жений при $\varepsilon=(n-4)/2\to 0$, необходимое для различных физических приложений, приводит к еще большему упрощению формул для конкретных интегралов.

4. В заключение отметим, что с помощью развитого в работе метода получены точные выражения (7), (9) для класса безмассовых вершинных интегралов (1) в размерной регуляризации. То обстоятельство, что зависимость от безразмерных комбинаций импульсных переменных выражается через функции гипергеометрического типа, позволяет с помощью формул аналитического продолжения [6] исследовать различные области изменения импульсов.

Полученные результаты представляют несомненный интерес для вычисления радиационных поправок в калибровочных теориях, исследования треугольных аномалий, изучения поведения вершинных функций Грина в инфракрасной области квантовой хромодинамики.

Авторы выражают искреннюю благодарность проф. Б. А. Арбузову за ценные советы и полезные обсуждения, а также д-ру физ.-мат. наук В. И. Саврину за внимание к работе и поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] 't Hooft G., Veltman M.//Nucl. Phys. 1972. B44, N 1. P. 189—213. [2] Chetyrkin K. G., Kataev A. L., Tkachov F. V.//Ibid. 1980. B174, N 2—3. P. 345—377. [3] Алексеев А. И., Арбузов Б. А., Байков В. А.//ТМФ. 1982. 52, № 2. С. 187—198; Препринт ИФВЭ 81-106. Серпухов, 1981. [4] Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. Введение в теорию квантованных полей. М., 1976. [5] Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., 1971. [6] Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. М., 1973. Т. 1. [7] Арбузов Б. А., Боос Э. Э., Куренной С. С., Турашвили К. Ш.//Ядерная физика. 1984. 40, № 3(9). С. 836—845.

Поступила в редакцию
10.01.86
После переработки
09.04.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 3

УДК 530.12:531.51

НАБЛЮДАЕМЫЕ ПОСТ-НЬЮТОНОВСКИЕ ЭФФЕКТЫ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ СТАТИЧЕСКИМИ ЧЕТНОСТЕПЕННЫМИ ФИНСЛЕРОВЫМИ МЕТРИЧЕСКИМИ ФУНКЦИЯМИ

А. К. Арынгазин, Г. С. Асанов

(кафедра теоретической физики)

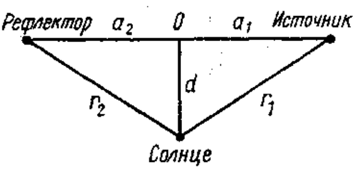
1. **Формулировка результатов.** В работе [1] были вычислены наблюдаемые финслеровы поправки к эффектам ОТО, относящиеся к поведению орбит планет. В качестве примера финслеровой метрической функции было взято определение $F(x, y)=\sum_{A=1}^{4}[r^A(S^A_m(x)\,y^m)^f]^{1/f}$, где параметр f мог отклоняться от риманова значения $f=2$. Продолжая исследование финслеровых гравитационных пост-ньютоновских эффектов, мы рассматриваем ниже другой интересный класс финслеровых метрических функций (ФМФ), а именно функций вида (6), которые мы назвали статическими четностепенными.

Согласно выводам, сделанным в § 3 работы [1], соприкасающиеся финслеровы объекты S_{abc} и S_{abcd}, представленные разложениями (12), ведут, не считая чисто периодических эффектов, к дополнительному смещению перигелия. В этой связи статические четностепенные ФМФ оказываются примечательными, приводя к очень простым выражениям (13) для этих соприкасающихся объектов. Используя (13) в выражении (32) работы [1], получаем следующее значение смещения:

$$\pi_t=\left(2+2\gamma-\beta-\frac{1}{2}(M-2)\varkappa_M\right)\frac{2\pi r_g}{a(1-e^2)}\ \text{радиан/оборот}, \tag{1}$$

где финслеров параметр $\varkappa_M$ определен соотношением (7). Отметим, что при $\varkappa_M=0$ смещение (1) совпадает с результатом, следующим из ОТО. Таким образом, беря обычные значения $\gamma=\beta=1$ для ОТО и значение $\pi_t=43''\pm0{,}4''$ в столетие для наблюдаемого аномального смещения перигелия Меркурия (которое, возможно, включает дополнительный вклад ($<4''$ в столетие), вызываемый квадрупольным моментом Солнца [2]), получаем неравенство $|\varkappa_M|<[2/(M-2)]\cdot10^{-2}$. При возрастании значения степени M происходит усиление ограничения на $\varkappa_M$.

В п. 4 (описывающем результаты, полученные первым автором (А. К. А.)) рассчитан эффект задержки сигнала. Для этого с использованием малости параметра $\varkappa_M$ решается уравнение $F(x, y)=0$ в пост-ньютоновском приближении. Временные разности $\Delta t_{\varkappa,\lambda}$, соответствующие двум возможным здесь типам параметризации (7) и (8), измеряемые часами на Земле, подчиняющимися этому уравнению, оказываются равными величинам $\Delta t_{\varkappa,\lambda}=\Delta t_N+\delta t_{GR}+\delta t_{\varkappa,\lambda}$. Здесь $\Delta t_N=4A$, где $2A$ – расстояние между источником и рефлектором (рисунок), является постоянной «ньютоновской» задержкой сигнала; $\delta t_{GR}=2(1+\gamma)r_g\ln(4A^2/R^2_\odot)$ — обычная релятивистская задержка, а дополнительные члены



Распространение радиоизлучения от источника, расположенного на Земле, к рефлектору (планете или спутнику) и обратно

$$\delta t_\varkappa=(B_M)^{2/M}|\varkappa_M|^{2/M}2A, \tag{2}$$

$$\delta t_\lambda=(r_gB'_M)^{2/M}|\lambda_M|^{2/M}2A^{1-2/M}/(1-2/M)+o\left(R_\odot^{1-2/M}/A^{1-2/M}\right), \tag{3}$$

где финслеров параметр λ_M определен соотношением (8), представляют собой собственно финслеровы добавки. Сравнение этих дополнительных задержек с релятивистской задержкой δt_{GR}, которая согласуется с измеряемой задержкой с точностью около 0,2% [2], дает следующие экспериментальные ограничения на $\varkappa_M$ и λ_M:

$$|\varkappa_M|<\frac{1}{B_M}\cdot10^{-4M},\quad |\lambda_M|<\frac{1}{B'_M}\cdot10^{-4M+8}. \tag{4}$$

Здесь величины B_M и B'_M определены в п. 4. Необходимо отметить, что полученное ограничение на параметр $\varkappa_M$ намного сильнее, чем ограничение, следующее из данных по смещению перигелия Меркурия.

2. Статические четностепенные финслеровы метрические функции. В современном римановом подходе [3] статическое гравитационное поле представляется метрической функцией F, определяемой как $F^2 = a_{00}(y^0)^2 + a_{ab}y^a y^b$, где $a_{00} = a_{00}(x^c)$, $a_{ab} = a_{ab}(x^c)$. Индексы $a, b, \ldots$ пробегают значения 1, 2, 3, а индексы $i, j, \ldots$ — значения 0, 1, 2, 3. Пытаясь ввести квартичную форму, можно использовать следующее определение:

$$F^4 = A_0 (a_{00}(y^0)^2)^2 + 2A_1 a_{00}(y^0)^2 a_{ab} y^a y^b + A_2 (a_{ab} y^a y^b)^2, \tag{5}$$

где A_0, A_1, A_2 являются константами (ср. [4]). Такое определение может быть далее обобщено на случай полиномиальных представлений

$$F^M = Q_{i_1 \ldots i_M}(x^c)\, y^{i_1} \ldots y^{i_M},\ M \geqslant 4,\ \text{четное}, \tag{6}$$

где ненулевые компоненты симметрического тензора Q равны

$$Q_{0\ldots 0\, b_1 \ldots b_p} = A_p^{(M)} (a_{00})^{(M-p)/2} a_{(b_1 b_2} a_{b_3 b_4} \ldots a_{b_{p-1} b_p)}.$$

Здесь p — четное число, такое что $0 \leqslant p \leqslant M$, и $A_p^{(M)} = A_p^{(M)}(x^c)$. Заметим, что представления (5) и (6) сводятся к риманову определению в случае, когда $A_p^{(M)} = 1$. Мы называем ФМФ, определяемые представлениями (5) и (6), *статическими четностепенными.*

Ясно, что отклонение некоторых коэффициентов $A_p^{(M)}$ от единицы будет приводить к специфическим пост-ньютоновским эффектам, так что можно пытаться оценить это отклонение, сравнивая величину предсказываемых эффектов с наблюдательными и экспериментальными данными. Мы выбрали две простейшие параметризации коэффициентов $A_p^{(M)}$:

$$A_0^{(M)} = 1,\ A_p^{(M)} = 1 + \varkappa_M,\ p \neq 0, \tag{7}$$

$$A_0^{(M)} = 1,\ A_p^{(M)} = 1 + \lambda_M U,\ p \neq 0, \tag{8}$$

где $U = r_g/r$, для оценки порядков величин финслеровых параметров $\varkappa_M$ и λ_M. Параметр λ_M является множителем при параметре разложения U слабого поля, так что вдали от материи метрики (6) переходят в метрику Минковского; λ_M является новым «ППН параметром». Параметр $\varkappa_M$ имеет существенно финслерово происхождение.

Для обеспечения пространственно-временной $(+---)$ сигнатуры финслерова метрического тензора (ФМТ) $g_{kl}(x, y)$, ассоциированного с ФМФ (6), требуется, чтобы $g_{00} > 0$ и матрица $-g_{ab}$ была положительно определена по меньшей мере до пост-ньютоновского порядка. Эти требования удовлетворяются, если $\varkappa_M = O(U)$ и $\lambda_M = O(1)$. Ясно, что именно случай малых отклонений должен быть в первую очередь изучен при расчете пост-ньютоновских эффектов.

Общее разложение ФМТ по малым скоростям [1], содержащее S-объекты, которые могут интерпретироваться как новые, *скоростьанизотропные* «ППН параметры» в дополнение к обычным ППН параметрам γ и β, не может быть использовано для расчета эффектов отклонения света и задержки сигнала, и следует пользоваться разложением только по U и $\varkappa_M$. Мы следуем этому пути в п. 4.

По причинам алгебраического характера имеется весьма ограниченное число классов ФМФ, удовлетворяющих условию соответствия метрике Минковского (рассматриваемому здесь как условие соответствия спецрелятивизму), в числе которых известны метрика, изученная в [1], класс (6) (см. также [4]) и, наконец, метрика с финслеровым конформным множителем $\sigma(x, y) F_R$, переходящая в риманову при $\sigma(x, y) = 1$. Одним из путей решения проблемы селекции метрик, возникшей в связи с финслеровым классическим обобщением римановой геометрии (как и различных вариантов теории гравитации вообще; см. [2]), является анализ вызываемых ими наблюдаемых следствий и в первую очередь пост-ньютоновских эффектов.

Дифференцирование (6) дает следующие явные представления для ФМТ $g_{kl}(x, y) = \frac{1}{2}\partial^2 F^2/\partial y^k \partial y^l$ и далее для картановского тензора кручения $C_{klm}(x, y) = \frac{1}{2}\partial g_{kl}/\partial y^m$ [5, 6]:

$$g_{kl} = (M-1) F^{2-M} Q_{kl} + (2-M) F^{2-2M} Q_k Q_l, \tag{9}$$

$$2C_{klm} = (M-1)(M-2)\left[F^{2-M} Q_{klm} - F^{2-2M}(Q_{kl}Q_m + Q_{km}Q_l + Q_{lm}Q_k)\right] + \\ + (2-M)(2-2M) F^{2-3M} Q_k Q_l Q_m. \tag{10}$$

Последнее представление непосредственно ведет к следующему выражению для тензора $C_{klmn}(x, y) = \partial C_{klm}/\partial y^n$:

$$2C_{klmn} = (M-1)(M-2)\{(M-3) F^{2-M} Q_{klmn} + (2-M) F^{2-2M}(Q_k Q_{lmn} + \\ + Q_l Q_{kmn} + Q_m Q_{kln} + Q_n Q_{klm}) + (1-M) F^{2-2M}(Q_{kl}Q_{mn} + Q_{kn}Q_{lm} + \\ + Q_{km}Q_{ln}) - (2-2M) F^{2-3M}\left[Q_n(Q_k Q_{lm} + Q_l Q_{km} + Q_m Q_{kl}) + \\ + Q_{mn}Q_k Q_l + Q_{kn}Q_m Q_l + Q_{ln}Q_k Q_m\right]\} + \\ + (2-M)(2-2M)(2-3M) F^{2-4M} Q_k Q_l Q_m Q_n, \tag{11}$$

где Q-объекты являются полиномиалами, определенными соотношениями

$$Q_{klmn}(x, y) = Q_{klmn\, i_1 \ldots i_{M-4}}(x)\, y^{i_1} \ldots y^{i_{M-4}},$$

$$Q_{klm} = Q_{klmn} y^n, \quad Q_{kl} = Q_{klm} y^m, \quad Q_k = Q_{kl} y^l, \quad Q = Q_k y^k = F^M.$$

3. **Орбитальные гравитационные эффекты.** Так как

$$Q_{abcd0\ldots0} = (N_{M-4}/N_M)(a_{ab}a_{cd} + a_{ac}a_{bd} + a_{ad}a_{bc})(a_{00})^{(M-4)/2},$$

$$Q_{ab0\ldots0} = (N_{M-2}/N_M)\, a_{ab}(a_{00})^{(M-2)/2},$$

где $N_M = 2^{-M/2} M![(M/2)!]^{-1}$, то для случая параметризации (7) из (10) и (11) непосредственно находим, используя разложения,

$$C_{abc}(x, 1, 0, 0, 0) = S_{abc} + O(U), \quad C_{abcd}(x, 1, 0, 0, 0) = S_{abcd} + O(U), \tag{12}$$

$$S_{abc} = 0, \quad S_{abcd} = -\frac{1}{2}(M-2)\varkappa_M(\delta_{ab}\delta_{cd} + \delta_{ac}\delta_{bd} + \delta_{ad}\delta_{bc}). \tag{13}$$

S-объекты входят в уравнения финслеровых геодезических для пробных тел, движущихся в статическом сферически-симметричном гравитационном поле [1, (23)]. Структура этих уравнений такова, что именно S-объекты ответственны за специфические пост-римановы орбитальные эффекты. В параметризации (8), согласно (12), в силу того, что $S_{abc} = S_{abcd} = 0$, дополнительных *орбитальных* эффектов не возникает.

4. **Задержка сигнала.** Для метрик (6) уравнение $F^M(x, y) = 0$, получаемое, аналогично риманову случаю (см. [2], гл. 3), из уравнений Максвелла, записанных в финслеровом пространстве, принимает вид

$$\sum_{p=0}^{M} A_p^{(M)} C_{(M-p)/2}^{p/2} (a_{00})^{(M-p)/2} (a_{ab}V^a V^b)^{p/2} = 0, \ p \text{ — четное},$$

где $C_{..}^{..}$ — комбинаторные коэффициенты, $V^a = dx^a/dt$ $(c=1)$. Для скорости V в пост-ньютоновском приближении в параметризациях (7) и (8), используя выражение $V_{GR} = 1-(1+\gamma)U$ из ОТО как нулевое приближение, последовательно получаем

$$V_\varkappa = 1-(1+\gamma)U - \frac{1}{2}(B_M)^{2/M}|\varkappa_M|^{2/M}(1-2(1+\gamma)U), \tag{14}$$

$$V_\lambda = 1-(1+\gamma)U - \frac{1}{2}(B'_M)^{2/M}|\lambda_M|^{2/M} + O(U^{1+2/M}), \tag{15}$$

где $B_M = -\mathrm{sgn}(\varkappa_M)\sum_{p=2}^{M}(-1)^{p/2}C^{p/2}_{(M-p)/2}$, и коэффициент B'_M равен B_M с заменой $\varkappa_M$ на λ_M.

Интегрирование (14) и (15) вдоль невозмущенного пути фотона (см. рисунок) дает тогда для дополнительных задержек сигнала

$$\delta t_\varkappa = (B_M)^{2/M}|\varkappa_M|^{2/M}(a_1+a_2),\ \delta t_\lambda = (r_g B'_M)^{2/M}|\lambda_M|^{2/M}\times$$
$$\times[(a_1^{1-2/M}+a_2^{1-2/M})/(1-2/M)+o(d^{1-2/M}/a_{1,2}^{1-2/M})].$$

При получении выражения для δt_λ мы воспользовались оценкой

$$\int_0^{a_2} dx\,(x^2+d^2)^{-2/M} \simeq a_2^{1-2/M}/(1-2/M) + o(d^{1-2/M}/a_2^{1-2/M}).$$

Первый и второй члены в (14) и (15) отвечают постоянной «ньютоновской» задержке $\Delta t_N = 2(a_1+a_2)$ и обычной релятивистской гравитационной задержке $\delta t_{GR} = 2(1+\gamma)r_g \ln(4r_1r_2/d^2)$ соответственно. Для получения выражений (2) и (3) необходимо положить $a_1 \sim a_2 \sim A = 1$ а. е., $d \sim R_\odot (R_\odot \ll A)$. Таким образом, подставляя численные значения $A \sim 500$ с, $R_\odot \sim 5$ мкс, $A/R_\odot \sim 200$ и используя экспериментальное ограничение $|\delta t_{\text{доп}}/\delta t_{GR}| < 2\cdot 10^{-3}$ [2], приходим к ограничениям (4) на параметры $\varkappa_M$ и λ_M.

Приложение. Анализ геометрической структуры пространства-времени, согласующейся с предположениями о распространении световых лучей, движении свободно падающих частиц и сохранении нормы векторов при параллельном переносе, указывает на возможность выбора в качестве фундаментальной метрики как римановой, так и обобщающих ее финслеровых метрик [8]. Весьма примечательным метрическим тензором (МТ), показывающим тесную связь риманова и финслерова подходов в теории гравитации, является МТ $f_{kl}(x, y) = a_{kl} + \alpha(a_{km}a_{ln}y^m y^n/(a_{ij}y^i y^j) - a_{kl})$, где a_{kl} — риманов МТ, $\alpha = \mathrm{const}$. Являясь *обобщенным* ФМТ [5, 6, 7], он принадлежит к классу регулярных МТ в смысле Мирона [7] и дает чисто *риманов* интервал, так как $f_{kl}y^k y^l \equiv a_{kl}y^k y^l$. Однако финслеровы метрические связности [7] для f_{kl} не совпадают с римановыми и зависят от α, что наряду с явным отличием f_{kl} от риманова МТ может привести к специфическим наблюдаемым следствиям, в частности к дополнительному вкладу в прецессию гироскопа. С другой стороны, в силу приведенного выше тождества уравнения геодезических будут полностью совпадать с римановыми геодезическими, так что здесь невозможно обнаружить каких-либо физических отличий в движении пробных тел по отношению к предсказаниям римановой теории.

В заключение авторы выражают благодарность М. В. Сажину (ГАИШ) за ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Aringazin A. K., Asanov G. S.//Gen. Rel. Grav. 1985. 17. P. 1153—1163. [2] Will C. M. Theory and experiment in gravitational physics. Cambridge University Press, L., 1981. Ch. 7. [3] Mercier A., Treder H. J., Yourgrau W. On general relativity: An analysis of the fundamentals of the theory of general relativity and gravitation. Akademie-Verlag, Berlin, 1979. [4] Coley A. A.//Gen. Rel. Grav. 1982. **14**.

P. 1107—1114. [5] Rund H. Differential geometry of Finsler spaces. Springer-Verlag, Berlin, 1953. [6] Asanov G. S. Finsler geometry, relativity and gauge theories. D. Reidel, Dordrecht, 1985. [7] Miron R. J.//Math. Kyoto Univ. 1983. 23. P. 219—224. [8] Tavakol R. K., Van den Bergh N.//Phys. Lett. 1985. 112A. P. 23—25.

Поступила в редакцию
28.02.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 3

УДК 539.172.17

СТОЛКНОВЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Д. А. Славнов

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

При столкновении ядер высокой энергии фрагменты налетающего ядра, по-видимому, образуют плазменный кластер. Изучению такого лидирующего плазменного кластера посвящена данная статья. В отличие от работ [1, 2], посвященных этому же вопросу, здесь основное внимание уделяется временной эволюции процессов, приводящих к образованию кластера.

Мы принимаем, что как нормальное ядерное вещество, так и ядерная плазма состоят из валонов [3—5] (конституентных кварков), внутренняя структура которых в обоих случаях одинакова. В духе модели партон-адронного каскада [6, 7] полагается, что валон в мягких взаимодействиях участвует не непосредственно, а через партоны своей партонной флуктуации. То есть принимается такая схема.

Валон виртуально распадается на когерентную цепочку партонов, которая периодически «схлопывается». Время такой флуктуации порядка

$$\tau = (\Delta E)^{-1} = p_0 m_v^{-2} \tag{1}$$

и определяется разностью ΔE энергии валона p_0 и виртуальной энергии партонов флуктуации. Для масс валонов m_v в дальнейшем принимаются значения 0,35 ГэВ для u и d валонов, 0,5 ГэВ для странных валонов.

В мягком взаимодействии принимают участие только наименее энергичные партоны цепочки. Это приводит к нарушению ее когерентности. В результате цепочка может «схлопнуться» не в один, а в несколько валонов. Эффективно это выглядит как однократное неупругое рассеяние, в котором происходит существенная диссипация энергии. При этом результат будет одним и тем же — провзаимодействовала ли цепочка с одним или несколькими встречными валонами.

Второе такое рассеяние может произойти только после того, как вторичные валоны породят свои цепочки партонов, т. е. через время τ. При падении быстрого нуклона на ядро время τ оказывается настолько большим, что лидирующие валоны падающего нуклона не успевают вторично перерассеяться в ядре.

Картина существенным образом изменяется при прохождении ядра через ядро. Прореагировавшие валоны падающего ядра долгое время летят вместе. За это время они успевают многократно профлуктуировать в цепочки партонов. Соответственно, они могут испытать многократное эффективное неупругое рассеяние друг на друге и образовать лидирующий плазменный кластер.