

ФИЗИКА

УДК 530.12

Иллюстрация принципа относительности с помощью двойного бризера

А.И. Гончаров

Алтайский государственный университет (Барнаул, Россия)

Illustration of the Relativity Principle Using a Double Breather

A.I. Goncharov

Altai State University (Barnaul, Russia)

Цель этой статьи — придание большей наглядности некоторым релятивистским законам, в первую очередь — принципу относительности.

В нескольких наших предыдущих статьях эти законы иллюстрировались с помощью линейных волн. В данной работе для этих же целей используются решения нелинейного уравнения синус-Гордона в виде двойных бризеров. Приведено как точное, так и приближенное, удобное для анализа двухбризерное решение. Движущиеся бризеры получаются на основе стоячих бризеров с помощью активного преобразования Лоренца. При этом колебания становятся несинфазными. На основе бризеров вводятся системы отсчета. За единицу длины в каждой системе принимается расстояние между максимумами амплитуды, а за единицу промежутка времени — период колебаний. Показано, что наблюдатель, связанный с движущимся бризером, «видит» его в точности таким, каким «видит» стоячий бризер связанный с ним наблюдатель; наблюдатель не может отличить состояние движения своего бризера от покоя. Поэтому в системе отсчета, основанной на движущемся бризере, его колебания считаются синфазными. При этом время оказывается определено так, как если бы часы были синхронизированы по методу Эйнштейна.

Пространственно-временные координаты одного и того же события в разных системах отсчета оказываются связанными пассивными преобразованиями Лоренца.

Ключевые слова: уравнение синус-Гордона, двойной бризер, принцип относительности.

DOI: 10.14258/izvasu(2021)1-01

Введение. Статья посвящена проблеме повышения наглядности законов специальной теории относительности [1]. Разные авторы с разными целями рассматривали решения линейного волнового уравнения

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (1)$$

The purpose of this article is to give more clarity to some relativistic laws, primarily the principle of relativity. These laws have been illustrated using linear waves in several of our previous articles.

In this work, solutions of the nonlinear sine-Gordon equation in the form of double breathers are used for the same purposes. The exact two-breather solution and the approximate one that is convenient for analysis are presented. Moving breathers are derived from standing breathers through the active Lorentz transformations. Oscillations in a moving breather become out of phase. For each system, the distance between the amplitude maxima is taken as a unit length, and the oscillation period is taken as a time interval unit. It is shown that the observer associated with a moving breather and an observer associated with a standing breather see the same picture; an observer cannot distinguish the state of movement of his breather from rest. Therefore, in a frame of reference based on a moving breather, its oscillations are considered in-phase. In this case, time is determined as if the clocks were synchronized according to the Einstein method.

Space-time coordinates of the same event in different frames of reference turn out to be related by the passive Lorentz transformations.

Key words: Sine-Gordon equation, double breather, principle of relativity.

в виде стоячей волны $u(x, ct) = \cos kx \cos kct$ и «движущейся стоячей волны» $U(x, ct) = \cos [k\gamma(x - \beta ct)] \cos [k\gamma(ct - \beta x)]$, полученной на основе $u(x, ct)$ с помощью преобразований Лоренца. Де Бройль в работе [2] рассматривал волны типа U в связи с выяснением природы введенной им ранее «фазовой волны» $\exp [ik\gamma(ct - \beta x)]$.

Иллюстрация законов СТО на основе указанных решений проводилась в работах [3–6]. Роль движущихся объектов выполняли фазы функции $\cos [k\gamma(x - \beta ct)]$.

Более реалистичные модели движущихся объектов получаются на основе солитонов, которые являются решениями нелинейных уравнений. В работе [7] релятивистские эффекты анализировались с помощью решения уравнения синус-Гордона в виде одиночного бризера. В обзоре [8] для иллюстрации лоренцева сокращения использовано решение в виде кинка. В нашем докладе на конференции «ASU SciTech Forum 2020» для этой цели использовано решение в виде двойного бризера, который больше подходит в качестве модели протяженного объекта (твердого тела, стержня), чем кинк или одиночный бризер. Два максимума амплитуды соответствуют концам стержня.

Цель настоящей статьи — построение систем отсчета на основе двойных бризеров для иллюстрации релятивистского принципа относительности. С одной стороны, она является продолжением упомянутого доклада, с другой стороны — продолжением статьи [6], в которой принцип относительности иллюстрировался с помощью решений линейного уравнения (1).

1. Уравнение синус-Гордона и его решения. Пусть имеется некоторая среда. Лабораторная система отсчета Л покоится относительно этой среды. Пусть в этой среде одновременно могут распространяться в неограниченных количествах, не мешая друг другу, как линейные волны, подчиняющиеся уравнению (1), так и нелинейные волны, описываемые уравнением синус-Гордона [9], которое мы запишем в виде

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{1}{x_d^2} \sin u = 0, \quad (2)$$

где $u = w/w_d$; c , x_d , w_d — размерные константы. Пусть характеристики среды таковы, что в (1) и (2) $c = 1$ м/с.

Рассмотрим решение уравнения (2) в виде стоячего двойного бризера $u(x, ct) = f(x/x_d, t/t_d)$, где

$$\begin{aligned} f(\chi, \tau) &= 4 \arctan (A/B), \\ A &= -2 \cot \theta_1 e^{(\chi+\chi_0) \cos \theta_1} \sin ((\tau + \tau_0) \sin \theta_1) \times \\ &\times [1 + \sigma^{(+)} \sigma^{(-)} e^{2(\chi+\chi_0) \cos \theta_2}] - 2 \cot \theta_2 e^{(\chi+\chi_0) \cos \theta_2} \times \\ &\times \sin ((\tau + \tau_0) \sin \theta_2) [1 + \sigma^{(+)} \sigma^{(-)} e^{2(\chi+\chi_0) \cos \theta_1}], \\ B &= 1 + e^{2(\chi+\chi_0) \cos \theta_1} + e^{2(\chi+\chi_0) \cos \theta_2} + \\ &+ (\sigma^{(+)} \sigma^{(-)})^2 e^{2(\chi+\chi_0)(\cos \theta_1 + \cos \theta_2)} + 2 \cot \theta_1 \cot \theta_2 \times \\ &\times e^{(\chi+\chi_0)(\cos \theta_1 + \cos \theta_2)} \times \\ &\times \{ \sigma^{(-)} \cos [(\tau + \tau_0)(\sin \theta_1 + \sin \theta_2)] - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &- \sigma^{(+)} \cos [(\tau + \tau_0)(\sin \theta_1 - \sin \theta_2)] \}, \\ \sigma^{(\pm)} &= -[1 - \cos (\theta_1 \pm \theta_2)]/[1 + \cos (\theta_1 \pm \theta_2)]; \quad (3) \end{aligned}$$

$\theta_1, \theta_2, \chi_0, \tau_0$ — произвольные константы; $t_d = x_d/c$ (получено как частный случай более общей формулы из [10]).

В формуле (3) присутствуют угловые частоты $\sin \theta_1, \sin \theta_2, \sin (\theta_1 \pm \theta_2)$. Чтобы колебания приближенно характеризовались одной частотой, определяемой параметром $\theta_1 = \theta$, зададим $\theta_2 = \theta + \alpha$, $0 < |\alpha| \ll 1$. При достаточно малых $|\alpha|$ в интересующей нас области χ справедливо приближение (которое и используем в дальнейшем)

$$\begin{aligned} f(\chi, \tau) &= 4 \arctan [\cos (\tau \sin \theta) P], \\ P &= \frac{8}{|\alpha|} |\cot \theta| \cot \theta \cosh (\chi \cos \theta) / \\ & / [\cosh (2\chi \cos \theta) + 8(\cot^2 \theta)/\alpha^2]. \quad (4) \end{aligned}$$

В (4) выбрано $\chi_0 = (\log |(2/\alpha) \cot \theta|) / \cos \theta$, $\tau_0 = 3\pi/(2 \sin \theta)$.

Амплитуда колебаний равна $F(x/x_d) = 4 \arctan |P|$. Координаты ее максимумов совпадают с координатами экстремумов функции u . Для краткости называем максимумы амплитуды «пиками». Левый и правый пики функции u обозначим соответственно a, b . отождествляем эти пики с концами линейки системы отсчета К. Под a, b также будем понимать колебательные процессы, на которых основаны «часы a », «часы b ». В связи с этим колебания в пиках a, b называем кратко «колебаниями a, b ». Наблюдателей, постоянно находящихся в этих точках, тоже будем называть a, b . Расстояние между пиками $\Delta x = x_b - x_a$ равно

$$\Delta x = (2x_d/|\cos \theta|) \operatorname{arccosh} \sqrt{(4/\alpha^2) \cot^2 \theta - 1/2}. \quad (5)$$

Обозначим фазу колебаний $(t/t_d) \sin \theta = \varphi$. Периоду колебаний $\Delta t = T$ соответствует $\Delta \varphi = 2\pi$: $T = 2\pi x_d/(c |\sin \theta|)$. В стоячем бризере фаза колебаний одинакова во всех точках, т.е. колебания синфазны. Так как функция u четная по x , то синфазность прослеживается и визуально.

Зададим $\Delta x = 1$ м и найдем $x_d(\theta, \alpha)$ из (5). Тогда координаты пиков равны $x_a = -1/2$ м и $x_b = 1/2$ м. Выберем θ, α такими, чтобы $T = 1$ с. В таком случае

$$|\alpha| = 2 |\cot \theta| / \sqrt{\cosh^2 (\pi \cot \theta) + 1/2}. \quad (6)$$

Пусть из одного из пиков была испущена волна типа $g(x \pm ct)$ с ярко выраженным передним фронтом («сигнал»), подчиняющаяся уравнению (1). При указанных значениях параметров время движения сигнала от одного пика до другого равно $\Delta x/c = 1$ с.

Для использования (4) необходимо задавать такие θ , при которых α , вычисляемая по формуле

(6), удовлетворяет условию $|\alpha| \ll 1$. Пусть $\theta = 0,1$. Тогда $\alpha \approx 1,005 \cdot 10^{-12}$ (при расчетах следует учитывать большее число значащих цифр).

С помощью активного преобразования Лоренца на основе $u(x, ct)$ получим другое решение уравнения (2):

$$U(x, ct) = u[\gamma(x - \beta ct), \gamma(ct - \beta x)], \quad (7)$$

где $|\beta| < 1$, $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$. Функция U описывает двойной бризер, который движется со скоростью $v = \beta c$. Этот способ получения движущихся систем широко применяется в теории солитонов [9].

Движение локальных экстремумов волны U неравномерно, так как координата x входит не только в $X = \gamma(x - \beta ct)$, но и в $\gamma(ct - \beta x)$. Поэтому в качестве координат пиков \mathcal{A}, \mathcal{B} волны U принимаем координаты максимумов амплитуды (огibaющей) $F(X/x_d)$. В дальнейшем с \mathcal{A}, \mathcal{B} свяжем также понятия «концы линейки», «часы», «наблюдатели» системы отсчета, основанной на волне U .

Рассматриваем волновой процесс U как результат приведения в движение процесса u . В частности, пики \mathcal{A}, \mathcal{B} волны U — это соответствующие пики a, b волны u , приведенные в движение (см. рис. 1). Максимумам \mathcal{A}, \mathcal{B} функции F

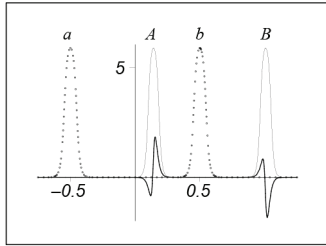


Рис. 1. Стоячий бризер $u(x, ct)$ в момент $t = 0$ (точки); движущийся бризер $U(x, ct)$ при $\beta = 1/2$ в момент $t = 1,15$ с и его амплитудная кривая

соответствуют следующие значения параметра X : $X_A = x_a = -\frac{1}{2}$ м, $X_B = x_b = \frac{1}{2}$ м. \mathcal{A}, \mathcal{B} движутся по законам $x_A(t) = x_a/\gamma + \beta ct$, $x_B(t) = x_b/\gamma + \beta ct$. Расстояние между ними равно

$$x_B - x_A = (x_b - x_a)/\gamma = \sqrt{1 - \beta^2} \text{ м} < 1 \text{ м}. \quad (8)$$

Рассмотрим колебания в точках \mathcal{A}, \mathcal{B} : $U(x_{\mathcal{A}, \mathcal{B}}, ct) = u(\mp 1/2, ct/\gamma \pm \beta/2)$. Период этих колебаний в γ раз больше периода колебаний в пиках стоячего бризера $u(x, ct)$. Поскольку мы рассматриваем физическую систему U как результат приведения в движение системы u , то сокращение ее размеров и замедление процессов соответствует известным лоренцевым эффектам.

2. Системы отсчета, основанные на бризерах. Приступим к построению систем отсчета на основе стоячего бризера $u(x, ct)$ и движущегося бризера $U(x, ct)$. Введем понятие «волновые наблюдатели». Эти наблюдатели сами являются колебательными процессами. u -наблюдатели

вводят систему отсчета K , основанную на бризере $u(x, ct)$. Каждому u -наблюдателю соответствует своя координата x . Двух наблюдателей мы уже ввели: a ($x = -1/2$) и b ($x = 1/2$). За единицу длины u -наблюдатели принимают расстояние между пиками бризера u , а за единицу промежутка времени — период колебаний. Чтобы не придумывать новых названий, сохраним за этими единицами названия единиц L -системы: метр и секунда. Начало координат системы K пусть находится в точке посередине между a и b ($x = 0$).

Колебания в бризере u с точки зрения системы L синфазны. Волновые наблюдатели системы K принимают эти колебания за эталон одновременности. Наконец, пусть начала отсчета времени в системах L и K совпадают. Таким образом, система отсчета K совпадает с системой L , и можно считать, что все приведенные выше уравнения и формулы записаны в переменных системы K . Однако у системы K телом отсчета, в отличие от L , служит бризер $u(x, ct)$. Систему L ввели «мы», внешние наблюдатели, тогда как систему K — волновые наблюдатели. Считаем, что наблюдатели могут обмениваться сигналами типа бегущих волн $g(x \pm ct)$. В сигналах могут быть зашифрованы, в частности, координата x (постоянная для данного наблюдателя) и значения t, u в момент передачи сигнала.

Пусть координаты $x_a = -1/2, x_b = 1/2$ зашифрованы в воображаемой микроструктуре пиков a, b . Условно можно сказать, что эти числа с указанием размерности «м» прямо написаны на пиках. После приведения бризера u в движение, когда он превратился в бризер U , эти числа сохранились и используются наблюдателями системы K' , подобно тому, как в нашем мире линейка, приведенная в движение, после затухания колебаний, возникших в процессе ускорения, используется для отсчета координат в системе покоя линейки. Итак, за единицей длины в системе K' сохранится название «метр». Разумеется, согласно (8), «метр» в K и «метр» в K' — это разные метры.

Очевидно, что координата x' в системе K' равна введенной раньше величине X :

$$x' = \gamma(x - \beta ct). \quad (9)$$

Определение времени t' в системе отсчета K' , основанной на движущемся бризере U , рассмотрим подробнее. Так как часы \mathcal{A}, \mathcal{B} — это те же часы a, b , то естественно, что в качестве эталона промежутка времени (который по-прежнему называется «секундой») используется период колебаний в каждой точке $x' = const$ (в частности, в пиках \mathcal{A}, \mathcal{B}). Бризер U в системе K' служит также эталоном одновременности, т.е. колебания в U считаются синфазными. Время t' определяется так, чтобы синфазность была выражена явно, т.е. чтобы фаза колебаний $\Phi = 2\pi\gamma(ct - \beta x)/cT$ зависела

только от t' . Это достигается (с учетом того, что промежутку времени $\Delta t' = T = 1$ с должно соответствовать $\Delta\Phi = 2\pi$) при

$$ct' = \gamma(ct - \beta x). \quad (10)$$

При этом в системе K' бризер U будет иметь вид $U(x, ct) = u(x', ct')$. Формулы (9) и (10) представляют собой пассивные преобразования Лоренца, которые позволяют по измеренным в K координатам (x, ct) некоторого события найти измеренные в K' координаты (x', ct') этого же события.

Отметим, что в нашем мире, согласно теории относительности, после приведения системы в движение необходимо заново провести синхронизацию часов. При этом координаты и время в «движущейся» системе определяются так, чтобы скорость светового сигнала была одинаковой по обоим направлениям и имела то же численное значение, что и в «покоящейся» системе. При построении системы отсчета K' на основе бризера U специально синхронизировать часы не требуется, потому что бризер «приводился в движение» с помощью активного преобразования Лоренца. Это преобразование, нарушая синфазность колебаний в U в системе K , в то же время обеспечивает синфазность в K' .

Определение (10) времени t' может показаться слишком произвольным, так как колебания в бризере U «на самом деле» несинфазны. Поэтому рассмотрим некоторый круг вопросов без явного введения t' , отложив это до того момента, когда синфазность колебаний в U с точки зрения U -наблюдателей (которые и вводят систему отсчета K') станет очевидной.

Сомневаясь в обоснованности рассмотрения U -наблюдателями колебаний U как синфазных, следует такому же сомнению подвергнуть право u -наблюдателей считать синфазными колебания бризера u . Волновые наблюдатели не имеют представления об Л-системе, относительно которой покоится носитель колебаний, а также и о самом носителе колебаний — «железе». Поэтому формулы (3), (4) им не даны изначально. Они их получают эмпирическим путем, измеряя фазу φ и величину u , формируя представление о пространстве и времени и вводя для их описания переменные x, t . Они могут исследовать свой бризер, например, следующим образом. Наблюдатель a посылает сигнал к b , когда фаза колебаний в точке x_a равна φ_0^a . Получив сигнал, b сразу посылает ответный сигнал, в котором зашифровывает текущие значения φ_1^b, u_1^b . Наблюдатель a получает ответ в тот момент, когда фаза его колебаний равна $\varphi_1^a = \varphi_0^a + 4\pi$; при этом $u_1^a = u_0^a$. Из сообщения от b a узнает, что точно такое же значение имело u_1^b , и делает вывод, что, вероятно,

$$\varphi_1^b = \varphi_0^a + 2\pi. \quad (11)$$

Если это значение совпадет с φ_1^b , содержащемся в сообщении от b , то a сделает вывод, что начала отсчета фаз у него и у b выбраны одинаково. Аналогичный эксперимент проводит b и получает

$$\varphi_1^a = \varphi_0^b + 2\pi. \quad (12)$$

Если теперь a, b отправят сигналы в моменты одинаковых фаз, то в точку, расположенную посередине между ними ($x = 0$; считаем, что там «живет» наблюдатель c), эти сигналы придут одновременно. Это и убедит a, b, c в синфазности колебаний в бризере u . Синфазность колебаний, установленную волновыми наблюдателями, называем *внутренней синфазностью* [6]. Наконец, отметим, что u -наблюдатели установят, что скорость распространения сигнала одинакова в обоих направлениях и равна 1 м/с.

Такие же эксперименты проводят U -наблюдатели. Они обнаруживают, что свойства (11), (12) сохранились: $\Phi_1^B = \Phi_0^A + 2\pi$, $\Phi_1^A = \Phi_0^B + 2\pi$, т.е. $\Delta\Phi = 2\pi$ при движении сигнала и вправо, и влево. Рисунки 2–6 иллюстрируют это свойство бризера U . Точную его проверку предоставляем выполнить читателю (см., впрочем, [6]). На этих рисунках жирные линии — $U(x, ct)$ как функции x при заданных t при $\beta = 1/2$; тонкими линиями показаны амплитудные кривые.

При движении сигнала вправо $\Delta\Phi = 2\pi$ успевает набежать потому, что B убегает от сигнала, и возникает запас времени. При движении сигнала влево время движения (по часам системы K) меньше, зато начальное значение фазы колебаний A больше, и $\Delta\Phi$ оказывается в точности такой же. Далее они устанавливают, что сигналы, испущенные из A, B , придут в точку $(x_A + x_B)/2$ (движущийся наблюдатель C) одновременно именно в том случае, если сигналы из A, B испущены при одном и том же значении фазы Φ . Тем самым они выясняют, что, во-первых, колебания в бризере U отличаются синфазностью. В частности, с точки зрения U -наблюдателей, излучение сигналов из A и B произошло *одновременно*. («Мы», внешние наблюдатели (а также K -наблюдатели), видя, что колебания в волне U несинфазны, тем не менее признаем их внутренней синфазностью.) Во-вторых, они делают вывод, что на прохождении сигнала от A к B и от B к A требуется одинаковое время, равное 1 с; таким образом, скорость сигнала по-прежнему одинакова в обоих направлениях и равна 1 м/с. В-третьих, этот эксперимент не позволяет волновым наблюдателям отличить их состояние от покоя.

Приведем еще одно свидетельство в пользу того, что U -наблюдатели вправе считать свой бризер U покоящимся. Для этого выясним, какими видят свои волны отдельные u - и U -наблюдатели. Пусть u -наблюдатель c , расположенный в точке

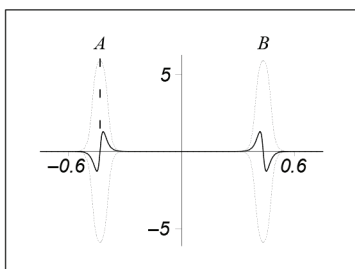


Рис. 2. Излучение сигнала (показан тремя черточками) из пика \mathcal{A} в момент $t_1 = 0$ с, когда фаза $\Phi_A(t_1) = \pi/2$. При этом $\Phi_B(t_1) = -\pi/2$

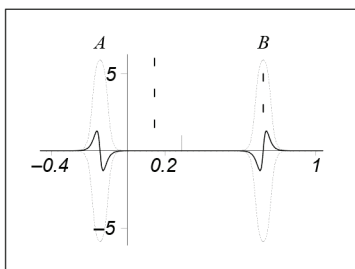


Рис. 3. Излучение сигнала (показан двумя черточками) из пика \mathcal{B} в момент $t_2 = \beta\gamma \approx 0,58$ с, когда $\Phi_B(t_2) = \Phi_A(t_1)$

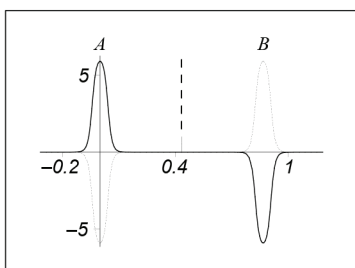


Рис. 4. Одновременный приход сигналов к середине системы ($t = t_3 = (1 + \beta)\gamma/2 \approx 0,87$ с)

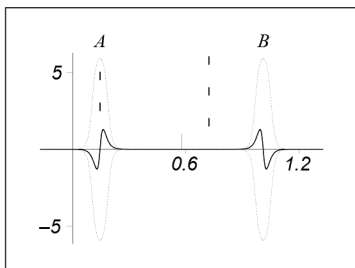


Рис. 5. Приход сигнала в \mathcal{A} в момент $t_4 = \gamma \approx 1,15$ с, когда $\Phi_A(t_4) = \Phi_B(t_2) + 2\pi$

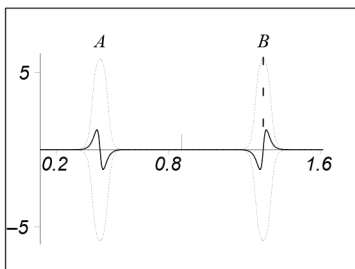


Рис. 6. Приход сигнала в \mathcal{B} в момент $t_5 = 1/\gamma(1 - \beta) \approx 1,73$ с, когда $\Phi_B(t_5) = \Phi_A(t_1) + 2\pi$

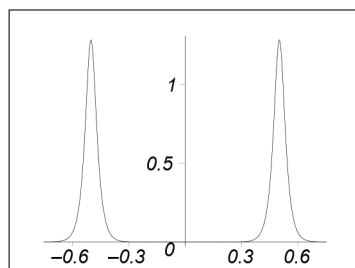


Рис. 7. Функция $u(x, 0)$

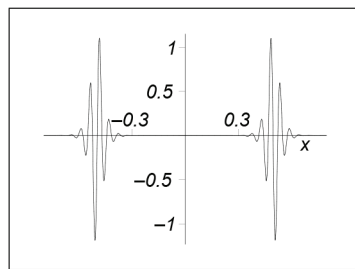


Рис. 8. Картина $y(x)$ волны u , которую «видит» u -наблюдатель в точке $x_{\text{п}} = 0$ в момент $t_{\text{п}} = 0$

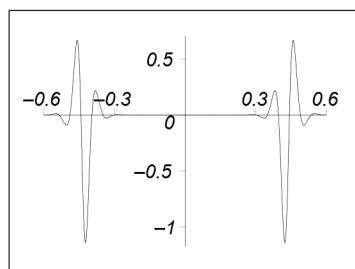


Рис. 9. Функция $U(x, 0)$

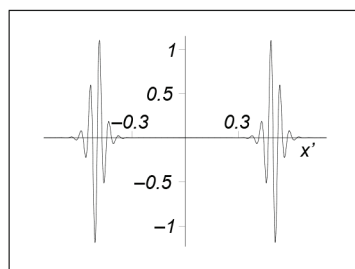


Рис. 10. Картина $y(x')$ волны U , которую «видит» U -наблюдатель в точке $x'_{\text{п}} = 0$ в момент $t'_{\text{п}} = 0$

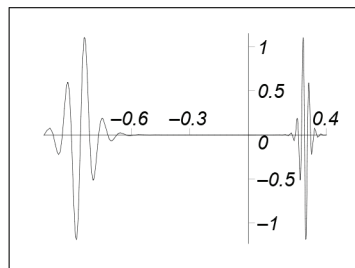


Рис. 11. Картина волны U , которую «видит» u -наблюдатель в точке $x_{\text{п}} = 0$ в момент $t_{\text{п}} = 0$

$x = x_{\text{п}} = 0$ (точка прихода сигнала), в момент $t = t_{\text{п}} = 0$ (т.е. в тот момент, когда фаза колебаний $\varphi = 0$) принимает сигналы, испущенные ранее из всех других точек волны u . В сигнале, испущенном из той или иной точки x , зашифровано численное значение u в этой точке в момент излучения t . Пусть информация, принятая c , мгновенно отображается в виде графика $y(x)$. Этот график и будем называть картиной волны u , которую «видит» c . Чтобы сигнал из точки x попал в точку $x_{\text{п}} = 0$ в момент $t_{\text{п}} = 0$, он должен быть испущен в момент $t = -|x|/c$. Таким образом, «видимая» картина $y(x) = u(x, ct)|_{t=-|x|/c} = u(x, -|x|)$.

Выясним, какой «видит» свою волну $U(x, ct) = u[\gamma(x - \beta ct), \gamma(ct - \beta x)] = u(x', \Phi cT/2\pi)$ U -наблюдатель C , расположенный в точке $x'_{\text{п}} = 0$, в тот момент, когда фаза колебаний в этой точке $\Phi_{\text{п}} = 0$. Так как этим значениям $x'_{\text{п}}$, $\Phi_{\text{п}}$ соответствуют $x_{\text{п}} = 0$, $t_{\text{п}} = 0$, то формула для моментов излучения наблюдаемых сигналов остается прежней: $t = -|x|/c$. Это приводит к $\gamma(ct - \beta x) = -|x'|$, т.е. к «видимой» картине $u(x', -|x'|) = y(x')$, которая совпадает с картиной волны u , «видимой» u -наблюдателем.

Эта закономерность остается в силе и в случае произвольного расположения наблюдателя и произвольного момента наблюдения [6]: отдельные u - и U -наблюдатели, расположенные соответственно в точках $x_{\text{п}} = x'_{\text{п}}$, в моменты, соответствующие одинаковым фазам колебаний $\varphi_{\text{п}} = \Phi_{\text{п}}$, «видят» свои волны одинаковыми.

Это является еще одним аргументом, подтверждающим принцип относительности: находясь внутри системы, невозможно отличить состояние ее покоя от равномерного прямолинейно-

го движения относительно других инерциальных систем.

Для иллюстрации сказанного используем двойные бризеры с параметрами $\theta = 1,25$, $\alpha = 5 \cdot 10^{-9}$ (рис. 7-11). Параметр скорости бризера U равен $\beta = 1/2$.

На рис. 7, 9 приведены графики функций $u(x, 0)$, $U(x, 0)$. Можно сказать, что это — мгновенные снимки бризеров u , U , которые сделали внешние наблюдатели. На рис. 8, 10 показано, какими «видят» свои бризеры u - и U -наблюдатели. Следует обратить внимание, что эти картины одинаковы, несмотря на различие снимков рисунков 7, 9. Для полноты на рисунке 11 показано, каким бризер U «видит» u -наблюдатель.

Таким образом, U -наблюдатели имеют такие же основания считать колебания своего бризера синфазными, что и u -наблюдатели. Это приводит к формуле (10) для t' .

Замечание. Для того чтобы можно было утверждать, что U -наблюдатели *никакими* измерениями не могут отличить волну U от волны u , которую они изучали, когда были u -наблюдателями, необходимо наряду с самим фактом прихода сигнала рассмотреть его частотные характеристики. Здесь мы не рассматриваем этот аспект принципа относительности.

Заключение. Предложена иллюстрация принципа относительности с помощью решения уравнения синус-Гордона в виде двойного бризера. Двойной бризер хорошо подходит для демонстрации относительности одновременности, а также невозможности по наблюдениям внутри равномерно движущейся системы отличить ее состояние от покоя.

Библиографический список

1. Эйнштейн А. К электродинамике движущихся тел / Собрание научных трудов. М., 1965. Т. I.
2. Бройль Л. де. О собственной частоте электрона / Избранные научные труды. М., 2010. Т. 1.
3. Elbaz C. Dynamic properties of almost monochromatic standing waves // Asymptotic Analysis. 2010. Vol. 68. DOI: 10.3233/ASY-2010-0985.
4. Shanahan D. A Case for Lorentzian relativity // Found. Phys. 2014. Vol. 44. DOI: 10.1007/s10701-013-9765-x.
5. Гончаров А.И. Наглядная интерпретация релятивистской кинематики с помощью метода стоячих волн ; ч. 1 // Известия АлтГУ. Сер.: Физика. 2014. № 1-2(81). DOI: 10.14258/izvasu(2014)1.2-27.
6. Гончаров А.И. Интерпретация релятивистской кинематики с помощью метода стоячих волн ; ч. 2 // Известия АлтГУ. Сер.: Физика. 2015. № 1-2(85). DOI: 10.14258/izvasu(2015)1.2-02.
7. Scott A. C. A nonlinear Klein-Gordon equation // American Journal of Physics. 1969. Vol. 37. No. 1. DOI: 10.1119/1.1975404.
8. Мусиенко А.И., Маневич Л.И. Аналогии релятивистских эффектов в классической механике // УФН. 2004. Т. 174. № 8.
9. Лэм Дж. Л. Введение в теорию солитонов. М., 1983.
10. Ferreira L. A., Piette B., Zakrzewski W. J. Wobbles and other kink-breather solutions of the sine-Gordon model // Physical Review E. 2008. Vol. 77, 036613.