Эйнштейн рассматривает электромагнитные колебания. Но дело в том, что нелинейные уравнения для скалярного и векторного потенциалов совпадают с волновым нелинейным уравнением для возмущения давления [4].

Волновое уравнение для возмущения давления в общем виде с учетом нелинейных членов	Волновые уравнения для векторного и скалярного потенциалов с учетом нелинейных членов в точности совпадают с волновым уравнением для давления
$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2}+2(\mathbf{V}\cdot\nabla)\frac{\partial p}{\partial t}+(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t}\cdot\nabla)p+(\mathbf{V}\cdot\nabla)(\mathbf{V}\cdot\nabla)p=a^2\nabla^2 p.$	$\frac{\partial^2 \eta\mathbf{V}}{\partial t^2}+2(\mathbf{V}\cdot\nabla)\frac{\partial \eta\mathbf{V}}{\partial t}+(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t}\cdot\nabla)\eta\mathbf{V}+(\mathbf{V}\cdot\nabla)(\mathbf{V}\cdot\nabla)\eta\mathbf{V}=c^2\nabla^2\eta\mathbf{V},$ $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2}+2(\mathbf{V}\cdot\nabla)\frac{\partial \varphi}{\partial t}+(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t}\cdot\nabla)\varphi+(\mathbf{V}\cdot\nabla)(\mathbf{V}\cdot\nabla)\varphi=c^2\nabla^2\varphi.$
где η – плотность электронной среды, $\nabla=i\frac{\partial}{\partial x}+j\frac{\partial}{\partial y}+k\frac{\partial}{\partial z}$ – оператор набла, $\nabla^2=\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}$ – оператор Лапласа.	

Следовательно, полученные решения для волнового уравнения давления можно использовать для скалярного и векторного потенциалов. Рассмотрим решения для скалярного потенциала.

Линейное волновое уравнение для скалярного потенциала в неподвижной системе координат K	Волновое уравнение для скалярного потенциала, в движущейся системе координат k
$\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}=c^2\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}\right),$ где c – скорость света.	$\frac{\partial^2\varphi}{\partial\tau^2}=c^2(1-\beta^2)\frac{\partial^2\varphi}{\partial\xi^2}+c^2\frac{\partial^2\varphi}{\partial\eta^2}+c^2\frac{\partial^2\varphi}{\partial\zeta^2}+2v\frac{\partial^2\varphi}{\partial\xi\partial\tau},$ где $\beta=v/c$, v – скорость движущейся системы координат k.
Решение линейного волнового уравнения $\varphi=\frac{f(t\pm r/c)}{r},\ r=\sqrt{x^2+y^2+z^2},$ где f – произвольная функция.	Решение уравнения в движущейся системе координат k $\varphi=\frac{f(\tau+R/c)}{R^*},$ где $R=\frac{-\beta\xi^*\pm R^*}{\sqrt{1-\beta^2}},\ R^*=\sqrt{\xi^{*2}+\eta^2+\zeta^2},$ $\xi^*=\frac{\xi}{\sqrt{1-\beta^2}}.$
Уравнение расходящейся сферической волны $x^2+y^2+z^2=c^2t^2.$	Уравнение расходящейся волны в движущейся системе координат k, в приближении, что $\beta<<1$ $\frac{\xi^2}{1-\beta^2}+\eta^2+\zeta^2=c^2\tau^2(1-\beta^2)$ – это уравнение эллипсоида.

	
Скорость распространения возмущений $\frac{dr}{dt} = c.$	Скорость распространения возмущений $\frac{d\xi}{d\tau} = c - v.$

Положительное значение теории относительности заключалось в появлении в решениях уравнений релятивистского множителя, который должен появляться не из преобразований Лоренца, а из решений нелинейных уравнений динамики вакуума [4]. То есть теория относительности в некоторых частных случаях давала решения, совпадающие с истинными решениями нелинейных уравнений динамики вакуума. Но в целом теория относительности искажала реальные связи природы, использовала упрощенные линейные уравнения и сегодня она рассматривается как пройденный этап развития физики в XX веке, к сожалению, для физиков, не лучший.

Линейная модель мира Эйнштейна [2]	Нелинейная модель [4]
$\frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = c^2 \nabla^2 \mathbf{A},$ $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = c^2 \nabla^2 \varphi,$ $c = \text{const}.$	$\left.\begin{array}{c} \frac{\partial^2 \eta \mathbf{V}}{\partial t^2} + 2(\mathbf{V}\cdot\nabla)\frac{\partial \eta \mathbf{V}}{\partial t} + (\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t}\cdot\nabla)\eta\mathbf{V} + (\mathbf{V}\cdot\nabla)(\mathbf{V}\cdot\nabla)\eta\mathbf{V} = c^2\nabla^2\eta\mathbf{V}, \\ \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + 2(\mathbf{V}\cdot\nabla)\frac{\partial \varphi}{\partial t} + (\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t}\cdot\nabla)\varphi + (\mathbf{V}\cdot\nabla)(\mathbf{V}\cdot\nabla)\varphi = c^2\nabla^2\varphi, \\ \frac{\partial \eta}{\partial t} + (\mathbf{V}\cdot\nabla)\eta + \eta\nabla\cdot\mathbf{V} = 0, \\ c^2 = \frac{\partial \varphi}{\partial \eta}. \end{array}\right\}$

Выводы:

1. Теория относительности Эйнштейна представляет собой расчетную методику, дающую в некоторых частных случаях верные конечные решения.

2. Теория относительности не отражает объективных связей природы и в этом смысле является ложной теорией, как ложной является геоцентрическая картина мира Птолемея, хотя и дававшая хорошие предсказания положения планет Солнечной системы на небосводе.
3. В теории относительности в качестве основных используются линеаризованные уравнения Максвелла. Преобразования Лоренца сохраняют инвариантными лишь линейные уравнения. Мир нелинеен. Попытка описать нелинейный мир линейными уравнениями приводит к искажению реальных связей природы.
4. Законы природы неинвариантны относительно преобразований Лоренца.

Литература

1. Эйнштейн А. Относительность и проблема пространства. – Собрание научных трудов, т. II. – М.: Наука, 1966, с. 744-759.

2. Эйнштейн А. К электродинамике движущихся тел. – Собрание научных трудов, т.1. – М.: Наука, 1965, с. 7-35.

3. Блохинцев Д.И. Акустика неоднородной движущейся среды. – М.: Наука, 1981. – 206 с.

4. Воронков С.С. Общая динамика. – 7-е изд., переработанное. – Псков: ЛЕВИТРОН, 2018. – 232 с. Электронный вариант работы представлен на Яндекс.Диске: https://yadi.sk/i/ANdrL7ix3Ujo9b