УДК 530.12

БАРЫКИН В.Н.

СИСТЕМА ФИЗИЧЕСКИХ МЕТРИК

Показано единое алгебраическое происхождение системы локальных метрик: Евклида, Ньютона, Минковского. Рассмотрена модель их когомологических деформаций. Выдвинуты предположения о применении этой информации в физических моделях.

ВВЕДЕНИЕ

Привычка к макроскопическому миру, в котором мы живем, утвердила нас во мнении, что *физическое пространство* глобально и локально евклидово и трехмерно, соответствуя модели многообразия R^3. В него, так нам кажется, могут быть «вложены» сколь угодно большие физические объекты. В нем могут существовать очень малые физические объекты. Почему нельзя априори принять такую позицию и такую точку зрения? Прежде всего потому, что структура пространства должна выясняться только эмпирически. Так это сделано на нашем уровне материи. На других уровнях материи требуется «своя» практика. Мы прекрасно понимаем, что наши евклидовы приборы и евклидовы измерения могут быть неадекватны истинной природе и сути физических пространств других уровней материи. Ведь для каждого уровня материи, исходя из общих соображений, требуется «своя» методика измерения и «свои» измерительные приборы. Ситуация становится ещё сложнее, если для изучения пространственных свойств недостаточно нашей практики и наших понятий.

В этой лекции мы рассмотрим некоторые вопросы, относящиеся к структуре и свойствам микропространства, ассоциированного прежде всего с алгебраическими свойствами электромагнитных явлений. Будем исходить из спинорной структуры уравнений электродинамики в форме четырехпотенциалов. Для них найдена матричная группа $PSL(4,C)$ в мономиальном представлении, посредством которой физические уравнения записаны в форме групповой алгебры. Уравнения электродинамики, равно как и любые уравнения фундаментальной физики, для реализации своей спинорной формы требуют системы четырехметрик. Оказывается, четырехметрики удобно задать, используя характеристические полинома для элементов матричной группы. Критические и экстремальные точки этих полиномов индуцируют четырехметрики для физических моделей. В них пространство евклидово в трехмерии. Если же мы рассматриваем уравнения, используя всю матричную группу, дополнительно к ним присоединяются четырехметрики, ассоциированные с матрицами Картана. Они неевклидовы в трехмерии. По этой причине мы можем рассматривать трехмерное евклидово пространство как вторичную структуру, порожденную системой двумерных неевклидовых многообразий.

Деформация плоских, трехмерных, четырехмерных структур пространства-времени приобретает тогда новые черты. Поэтому требуется детально рассмотреть весь спектр вопросов, ассоциированных с активными физическими деформациями в системе базовых подпространств. Кое-какие элементы этой практики подсказываются достаточно быстро. Они будут представлены ниже.

1. СИСТЕМА ЧЕТЫРЕХМЕТРИК ДЛЯ МАКРОФИЗИКИ

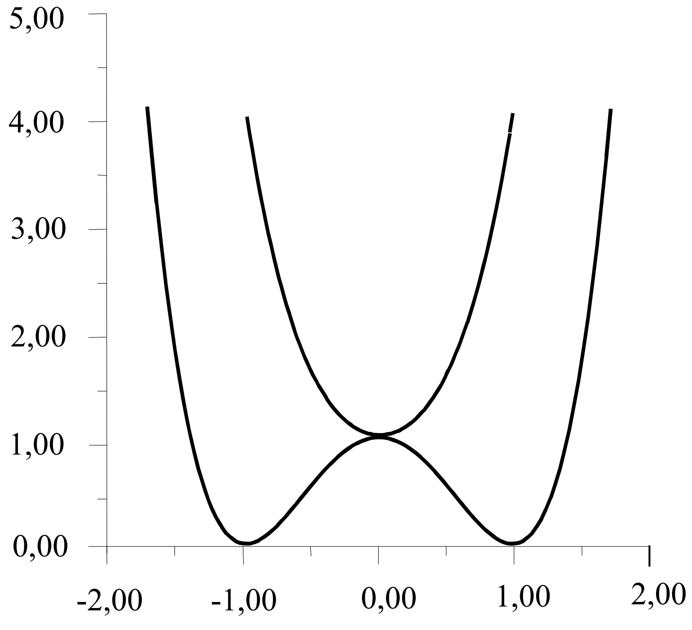
В [1] показано, что все фундаментальные уравнения физики могут быть записаны в единой форме, используя три метрики пространства скоростей вида

$$r_{SE}^{ij} = \left(r^{ij}, n^{ij}, g^{ij}\right).$$

Возникает вопрос: что является средством для их порождения? Покажем, что их можно рассматривать как конструкции, образованные соединением физически различных элементов: трехмерного пространства размеров R^3 и одномерного времени T^1, используя для этого параметры критических и экстремальных точек λ_k характеристических полиномов

$$\overset{*}{Y} = \det\left\|\lambda I - A\right\|$$

алгебры, соответствующей группе заполнения $G_z = V(4) = SL(4,R)$. Характеристические полиномы алгебры заполнения имеют вид [2]:



Используем их критические и экстремальные значения как средство для порождения метрик пространства скоростей. В рассматриваемом случае они заданы числами $\lambda_k = -1,0,1$. Введем величину $\eta_{SE}^{ij} = diag(1, 1, 1, \lambda_k \cdot 1)$. .Она формально соединяет R^3 и T^1 через λ_k.Выберем λ_k (эту величину мы вправе назвать активной сигнатурой), которые соответствуют экстремумам. Тогда

$$\left.\frac{d^2 Y_1}{d\lambda^2}\right|_{\lambda=0} < 0, \quad \left.\frac{d^2 Y_2}{d\lambda^2}\right|_{\lambda=0} > 0.$$

Критические точки таковы: $\lambda_1 = -1$, $\lambda_2 = 1$. Соединим их с точками экстремумов, которые в данном случае совпадают по значениям $\lambda_3 = \lambda_4 = 0$, но различны по величинам $\left.\frac{d^2 Y}{d\lambda}\right|_{\lambda=0}$.

Получим ЧЕТЫРЕ канонические локальные метрики для пространства скоростей:

$$r^{ij} = diag(1, 1, 1, -1), \quad n^{ij} = diag(1, 1, 1, \pm 0), \quad g^{ij} = diag(1, 1, 1, 1).$$

Знаки ($\pm$) перед нулем свидетельствуют о том, что в физике используются два типа пространств Ньютона:

$$\Pi(a): n^{ij}(+) = diag(1, 1, 1, +0), \left. \frac{d^2 Y_1}{d\lambda^2} \right|_{\lambda=0} > 0;$$

$$\Pi(b): n^{ij}(-) = diag(1, 1, 1, -0), \left. \frac{d^2 Y_1}{d\lambda^2} \right|_{\lambda=0} < 0.$$

Первое соответствует «устойчивой» метрике Ньютона, второе –«неустойчивой». П(a) удобно использовать для описания *устойчивых состояний объектов и явлений*. П(b) удобно использовать для описания событий, которые способны измениться из-за поведения λ_k (например, от $\lambda_1 = -1$ до $\lambda_2 = 1$ через $\lambda = 0$ или в обратном по $\Delta\lambda$ варианте).

2. АКТИВНЫЕ ДЕФОРМАЦИИ ЧЕТЫРЕХМЕТРИК

Введем функцию

$$\Pi = \alpha \det\|XI - A\| + \beta S_p \|XI - A\|.$$

Получим полином $\Pi = a_1 x^4 + b_1 x^2 + c_1 x + d_1$. Назовем его потенциальной функцией деформации четырехметрик, ассоциированных с явлением. Преобразуя П, получим потенциальную функцию катастрофы сборки:

$$V(x, a, b) = \frac{1}{4}x^4 + \frac{1}{2}ax^2 + bx.$$

Многообразие катастрофы сборки имеет вид: $M_3 = \{(x, a, b) \mid x^3 + ax + b = 0\}$.
Задано также особое множество $\Delta = \{(x, a, b) | \in M_3 \mid 3x^2 + a = 0\}$ и бифуркационное множество $D = \{(x, a, b) \mid 4a^3 = 27b^2\}$. Точка сборки $\{(a, b)_\xi \mid 6a = 0\}$ трижды вырождена. Сепаратриса пространства управления состоит из точки сборки {0} и бифуркационного множества в форме линии складок, описываемой уравнением

$$\left(\frac{a}{3}\right)^3 + \left(\frac{b}{2}\right)^2 = 0.$$

Эта полукубическая парабола делит пространство управления на три области:
- область, которая находится за линией складок, такова, что ее точки имеют единственный локальный минимум;
- область внутри линии складок имеет точки с двумя локальными минимумами и одним максимумом;
- область, параметризованная точками бифуркационного множества с одним локальным вырожденным минимумом и одним локальным максимумом.

Катастрофа сборки соответствует рис.1. Характеристические полиномы, соответствующие разным значениям параметров (a, b) даются рис.2.

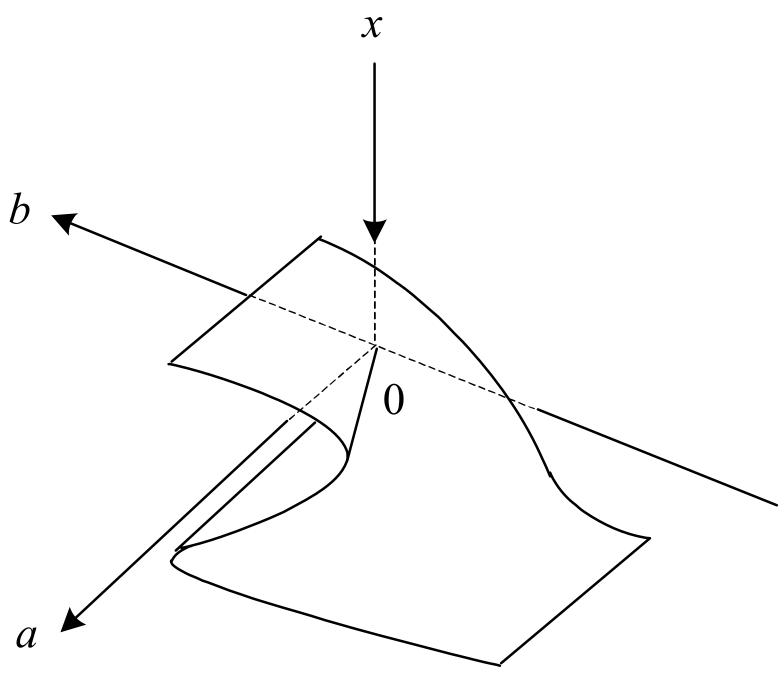


Рис.1. Катастрофа сборки

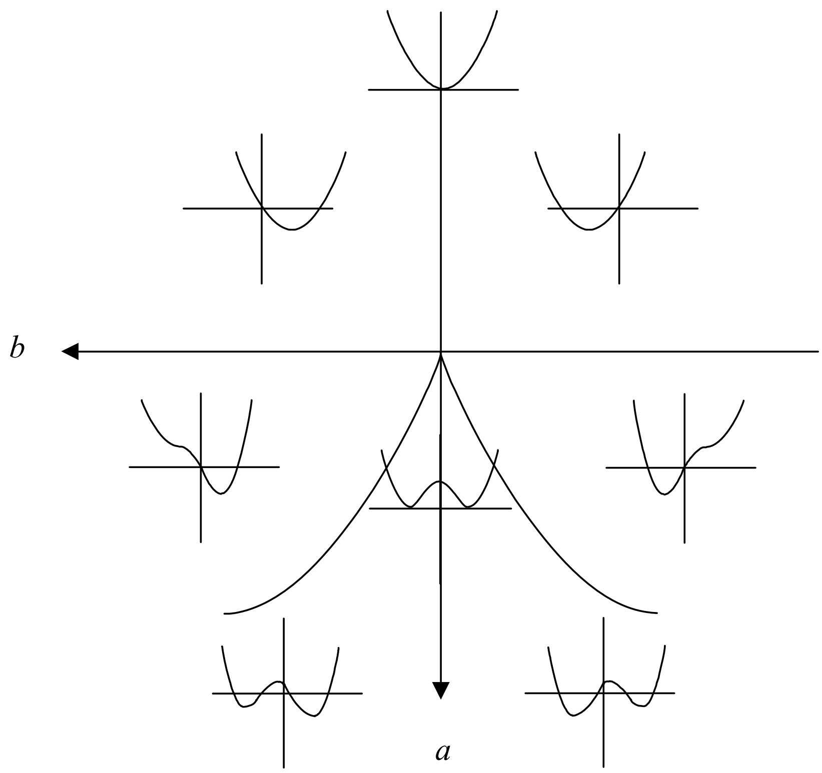


Рис.2. Характеристические полиномы для разных значений (a, b)

Предложенный алгоритм позволяет "увидеть" механизмы изменения метрик событий r_{SE}^{ij}, допускаемые группой $G_z = SL(4,R)$. На оси b=0 мы получаем пару метрик Ньютона, одна из которых устойчива, а вторая – неустойчива к изменению параметра b. При b>0 метрика Ньютона соответствует $\lambda \neq 0 > 0$, при b<0 получим $\lambda \neq 0 < 0$.

При b>0 минимум, соответствующий g^{ij}, больше, чем минимум, соответствующий r^{ij}, при b<0 ситуация обратная. По этой причине физические явления по-разному зависят от досветового и сверхсветового секторов теории. С физической точки зрения это происходит потому, что мы используем разные состояния РИТОВ, а потому различно поведение поля.

Заметим, что характеристические полиномы не меняются при преобразованиях эквивалентности для генераторов симметрии A_s по типу

$$\widetilde{A}_s = Q A_s Q^{-1}.$$

Симметрии, которым подчинены решения уравнений, зависят от Q. Возможна ситуация, когда "ветер симметрий" срывает плоды, но "не ломает" деревьев: решения получаются разные, зависимые от показателя отношения w, а метрики r^{ij}, $n^{ij}(\pm 0)$, g^{ij}, которые входят в уравнения, остаются, хотя бы частично, неизменными.

3. К СИСТЕМЕ ЧЕТЫРЕХМЕТРИК ДЛЯ МИКРОФИЗИКИ

Кроме указанных четырехметрик мы обнаруживаем в матричной группе $PSL(4,C)$ матрицы Картана вида

$$\begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} = c^1, c^2, c^3.$$

Они также задают систему четырехметрик. В этом случае трехмерное пространство неевклидово. В макропрактике мы как бы не сталкиваемся с подобными обстоятельствами. Однако следует помнить, что измерения проводятся эталоном, приготовленным в определенных условиях. Если в самом эталоне заложена евклидовость трехмерия, то как с его помощью обнаружить неевклидовость?

Если же мы рассматриваем структуру самих уравнений физической модели, мы приходим к пониманию, что она допускает использование разных четырехметрик и в разных комбинациях. В этом легко убедиться, рассмотрев спинорные формы уравнений электродинамики. К аналогичным выводам мы приходим при записи уравнений механики в их «калибровочном» виде. Причина такой «свободы» состоит в свободе выбора разных элементов в матричной группе $PSL(4,C)$ для конструирования физической модели. Компенсация этой свободы обеспечивается согласованной свободой в выборе четырехметрик.

Рассмотрим стандартные четырехметрики, привычные нам. Получим соотношения вида

$$E = diag(1,1,1,1) = g_{ik}, r_{ik} = 0{,}5\left(E + c^1 + c^2 + c^3\right) = diag(1,1,1,-1), n_{ik} = 0{,}5\left(g_{ik} + r_{ik}\right) = diag(1,1,1,0).$$

Из них следует, что четырехметрики, привычные для физических моделей, следует рассматривать как вторичные структуры.

Пара приведенных обстоятельств наталкивает на мысль, что объектам и явлениям объективной реальности присущи, скорее, метрики Картана, чем евклидовы и псевдоевклидовы метрики. Если это так, то **малое в евклидовом трехмерии нетривиально соответствует малому для неевклидова трехмерия**. Действительно, пусть мы обнаруживаем в евклидовом пространстве величину

$$l^2 = x^2 + y^2 + z^2 = a\,.$$

Рассмотрим то же значение в неевклидовом трехмерии, когда

$$L^2 = \tilde{x}^2 + \tilde{y}^2 - \tilde{z}^2 = a$$

Если величина a мала, в евклидовом пространстве это возможно при незначительных «отклонениях» от начала координат. В неевклидовом пространстве этот же результат достигается многими способами, позволяя значительные «отклонения» от начала координат. Величина

$$\tilde{l}^{\,2} = \tilde{x}^2 + \tilde{y}^2 + \tilde{z}^2 \geq a$$

может быть достаточно большой. В силу этих обстоятельств поведение материи на уровне учета первичных метрик может быть совсем иным, чем на уровне учета вторичных метрик. Это разные физические миры. Они прикасаются друг к другу, но не тождественны один другому. По этой причине микро и макроповедение могут сложно соотноситься друг с другом. Но ещё больше возможностей открывается при соотношении нашего макромира с миром космических масштабов. Очень большое способно очень слабо влиять из-за эффектов пространственной компенсации. Ситуация еще сложнее, если в четырехметрике учитывается временная координата.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Введены четырехметрики пространства скоростей, ассоциированные с характеристическими полиномами матричной группы унимодулярных преобразований, рассматриваемой в мономиальном представлении. Показано, что таких метрик четыре, причем есть пара метрик Ньютона. Начат анализ возможных применений найденных метрик.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барыкин В.Н. Атом света. Мн.: изд. Скакун, 2001, -228 с.
2. Барыкин В.Н. Новая физика света. Мн.: ООО «Ковчег», 2003, -434 с.