

ты, проявившиеся также и при диссоциации молекулы Arg.

Максимумы с $m/z = 18, 31$ и 69 в масс-спектре Arg-Arg можно объяснить как результат фрагментации молекул перфлюорина в поле, создаваемом атомами движущейся молекулы Arg-Arg. Этим пикам соответствуют фрагменты F (18), CF (31), CF₃ (69) — см. табл. 2.

Т а б л и ц а 2

Вид связи	Энергия диссоциации, эВ	Фрагмент	m/z
C-F	2.2	F	19
C-CF ₃	2.6	CF ₃	69

Приведенные экспериментальные данные [2] позволяют также проанализировать изменение вероятности распада в зависимости от скорости скольжения молекулы.

В качестве примера была рассчитана относительная вероятность образования фрагмента с $m/z = 44$ при распаде пептидов Arg и Arg-Arg. Как следует из приведенных экспериментальных данных [2], при уменьшении скорости скольжения молекул от $1.95 \cdot 10^6$ до $1.44 \cdot 10^6$ см/с вероятность образования этого фрагмента возрастает вдвое. Этот результат был подтвержден расчетами функции $P_M^K(v)$ для случая возбуждения $K=30$ эксимолей в гидрокарбонной цепи с $M_r = 7$ молекул пептидов, скользящих вдоль поверхности перфлюориновой пленки. На рис. 4 представлена кривая функции $P_M^K(v)$, где стрелки отмечают экспериментальные значения скорости: $v_1 = 1.44 \cdot 10^6$ см/с и $v_2 = 1.95 \cdot 10^6$ см/с. Как следует из расчета, $P_M^K(v_1)/P_M^K(v_2) \cong 2$, что хорошо согласуется с экспериментом.

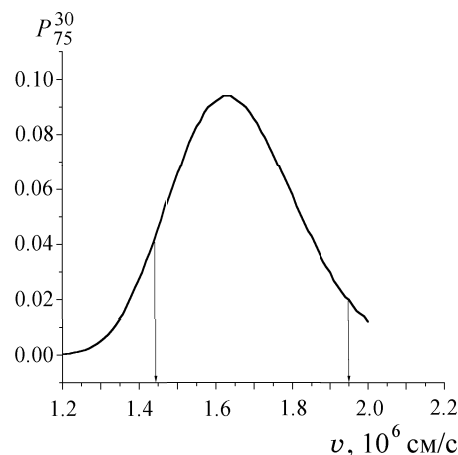


Рис. 4. Вероятность накопления 30 эксимолей в гидрокарбонных подструктурах молекул Arg и Arg-Arg как функция скорости скольжения

Таким образом, проведенный нами эксперимент и его анализ убедительно свидетельствуют о справедливости и адекватности предлагаемой теоретической модели резонансной фрагментации полиатомных молекул на поверхности органических пленок.

Литература

1. Schmidt L., Popova A.M., Komarov V.V., Jungclas H. // Z. Naturforsch. 1996. **51a**. P. 1144.
2. Jungclas H., Wieghaus A., Schmidt L., Popova A.M., Komarov V.V. // J. Am. Soc. Mass Spectrom. 1999. **10**. P. 471.

Поступила в редакцию
19.09.01

УДК 530.12:531.51

КОНВЕРСИЯ ФОТОНОВ В ГРАВИТОНЫ В МОДЕЛИ КАЛУЦЫ-КЛЕЙНА

М.С. Пширков, М.В. Сажин

(кафедра квантовой статистики и теории поля)

E-mail: mpshirkov@mail.ru

Вычислен коэффициент конверсии фотонов в гравитоны в постоянном магнитном поле в пятимерной модели Калуцы-Клейна. Показано, что, несмотря на наличие дополнительного измерения, вид коэффициента не меняется по сравнению с четырехмерным случаем.

Введение

Задача превращения фотонов в гравитоны и обратно в присутствии постоянного электрического и (или) магнитного полей неоднократно рассматривалась в литературе [1, 2]. Однако рассмотрение проводилось в рамках стандартной ОТО. Результаты расчетов показали, что в настоящее время эффект

взаимопревращения фотонов и гравитонов не может быть использован в лабораторных исследованиях, например, в эксперименте типа Герца по генерации и детектированию гравитационных волн. Требования к экспериментальной установке являются невыполнимыми при современной технологии физического эксперимента. Тем не менее частично эти идеи были использованы при расчетах отклика лазерных опти-

ческих интерферометров на гравитационно-волновой сигнал космического происхождения (LIGO [3–5]).

В последнее время стали актуальными новые модели нашей Вселенной, в которых рассматривается модифицированная теория гравитации — теория в пространстве-времени более чем четырех измерений. Это так называемые модели Рандэлл–Сундрума [6–10], в которых пятое измерение может быть как компактифицированным, так и бесконечным, но его кривизна является микроскопической величиной. При этом макроскопический размер ненаблюдаем для энергий элементарных частиц, не превышающих 1 ТэВ. Единственная частица, для которой этот размер является макроскопическим и может быть проверен в лаборатории при низких энергиях, — гравитон. Закон гравитации Ньютона искажается на малых масштабах, что может быть замечено в экспериментах типа Кавендиша.

Представляют интерес эксперименты другого типа, в которых участвуют как гравитоны, так и фотоны с длиной волны порядка или меньше радиуса компактификации. Для этого рассмотрим конверсию фотонов в гравитоны на фоне постоянного магнитного поля в теории Калуцы–Клейна и вычислим основные характеристики такого процесса, включая коэффициент конверсии.

1. Конверсия фотонов в гравитоны

Для начала опишем фоновую метрику нашей модели. К обычным четырем инфинитным измерениям добавляется пятое, компактифицированное, с радиусом компактификации R :

$$ds^2 = \eta_{ik} dx^i dx^k - R^2 d\xi^2, \quad i, k = 0, \dots, 3, \quad 0 \leq \xi < 2\pi,$$

где η_{ik} — метрический тензор плоского четырехмерного пространства, ξ — параметр, определяющий дополнительное измерение.

Рассмотрим следующую ситуацию: через постоянное магнитное поле проходит плоская электромагнитная волна, при этом излучаются гравитационные волны и происходит превращение электромагнитной энергии в гравитационную. Найдем зависимость коэффициента преобразования от частоты электромагнитной волны.

Будем рассматривать простейший случай, когда электромагнитная волна распространяется вдоль оси Ox и имеет только две ненулевые компоненты векторного потенциала A^2, A^3 :

$$A^{(2,3)} = a^{(2,3)} \exp(i\omega t - ikx + i\Omega\xi), \quad (1)$$

где ω — частота электромагнитной волны, Ω — компонента волнового вектора этой волны, возникающая из-за присутствия пятого измерения.

Для электромагнитного поля, описываемого компонентами векторного потенциала (1), выполняется условие калибровки $A_{,\alpha}^\alpha = 0$. Кроме того, поскольку A^2, A^3 являются решениями пятимерного волнового

уравнения, то справедливо дисперсионное соотношение

$$\omega^2 = k^2 + \Omega^2.$$

Будем также полагать, что постоянное магнитное поле имеет лишь одну компоненту тензора электромагнитного поля

$$F_{\text{const}}^{12} = H_0 + H_1\xi.$$

Зависимость от пятой координаты с самого начала исключать нельзя. Поскольку тензор электромагнитного поля является квадратичной функцией потенциала, будем в дальнейшем работать только с действительной частью компоненты F .

Запишем тензор электромагнитного поля для нашей системы:

$$F = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -\omega F_1 & -\omega a F_1 & 0 \\ 0 & 0 & k F_1 + H & k a F_1 & 0 \\ \omega F_1 & -(k F_1 + H) & 0 & 0 & \Omega F_1 \\ \omega a F_1 & -k a F_1 & 0 & 0 & \Omega a F_1 \\ 0 & 0 & -\Omega F_1 & -\Omega a F_1 & 0 \end{bmatrix},$$

где для компактности введено обозначение $F_1 = a^2 \sin \phi$; $H = H_0 + H_1\xi$, $\phi = \omega t - kx + \Omega\xi$.

Вычислим тензор энергии-импульса для выбранной модели. Большинство компонент этого тензора представляют собой сумму постоянной составляющей и члена, соответствующего удвоенной частоте. По амплитуде они значительно уступают компонентам с частотой ω : первые квадратичны по полям волны, в то время как вторые линейны (считаем, что постоянное магнитное поле по амплитуде значительно больше, чем a^2 и a^3).

Выпишем компоненты этого тензора в линейном по полям волны приближении:

$$T^{00} = T^{11} = T^{22} = \frac{1}{8\pi R} k H a^2 \sin \phi,$$

$$T^{33} = T^{44} = -\frac{1}{8\pi R} k H a^2 \sin \phi,$$

$$T^{01} = -\frac{1}{8\pi R} H \omega a^2 \sin \phi,$$

$$T^{14} = -\frac{1}{8\pi R} H \Omega a^2 \sin \phi,$$

$$T^{23} = \frac{1}{8\pi R} k H a^3 \sin \phi,$$

$$T^{02} = T^{03} = T^{04} = T^{12} = T^{13} = T^{24} = T^{34} = 0.$$

Здесь множитель $2\pi R$ в знаменателе появляется в результате нормировки интеграла для действия электромагнитного поля:

$$S = -\frac{1}{32\pi^2 R c} \int F_{ik} F^{ik} d\Omega,$$

где $d\Omega = c dt dx dy dz d\xi$.

Отметим, что недиагональные компоненты тензора энергии-импульса, имеющие пятую компоненту,

не равны нулю только в том случае, если величина Ω не нулевая. При этом компонента T^{44} и след тензора энергии-импульса отличны от нуля всегда.

Выпишем пятимерные уравнения Эйнштейна:

$$\begin{aligned} \square\psi^{\mu\nu} &= \frac{16\pi G_5}{c^4} T^{\mu\nu}, \\ \square\psi^{00} = \square\psi^{11} = \square\psi^{22} &= \frac{2G_5}{\pi R c^4} k H a^2 \sin\phi, \\ \square\psi^{33} = \square\psi^{44} &= -\frac{2G_5}{\pi R c^4} k H a^2 \sin\phi, \\ \square\psi^{01} &= -\frac{2G_5}{\pi R c^4} \omega H a^2 \sin\phi, \\ \square\psi^{14} &= -\frac{2G_5}{\pi R c^4} \Omega H a^2 \sin\phi, \\ \square\psi^{23} &= \frac{2G_5}{\pi R c^4} k H a^3 \sin\phi, \\ \square\psi^{02} = \square\psi^{03} = \square\psi^{04} = \square\psi^{12} = \square\psi^{13} = \\ &= \square\psi^{24} = \square\psi^{34} = 0. \end{aligned}$$

Здесь G_5 — гравитационная константа в пятимерном пространстве, связанная с обычной четырехмерной константой G простым соотношением: $G_5 = GR$.

Теперь рассмотрим более простой случай, когда $H = H_0$, т.е. будем считать, что $H_1 = 0$. Можно записать все уравнения в общем виде, опуская индексы: $\square\psi = A \sin(\omega t - kx + \Omega\xi)$.

Решением этого уравнения является функция

$$\begin{aligned} \psi(t, x, \xi) &= \frac{Ax}{2k} \cos(\omega t - kx + \Omega\xi) - \\ &- \frac{A}{2k^2} \sin kx \cos(\omega t + \Omega\xi). \end{aligned}$$

Основной эффект в конверсию дает первый, резонансный член. Его амплитуда пропорциональна пути, пройденному фотоном в магнитном поле. Вторым членом можно пренебречь, поскольку отношение амплитуд второго члена к первому имеет порядок λ/x , где x — линейный размер области сильного магнитного поля.

В итоге получаем выражения для возмущений метрики:

$$\psi(t, x, \xi) = \frac{Ax}{2k} \cos(\omega t - kx + \Omega\xi).$$

Найдем псевдотензор энергии-импульса для возмущенного гравитационного поля [11]. Рассмотрим компоненту t^{01} и найдем поток гравитационной энергии в направлении оси Ox :

$$I_{\text{grav}} = \int t^{01} d\xi.$$

Для нахождения наблюдаемого потока необходимо проинтегрировать по всем возможным значениям пятой координаты. В итоге получаем

$$\begin{aligned} t^{01} &= \frac{G_5 H^2}{32\pi^3 R^2 c^4} \frac{1}{k^2} \times \\ &\times \omega x^2 \sin^2 \varphi (a^2)^2 (k^2 \omega + 2\Omega^2 \omega + \omega^2 k + 3\Omega^2 k), \\ I_{\text{grav}} &= \frac{G_5 H^2}{16\pi^2 R c^4} \frac{1}{k^2} \times \\ &\times \omega x^2 \sin^2 \varphi (a^2)^2 (k^2 \omega + 2\Omega^2 \omega + \omega^2 k + 3\Omega^2 k) \end{aligned}$$

или

$$I_{\text{grav}} = \frac{GH^2}{16\pi^2 c^4} \frac{1}{k^2} \times \omega x^2 \sin^2 \varphi (a^2)^2 (k^2 \omega + 2\Omega^2 \omega + \omega^2 k + 3\Omega^2 k).$$

Зная мощность потока электромагнитной энергии в волне $I_{\text{em}} = \frac{c}{4\pi} k^2 a^2$ (a — амплитуда векторного потенциала), можно записать коэффициент превращения энергии электромагнитной в гравитационную:

$$\sigma = \frac{GL^2 H^2}{2c^4},$$

где L — размер области сильного магнитного поля.

Заключение

Из приведенных расчетов следует, что коэффициент конверсии имеет такой же вид, как в стандартной ОТО. Наличие пятой координаты в рассмотренном самом простом случае (низкие энергии) не оказывает влияния на превращение фотонов в гравитоны. Однако возрастание частоты ω вызовет незначительное увеличение коэффициента конверсии.

Литература

1. Герцештейн М.Е. //ЖЭТФ. 1961. **41**. С. 113.
2. Брагинский В.Б., Дорошкевич Л.П., Гришук А.Г. и др. // ЖЭТФ. 1973. **65**. С. 1729.
3. Abramovici A., Althouse W.E., Drever R.W.P. et al. // Science. 1992. **256**. P. 325.
4. Sazhin M. V., Markova S.N. // Phys. Lett. 1997. **A233**. P. 43.
5. Barish B. E-print Archive: gr-qc/9905026.
6. Rubakov V.A., Shaposhnikov M.E. // Phys. Lett. 1983. **B125**. P. 136.
7. V.A. Rubakov, M.E. Shaposhnikov // Phys. Lett. 1983. **B125**. P. 139.
8. Randall L., Sundrum R. // Phys. Rev. Lett 1999. **83**. P. 3370.
9. Randall L., Sundrum R. // Phys. Rev. Lett. 1999. **83**. P. 4690.
10. Gregory R., Rubakov V., Sibiryakov S. E-print Archive: hep-th/0002072.
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1988.

Поступила в редакцию
26.09.01