ет область значений $V_s \sim V_A$, в которой, во-первых, амплитуда колебаний меньше критической для любого $k_\perp$, так что неустойчивость подавлена, а во-вторых, амплитуда больше $A^*_{\max}$, так что зависимость $A(\Omega)$ имеет точки срыва.

4. Заключение

Таким образом, в системе с дискретным спектром зависимость амплитуды стационарных альфвеновских колебаний от частоты вынуждающей силы имеет точки срыва. Если частота меняется с характерным временем, много большим времени релаксации системы (но много меньшим обратного инкремента неустойчивости альфвеновской волны), то в системе происходит относительно быстрое изменение амплитуды колебаний. В зависимости от направления изменения частоты амплитуда уменьшается или увеличивается. В первом случае происходит нагрев среды, причем выделившаяся энергия сравнима с исходной энергией колебаний. Во втором случае поток энергии внутрь резонатора возрастает. Если амплитуда превысит критическое значение, то срыв амплитуды будет служить триггером для возникновения неустойчивости, ранее подавленной диссипацией. Эти эффекты могут быть использованы для объяснения динамики плазмы в МГД-резонаторах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 93-02-17024).

Литература

1. *Priest E.R.* Solar magnetohydrodynamics. Dordrecht, 1982.
2. *Hollweg J.V.* // Astrophys. J. 1984. **277**, N 1. P. 392.
3. *Trakhtengertz V.Yu., Feldstein A.Yu.* // Planet. Space Sci. 1984. **32**, N 2. P. 127.
4. *Tikhonchuk V.T, Rankin R., Frycz P., Samson J.C.* // Phys. Plasmas. 1995. **2**, N 2. P. 501.
5. *Галеев А.А., Ораевский В.Н.* // ДАН 1962. **147**, № 1. С. 71.
6. *Elfimov A.G., Nekrasov F.M.* // Nucl. Fusion. 1972. **12**, N 3. P. 201.
7. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика. М., 1965.
8. *Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А.* Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М., 1963.
9. *Кадомцев Б.Б.* Коллективные явления в плазме. М., 1988.

Поступила в редакцию
21.02.96

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 530.12:531.51

ФИНСЛЕРОВЫ КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ МЕЖДУ ДВИЖУЩИМИСЯ СИСТЕМАМИ ОТСЧЕТА

Г.С.Асанов

(кафедра теоретической физики)

Финслеров кинематический подход [1-9] применяется к случаю, когда рассматриваются преобразования между двумя движущимися системами отсчета. Вычислен явный вид соответствующих коэффициентов преобразования.

1. Введение

В предыдущих статьях [1-9] было построено финслерово обобщение специальной теории относительности на основе нескольких простейших предположений. Полученные финслеровы соотношения могут применяться в двух основных направлениях. Во-первых, для теоретического пересмотра и обобщения законов и уравнений лоренц-инвариантной теории фундаментальных физических полей. В частности, можно (и следует) вернуться к идее введения искривленного импульсного пространства (см. ссылки в [3]) и развить ее, используя конкретную финслерову метрическую функцию F, полученную в [1,2,6,9]. Во-вторых, естественно использовать финслеровы соотношения и поправки как основу для проведения расчетов различных возможных нарушений лоренц-инвариантности в современных физических экспериментах (см., напр.,[4]). При этом цель может быть двоякой: дать строгую геометрическую основу для таких нарушений и получить оценки на характерный финслеров параметр g.

В предыдущей работе [8] вычисление поправок для законов преобразования ограничивалось случаем перехода между выделенной системой отсчета S_0 и одной инерциальной системой отсчета S. Эксперименты по поиску нелоренцевых эффектов могут, конечно, ставиться и для более общего случая, когда относительно S_0 рассматриваются две различные инерциальные системы отсчета: $S = S(u^P)$ и $S' = S'(u'^P)$, движущиеся в направлениях четырехмерных векторов u^P и u'^P соответственно, и сравниваются результаты наблюдений, проведенных из S_0, S или S'. Таким, например, может быть случай, когда источник и приемник световых сигналов быстро движутся относительно S_0.

В традиционной лоренцевой специальной теории относительности [10] кинематические преобразования между S и S' должны иметь такой же вид, как и преобразования между S и S_0. В финслеровом обобщении это уже не так: знание точного вида закона преобразования между S и S_0 не определяет запись закона преобразования между S и S' очевидным образом. Строго вывести закон преобразования между S и S' можно только путем сравнения точных представлений их собственных тетрад, что и сделано ниже. Полученные формулы явно указывают вид и характер отличий в законах преобразований между S и S_0 и между S и S'.

Пусть R^P и P_P обозначают соответственно четырехмерный радиус-вектор и четырехмерный ковариантный вектор импульса. Все векторные компоненты u^P, u'^P, R^P и P_P определяются относительно S_0. Пусть тетрада $H^P_{(Q)}(u)$ является геометрическим представлением собственной системы координат для S и $H^{(Q)}_P(u)$ обозначает взаимную тетраду. Мы еще возьмем тетраду $H^P_{(Q)}(u')$ в качестве собственной системы координат для S'. Если теперь R^{*P} и P^*_P - соответствующие компоненты относительно S, а R'^P и P'_P - относительно S', то мы имеем закон преобразования

$$R^{*P} = H^{(P)}_Q(u)R^Q, P^*_P = H^Q_{(P)}(u)P_Q \qquad (1)$$

из S_0 в S и закон преобразования

$$R'^P = H^{(P)}_Q(u')R^Q, P'_P = H^Q_{(P)}(u')P_Q \qquad (2)$$

из S_0 в S', откуда вытекает, что закон преобразования из S' в S имеет вид

$$R^{*P} = M^P{}_Q(u,u')R'^Q, P^*_P = N^Q_P(u,u')P'_Q, \qquad (3)$$

где

$$N_P{}^Q(u,u') = H^R_{(P)}(u)H^{(Q)}_R(u') \qquad (4)$$

и

$$M^P{}_Q(u,u') = H^{(P)}_R(u)H^R_{(Q)}(u'). \qquad (5)$$

Мы имеем

$$M^P{}_Q(u,u')N_P{}^R(u,u') = \delta^R_Q \qquad (6)$$

и

$$M^P{}_Q(u,u') = N_Q{}^P(u',u). \qquad (7)$$

2. Специальный релятивистский случай финслерова подхода

В дальнейшем мы фокусируем наше внимание на специальном случае

$$u^2 = u^3 = u'^2 = u'^3 = 0 \qquad (8)$$

и используем обозначения

$$v = u^1/u^0, w = u'^1/u'^0 \qquad (9)$$

для скоростей. Используя тетрады H, задаваемые формулами (58) - (59) из [6], из (1) - (9) мы находим явно

$$N_0{}^0(v,w) = t(v,w)z(w,v), N_0{}^1(v,w) = t(v,w)(v-w), \qquad (10)$$

$$N_1{}^0(v,w) = t(v,w)j\left[v - w + g\left(|v|w - v|w|\right)\right], \qquad (11)$$

$$N_1{}^1(v,w) = t(v,w)z(v,w), \qquad (12)$$

$$N_2{}^2(v,w) = N_3{}^3(v,w) = t(v,w)\Big[Q(v)Q(w)\Big]^{1/2} \qquad (13)$$

(остальные компоненты коэффициентов $N_P{}^Q$ тождественно равны нулю), где

$$t(v,w) = V(w)\Big[V(v)Q(w)\Big]^{-1} \qquad (14)$$

и

$$z(v,w) = 1 - g|v| - jvw, \qquad (15)$$

$$Q(v) = z(v,v). \qquad (16)$$

Функция $V(v)$ дается формулой (34) из [6]. Тождество (7) принимает вид

$$M^P{}_Q(v,w) = N_Q{}^P(w,v). \qquad (17)$$

Сравнение (10) с (12) показывает, что

$$N_1{}^1(v,w) - N_0{}^0(v,w) = gt(v,w)\Big(|w| - |v|\Big).$$

Пусть U обозначает скорость S' относительно S при наблюдении из S, а U' обозначает скорость S относительно S' при наблюдении из S'. Из (3) и (17) мы имеем

$$U(v,w) = M^1{}_0(v,w)/M^0{}_0(v,w) = (w-v)/z(v,w) \qquad (18)$$

и

$$U'(v,w) = -M^1{}_0(v,w)/M^1{}_1(v,w) = -(w-v)/z(w,v). \qquad (19)$$

Справедливо условие взаимности

$$U'(v,w) = U(w,v) \qquad (20)$$

и тождество

$$\frac{1}{U'(v,w)} + \frac{1}{U(v,w)} = g\frac{|w|-|v|}{w-v}. \qquad (21)$$

Мы видим, что

$$U'(v,w) \neq -U(v,w), \tag{22}$$

если только g отлично от нуля и модуль $|w|$ не равен $|v|$. Разрешая (18) относительно w, получаем следующий результат:

$$w(v,U) = \frac{v+U-gU|v|}{1+jvU}, w-v = \frac{Q(v)}{1+jvU}U, \tag{23}$$

откуда вытекает

$$V(w) = V(v)V(U)/(1+jvU) \tag{24}$$

(для проверки достаточно положить $x/t = U$ в условии инвариантности (17) из [6]) и

$$z(v,w) = Q(v)/(1+jvU) \tag{25}$$

вместе с

$$N_0{}^0(w,v) = 1/V(U), N_0{}^1(w,v) = U/V(U). \tag{26}$$

Аналогично находим

$$v(w,U') = \frac{w+U'-gU'|w|}{1+jwU'}, \tag{27}$$

$$v - w = Q(w)U'/(1+jwU'), \tag{28}$$

$$z(w,v) = Q(w)/(1+jwU'). \tag{29}$$

3. Низкоскоростные приближения

Если $|v| \ll 1$ и $|w| \ll 1$, то можно проводить разложения, оставляя наиболее значительные поправки по скоростям v и w. Одновременно мы раскладываем по малому параметру g и опускаем любые поправки, пропорциональные $|g|^K$ с $K \geq 2$. Поступая так, находим следующие приближения:

$$V(w)/V(v) = 1 + \frac{1}{2}j\left(v^2 - w^2\right) +$$
$$+\frac{1}{8}j^2\left(3v^4 - w^4 - 2v^2w^2\right) + \frac{1}{3}gj\left(|v|^3 - |w|^3\right),$$

$$t(v,w) = 1 + \frac{1}{2}j\left(v^2 + w^2\right) + g|w| + \frac{3}{8}j^2\left(v^4 + w^4\right) +$$
$$+\frac{1}{4}j^2v^2w^2 + \frac{1}{6}gj\left(3v^2|w| + w|v|^3 + 7|w|^3\right),$$

$$N_0{}^0(v,w) = B(v,w) + \frac{1}{3}gj\left(2|w|^3 + |v|^3 - 3vw|w|\right), \tag{30}$$

$$N_1{}^1(v,w) = B(v,w) + g\Big(|v| - |w|\Big) +$$
$$+\frac{1}{6}gj\left(|w|^3 + 5|v|^3 - 6vw|w| + 3w^2|v| - 3v^2|w|\right),$$
$$B(v,w) = 1 + \frac{1}{2}j\left(v^2 + w^2\right) - jvw + \frac{1}{4}jv^2w^2 +$$
$$+\frac{3}{8}j^2\left(v^4 + w^4\right) - \frac{1}{2}j^2\left(v^3w + vw^3\right),$$
$$N_2{}^2(v,w) = N_3{}^3(v,w) = 1 + \frac{1}{2}g\Big(|w| - |v|\Big).$$

4. Частный случай $\mathbf{w} = -\mathbf{v}$

Сильные упрощения в анализе возникают, когда $w = -v$. В этом случае основные формулы упрощаются и принимают вид

$$N_0{}^0 = N_1{}^1 = z/Q = 1/V(U),$$
$$N_0{}^1 = 2v/Q, \quad N_1{}^0 = 2v\Big(1 - g|v|\Big)/Q,$$
$$N_2{}^2 = N_3{}^3 = 1, \quad z = 1-g|v|+jv^2 = Q+2jv^2 = Q(1+jvU),$$
$$Q = 1 - g|v| - jv^2, \quad t = 1/Q, \quad V(U) = 1 + jvU,$$
$$U' = -U, \quad U = -2v/z.$$

5. Выводы

Итак, нами получены необходимые явные формулы для описания преобразований физических величин между быстро движущимися системами отсчета (обозначаемыми выше через S и S'). Преобразования могут рассматриваться для различных основных физических величин: энергий, углов, импульсов, частот и их сдвигов и т.д. Например, если ν_0 обозначает некоторую эталонную частоту и при этом источник покоится в системе отсчета S', то по указаниям приборов, покоящихся в системе отсчета S, мы должны будем наблюдать частоту $\nu(v,w) = \nu_0 N_0{}^0(v,w)$ с коэффициентом $N_0{}^0$, даваемым формулой (30).

Следует подчеркнуть, что обобщенные релятивистские законы и соотношения, полученные в настоящей и предыдущих статьях [1-9], строго и точно выводятся на основе новых фундаментальных геометрических представлений, основывающихся на финслеровой геометрии. Это обстоятельство уже само по себе делает весьма актуальной необходимость пересмотра известных релятивистских экспериментов в быстро движущихся системах отсчета и, что, по-видимому, наиболее важно, постановки новых соответствующих экспериментов, использующих современную высокочастотную лазерную технику.

Принципиальное значение могла бы иметь соответствующая экспериментальная проверка формул (20) - (22) и (23) - (29), представляющих финслеров принцип взаимности для относительных скоростей и финслеров закон сложения релятивистских скоростей. Эти формулы ясно и предельно просто указывают на роль характерного финслерова параметра g.

Литература

1. *Асанов Г.С.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1993. №3. С. 74 (Moscow University Phys.Bull. 1993. N3. P.67).
2. *Асанов Г.С.* // Там же. 1994. №1. С. 19 (Ibid. 1994. N1. P.18).
3. *Асанов Г.С.* // Там же. №2. С. 13 (Ibid. N2. P.11).
4. *Асанов Г.С.* // Там же. №5. С. 3 (Ibid. N5. P.1).

5. *Асанов Г.С.* // Там же. 1995. №4. С. 7 (Ibid. 1995. N4. P.6).
6. *Асанов Г.С.* // Там же. 1996. №1. С. 18 (Ibid. 1996. N1. P.15).
7. *Асанов Г.С.* // Там же. №2. С. 8 (Ibid. N2. P.6).
8. *Асанов Г.С.* // Там же. №3. С. 8 (Ibid. N3. P.1).
9. *Asanov G.S.*// Repots on Math. Phys. 1997. **39**, N1. P.69.
10. *French A.P.* Special Relativity. N.Y., 1968.

Поступила в редакцию
25.03.96

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 539.143.43

ТЕОРИЯ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ЯМР С ЭСТАФЕТНЫМ ПЕРЕНОСОМ КОГЕРЕНТНОСТИ

В.С.Туманов
(кафедра радиофизики)

С помощью метода проекционных операторов рассчитаны двумерные спектры ЯМР для варианта корреляционной спектроскопии с эстафетным переносом когерентности. Рассмотрены произвольные спектры первого порядка от систем с тремя группами эквивалентных ядер. Формулируются некоторые общие расчетные правила метода проекционных операторов.

1. Введение

В статье изложена теория двумерных спектров ЯМР для последовательности импульсов

$$(\pi/2)_x - t_1 - (\pi/2)_x - \tau/2 - (\pi)_x - \tau/2 - (\pi/2)_x - t_2, \quad (1)$$

осуществляющей эстафетный перенос когерентности [1,2]. В результате такого эксперимента в системах $A_pN_qX_r$, для которых $J_{12} = 0$, а $J_{13}, J_{23} \neq 0$, на плоскости двумерных частот появляются сигналы в области двумерной частоты (ω_1, ω_2), свидетельствующие о наличии косвенной связи $A \to X \to N$, эта информация используется для анализа спектров (индексы 1,2,3 обозначают соответственно ядра A, N, X). Более подробные сведения об экспериментах и ссылки на другие работы можно найти в монографиях [3, раздел 8.3.4] и [4, раздел 8.4.4]. В [3] приводится также теоретический результат для случая трех ядер со спином 1/2. В настоящей статье рассмотрен общий случай спектров $A_pN_qX_r$ и используется методика проекционных операторов [5,6]. Теория корреляционных экспериментов с прямой передачей когерентности была изложена в статье [7].

Рассчитывая конкретные импульсные процессы ЯМР, следует также иметь в виду перспективу построения общей теории этих процессов. Такая теория должна содержать систему достаточно общих правил, унифицирующих процесс расчета. В данной статье при изложении расчета процесса (1) формулируются некоторые из таких правил, которые могут быть использованы и в других случаях.

Обозначения, применяемые в статье, в большинстве случаев стандартные и соответствуют обозначениям работ [5-7].

2. Некоторые общие правила и приемы расчетной методики

В качестве первого примера общего правила можно назвать независимость от взаимодействия между эквивалентными ядрами. Это правило, известное в теории одномерных спектров, распространяется и на любой импульсный процесс и сразу следует из коммутативности гамильтонианов спин-спинового взаимодействия между эквивалентными ядрами с остальной частью полного гамильтониана и с оператором плотности. Эта коммутативность существует только в том случае, когда эквивалентные (в смысле химического сдвига) ядра одновременно магнитно-эквивалентны. К таким системам и относится данное правило.

Сущность метода проекционных операторов состоит в том, что с его помощью осуществляется спектральное разложение оператора плотности. Поясним это на примере процесса (1). Все импульсы предполагаются здесь широкополосными. Первый импульс осуществляет поворот на угол $\pi/2$ вокруг оси x и переводит составляющие исходного оператора плотности $-I_{jz}$ в $-I_{jy}$. Выбе-