This is Russian copy of the paper. For English one you should see http://vixra.org/abs/1311.0058

Non-local Quantum Theory is Fourier-Transformed Classical Mechanics. Planck's constant as adiabatic invariant characterized by Hubble's and cosmological constants.

Lipovka Anton, 30 of October 2013. Centro de Investigacion en Fisica, Universidad de Sonora; Hermosillo, Sonora, Mexico.

ABSTRACT

In the present work we suggest a non-local generalization of quantum theory which include quantum theory as a particular case. On the basis of the idea, that Planck constant is an adiabatic invariant of free electromagnetic field, we calculate the value of Plank constant from first principles, namely from the geometry of our Universe. The basic nature of the quantum theory is discussed. The nature of the dark energy is revealed.

Данная работа опубликована в: ***Lipovka A. (2013) Invurnus, v.8(2) pp. 29-37***

Нелокальная квантовая теория, как Фурье-трансформированная классическая механика. Постоянная Планка – адиабатический инвариант свободного электромагнитного поля, обусловленный скалярной кривизной пространства (постоянной Хаббла и космологической константой)

Антон А. Липовка

30 октября 2013.

Centro de Investigacion en Fisica, Universidad de Sonora; Hermosillo, Sonora, Mexico.

e-mail: aal@cifus.uson.mx

Резюме

В настоящей работе предложено нелокальное обобщение квантовой теории, которое включает в себя общеизвестную квантовую механику как частный случай. На основе этой идеи (что постоянная Планка есть адиабатический инвариант свободного электромагнитного поля в геометрии Риманна-Картана) вычислена величина постоянной Планка из геометрии Вселенной. В работе обсуждаются основы квантовой теории. Выявлена природа космологической константы.

Ключевые слова: Космология, Квантовая теория, Великое объединение.

PACS 12.60.-i

Введение

Недавно отметившая свой 100-летний юбилей Квантовая Теория (КТ) (исторически это теория, в основе которой лежит аксиома существования волновой функции, или понятие амплитуды вероятности), позволила в свое время преодолеть кризис, возникший в атомной физике, дав в руки исследователям необходимый инструмент для расчета атомных и субатомных явлений с точностью, находящейся в поразительном согласии с экспериментом. Однако с самого ее возникновения вот уже более сотни лет, физики и математики не оставляют попыток понять что стоит за столь необычным и странным аппаратом КТ.

Квантовая механика (КМ) с самого начала (а следом и Квантовая Теория Поля, как ее преемница) была построена на аксиоматическом подходе, что не может быть признано удовлетворительным. Так, например, постулируется понятие волновой функции для всех описываемых сущностей (как для калибровочных полей, так и для так называемых «полей материи», описывающих взаимодействующие с калибровочными полями частицы). При этом оператор эволюции системы линеен по волновой функции, в то время как в результате процесса измерения появляется квадрат последней. Если добавить к вышеизложенному наличие расходимостей и неренормируемых теорий, сложности возникающие при попытке объединить КТ с ОТО, невозможность получить массу и заряд из первых принципов, становится очевидной незавершенность КТ а, значит возникает необходимость поиска полной теории описывающей атомные и ядерные системы.

КТ с самого начала, с момента основания не удовлетворяла ее создателей, порождая многочисленные дискуссии о месте вероятности в физике, о дуализме волна - частица, обсуждения мысленных экспериментов и парадоксов. Мы здесь не будем разбирать вновь всю хорошо известную историю КТ, отсылая читателя к монографии М. Джеммера (1985). С такой «необычной» физикой мирились почти столетие, извиняя ее многочисленные дефекты, поскольку она позволяла расчитывать физически интересные явления в отличном согласии с экспериментом. Ситуация начала меняться в последние декады 20 века, когда кризис, в который попала теоретическая Физика стал очевиден многим и о проблемах, возникающих при попытке объединить КТ и ОТО заговорили в полный голос. Среди наиболее серьезных проблем Стандартной модели можно назвать следующие:

1. Проблема коллапса волновой функции (она же проблема наблюдателя или парадокс Эйнштейна-Подольского-Розена)
2. Наличие неренормируемых (в общем случае) расходимостей.

3. Огромное расхождение между расчитываемой методами КТП и наблюдаемой космологической константой.

4. Конфликт КТ с ОТО на горизонте событий черных дыр

5. Недавний результат, полученный спутником Планк, накладывающий серьезные ограничения на большинство инфляционных сценариев (A. Ljjas, P.J. Steinhardt, A. Loeb 2013).

6. Невозможность разумного согласования или объединения стандартной модели с гравитацией.

7. Проблема реликтовых магнитных монополей.

Этот далеко не полный список указывает на серьезные пробелы в нашем понимании Природы. Большая часть проблем прямо или косвенно связана с непониманием основ квантовой теории, смысла ее основных понятий и аксиом. Настоящая работа призвана заполнить указанный пробел и указать путь свободный от перечисленных трудностей. Мы начнем с пересмотра основ квантовой теории, поскольку она, в ее нынешнем виде, не может быть объединена с гравитацией.

Квантование

Квантовая механика возникла из необходимости объяснить экспериментально наблюдаемый чернотельный спектр излучения и линейчатые спектры атомов. Планк был первым, кто предложил аналитическую формулу описывающую распределение энергии в спектре и согласующуюся с экспериментом. Однако, как было отмечено Эйнштейном (Einstein, 1906), вывод Планка был не совсем корректным, хотя и привел к верному результату. Проблема состояла в том, что Планк включил в вывод своей формулы не только само электромагнитное поле, но и излучающие его осцилляторы, связанные с веществом. В результате в его электродинамической части вывода, основанной на уравнениях Максвелла, энергия осциляторов есть непрерывно меняющаяся величина, в то время как в статистической части та же самая энергия рассматривается как величина дискретная (квантованная).

В 1905 г. Эйнштейн опубликовал свою работу (Einstein, 1905), в которой показал, что поле излучения (безотносительно свойств материи) ведет себя так, будто состоит из отдельных квантов (фотонов) характеризуемых энергией $h\nu$. Позднее , в 1910 году Дебай

(Debye, 1910) показал, что формула Планка выводится для чистого поля излучения совершенно без привлечения (фиксации) каких-либо свойств осциляторов вещества. Таким образом закон Планка и все что из него следует, связан только с доказанным фактом, что энергия свободно распространяющегося электромагнитного поля делится на порции пропорциональные $h\nu$. Недавно этот результат был подтвержден экспериментально (см. работу Grangier, Roger and Aspect (1986)).

Рассмотрим основы т.н. «старой» квантовой теории. Как известно, теория Бора-Зоммерфельда, основанная на адиабатической гипотезе, имеет своим фундаментом две квантовые аксиомы, которые будучи добавлены к аксиомам классической механики, позволяют построить квантовую теорию. Эти две аксиомы записываются в виде:

$$\oint p_k dq_k = n_k h \tag{1.1}$$

$$E_1 - E_2 = h\nu \tag{1.2}$$

Основой для написания этих соотношений, послужила гипотеза, высказанная Зоммельфельдом о том, что в каждом элементарном процессе, действие атома изменяется на величину равную постоянной Планка h. Однако, если мы учтем результаты, полученные Эйнштейном и Дебаем, то без труда получим эти постулаты, как следствие классической механики, т.е. сможем построить обоснованную классическую теорию излучения в линиях, а так же классическую теорию атома без «новой» квантовой теории (т.е. без привлечения понятия волновой функции и, соответственно, без возникновения проблем порождаемых ею).

Таким образом можно утверждать, что основополагающая аксиома т.н. «новой» квантовой теории – аксиома существования волновой функции не может быть ни объяснена, ни сведена к классической физике, в то время как аксиомы Бора – Зоммерфельда могут быть получены непосредственно из класического рассмотрения, что дает нам фундаментальное понимание природы и основ квантовой теории.

Для реализации намеченного, отметим, что имеются только два поля, осуществляющие взаимодействия на больших расстояниях $(r > 10^{-11} cm)$ это электромагнитное и гравитационное поля. Учитывая, что константа взаимодействия для гравитационного поля пренебрежимо мала по сравнению с оной для электромагнитного поля, можем с уверенностью утверждать следующее:

Все, что мы видим, чувствуем, слышим, измеряем, регистрируем детекторами - это все только электромагнитное поле и ничего более. То есть мы воспринимаем реальный мир в виде его картины, посредством регистрируемых нами электромагнитных волн. Таким образом электромагнитное поле выступает в роли посредника между наблюдателем и реальным (микро) миром, скрывая от нас реальность (так называемая идея наличия "скрытых параметров в КМ", которые, однако, в нашем случае теряют свой мистический смысл становясь обычными классическими переменными - координатами и импульсами частиц, но которые могут быть измерены только посредством ЭМ поля).

Таким образом в качестве отправной точки мы можем взять два справедливых утверждения:

1) ЭМ поле - единственное поле, осуществляющее взаимодействие между объектом и наблюдателем в КТ.

2) свободное ЭМ поле квантуется без привлечения каких-либо предположений о свойствах излучающего вещества, то есть для него справедливо соотношение Планка $E=h\nu$, $P=\hbar k$ независимо от свойств излучателя (см. работы Энштейна (1905), Дебая (1910) а так же эксперимент осуществленный группой Аспекта, на который мы ссылались выше).

Последнее утверждение означает, что существует (и следовательно может быть излучен) только целый фотон, обладающий периодом 2π. Иными словами излучение / поглощение фотона может происходить только за целый период движения заряда (в системе координат, в которой происходит излучение / поглощение).

Рассмотрим замкнутую систему в которой заряд движется равноускоренно и циклически. В этом случае Гамильтониан электрона на орбите не зависит явно от времени *t*. Запишем его в виде:

$$H = K + U = E = const \tag{1.3}$$

здесь K - кинетическая энергия, U - потенциальная , Е - полная энергия системы.
Тогда функция Лагранжа есть:

$$L = K - U = 2K - E \tag{1.4}$$

Запишем действие для связанного электрона:

$$S = \int_0^t L d\tau = 2\int_0^t K d\tau - Et = S_0 - Et \tag{1.5}$$

но

$$\Delta S = \int_0^{T_1} L_1 d\tau - \int_0^{T_2} L_2 d\tau = 0 \ ,$$

где T_1 и T_2 есть периоды движения электрона в системе по первой и второй орбите. Тогда, учитывая уравнение Гаммильтона-Якоби, для двух разных орбит 1 и 2 имеем

$$\Delta S = S_2 - S_1 = 2\int_0^{T_2} K_2 d\tau - 2\int_0^{T_1} K_1 d\tau - (E_2 T_2 - E_1 T_1) = 0$$

Однако (см. утверждения 1 и 2, сделанные нами выше)

$$(E_2 T_2 - E_1 T_1) = h\nu T_{ph} = h \tag{1.6}$$

есть действие для изучаемого фотона. Таким образом

$$2\int_0^{T_2} K_2 dt - 2\int_0^{T_1} K_1 dt = h \tag{1.7}$$

Для простоты проиллюстрируем сказанное на примере электрона в центральном поле в нерелятивистском пределе.

Имеем: $K = \frac{1}{2}p\dot{q}$ и $dt = \left(\frac{dq}{\dot{q}}\right)$, где $p = -\left(\frac{\partial H}{\partial \dot{q}}\right)$. Тогда выражение (1.7) дает

$$\oint p_2 dq_2 - \oint p_1 dq_1 = h \tag{1.8}$$

что для s- состояния атома водорода дает известное соотношение

$$mr_2^2\dot{\varphi}_2 - mr_1^2\dot{\varphi}_1 = \hbar$$

Или, что то же:

$$M_2 - M_1 = \hbar \tag{1.9}$$

Где M_2 и M_1 есть угловые моменты. Для записи последнего выражения мы воспользовались тем, что полученные величины $mr^2\dot{\varphi}$ формально совпадает с угловыми моментами движения в центральном поле. Положим $M_0 = 0$ (что соответствует $r_0 = 0$).

Тогда $M_1 = M_0 + \Delta M$, но $\Delta M = \hbar$, тогда очевидно

$$M_1 = M_0 + \hbar = \hbar\,, \quad M_2 = M_1 + \hbar = 2\hbar \ldots, \qquad M_n = n\hbar \tag{1.10}$$

Из этого выражения и принципа механического подобия для центральных потенциалов $U \sim r^k$, имеем:

$$\frac{M'}{M} = \left(\frac{r'}{r}\right)^{1+\frac{\kappa}{2}};\ \frac{E'}{E} = \left(\frac{r'}{r}\right)^{k}$$

Откуда получим:

$$r_n = r_1(n)^{\frac{1}{1+\frac{\kappa}{2}}} \quad \text{and} \quad E_n = E_1(n)^{\frac{k}{1+\frac{\kappa}{2}}} \tag{1.11}$$

Тогда для классического гармонического асцилятора (*k=2*) из (1.11) немедленно получаем:

$$r_n = r_1\sqrt{n}\,;\ E_n = E_1 n \tag{1.12}$$

А для атома водорода:

$$r_n = r_1 n^2 \,; \quad E_n = \frac{E_1}{n^2} \tag{1.13}$$

Величину E_1 в последнем выражении можно легко получить из соответсвия (1.6) $(E_2T_2 - E_1T_1) = h$. Приняв классическое значение периода

$$T = \pi e^2 \sqrt{\frac{m}{2|E|^3}} \tag{1.14}$$

и учитывая (1.13) $E_2 = \frac{1}{4}E_1$ имеем:

$$E_1 = \frac{me^4}{2\hbar^2} \tag{1.15}$$

Таким образом мы показали, что т.н. квантование системы возникает совершенно классическим способом из свойств ЭМ поля и не может трактоваться как квантовое свойство пространства или самой материи.

Одномерный гармонический осциллятор

Имеется распространенное заблуждение, что добавка 1/2, появляющаяся в энергии гармонического осциллятора является квантовым эффектом и связана с т.н. нулевыми колебаниями. Ввиду методической важности этого пункта, рассмотрим его немного подробнее в нерелятивистском пределе, и покажем что это чисто классический эффект.

В соответствии с классической механикой энергия гармонического осциллятора есть:

$$E = \frac{m}{2}(\,\dot{r}^2 + \omega^2 r^2) \tag{2.1}$$

где $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$.

Тогда учитывая что для гармонического осциллятора справедливо соотношение $\bar{T} = \bar{U}$, получим для средней за период энергии:

$$E_n = m{r_n}^2\omega^2 \tag{2.2}$$

Для того, чтобы осуществить переход из начального состояния системы в конечное $E_n \to E_k$, мы должны "забрать" энергию из осциллятора электромагнитным полем.

Известно, что излучение электромагнитного поля движущимся зарядом отлично от нуля только при интегрировании за полный период T движения, в процессе которого происходит излучение или поглощение (это соответствует тому, что излучается полный фотон а не часть, то есть поле порождается замкнутое, удовлетворяющее условию периодичности). Коэффициет пропорциональности между энергией и частотой для электромагнитного поля есть $\hbar$:

$$\Delta E = E_n - E_k = \hbar\omega_{nk} \tag{2.3}$$

(Еще раз подчеркнем, что, как это следует из работ Эйнштейна и Дебая, константа $\hbar$ имеет отношение только к электромагнитному полю и никак не связана со свойствами материи или размером излучающей системы).

Выражение (1.12) дает соотношение между уровнями энергии, однако учитывая (2.3) понятно, что остаточную энергию $E_0 = U(r_1)$ не излучить фотоном с энергией $\hbar\omega$, так как

$$\Delta E = E_1 - E_0 = mr_1^2\omega^2 - \frac{1}{2}mr_1^2\omega^2 = \frac{1}{2}E_1 < \hbar\omega \tag{2.4}$$

Поэтому надо просто учесть эту постоянную добавку в выражении (1.12):

$$E_n = nE_1 + \frac{1}{2}E_1 = \hbar\omega(n + \frac{1}{2}) \tag{2.5}$$

Таким образом, добавка в виде 1/2 появляется естественным образом из классического рассмотрения задачи.

Что такое квантовая механика?

В стандартных курсах квантовой механики решаются задачи для изолированных систем, в Гамильтониан которых не входит электромагнитное поле. Например это гармонический осциллятор, атом водорода и т.д. Таким образом с одной стороны любое изменение в состоянии системы должно сопровождаться излучением / поглощением электромагнитного поля, а с другой стороны электромагнитное поле отсутствует в гамильтониане таких систем. Возникает законный вопрос: где ЭМ поле и почему оно не присутствует в гамильтониане? Каким образом ЭМ поле учитывается при излучении / поглощении фотона такой системой? В начале 20-го века, уравнение, описывающее квантовые системы было интуитивно угадано и принято для вычислений (несмотря на возникающие вопросы), поскольку результаты вычислений были в прекрасном согласии с экспериментом. Однако смысл волнового уравнения и, собственно, волновых функций до сего времени не вполне ясен. В настоящем разделе мы покажем смысл формализма квантовой теории, сведя её к основам классической механики.

Рассмотрим для простоты одномерное движение. Обобщение на случай трех измерений очевидно. Пусть имеем классические уравнения сохранения энергии:

$$H = E \tag{3.1}$$

Здесь H - классический гамильтониан расссматриваемой системы и Е - полная энергия системы. Рассмотрим частицу в поле $U(x)$. Для полной энергии системы имеем две возможности:

1) $E < 0$, система связана, имеем периодическое движение,

2) $E > 0$, система не связана, имеем свободное движение.

Как известно, любую функцию (и функцию гамильтона в частности) можно разложить в ряд ($E < 0$) или интеграл ($E > 0$) Фурье по полной системе функций. Так случилось, что фотоны в некотором приближении (линейное приближение в теории Эйнштейна-Картана-Шрёдингера, приводящее к уравнениям Максвелла) могут быть описаны плоскими волнами, которые образуют полную систему функций для разложения (базис):

$$\varphi = \exp(-ik_\alpha x^\alpha) \tag{3.2}$$

где k_α и x_α есть 4 -векторы.

Рассмотрим $E < 0$, что соответствует дискретному спектру в квантовой механике. Случай непрерывного спектра, когда $E > 0$, отличается лишь заменой бесконечных сумм на интегралы Фурье, при этом весь вывод уравнений делается аналогично.

Применим к (3.1) обратное Фурье - преобразование по координате x:

$$\int H(k,x)\varphi(k,x)dx = \int E\varphi(k,x)dx \tag{3.3}$$

или

$$\int \frac{p^2}{2m}\, e^{-\frac{i}{\hbar}(px-Et)}dx + \int U(x)e^{-\frac{i}{\hbar}(px-Et)}dx = \int E\, e^{-\frac{i}{\hbar}(px-Et)}dx \tag{3.4}$$

Откуда получим:

$$\int dx[-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dx^2} + U(x) = -i\hbar\frac{d}{dt}]e^{-\frac{i}{\hbar}(px-Et)} \tag{3.5}$$

или

$$\int dx[(\hat{H} - E)\varphi = 0] \tag{3.6}$$

Заметим здесь, что замена электрона на позитрон (формально меняет знак в показателе экспоненты на обратный), приводит к замене *t* на *-t* в уравнении (3.5).

В уравнении (3.6) в скобках стоит полный оператор Гамильтона $\widehat{H}$, который представляет собой оператор Лиувилля, т.е. имеет полный набор ортогональных собственных функций.

Пусть $\Psi_k\,(x)$ полный набор собственных функций оператора $\widehat{H}$, тогда мы можем записать:

$$\varphi(p,x) = \sum_m a_m(p)\Psi_m(x) \tag{3.7}$$

и уравнение (3.6) примет вид:

$$\int dx \sum_m a_m(p)\,[(\widehat{H} - E)\Psi_m = 0] \tag{3.8}$$

или (учитывая, что Ψ_m -собственная функция оператора Лиувиля $\widehat{H}$)

$$\widehat{H}\Psi_m(x) = E_m\Psi_m(x) \tag{3.9}$$

это уравнение Шредингера в координатном представлении. Очевидно, что если в (3.3) вместо координаты x интегрировать по импульсу P, то мы точно так же получим уравнение Шредингера, но уже в импульсном представлении:

$$\widehat{H}\Psi_m(p) = E_m\Psi_m(p) \tag{3.10}$$

Совершим теперь обратное преобразование выражения (3.8). Имеем:

$$\iint dx \sum_m \varphi^*(k,x)a_m[\widehat{H}\Psi_m - E\Psi_m]dp = 0 \tag{3.11}$$

Замечая, что

$$\varphi^*(k,x) = \sum_m a_n^*(p)\Psi_n^*(x) \tag{3.12}$$

Получим:

$$\iint dxdp \sum_m \sum_n a_m a_n^* \Psi_n^*(x)\big[\widehat{H} - E\big]\Psi_m(x) = 0 \tag{3.13}$$

или в общепринятой записи:

$$\int dp \sum_m \sum_n a_m a_n^* \langle \Psi_n^* \mid \big[\widehat{H} - E\big] \mid \Psi_m \rangle = 0 \tag{3.14}$$

Откуда непосредственно следует матричная запись квантовой механики. Таким образом мы показали, что квантовая механика это всего лишь фурье - трансформированная классическая механика, причем трансформирование идет по функции ЭМ поля, которое может и не входить явно в окончательные уравнения, оставаясь за рамками рассмотрения.

При этом так называемая волновая функция не является "плотностью вероятности" а есть всего лишь собственная функция оператора Лиувилля по которой мы производим разложение излучаемого (поглощаемого) электромагнитного поля за период. Таким образом привычная нам квантовая механика является неполной (локальной) теорией, поскольку основана на неполном (локальном) уравнении Шрёдингера (3.9), вместо полного (нелокального) уравнения (3.8) в которое входит ЭМ поле, в виде коэффициентов разложения $a_m(p)$.

В заключение скажем несколько слов о принципе неопределенности $\Delta p \Delta x \sim \hbar$. Как мы уже упоминали, любое измерение происходит при участии фотона. Посредством такого фотона мы можем измерить координату объекта с точностью до $\Delta x = \lambda / cos\varphi$ где λ есть длина волны фотона. Однако в процессе измерения координаты фотон передает часть импульса измеряемому объекту, так что мы можем написать $\Delta p = \hbar k cos\varphi$. Комбинируя первое со вторым имеем $\Delta p \Delta x \sim \hbar$. С другой стороны, принимая во внимание то, что фаза - это инвариант, можем заключить, что справедливо так же и симметричное выражение $\Delta E \Delta t \sim \hbar$.

Адиабатический инвариант

Из астрономических наблюдений достоверно установлено, что мы живем в нестационарной Вселенной, все параметры которой изменяются со временем. Учитывая этот факт, рассмотрим механическую систему, совершающую финитное движение. Без потери общности можно рассмотреть только одну координату q, характеризующую движение системы. Предположим также, что движение системы характеризуется неким параметром r . Здесь мы под r можем подразумевать $r = r_u$- радиус Вселенной или положить $r = R$ - равным скалярной кривизне пространства. Окончательный результат от этого не изменится.
Пусть параметр r адиабатически изменяется со временем, т.е.

$$T \ll \frac{r}{\dot{r}} \, , \tag{4.1}$$

где T - есть характерное время, или период движения системы. Из этого соотношения можно получить оценку собственной частоты системы, удовлетворяющей условию адиабатичности:

$$\nu \gg 10^{-18} \, [s^{-1}]$$

что фактически соответствует всегда выполненному требованию $\lambda_{ph} \ll r_u$ (длина волны фотона много меньше размеров Вселенной).

Понятно, что рассматриваемая система (квант свободного ЭМ поля) в таком случае более не является замкнутой и для энергии системы имеем линейное соотношение $\dot{E}\sim\dot{r}$. Гаммильтониан, системы в этом случае зависит от параметра r, следовательно

$$\dot{E}=\frac{\partial H}{\partial t}=\frac{\partial H}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial t} \tag{4.2}$$

Усредняя это выражение по периоду, получим

$$\oint\left(\frac{\partial p}{\partial E}\frac{\overline{\partial E}}{\partial t}+\frac{\partial p}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial t}\right)dq=0 \tag{4.3}$$

или обозначая адиабатический инвариант как h имеем из (4.3)

$$\frac{\overline{\partial h}}{\partial t}=0 \tag{4.4}$$

где

$$h=\frac{1}{2\pi}\oint pdq \tag{4.5}$$

есть по смыслу постоянная Планка. Учитывая, что

$$2\pi\frac{\partial h}{\partial E}=\oint\frac{\partial p}{\partial E}dq=T \tag{4.6}$$

можем записать для энергии фотона

$$E=h\nu+E_0 \tag{4.7}$$

Связь между геометрией Вселенной и величиной постоянной Планка

Ранее нами было показано каким образом возникает квантовомеханическая картина окружающей действительности. В настоящем разделе мы получим количественную характеристику квантовой теории - значение постоянной Планка, из наблюдаемой геометрии пространства.

Хорошо известно, что Общая теория относительности, формулируемая на Римановом многообразии, имеет ряд недостатков. Среди наиболее серьезных можно назвать следующие:

1. Наличие сингулярностей

2. Невозможность учесть т.н. "большие числа" Эддингтона-Дирака, связывающие космологические и квантовые атомные величины

3. Космологическая константа, не имеющая естественного объяснения в рамках ОТО построенной на псевдо-Римановой геометрии.

Одним из возможных и естественных её расширений является геометрия Риманна-Картана (Р-К), в которой строится теория Эйнштейна-Картана-Шрёдингера (ЭКШ) с несимметричными связностями (кручением).

Имеется ряд причин, по которым такой выбор оправдан:

1) Эта теория удовлетворяет принципу относительности и принципу эквивалентности и не противоречит наблюдательным данным.

2) Она с необходимостью следует из калибровочной теории гравитации.

3) Она свободна от проблемы сингулярностей.

4) В рамках этой теории из геометрии органично возникает электромагнитное поле и уравнения Максвелла, как линейное приближение более сложных нелинейных уравнений поля.

5) Она представляет наиболее естественную возможность для объяснения космологической постоянной, как не-Римановой части скалярной кривизны пространства, обусловленной кручением.

В рамках геометрии Риманна, как известно, тензор ЭМ поля удовлетворяет следующему соотношению:

$$A_{\nu;\mu} - A_{\mu;\nu} = A_{\nu,\mu} - A_{\mu,\nu} \tag{5.1}$$

Однако в ЭКШ – теории с несммметричными связностями, это соотношение более не выполняется, в результате чего в тензоре ЭМ поля появляются дополнительные члены.

Для построения теории нам понадобиться лагранжиан, включающий в себя естественным образом линейный инвариант - скалярную кривизну, получаемую путем свертки тензора Риманна-Картана. Исходно будем полагать, что кривизна пространства мала (что соответствует эксперименту) и, следовательно, в интересующем нас приближении квадратичными инвариантами в лагранжиане можно пренебречь, записав действие для гравитационного поля и материи в геометрии Риманна-Картана таким образом:

$$S = S_g + S_m = \frac{c^3}{16\pi G}\int_\Omega \tilde{R}\,\sqrt{-g}\,d\Omega + \frac{1}{c}\int_\Omega \tilde{\mathcal{L}}_m\,\sqrt{-g}\,d\Omega \tag{5.2}$$

Здесь $\tilde{R}$ есть скалярная кривизна и $\tilde{L}$ есть лагранжиан материи, записанные для пространства Риманна-Картана, $d\Omega = d^4x$. Варьируя имеем:

$$\delta S_g = -\frac{c^3}{16\pi G}\int_\Omega \left(\tilde{R}_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}g_{\alpha\beta}\,\tilde{R}\right)\delta g^{\alpha\beta}\sqrt{-g}d\Omega \quad (5.3)$$

и

$$\delta S_m = \frac{1}{2c}\int_\Omega \tilde{T}_{\alpha\beta}\,\delta g^{\alpha\beta}\sqrt{-g}d\Omega \quad (5.4)$$

или

$$-\frac{c^3}{16\pi G}\int_\Omega \left(\tilde{R}_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}g_{\alpha\beta}\,\tilde{R} - \frac{8\pi G}{c^4}\tilde{T}_{\alpha\beta}\right)\delta g^{\alpha\beta}\sqrt{-g}d\Omega = 0$$

Окончательно получим:

$$\tilde{R}_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}g_{\alpha\beta}\,\tilde{R} = \frac{8\pi G}{c^4}\tilde{T}_{\alpha\beta} \quad (5.5)$$

Здесь $\tilde{T}_{\alpha\beta}$ есть тензор плотности энергии - импульса материи в пространстве с геометрией Риманна-Картана. Упрощая по индексам найдём:

$$\tilde{R} = -\frac{8\pi G}{c^4}\tilde{T}$$

или в привычной форме

$$(R - 4\Lambda) = -\frac{8\pi G}{c^4}\tilde{T} \quad (5.6)$$

где R - скаляр образованный из тензора Риманна, $\Lambda = \left(R - \tilde{R}\right)/4$ и $\tilde{T}$ - есть след тензора $\tilde{T}_{\alpha\beta}$ энергии-импульса ЭМ поля в геометрии Р-К.

В правой части (5.6) находится величина связанная с отличием геометрии от Римановой (в геометрии Риманна след тензора ЭМ поля равен нулю всилу симметричности связностей), которую мы хотим оценить.

Проблема в прямой оценке величины $\tilde{T}$ состоит в том, что мы не знаем истинную метрику пространства в котором живем. Мы так же не знаем коэффициентов связности нашего пространства. По этой причине мы не можем непосредственно посчитать интересующую нас поправку к тензору энергии-импульса ЭМ поля, обусловленную отклонением геометрии от Римановой. Соответственно мы не можем прямо выписать соответствующую поправку к энергии ЭМ поля. Однако мы можем оценить эту величину косвенно, учитывая что левая часть выражения (5.6) содержит только наблюдаемые величины.

Как следует из раздела "Адиабатический инвариант", для действия ЭМ поля имеем:

$$S = S_0 - h \tag{5.7}$$

где S_0 есть действие для ЭМ поля в Римановой Вселенной и h - адиабатический инвариант, обусловленный медленно изменяющейся кривизной пространства. Тогда, учитывая, что след тензора $T_{\alpha\beta}$ для ЭМ поля равен нулю в геометрии Риманна, можем сразу написать из (5.6):

$$(R - 4\Lambda)\frac{c^4}{8\pi G} \approx 2\frac{h}{\Delta t_0} = 2h\nu_0 \tag{5.8}$$

Подчеркнем здесь, что в левой части мы имеем наблюдаемые величины, характеризующие геометрию Вселенной, в то время как в правой стоит постоянная h (адиабатический инвариант), являющаяся по сути постоянной Планка, характеризующая микромир. Величина Δt_0 есть минимально возможный интервал времени соответствующий действию h. Чтобы найти его заметим, что энергия свободного ЭМ поля может изменяться только на величину $h\nu$. Рассмотрим в качестве примера атом водорода (для наших целей можно рассмотреть любую систему в низшем состоянии). Первая Боровская орбита характеризуется величиной $M_1 = m_e\, a_0\, V_0 = h$. Состояние с $M_0 = 0$ не достижимо. По мере уменьшения радиуса от a_0 до $\lambda_c\, / \,2\pi$, величина $M_1 = \hbar$ не может измениться, поскольку не может быть излучен фотон. Таким образом мы можем записать $\lambda_c\, c = 2\pi a_0 V_0$, или $\nu_0 = 1/\Delta t_0 = c/a_0 = 2\pi V_0\,/\lambda_c = 5.6652 \times 10^{18}\, [s^{-1}]$. Здесь следует особо подчеркнуть, что время, как и пространство, непрерывно, т.е. не квантуется. Интервал $\Delta t_0 = 1.7651 \times 10^{-19}\, [s]$ есть минимальный интервал времени соответствущий величине h. Из выражения (5.8), мы можем записать:

$$(R - 4\Lambda)\frac{c^3\, a_0}{16\pi G} \approx h \tag{5.9}$$

где

$$R = 4\pi^2 \frac{H_0^2}{c^2} \tag{5.10}$$

Оценим полученную величину. Измеренные значения постоянной Хаббла были представлены в работах (Riess et al. 2009) $H_0 = 74.2 \pm 3.6$ и (Riess et al. 2011) $H_0 = 73.8 \pm 2.4$. Учитывая большие погрешности измерений, возьмем для нашей оценки среднее значение $H_0 = 74$. Космологическую постоянную Λ возьмем в соответствии с измерениями $\Omega_\Lambda = 0.7$ и положим критическую плотность $\rho_c = 1.88 \times 10^{-29}\, [g\ \ cm^{-3}]$. Тогда, из выражения (5.9) получим оценку для постоянной Планка: $h = 6.6 \times 10^{-27}\, [erg\ \ s]$, что совпадает с точностью до второго знака с экспериментальным значением.

В последнее время широко дискутируется вопрос о возможном изменении постоянной тонкой структуры α со временем, поэтому поместим здесь для удобства другую интересную зависимость, вытекающую из (5.9)

$$(R - 4\Lambda)\frac{c^4}{16\pi G} \approx 2\pi m_e c^2 \alpha \qquad (5.11)$$

Возможные наблюдаемые эффекты

Полученные в настоящей работе результаты могут быть проверены независимыми экспериментами. Одним из ключевых экспериментов должно стать рассеяние электрона на двух щелях в трех случаях: а) обе щели открыты, б) одна из щелей закрыта заглушкой из изолятора прозрачного для ЭМ поля, но непрозрачного для электрона, в) одна из щелей закрыта проводящим экраном непрозрачным для ЭМ поля и для электронов. Если бы электрон описывался волновой функцией (волны материи), он должен был бы в случае б) рассеиваться на одной щели не замечая закрытую вторую, т.е. эксперименты б) и в) давали бы одинаковые результаты. Однако, как было показано нами, волновая функция не связана с природой электрона. Электрон есть компактный заряженный объект, взаимодействующий со щелями только посредством ЭМ поля и потому результаты рассеяния для всех трех упомянутых случаев должны быть различны, что прекрасно согласуется с экспериментом Демьянова (Demjanov 2010).

Другим эксперимeтнальным подтверждением может стать измерение равновесного спектра газа фотонов в далёкой Релей-Джинсовой области спектра. Как было показано нами ранее, в условиях, когда геометрия Риманна-Картана имеет отличную от нуля скалярную кривизну, в выражении для энергии ЭМ поля появлятеся добавочный член $h\nu$. В этом случае энергия фотона есть:

$$E_\nu = E_\nu^0 + h\nu \quad , \qquad (6.1)$$

где ν есть частота фотона и малый параметр

$$E_\nu^0 = \frac{1}{16\pi}\int (E^2 + H^2)dV \qquad (6.2)$$

Интегрирование здесь проводится по объему одного фотона. Интенсивность излучения в этом случае запишется как:

$$B_\nu = \left(E_\nu^0 + h\nu\right)\frac{2\nu^2}{c^2}\frac{1}{\exp\left\{\frac{E_\nu^0 + h\nu}{\kappa T}\right\} - 1} \tag{6.3}$$

Видно, что в Виновской и в близкой Релей-Джинсовой областях спектр является почти Планковским вследствие малости добавки E_ν^0. Однако ясно, что полученная нами маленькая добавочная энергия E_ν^0 может привести к отклонениям спектра от Планковского в далекой Релей-Джинсовой области и, возможно, такое отклонение экспериментально измеримо. Следует подчеркнуть, что такой эксперимент имеет самостоятельное огромное значение, поскольку позволит дать оценку величине E_ν^0 и пролить свет на геометрическую природу ЭМ поля, выведенную в работах Эйнштейна и Шрёдингера.

Благодарности

Я признателен Dr. J. Saucedo за прочтение работы и комментарии. Мне так же хотелось бы поблагодарить штат Пулковской Обсерватории и особенно Е. В. Полякова за любезно предоставленную возможность провести в Обсерватории часть 2008 года. Именно в этот период времени возникли первые идеи данной работы и стал ясен путь их реализации.

Литература

P. Debye, Annalen der Physik, (1910) Bd 33 1427.

V.V. Demjanov, arXiv (2010) 1002.3880

A. Einstein, Annalen der Physik, (1905) Bd. 17 132, // American Journal of Physics, 33 (1965) 367.

A. Einstein, Annales der Physik, (1906) Bd 20 199.

P. Grangier, G. Roger, A. Aspect. Europhys. Lett. Vol.1. Pp. 173-179, 1986.

M. Jammer, The conceptual development of quantum mechanics. (Mc Graw Hill. New York, 1967)

A. Ljjas, P.J. Steinhardt, A. Loeb, 2013. Inflationary paradigm in trouble after Planck2013. / http://xxx.lanl.gov/abs/1304.2785.

A.G. Riess et al. Ap.J. (2009) 699, 539. // ArXiv 0905.0695

A.G. Riess et al. Ap.J. (2011) 730, 119. // ArXiv 1103.2976