ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ–ТФ–9(70)

И.И.Гольдман

ДИСКРЕТНЫЕ СИММЕТРИИ В ОБЩЕКОВАРИАНТНОЙ ТЕОРИИ И ВОЗМОЖНОЕ НАРУШЕНИЕ СР ГРАВИТАЦИИ

АРУС

ԵՐԵՎԱՆ 1970 ЕРЕВАН

Ранее [I] было показано, что можно построить несколько , а именно пять, лагранжевых плотностей в теории гравитации, использующей в качестве полевых величин четверку квадратных матриц 2 x 2 вместо метрического тензора g_{ik} . Чтобы отдать предпочтение одному из них или какой-либо их линейной комбинации рассмотрены следующие ограничивающие требования:

a) свойства симметрии,

b) устойчивость пустого плоского пространства,

c) согласие с опытом решений уравнений, вытекающих из того или иного $\mathcal{L}$.

Ниже будут рассмотрены свойства дискретных симметрий в применении к лагранжианам гравитации.

При попытке перейти от Лоренц - инвариантных теорий (имеется ввиду теории, инвариантные относительно собственной группы Лоренца) к формулировкам, ковариантным по отношению к группе общих преобразований координат свойства дискретных симметрий физических законов предстают с новой стороны.

В самом деле, как определить операции CP и T в криволинейной метрике? На первый взгляд есть лишь один путь – рассмотреть слабо искривленное пространство как плоское, т.е. как мир Минковского, и заданное в нем поле $g_{ik} = g_{ik}^{(0)} + h_{ik}$, причем $g_{ik}^{(0)}$ – постоянные, и считать $h_{ik} << 1$. Тогда при дискретных геометрических операциях CP и T меняют знак соответствующие смешанные компоненты h_{ik}.

Другой подход состоит в том, что вводятся дискретные операции, имеющие четко определенный смысл в произвольных координатах и затем прослеживается каким образом в определенных предположениях этим операциям можно сопоставить обычные (CP,T).

В f – теории гравитации (в отличие от g – теории) имеются дискретные преобразования, которые как раз пригодны для проведения этой програмы в отношении обеих геометрических симметрий.

Если в небольшой области дано g_{ik} (или g_{ik} постоянно в пространстве – времени), то построение f_i таких, что

$$f_i f_k^* + f_k f_i^* = 2 g_{ik} \cdot I$$

неоднозначно и предполагая, что $f_i^{(0)}$ – некоторое решение этих уравнений, найдем, что $f_i = L^* f_i^{(0)} \hat{L}$ – также решение. (Здесь L – унимодулярная матрица, $\hat{A} \equiv \mathrm{tr} A - A$, $f_i^* = -\hat{f}_i$). Но и вся совокупность таких f_i не исчерпывает всех возможных решений. Обозначив через

$$\Delta \equiv \frac{i}{4!} e^{iklm} \mathrm{tr} (f_i^* f_k f_l f_m) = \pm\sqrt{-g}\ I$$

найдем, что все рассмотренные решения относятся к классу, дающему Δ определенного знака. Но наряду с f_i решением является $f_i^{(1)} = f_i^* = f_i - \mathrm{tr}\, f_i \cdot I$, которое при подстановке в Δ даёт противоположный знак. Такую операцию дискретной симметрии

$f_i \to f_i^*$ обозначим Λ_*.

Другое решение $f^{(2)}$, которое нельзя получить из $f_i^{(0)}$ L – преобразованием и Λ_* операцией это

$$f_i^{(2)} = - f_i^{(0)}$$

Операцию перехода $f_i \to f_i' = - f$ будем обозначать Λ_-.

Можно доказать, что $f_i^{(0)}, f_i^{(1)}$ и $f_i^{(2)}$, подвергнутые произвольному L – преобразованию исчерпывают все решения (I), удовлетворяющие условию $f_i = -\bar{f}_i$ (операция $\bar{A} \equiv \hat{A}^*$, как будет видно, играет важную роль в спинорном формализме и соответствует там дираковскому сопряжению).

Итак, если Λ – операция из группы состоящей из унимодулярных L – преобразований и двух элементов Λ_* и Λ_-, а $f_i^{(0)}$ какое-либо решение, то $\Lambda f_i^{(0)}$ есть общее решение.

Свяжем теперь дискретные операции Λ_* и Λ_- с преобразованиями CP и T. В предельном случае плоского пространства и не зависящей от координат метрики (не только g_{ik}, но и f_i) общая ковариантность означает инвариантность законов природы при замене $t \to t' = -t$ и одновременно $f_0 \to f_0' = -f_0$, а также при $x^\alpha \to x'^\alpha = -x^\alpha$ и одновременно $f_\alpha \to f'_\alpha = -f_\alpha$ ($\alpha = 1,2,3$). В обоих случаях Δ меняет знак и чтобы скомпенсировать его надо воспользоваться операцией Λ_*. Легко также убедиться, что поскольку Λ_- меняет знак всех f_i, в том числе f_0, то это преобразование должно участвовать в T инверсии.

Итак, при постоянных f_i дискретные симметрии выражаются через общие преобразования

$$(T) = (t \to -t)\, L_T \Lambda_* \Lambda_- \qquad (I)$$

где L_T – некоторое L – преобразование, порядок Λ_*, Λ_- – несуществен. Аналогично,

$$(CP) = (x^{\alpha} \to -x^{\alpha})\, L_{cp}\, \Lambda_{*} \tag{2}$$

причем к Р присоединяем зарядовое сопряжение.

Преобразование CP T теперь имеет вид

$$(CPT) = (x^{i} \to -x^{i})\, \Lambda_{-} \tag{3}$$

Везде в (I), (2), (3) справа стоит произведение общековариантных операций, которые при условии постоянства f_i дают обычные инверсии (T), (CP), (CPT).

Из сравнения (I-3) заключаем, что $(CP) = (CPT)\cdot(T)^{-1} = (x^{\alpha} \to -x^{\alpha})\Lambda_{*}\hat{L}_{T}$ и остается зафиксировать L_T. Можно убедиться, что $L_T = f^{\circ}$.

Итак, теперь можно утверждать, что все лагранжианы $\mathcal{L}_{1\dots 5}$ – " CPT " – инвариантны но лишь $\mathcal{L}_{1,2,3}$ – "CP" инвариантны, а $\mathcal{L}_{4,5}$ при последнем преобразовании нечетны.

В зависимости от того, каковы коэффициенты C_i в лагранжиане общего вида $\mathcal{L} = \sum_{i=1}^{s} c_i \cdot \mathcal{L}_i$ получим разную степень нарушения CP в чистой гравитации.

ЛИТЕРАТУРА

I. Гольдман И.И. "Вектор – матричные теории гравитации" ЖЭТФ, в печати.