Академия наук БССР
Институт тепло- и массообмена имени А.В. Лыкова

Особенности процессов тепло- и массообмена

Сборник научных трудов

Минск 1979

УДК 530.12;531.18

В.Н. Барыкин

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ КЛАССИЧЕСКИХ ОПЫТОВ СО СВЕТОМ НА ОСНОВЕ НОВОГО ДИНАМИЧЕСКОГО ПАРАМЕТРА, ЗАДАННОГО В СИСТЕМЕ ОТСЧЕТА

При описании распространения света необходимо учитывать его взаимодействие с регистрирующими устройствами, что может быть выполнено путем введения динамических параметров, характеризующих отличие системы отсчета от системы координат /1/. При задании системы отсчета полем тетрад (ортонормированных реперов) в качестве таких параметров обычно используются объекты неголономности /2/. Объекты неголономности выражаются через обобщенные лорентцевы преобразования, описывающие переход от одной системы отсчета к другой /3/. Однако они не связаны прямо с пространственно-временными преобразованиями, поэтому представляет интерес задача нахождения динамических параметров, входящих в лорентцево преобразование координат и времени. Целью работы является установление динамического параметра, характеризующего взаимодействие системы отсчета со светом и вывод соответствующих преобразований Лорентца, а также анализ на основе полученных преобразований координат классических опытов Майкельсона, Физо, эффекта Допплера и аберрации.

1. Пусть в аффинном многообразии заданы две системы координат K и K', причем K' движется вдоль оси Ox системы K со скоростью v. Считая смещения точки светового луча $\{dx_i\}$, $\{dy_i\}$ заданными, предположим, что тетрадные поля зависят от свойств взаимодействия луча с телами системы отсчета. Тогда можно определить дифференциальные формы /4/:

$$\varphi^k = a^k_i dx^i \quad ; \qquad \psi^m = b^m_i dy^i \quad . \qquad (1)$$

$\{a^k_i\}$, $\{b^m_i\}$ – компоненты тетрадного поля.

Рассмотрим связь дифференциалов координат $dy^j = L^j_i dx^i$ как оператор проектирования $\hat{R}$ и допустим, что $\hat{R}\hat{R}^{-1} = I$ (I – единичная матрица). На основе (1) и $\hat{R}$ определим метрику пространства

$$ds^2 = \hat{R}\,d\rho^2 = \hat{R} g_{km} \varphi^k \psi^m = d_{ij} dx^i dx^j \quad ,$$

где $g_{km} = \mathrm{diag}(1,1,1,1)$, а

$$d_{ij} = a_i^k b_j^m L_m^k \quad . \tag{2}$$

Между a_i^k, b_j^m существует связь

$$B_r^k a_i^r = b_i^m L_m^k \quad . \tag{3}$$

Введем динамические параметры взаимодействия пробного объекта с системой отсчета, которые назовем "привязанностями":

$$\mu^{(1)} = \frac{i}{\det|a_i^k|} \quad ; \qquad \mu^{(2)} = \frac{i}{\det|b_i^m|} \quad , \tag{4}$$

где $i = \sqrt{-1}$, и допустим, что $\mu^{(i)} = 0$ соответствует отсутствию взаимодействия. Нетрудно показать, что для метрического тензора

$$d_{ij} = \mathrm{diag}\left(1,1,1,-\frac{1}{\mu^2}\right) \tag{5}$$

при выполнении требования локальной инвариантности интервала диф - ференциалы координат будут связаны соотношениями

$$dx' = \frac{dx - vdt}{\sqrt{1-\mu^2 v^2}} \; ; \quad dy' = dy \; ; \quad dz' = dz \; ; \quad dt' = \frac{dt - v\mu^2 dx}{\sqrt{1-\mu^2 v^2}} \quad , \tag{6}$$

причем $\mu^2 = \mu^{(1)} \cdot \mu^{(2)}$. Первая часть задачи решена: получена связь координат, зависящая от нового динамического параметра μ.

2. Используем (6) традиционным образом для описания опытов Майкельсона и Физо /5/.

$$v'_x = \frac{v_x - v}{1 - v_x v\mu^2} \; ; \qquad v'_y = \frac{v_y\sqrt{1-\mu^2 v^2}}{1 - v_x v\mu^2} \; ; \qquad v'_z = \frac{v_z\sqrt{1-\mu^2 v^2}}{1 - v_x v\mu^2} \quad . \tag{7}$$

Требуя локальной инвариантности фазы волны, получим выражения для эффекта Допплера и аберрации:

$$\omega = \omega_0 \frac{\sqrt{1 - \mu^2 v^2}}{1 - v\mu\mathrm{Cos}} \; ; \qquad \mathrm{Cos}\Theta = \frac{\mathrm{Cos}\Theta' + v\mu}{1 + v\mu\mathrm{Cos}\Theta'} \quad , \tag{8}$$

где ω_0 - собственная частота света, $\Theta(\Theta')$ - угол между $\vec{k}(\vec{k}')$ и вектором скорости системы отсчета.

Отличие (7), (8) от известных релятивистских соотношений со - стоит в том, что они выполняются локально и дают релятивистские результаты в асимптотическом пределе при $\mu^{(1)} = \mu^{(2)} = \frac{1}{c}$. Равенство "привязанностей" в асимптотическом пределе находит отражение в принципе постоянства скорости света. В этом случае системы отсчета динамически эквивалентны, что противоречит условиям эксперимента. Однако при динамической эквивалентности можно говорить об описании процесса изменения параметров светового луча, рассматривая (6) как операторное равенство, устанавливающее связь "начальных" и "конечных" значений, обусловленное законом для $\mu(x,y,z,t)$. Если одна из систем отсчета не оказывает динамического влияния на пробный объ - ект, то $\mu^{(i)} = 0$ и получить совпадение расчетных и экспериментальных значений из одних пространственно-временных преобразований невозможно. Нужны дополнительные динамические уравнения, решение которых даст совпадение с экспериментом. Эвристическое значение специальной теории относительности проявляется в том, что можно обойтись без задания дополнительных уравнений.

Литература

1. Фок В.А. Теория пространства, времени и тяготения, М., Физматгиз, 1961.
2. Сягло И.С., Иваницкая О.С. Доклады АН БССР, 1969, № 1, 34.
3. Иваницкая О.С. Обобщенные преобразования Лорентца и их применение, Минск, "Наука и техника", 1969.
4. Картан Э. Риманова геометрия в ортогональном репере, М., Моск. унив., 1960.
5. Угаров В.А. Специальная теория относительности, М., "Наука", 1978.

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА

Сборник научных трудов

Редактор Царькова В.И. Худ. редактор Гуцева Э.Б.
Техн. редактор Шейбак З.В. Корректор Сауляк С.И.

Подписано в печать 3.10.79г. АТ 06853 .
Формат 60х84 1/16.Бумага типографская №2.Печать офсетная.
Печ.л. 13,3. Уч.-изд.л. 10,2. Тираж 300 экз. Заказ 247.
Цена 1 руб.

Редакционно-издательский отдел Института тепло- и массообмена имени А.В. Лыкова АН БССР

Отпечатано на ротапринте Института тепло- и массообмена имени А.В. Лыкова АН БССР, Минск, Подлесная, 15