REFERENCES

1. Bennett S. et al., Phys. Rev. Lett., **19**, 993 (1967). Dorfan D. et al., Phys. Rev. Lett., **19**, 987 (1967).
2. Banner D. et al., Phys. Rev., **7D**, 1989 (1973).
3. Николаев Н. Н., Рындин Р. М., ЯФ, **12**, 865 (1970).
4. Palgi L., Preprint FI-40, Tartu, 1975.
5. Darriulat P. et al., Phys. Lett., **29B**, 132 (1969).
6. Buchanan C. D. et al., Phys. Lett., **32B**, 396 (1970).
7. Sakurai J. J., Wattenberg A., Phys. Rev., **161**, 1449 (1967).
8. Particle Data Group, Phys. Lett., **50B**, 1 (1974).

Academy of Sciences of the Estonian SSR, Institute of Physics

Received March 17, 1975

EESTI NSV TEADUSTE AKADEEMIA TOIMETISED. 24. KOIDE
FÜÜSIKA * MATEMAATIKA. 1975, NR. 4

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК ЭСТОНСКОЙ ССР. ТОМ 24
ФИЗИКА * МАТЕМАТИКА. 1975, № 4

https://doi.org/10.3176/phys.math.1975.4.14

УДК 530.12 : 531.18

П. КАРД

К ОБОСНОВАНИЮ СПЕЦИАЛЬНОЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

P. KARD. ERIRELATIIVSUSTEOORIA PÕHJENDAMISEST

P. KARD. ON THE FOUNDATION OF SPECIAL RELATIVITY THEORY

В предыдущем сообщении [1] был развит простой метод обоснования специальной теории относительности (включая релятивистскую динамику), в котором преобразования Лоренца не играют фундаментальной роли, но являются одним из частных результатов теории. За исходные положения в этом методе берутся, как обычно, оба традиционных постулата Эйнштейна — принцип относительности и принцип постоянства скорости света — и вдобавок еще законы сохранения массы и импульса. Как и в обычном методе, основанном на преобразованиях Лоренца, эти законы нужны для вывода зависимости массы от скорости.

С другой стороны, уже давно известно [2–5], что при выводе преобразований Лоренца второй постулат Эйнштейна может быть заменен требованием, чтобы преобразования Лоренца образовывали группу. Точнее, принцип относительности вместе с требованием групповости приводит к формулам преобразования координат и времени, содержащим неопределенную постоянную с размерностью скорости. Отождествляя эту постоянную со скоростью света, получаем преобразования Лоренца, а устремляя ее к бесконечности — преобразования Галилея.

Естественно возникает вопрос: возможно ли, приняв в основу принцип относительности вместе с требованием, чтобы преобразования из одной инерциальной системы в другую образовывали группу, построить специальную теорию относительности помимо преобразований Лоренца? Иначе говоря, возможно ли предложенный в [1] метод видоизменить так, чтобы место второго постулата Эйнштейна в нем занял принцип групповости преобразований?

В нижеследующем покажем, что это действительно возможно, и притом очень простыми средствами.

Как показано в [6] (см. формулы (12)), применение законов сохранения массы и импульса в полностью неупругих соударениях приводит к соотношению

$$(1-v/u)(1+v/u')=\gamma^{-2}(v), \tag{1}$$

где u — скорость тела в данной инерциальной системе, u' — скорость его в другой инерциальной системе, движущейся относительно первой в направлении u со скоростью v, а $\gamma(v)$ — множитель, определяющий зависимость массы тела от скорости. Формула (1) верна и в том случае, если u и u' относятся к свету. Положив $u=u'=c$, мы сразу получили бы известное релятивистское выражение для $\gamma(v)$. Однако, поскольку закон постоянства скорости света не принят в число основных постулатов, вид множителя $\gamma(v)$ остается пока неизвестным. Для дальнейшего важно лишь то, что он зависит только от v, но не от u или u'.

Заметим, что, как показано в [7], формула (1) имеет альтернативную форму

$$(1-v/u)(1+v/u')=g^2(v), \tag{2}$$

где $g(v)$ — множитель, определяющий изменение длины движущегося стержня по сравнению с его длиной в покое. Вывод формулы (2) не нуждается в законах сохранения массы и импульса; в этом смысле эта формула предпочтительнее формулы (1), хотя обе одинаково пригодны для дальнейших выводов. Опять, положив в формуле (2) $u=u'=c$, мы нашли бы известную формулу сокращения длин; однако и здесь мы не вправе применить принцип постоянства скорости света.

Обозначив

$$q=1-\gamma^{-2}=1-g^2 \tag{3}$$

и выразив из формулы (1) или (2) u', находим

$$u'=(u-v)(1-uq/v)^{-1}. \tag{4}$$

Остается найти вид функции $q(v)$. Это можно сделать исходя из групповых соображений следующим образом. Введем третью инерциальную систему, движущуюся в том же направлении относительно второй со скоростью v', а относительно первой со скоростью v''. Обозначим скорость тела (или света), имеющего в первой системе скорость u, а во второй u', в третьей системе через u''. Тогда, аналогично (4), будем иметь формулы:

$$u''=(u'-v')(1-u'q'/v')^{-1}, \tag{5}$$

$$u''=(u-v'')(1-uq''/v'')^{-1} \tag{6}$$

и

$$v'=(v''-v)(1-v''q/v)^{-1}, \tag{7}$$

где $q\equiv q(v)$, $q'\equiv q(v')$, $q''\equiv q(v'')$. В формуле (7) роль тела играет третья инерциальная система.

Исключая из уравнений (4)—(7) u', u'' и v'', находим

$$q''=\frac{(v+v')\left[u(qv^{-1}+q'v'^{-1})+(qv'/v-q'v/v')\right]}{u(1+qv'/v)^2}. \tag{8}$$

Но величина q'' не может зависеть от u. Следовательно, имеем только две возможности: или

$$q=q'=0, \tag{9}$$

или

$$qv'/v-q'v/v'=0. \tag{10}$$

В первом случае формула (8) дает

$$q''=0, \tag{11}$$

и тогда из формул (3) и (4) следует:

$$\gamma=g=1 \tag{12}$$

и

$$u'=u-v. \tag{13}$$

Это — формулы механики Ньютона, из которых легко получить и преобразования Галилея. Во втором случае из (10) вытекает

$$qv^{-2}=q'v'^{-2}. \tag{14}$$

Отсюда видно, что, поскольку q безразмерно, должна существовать универсальная постоянная C с размерностью скорости, так что

$$q=v^2/C^2, \quad q'=v'^2/C^2. \tag{15}$$

Отсюда, согласно формулам (3) и (4),

$$g(v)=(1-v^2/C^2)^{1/2}, \quad \gamma(v)=(1-v^2/C^2)^{-1/2} \tag{16}$$

и

$$u'=(u-v)(1-uv/C^2)^{-1}. \tag{17}$$

Далее, из формулы (7) следует

$$v''=(v+v')(1+vv'/C^2)^{-1}, \tag{18}$$

а для q'' из формулы (8), подставляя в нее $q=v^2/C^2$ и $q'=v'^2/C^2$, находим

$$q''=\frac{(v+v')^2}{C^2(1+vv'/C^2)^2}, \tag{19}$$

т. е.

$$q''=v''^2/C^2, \tag{20}$$

что согласуется с формулами (15).

Скорость C оказывается одинаковой во всех инерциальных системах: подставив в формулу (17) $u=C$, находим $u'=C$. Поэтому мы вправе отождествить C со скоростью света c. После замены $C\to c$ формулы (16) и (17) примут вид известных релятивистских соотношений. Вывод остальных формул специальной теории относительности (включая преобразования Лоренца), как показано в [6], не представляет уже никаких затруднений.

В заключение отметим, что изложенный метод (в отличие от методов Игнатовского [2,3] и Франка и Роте [4,5]) приводит к обеим теориям — релятивистской и нерелятивистской — совершенно независимым и равноправным образом. Это выражается в том, что равенства (9) и (11) не предполагают бесконечности скорости света. Мы получаем нерелятивистскую теорию не как предельную форму релятивистской теории при $c\to\infty$, но как независимую теорию с конечной скоростью света.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кард П., Изв. АН ЭССР. Физ. Матем., 1975, **24**, 335 (1975).
2. Ignatowsky W., Phys. Z., **11**, 972 (1910).
3. Ignatowsky W., Phys. Z., **12**, 779 (1911).
4. Frank Ph., Rothe H., Phys. Z., **13**, 750 (1912).
5. Frank Ph., Rothe H., Ann. Phys., **34**, 825 (1911).
6. Кард П., Изв. АН ЭССР. Физ. Матем., **24**, 305 (1975).
7. Kard P., Nõukogude Kool, nr. 3, 225 (1975).

Тартуский государственный университет

Поступила в редакцию 15/V 1975